HAL
open science

La trygédie des Nuées

Saïda Guellati-Khélifa

To cite this version:

Saïda Guellati-Khélifa. La trygédie des Nuées. Doctorat. France. 2009. sfo-00998687

HAL Id: sfo-00998687

https://hal-sfo.ccsd.cnrs.fr/sfo-00998687

Submitted on 2 Jun 2014

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

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

Société Française d'Optique

optique Paris 2013

COLOQ HORIZONS JNOG JRIOA CLUB

UNIVERSITÉ PARIS 13 NORD

Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique

Villetaneuse, 8-11 Juillet 2013

(COLOQ'13)

LPL Laboratoire de physique des lasers

L'Université Paris 13 est membre fondateur de :

SORBONNE PARIS CITÉ

CAMPUS CONDORCET Paris-Aubervilliers

www.sfoptique.org/optique-paris-13

COLOQ est depuis 1989 une manifestation biennale destinée à souder la communauté scientifique nationale concernée par les lasers, l'optique non linéaire et l'optique quantique. Une des volontés fortes de COLOQ est de permettre aux jeunes chercheurs de présenter leurs travaux et de nouer des contacts. Dans ce but, le colloque offre un panorama actuel du domaine au travers de conférences de synthèse des chercheurs de haut niveau sur des sujets "classiques" comme sur des sujets "chauds". Les autres conférences donnent la parole à de jeunes chercheurs ayant obtenu des résultats récents de premier plan. Un accent particulier est mis sur les sessions d'affiches qui permettent des discussions fructueuses, moins formelles.

Dans sa 13ème édition, et après avoir fait un véritable tour de France, COLOQ revient sur le lieu de ses origines : COLOQ'13 à l'Université Paris 13 en 2013. Coïncidence, concours de circonstances, loi fondamentale de la physique... peu importe. Cela a motivé le Comité pour proposer un programme représentatif des thématiques phares de COLOQ qui souligne leurs évolutions en mettant en lumière la continuité et les ruptures thématiques. En effet, force est de constater que les thématiques naissantes, tout au moins sur le plan expérimental, à l'époque de COLOQ 1, sont devenues des domaines phares où la communauté française se retrouve en première ligne mondiale.

Ainsi Martial Ducloy, membre actif de la communauté COLOQ depuis sa création, présente un tour d'horizon de cette évolution remarquable. De même, les thématiques principales retenues pour les conférences invitées mettent en avant ces avancées.

Le domaine des Atomes froids et son mariage à la métrologie en constituent des exemples remarquables qui sont illustrés par des présentations concernant l'interférométrie atomique (Matthias Büchner et Franck Pereira Dos Santos), les ondes de matière guidées (David Guéry-Odelin), les avancées sur la détermination de la constante de structure hyperfine (Saïda Guellati-Khélifa), et les gaz quantiques dipolaires (Bruno Laburthe-Tolra).

Les résultats récents en Optique non linéaire avancée avec les aspects statistiques et leur formulation thermodynamique (Antonio Picozzi), les événements extrêmes (Bertrand Kibler), les dynamiques excitables (Francesco Pedacci) et les applications dynamiques dans des résonateurs simples ou couplés (Alejandro Yacomotti) et en régime de lumière lente (Christelle Monat) dans les nanostructures illustrent le dynamisme de la thématique.

Les tests fondamentaux en Optique quantique et les avancées récentes en Information quantique sont très loin des premières expériences de réduction de bruit quantique. On manipule aujourd'hui des états quantiques macroscopiques (Rosa Tualle-Brouri), on intrique des états micro et macro (Anthony Martin), on développe de nouvelles plateformes pour le traitement de l'information quantique basées sur des électrons « volants » (Tristan Meunier) ou encore de nouvelles applications à la magnétométrie haute résolution (Vincent Jacques).

Le chemin parcouru se mesure également à la lumière des tous derniers développements lasers mêlant cascades quantiques et peignes de fréquence (Jérôme Faist), puissances PetaWatt et forts taux de répétition (François Lureau), ou encore combinaison cohérente de lasers à fibre femtoseconde (Marc Hanna).

Enfin, l'effervescence scientifique autour de ces thématiques et le dynamisme de la communauté française sont illustrés par les nombreuses contributions par affiche figurant dans ce recueil dont bon nombre auraient pu constituer d'excellentes présentations orales.

Anne Amy-Klein	Sébastien Tanzilli	Ariel Levenson
Représentante Comité Local	Secrétaire COLOQ	Président COLOQ

TABLE DES MATIERES

Lundi 8 juillet 2013

14:00 - Cérémonie d'ouverture

Amphi 5 - Président : **C. Fabre**

14:00 **Conférence Serge HAROCHE**
S. Haroche
LKB - ENS 1

16:00 - Session COLOQ - Inauguration — Derniers Développements Lasers, Interactions

Amphi D

16:00 **24 ans de COLOQ**
M. Ducloy
Laboratoire de Physique des lasers 2

16:30 **Progrès dans les lasers àa cascades: agilité spectrale et peignes de fréquence**
J. Faist
ETH Zurich 3

17:15 **High repetition rate PetaWatt level Titanium Sapphire laser system for laser wakefield acceleration**
F. Lureau, S. Laux, O. Casagrande, C. Radier, O. Chalus, C. Derycke, F. Caradec, P. Jougla, G. Brousse et C. Simon Boisson
Thales Optronique S.A.S. 5

17:45 **Combinaison cohérente de lasers à fibre femtoseconde**
M. Hanna, F. Guichard, L. Daniault, Y. Zaouter, D. Papadopoulos, F. Druon et P. Georges
Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud 7

Mardi 9 juillet 2013

8:45 - Session COLOQ - Atomes froids & Métrologie

Amphi D

8:45 **Un interféromètre à atomes piégés pour la mesure de forces à faible distance**
A. Hilico, B. Pelle, G. Tackmann, M.-K. Zhou et F. Pereira Dos Santos
LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, LNE, CNRS, UPMC 9

9:15 **Ondes de matière guidées : production et manipulation**
D. Guéry-Odelin
Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité, Université Paul Sabatier 11

9:45 **État de l'art sur la détermination de la constante de structure fine: test de l'électrodynamique quantique et redéfinition du kilogramme**
R. Bouchendira, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez et F. Biraben
Laboratoire Commun de Métrologie LCM LNE-CNAM 13

16:00 - Session commune 3

Amphi 5 - Président : **V. Michau**

16:00 **Bientôt un an de mesure LIBS par l'instrument ChemCam sur mars: résultats et bilan provisoire**
J.-B. Sirven
CEA, DEN, Département de Physico-Chimie 15

16:40 **Cellules solaires: un condensé d'optique et d'électronique**
P. Roca I Cabarrocas
LPICM-CNRS 17

17:20 **Les 100 ans de l'Effet Sagnac**
H. Lefèvre
iXBlue 18

Mercredi 10 juillet 2013

8:45 - Session COLOQ - Atomes froids & Métrologie — Optique et Information Quantique
Amphi D

8:45 **Hydrodynamique et magnétisme d'un gaz quantique dipolaire**
A. De Paz, A. Sharma, A. Chotia, G. Bismut, B. Pasquiou, E. Maréchal, P. Pedri, L. Vernac, O. Gorceix et B. Laburthe-Tolra
Laboratoire de Physique des Lasers, UMR7538, CNRS et Université Paris 13 21

9:15 **Mesures des phases topologiques Aharonov-Casher et He-McKellar-Wilkens par interférométrie atomique**
J. Gillot, S. Lepoutre, A. Gauguet, M. Büchner et J. Vigué
Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité - IRSAMC 23

9:45 **Les états mésoscopiques en optique quantique**
J. Etesse, R. Blandino, B. Kanseri et R. Tualle-Brouri
Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Université Paris Sud 25

11:00 - Session COLOQ - Optique et Information Quantique
Amphi D

11:00 **Spins individuels dans le diamant pour l'information quantique et la magnétométrie à haute résolution**
V. Jacques
Laboratoire Aimé Cotton, CNRS/Université Paris-Sud/ENS Cachan 27

11:30 **Intrication micro-macro de photons**
A. Martin, N. Bruno, P. Sekatski, N. Sangouard, R. Thew et N. Gisin
Group of Applied Physics, University of Geneva 28

12:00 **Des électrons surfant sur une onde sonore comme plateforme d'expériences d'optique quantique avec des électrons volants**
S. Hermelin, S. Takada, M. Yamamoto, S. Tarucha, A. Wieck, L. Saminadayar, C. Bäuerle et T. Meunier
CNRS Institut Néel 30

16:00 - Session commune 4
Amphi 5 - Président : A. Levenson

16:00 **Liens optiques et métrologie, ou comment peut-on distribuer une référence de fréquence par les fibres optiques du réseau Internet**
O. Lopez, B. Chanteau, A. Bercy, P.E. Pottie, F. Stefani, B. Argence, B. Darquié, Y. Le Coq, D. Nicolodi, N. Quintin, C. Chardonnet, G. Santarelli et A. Amy-Klein
Laboratoire de Physique des Lasers - CNRS et université Paris 13. 31

16:50 **Quid du domaine de capteurs à fibres optiques depuis 35 ans?**
P. Ferdinand
CEA LIST DM2I 33

17:30 **Onde ou particule, le photon défie toujours l'intuition**
F. Kaiser, T. Coudreau, P. Milman, D. Ostrowsky et S. Tanzilli
Laboratoire de Physique de la Matière Condensée , Université Nice Sophia Antipolis, CNRS 36

Jeudi 11 juillet 2011

8:45 - Session COLOQ - Optique Non Linéaire Avancée
Amphi D

8:45 **Excitability in optical torque tweezers**
F. Pedaci
Centre de Biochimie Structurale CNRS UMR 5048 39

9:15 **Optique Non Linéaire Statistique: vers Une Formulation Thermodynamique Hors Équilibre Unifiée**
J. Garnier, G. Millot, B. Kibler, C. Michel, G. Xu, P. Suret, S. Randoux et A. Picozzi
Laboratoire de Probabilités et Modèles Aléatoires 40

9:45 **Nano-cavités Optiques Non-linéaires**
A. Yacomotti
Laboratoire de Photonique et de Nanostructures LPN-CNRS 42

11:00 - Session COLOQ - Optique non linéaire Avancée
Amphi D

11:00 **Renforcement des effets nonlinéaires dans des guides lents à cristaux photoniques et application au diagnostique intégré de signaux optiques rapides**
C. Monat
Institut des Nanotechnnologies de Lyon 44

11:30 **Solitons sur Fond Continu en Optique Non-Linéaire Fibrée**
B. Kibler, B. Frisquet, K. Hammani, J. Fatome, C. Finot, J. Dudley et G. Millot
Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne 46

14:00 - Session commune 5
Amphi 5 - Président : G. Pauliat

14:00 **Photonique intégrée hétérogène sur silicium**
X. Letartre
Institut des Nanotechnologies de Lyon 48

14:40 **Vers une imagerie structurale des cellules rétiniennes in vivo**
M. Paques
Centre d'Investigation Clinique 503, Hôpital des Quinze-Vingts 51

Présentations posters

Session posters COLOQ - Optique & Information Quantique

P1 **Génération de paires de photons corrélés par mélange à quatre ondes dans une fibre microstructurée à cœur liquide**
M. Barbier et P. Delaye
Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud 52

P2 **Vers une diode laser émettrice de photons jumeaux**
F. Boitier, C. Autebert, A. Orieux, G. Boucher, A. Eckstein, E. Galopin, A. Lemaître, C. Manquest, I. Favero, G. Leo et S. Ducci
Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, CNRS-UMR 7162, ... 54

P3 **Génération directe d'états de Bell sur une puce semiconductrice III-V à température ambiante**
G. Boucher, A. Orieux, A. Eckstein, A. Lemaître, P. Filloux, I. Favero, G. Leo, T. Coudreau, A. Keller, P. Milman et S. Ducci
Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire MPQ, CNRS-UMR 7162 56

P4 **Ensemble de centres NV du diamant pour l'imagerie magnétique**
M. Chipaux et T. Debuisschert
Thales Research & Technology 58

P5 **Restitution hors d'axe du moment angulaire orbital stocke dans des atomes froids**
R. De Oliveira, L. Pruvost, D. Felinto, D. Bloch et J. Tabosa
Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco 60

P6 **Interactions entre impulsions quantifiées et systèmes atomique**
S. Derouault et M.A. Bouchene
Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité - UMR5589 62

P7 **Detection d'intrication non-gaussienne par mesure directe de la fonction de Wigner**
T. Douce, A. Eckstein, S. Walborn, A. Khoury, S. Ducci, A. Keller, T. Coudreau et P. Milman
Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire MPQ, CNRS-UMR 7162 64

P8 **Mesure projective temps réel de spins nucléaires individuels dans le diamant à température ambiante**
A. Dréau, P. Jamonneau, S. Kosen, P. Spinicelli, J. Maze, J.-F. Roch et V. Jacques
Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire - ENS Cachan 66

P9 **Génération de Peignes en Quadrature par Conditionnements Homodynes**
J. Etesse, R. Blandino, B. Kanseri et R. Tualle-Brouri
Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Université Paris Sud 67

P10 **Distribution de paires de photons basée sur le multiplexage en longueur d'onde**
J. Ghalbouni, E. Diamanti et I. Zaquine
Telecom ParisTech 69

P11 **Etude Pompe-Sonde de la Relaxation d'un Spin Electronique Individuel dans un Nanocristal de Diamant**
T. Hingant, J.-P. Tétienne, L. Rondin, A. Cavaillès, J.-F. Roch et V. Jacques
Laboratoire Aimé Cotton, CNRS/Université Paris-Sud/ENS Cachan 71

P12 **Nuage d'atomes froids de rubidium pour la génération de photons uniques et la téléportation quantique**
A. Issautier, F. Kaiser, O. Alibart, A. Kastberg et S. Tanzilli
Laboratoire de Physique de la Matière Condensée 73

P13 **A versatile source of polarization entangled photons for quantum network applications**
F. Kaiser, A. Issautier, L.A. Ngah, O. Alibart, A. Martin et S. Tanzilli
Laboratoire de Physique de la Matière Condensée 75

P14 **Détermination de l'orientation d'un nanoémetteur individuel par analyse en polarisation**
C. Lethiec, J. Laverdant, C. Javaux, B. Dubertret, C. Schwob, L. Coolen et A. Maître
INSP 77

P15 **Optomécanique avec une membrane à cristal photonique**
K. Makles, T. Antoni, A. Kuhn, R. Braive, S. Deleglise, T. Briant, P.-F. Cohadon, I. Robert-Philip et A. Heidmann
Laboratoire Kastler Brossel 79

P16 **Cross time-bin photonic entanglement for quantum key distribution**
A. Martin, F. Kaiser, A. Vernier, A. Beveratos, V. Scarani et S. Tanzilli
Group of Applied Physics, University of Geneva 81

P17 **Mesure spatiale 2-D du paradoxe Einstein-Podolsky-Rosen dans des images de fluorescence paramétrique de type II**
J. Mougin-Sisini, P.A. Moreau, E. Lantz et F. Devaux
FEMTO-ST UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté 83

P18 **Optomecanique en cavite avec des micromiroirs**
L. Neuhaus, S. Zerkani, A. Kuhn, J. Teissier, D. Garcia-Sanchez, S. Deleglise, P.-F. Cohadon, T. Briant et A. Heidmann
LKB 84

P19 **Indistinguishable ultra-fast photon pair source for advanced quantum protocols**
L.A. Ngah, V. D'auria, L. Labonté, O. Alibart et S. Tanzilli
Laboratoire de Physique de la Matière Condensée 86

P20 **High-quality polarization entanglement engineering in standard telecom channels**
L.A. Ngah, F. Kaiser, A. Issautier, H. Herrmann, W. Sohler, A. Martin et S. Tanzilli
Laboratoire de Physique de la Matière Condensée 88

P21 **Génération de couples de photons hyper-intriqués en microcavités couplées**
S. Portolan
Institute of Atomic and Subatomic Physics, TU Wien 90

P22 **Saturation Attack on Continuous-Variable Quantum Key Distribution System**
H. Qin, R. Kumar et R. Alléaume
TELECOM ParisTech 92

P23 **Filtrage et analyse passive de peignes de fréquence pour la métrologie projective à la limite quantique**
R. Schmeissner, V. Thiel, C. Fabre et N. Treps
Laboratoire Kastler Brossel 95

P24 **Optomécanique dans les cristaux photoniques**
V. Tsvirkun
LPN-CNRS 97

P25 **Détection optique de la résonance magnétique d'un spin individuel dans le diamant : application à l'imagerie magnétique à l'échelle nanométrique**
J.-P. Tétienne, T. Hingant, L. Rondin, S. Rohart, A. Thiaville, J.-F. Roch et V. Jacques
Laboratoire Aimé Cotton, CNRS/Université Paris-Sud/ENS Cachan 99

P26 **Excitation simultanée de deux atomes par deux photons induite par des états corrélés de la lumière**
Z. Zheng, P. Saldanha, J. Rios Leite et C. Fabre
Laboratoire Kastler Brossel 101

Session posters COLOQ - Optique Non Linéaire Avancée

P27 **Mesure du signal de second harmonique généré par des fibrilles de collagène de diamètre variable**
S. Bancelin, C. Aimé, C. Albert, G. Mosser, T. Coradin et M.-C. Schanne-Klein
Laboratoire d'Optique et Biosciences - Ecole Polytechnique - CNRS 103

P28 **Effet Kerr Térahertz dans un cristal de Phosphure de Gallium**
M. Cornet, J. Degert, E. Abraham et E. Freysz
LOMA Université Bordeaux 1 105

P29 **Lumière lente dans les cristaux photoniques**
P. Grinberg, Y. Dumeige, P. Hamel, S. Haddadi, A. Yacomotti, I. Sagnes, F. Raineri, K. Bencheikh et A. Levenson
Laboratoire de Photonique et de Nanostructures LPN-CNRS 107

P30 **Formation de Solitons Spectraux Incohérents Lors de La Génération de Supercontinuum en Fibre à Cristaux Photoniques**
B. Kibler, C. Michel, G. Millot, G. Xu, B. Barviau, A. Kudlinski et A. Picozzi
Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne 109

P31 **Renversement Temporel de Signaux Radiofréquence Transférés sur Porteuse Optique**
H. Linget, T. Chanelière, L. Morvan, J.-L. Le Gouët et A. Louchet-Chauvet
Laboratoire Aimé Cotton CNRS UPR 3321 111

P32 **Changements Conformationnels dans les Protéines étudiés par Dichroïsme Circulaire Résolu en Temps**
L. Mendonça et F. Hache
Laboratoire d'Optique et Biosciences 113

P33 **Solitons Temporels Incohérents et Approche Vlasov**
C. Michel, B. Kibler, J. Garnier, G. Xu et A. Picozzi
Laboratoire de Physique de la Matière Condensée 115

P34 **Excitation cohérente d'une microcavité non linéaire**
J. Oden, S. Trebaol, M. Hanna, P. Delaye, P. Lalanne, D. Peyrade et N. Dubreuil
Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud 117

Session posters COLOQ - Atomes Froids & Métrologie

P35 **Laser aléatoire à atomes froids**
D. Aktas, Q. Baudouin, N. Mercadier, V. Guarrera, W. Guerin et R. Kaiser
Institut Non linéaire de Nice 119

P36 **Interférométrie Atomique et Oscillations de Bloch dans un Réseau Optique**
M. Andia, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez et F. Biraben
Laboratoire Kastler Brossel 121

P37 **Transfert de Stabilité de Fréquence du Proche au Moyen Infrarouge**
B. Argence, B. Chanteau, O. Lopez, P. Hernandez, D. Nicolodi, G. Santarelli, C. Chardonnet, C. Daussy, B. Darquié, Y. Le Coq et A. Amy-Klein
Laboratoire de Physique des Lasers - CNRS 123

P38 **Cristaux de Coulomb géants multi-espèces, un outil spectroscopique**
V. Bachelet, J.-P. Likforman, L. Guidoni et S. Guibal
Univ Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, UMR 7162 125

P39 **Extraction d'un signal Ultrastable sur un lien optique fibré**
A. Bercy, S. Guellati-Khélifa, P.E. Pottie, A. Amy-Klein et O. Lopez
Laboratoire de Physique des Lasers - CNRS 127

P40 **MOT-2D Collimaté par un mode de Laguerre-Gauss**
V. Carrat, C. Cabrera-Guitierez, M. Jacquey, J. Tabosa, B. Viaris De Lesegno et L. Pruvost
Laboratoire Aimé-Cotton. CNRS, Univ. Paris-Sud, ENS-Cachan 129

P41 **Prototype d'horloge atomique compacte a piégeage cohérent de population**
J.-M. Danet, P. Yun, S. Guerandel et E. De Clercq
LNE-SYRTE, Systèmes de Référence Temps-Espace, Observatoire de Paris 131

P42 **Dynamique de spin dans un condensat de Bose en réseau**
A. De Paz, A. Chotia, A. Sharma, E. Maréchal, P. Pedri, L. Vernac, B. Laburthe-Tolra et O. Gorceix
Laboratoire de Physique des Lasers, UMR7538, CNRS et Université Paris 13 133

P43 **Excitations de Bogoliubov au bord d'un condensat quasi-1D**
A. Diallo et C. Henkel
Institut für Physik und Astronomie, Universität Potsdam 135

P44 **Un gas de Bose dans un anneau**
R. Dubessy, P. Pedri et H. Perrin
Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire de Physique des Lasers 137

P45 **Spectroscopie haute résolution de la transition 1S-3S de l'atome d'hydrogène**
S. Galtier, F. Nez, L. Julien et F. Biraben
Laboratoire Kastler Brossel, UPMC, ENS, CNRS 139

P46 **Mesures des phases topologiques Aharonov-Casher et He-McKellar-Wilkens par interférométrie atomique**
J. Gillot, S. Lepoutre, A. Gauguet, M. Büchner et J. Vigué
Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité - IRSAMC 141

P47 **Interférométrie atomique sur un condensat de Bose-Einstein**
R. Jannin, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez et F. Biraben
Laboratoire Kastler Brossel 143

P48 **Dépendance en température de l'interaction longue distance atome-surface dans les conditions de l'équilibre thermique**
A. Laliotis, T. Passerat De Silans, I. Maurin, M.-P. Gorza, M. Ducloy et D. Bloch
Laboratoire de Physique des lasers 145

P49 **Comparaison d'horloges à réseau optique strontium**
J. Lodewyck, C. Shi, U. Eismann, J.-L. Robyr, M. Gurov et R. Le Targat
LNE-SYRTE, Observatoire de Paris 147

P50 **Dissémination d'une fréquence ultrastable par lien optique sur le réseau public de télécommunications**
O. Lopez, P.E. Pottie, F. Stefani, A. Bercy, B. Chanteau, A. Kanj, D. Rovera, J. Achkar, N. Quintin, C. Chardonnet, A. Amy-Klein et G. Santarelli
Laboratoire de Physique des Lasers - CNRS 149

P51 **3 configurations de champs magnétiques pour le ralentissement d'atomes ou de molécules**
R. Mathevet
LNCMI-Toulouse 151

P52 **Mesure de la constante de Boltzmann par spectroscopie laser : vers une contribution au futur Système International d'unités**
S. Mejri, P.L.T. Sow, S.K. Tokunaga, S. Briaudeau, C. Chardonnet, C. Bordé, B. Darquié et C. Daussy
Laboratoire Physique des Lasers 153

P53 **Excitations collectives d'un condensat de Bose-Einstein à deux dimensions**
K. Merloti, R. Dubessy, L. Longchambon, A. Perrin, P.E. Pottie, T. Badr, V. Lorent et H. Perrin
Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire de Physique des Lasers 155

P54 **Gyromètre atomique de très grande aire**
M. Meunier, I. Dutta, A. Landragin et C. Garrido Alzar
LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC 157

P55 **Spectroscopie Sub-Doppler d'une vapeur confinée en opale**
E. Moufarej, P. Ballin, I. Zabkov, I. Maurin, A. Laliotis et D. Bloch
Laboratoire de Physique des lasers UNMR CNRS 7538 UP 13 159

P56 **Cristaux de Coulomb simple couche : ions Sr+ refroidis dans un piège surfacique**
B. Szymanski, R. Dubessy, S. Guibal, J.-P. Likforman et L. Guidoni
Univ Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, UMR 7162 161

P57 **Ions refroidis par laser dans un pièges surfacique micro-fabriqué**
B. Szymanski, T. Rigaldo, R. Dubessy, M. Woytasik, C. Manquest, S. Guibal, L. Guidoni et J.-P. Likforman
Laboratoire Matériaux et Phenomenes Quantiques, Université Paris VII - CNRS UMR 7162 163

P58 **Jet d'Argon métastable lent pour l'interférométrie atomique**
T. Taillandier-Loize, S. Aljunid, G. Dutier, F. Perales, J. Baudon et M. Ducloy
Laboratoire de Physique des lasers 165

P59 **Spectroscopie à Ultra Haute Résolution du Methyltrioxorhénium : vers l'observation de la Non Conservation de la Parité dans les Molécules Chirales**
S.K. Tokunaga, F. Auguste, C. Stoeffler, A. Shelkovnikov, C. Daussy, A. Amy-Klein, C. Chardonnet et B. Darquié
Laboratoire de Physique des Lasers Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité 167

P60 **Métrologie de H2+ - Avancées théoriques, Source d'ions et Laser de Refroidissement**
V.Q. Tran, A. Douillet, L. Hilico, J. Trapateau, B. Dailly et J.-P. Karr
Laboratoire Kastler Brossel 169

Session posters COLOQ - Derniers Développements Lasers, Interactions

P61 **Propriétés des zones de dégénérescence dans un laser solide pompé longitudinalement.**
N. Barré, M. Brunel et M. Romanelli
Institut de Physique de Rennes 171

P62 **Formalisme de la Fonction de Transfert Généralisée appliqué à un laser fibré dopé Erbium à rétroaction distribuée et saut de phase central (QWS-DFB)**
Y. Boucher, N. Nguyen Thi Kim et P. Besnard
Laboratoire FOTON, CNRS UMR 6082 173

P63 **Emission synchrone de peignes de fréquences de polarisations orthogonales**
M. Brunel, J. Thévenin et M. Vallet
Institut de Physique de Rennes 175

P64 **Emission bifréquence d'un laser à semiconducteur en cavité externe à 852 nm pour les horloges atomiques à césium**
F. Camargo, P. Dumont, G. Lucas-Leclin, P. Georges, J.-M. Danet, D. Holleville, S. Guerandel, I. Sagnes, G. Baili, L. Morvan et D. Dolfi
Laboratoire Charles Fabry 177

P65 **Résistance au flux laser en régime ultracourt de couches minces d'oxydes, de fluorures et de mixtures d'oxy-fluorures**
D.-B. Douti, L. Gallais et M. Commandre
Institut Fresnel CNRS UMR 7149 - Ecole Centrale Marseille 179

P66 **Laser Er,Yb autorégulé en bruit d'intensité**
A. El Amili, G. Kervella et M. Alouini
Institut de Physique de Rennes 181

P67 **Zone Sombre au Centre du Spot D'Arago-Poisson**
O. Emile, A. Voisin, R. Niemiec, B. Varis De Lesegno, L. Pruvost, G. Ropars, J. Emile et C. Brousseau
URU 435 Laboratoire de Physique des Lasers 183

P68 **Guidage de la Lumière dans un Film de Savon**
O. Emile et J. Emile
URU 435 Laboratoire de Physique des Lasers 185

P69 **Effets de polarisation dans des micro-lasers à base de polymère dopé par des colorants**
I. Gozhyk, C. Lafargue, V. Tsvirkun, S. Forget, S. Chenais, C. Ulysse, J. Zyss et M. Lebental
LPN-CNRS 187

P70 **Gestion de la thermique dans les structures actives des lasers VECSELS à 850 nm**
I. Gozhyk, G. Beaudoin, I. Sagnes, A. Garnache, S. Janicot, P. Georges et G. Lucas-Leclin
LPN-CNRS 189

P71 **Emission directionnelle dans les nano-cavités uniques et couplées à cristal photonique**
S. Haddadi, K. Bencheikh, A. Yacomotti et A. Levenson
Laboratoire de Photonique de Nanostructures LPN-CNRS 191

P72 **Etude de la polarisation de lasers organiques à cavité verticale**
T. Leang, S. Forget, A. Siove et S. Chenais
université paris 13, laboratoire de physique des lasers 193

P73 **Développement d'un oscillateur paramétrique optique monofréquence et rapidement accordable sur 2,25 THz dans le MIR: Application à la spectroscopie d'absorption du méthane**
M. Lopez, R. Bouchendira, J. Courtois, M. Cadoret et J.-J. Zondy
Laboratoire Commun de Métrologie LCM LNE-CNAM 195

P74 **Dichroïsme magnétique circulaire pour l'étude du moment angulaire de la lumière**
R. Mathevet, B. Viaris De Lesegno, L. Pruvost et G. Rikken
LNCMI-Toulouse 197

P75 **Laser organique à cavité externe ultra-compact, monomode spatial et spectral, avec un miroir de Bragg volumique**
O. Mhibik, S. Forget, S. Chenais, D. Ott, M. Segall, I. Divlianski, G. Venus et L. Glebov
université paris 13, Laboratoire de physique des lasers 199

P76 **Conception, Propriétés et Cohérence des VeCSELs monofréquence TEM$_{00}$ en pompage électrique**
A. Michon, A. Laurain, M. Sellahi, G. Beaudoin, E. Cambril, M. Myara, I. Sagnes et A. Garnache
Laboratoire de Photonique et de Nanostructures 201

P77 **Spectroscopie de micro-résonateurs à modes de galerie dopés Erbium**
A. Rasoloniaina, V. Huet, M. Mortier, Y. Dumeige et P. Féron
Université Européenne de Bretagne, CNRS UMR 6082 FOTON 203

P78 **Régimes de synchronisation d'un laser bifréquence auto-injecté**
M. Romanelli, L. Wang, M. Brunel et M. Vallet
Institut de Physique de Rennes 205

P79 **Miroir de Bragg concave à base de cristaux photoniques, pour lasers à semiconducteurs de haute cohérence à cavité externe**
M. Seghilani, M. Sellahi, M. Devautour, I. Sagnes, G. Beaudoin, X. Lafosse, L. Legratiet, P. Lalanne, M. Myara et A. Garnache
IES UMR 5214 207

P80 **Laser A Semi-Conducteur A Emission Verticale Sans Mode : Emission Cohérente Large Bande**
M. Sellahi, I. Sagnes, G. Beaudoin, M. Myara et A. Garnache
IES UMR 5214 209

P81 **Laser a Semiconducteur a Emission Verticale pour Generation de Modes de Haute Coherence dans la Base Laguerre Gauss**
M. Sellahi, M. Myara, I. Sagnes, S. Blin et A. Garnache
IES UMR 5214 211

P82 **Réponse Excitable Rapide et Période Réfractaire dans un Micropilier Laser à Absorbant Saturable**
F. Selmi et S. Barbay
Laboratoire de Photonique et de Nanostructures 213

P83 **Spectromètre Lasers à Cascade Quantique pour la Métrologie des fréquences et la Spectroscopie moléculaire de haute précision autour 10 μm**
P.L.T. Sow, S. Mejri, A. Goncharov, O. Lopez, S.K. Tokunaga, F. Auguste, C. Chardonnet, A. Amy-Klein, B. Darquié et C. Daussy
Laboratoire Physique des Lasers 215

P84 **Etude des effets thermiques dans un laser organique solide à cavité externe verticale**
Z. Zhao, T. Leang, O. Mhibik, S. Forget et S. Chenais
université paris 13, laboratoire de physique des lasers 217

Conférence Serge HAROCHE

S. Haroche
LKB - ENS, 24, rue Lhomond, 75005 Paris, France
sfo.info@institutoptique.fr

24 ANS DE COLOQ

Martial Ducloy

Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse, France

martial.ducloy@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Il y a 24 ans, les communautés françaises des lasers, de l'optique non linéaire et de l'optique quantique, qui s'étaient fortement étoffées suite au développement rapide des sources lasers, ont senti le besoin de créer un rendez-vous récurrent qui permette à la fois de décloisonner les différentes disciplines (dispersées entre plusieurs organismes de recherches et sociétés scientifiques), de réaliser une « photographie » des avancées récentes et d'intensifier les échanges entre domaines connexes... De cette réflexion, et suite à de nombreuses réunions, la série COLOQ - « Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique » - est née en 1989 (un an après l'organisation de la 1ère Conférence Européenne d'Electronique Quantique - EQEC).

Depuis, on ne compte plus les faits marquants, premières mondiales et nouvelles voies ouvertes par ces apports croisés : en optique, le bruit quantique est désormais « comprimé », mais l'information quantique n'en fait pas moins de bruit pour autant, l'électrodynamique quantique en cavité et les mesures quantiques non-destructrices ont mené à l'étude de systèmes uniques (atome, photon…), le ralentissement et le refroidissement d'atomes par laser ont conduit aux condensats de Bose-Einstein, aux gaz quantiques et à la métrologie des atomes froids, les instabilités, le chaos et la dynamique dans les lasers ont débouché sur des dynamiques biomimétiques, l'étude des événements extrêmes, etc., et que dire des avancées lasers (sources, matériaux non-linéaires…) !

Dans cette présentation, on essaiera de retracer cette odyssée alors que COLOQ'13 revient sur le lieu de ses origines.

MOTS-CLEFS : *COLOQ*

PROGRES DANS LES LASERS A CASCADES : AGILITE SPECTRALE ET PEIGNES DE FREQUENCE

J. Faist

Institute for Quantum Electronics, ETH Zürich, 8093 Zürich, SwitzerlandJerome.faist@phys.ethz.ch

RÉSUMÉ

Le laser à cascade fonctionne dans une gamme extrèmement large de l'infrarouge au terahertz. Cette contribution discute des dévelopements récents visant à faire des dispositifs avec une grande agilité spectrale ainsi que la formation de peignes de fréquence sur une gamme spectrale jusqu'à 100cm^{-1}.

MOTS-CLEFS : *fLasers, infrarouge, semiconducteurs, spéctroscopie*

1. INTRODUCTION

Le laser à cascade[1], basé sur les transitions intersousbandes dans des puits quantiques, est un dispositif qui permets une émission cohérente sur une gamme très large de fréquence, depuis l'infrarouge moyen à 2.9µm jusqu'au térahertz à 360µm, et ceci en utilisant uniquement les matériaux semiconducteurs III-V et les technologies de la photonique.

2. DISPOSITIFS A FAIBLE CONSOMMATION

Comme montré dans sur la figure 1a), les lasers à cascade fonctionnant dans la gamme de 4-12mm ont montré maintenant une efficacité jusqu'à 27% en pulsé. Dans la figure 1.b), la caractéristique courant-tension d'un laser monofréquence à faible dissipation est montrée

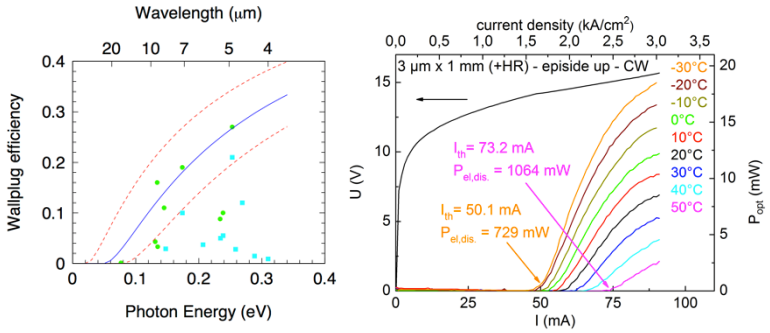


Fig. 1 a) Efficacité à la prise d'un laser à cascade en fonction de la longueur d'onde, plusieurs résultats de la litérature[2]. b) Caractéristique courant-tension d'un laser à faible dissipation fonctionnant sur un mode unique en continu[3].

3. COURTES LONGUEUR D'ONDE MONOFREQUENCE (3-4MM) ET LARGE ACCORD DE FREQUENCE

De manière générale, la gamme de fréquence couvrant la zone de 3-4mm est extrêmement intéressante pour les applications spectroscopiques car les modes étirés C-H, H-N, et O-H ont des résonnances très fortes dans cette région (exemples le méthane, formaldéide). De plus, pour la détections d'une combinaison de gas, il est fortement désirable d'avoir un laser qui soit fortement accordable. Comme montré dans la Fig. 2 a) et b), une propriété essentielle des transitions inter-sousbandes est le fait qu'elles ont une densité d'états jointe similaire à celle d'un atome, ce qui permets de combiner des actives régions émettantes à des longueurs d'ondes différentes sans avoir de problème de réabsorption croisée[4].

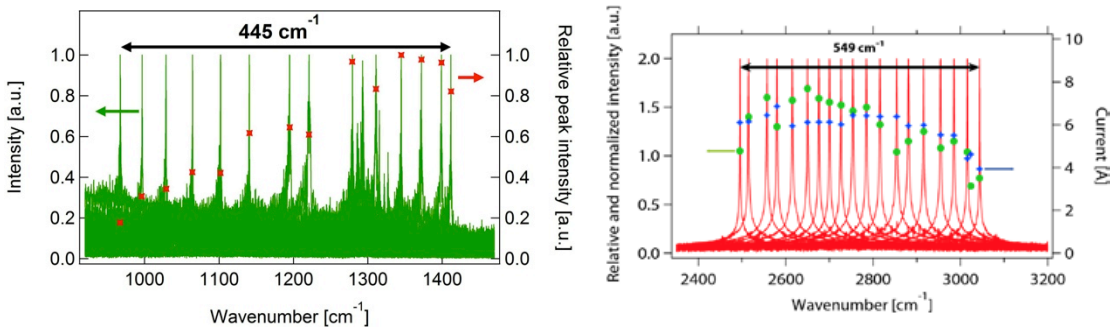


Fig. 2 Gauche: accord d'un laser à cascade en cavité externe en utilisant une région de gain contenant trois régions actives entre 950 et 1400cm^{-1}. Droite: accord d'une zone active entre 3.29 µm (3044 cm-1) et 4.01 µm (2495 cm-1).

PEIGNES DE FREQUENCE

Nous avons montré récemment que des sources à large gamme spectrale, combinée avec une faible dispersion, permettent de fonctionner en mode vérouillé avec des phases correspondantes à une modulation FM[5]. La stabilité du peigne de fréquence ainsi obtenu est montrée sur la figure 3a) ou la largeur du battement correspondant à la fréquence de circulation dans la cavité (7.5GHz pour une cavité de 6mm), d'une largeur de <10Hz, est montrée ainsi que le battement entre un mode de ce peigne et un laser à contreréaction distribuée en fonctionnement non stabilisé (Fig. 3b). Dans ce cas, la largueur de ligne est entièrement limitée par le bruit technique.

Les progrès récents dans la réalisation de mesures d'absorption basé sur une paire de peigne seront discutés.

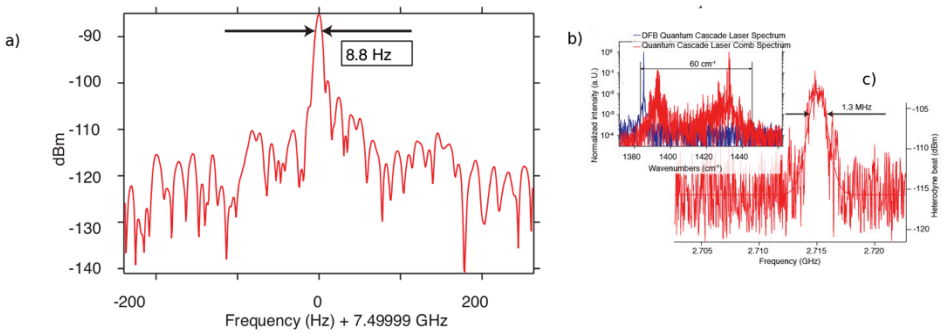


Fig. 3 a) Battement d'un peigne QCL à la fréquence de la cavité. B) Spectre du peigne QCL (rouge) et d'un laser QCL monomode (bleu). c) Battement hétérodyne entre ces deux sources, montrant une ligne de 1.2MHz.

RÉFÉRENCES

1. J. Faist, *Quantum cascade lasers*, 1at ed. (Oxford University Press, 2013).
2. J. Faist, Appl Phys Lett **90** (25), 253512 (2007).
3. B. Hinkov, A. Bismuto, Y. Bonetti, M. Beck, S. Blaser and J. Faist, Electronics Letters **48** (11), 646 (2012).
4. A. Hugi, R. Maulini and J. Faist, Semiconductor Science And Technology **25** (8), 083001 (2010).
5. A. Hugi, G. Villares, S. Blaser, H. C. Liu and J. Faist, Nature **492** (7428), 229-233 (2012).

High repetition rate PetaWatt Titanium Sapphire laser system for laser plasma acceleration

F. Lureau, S. Laux, O. Casagrande, C. Radier, O. Chalus, F. Caradec, C. Derycke, P. Jougla, G. Brousse, C. Simon-Boisson
Thales Optronique S.A., 2 avenue Gay-Lussac, 78995 Elancourt Cedex, France
francois.lureau@fr.thalesgroup.com

1. Introduction

Ultra high intensity laser pulses are required by researchers for a growing number of applications such as laser-based particle acceleration for generation of ultrafast energetic electrons [1], laser based ion acceleration and attosecond light pulse generation

The advent of Titanium Sapphire (TiSa) as a laser material has overcome many of the limitations that existed with the traditional Neodymium doped glasses in terms of installation size, cost and repetition rate. This is due to its superior bandwidth and thermal properties, allowing much shorter pulses and much higher repetition rates. The Chirped Pulse Amplification (CPA) concept has made it possible to amplify to very high energy levels while keeping a very short pulse duration. Thanks to these breakthroughs several research teams worldwide have built installations based on the TiSa technology, some of them delivering peak power at the Petawatt level [2] leading to focused intensities of up to 10^{22} W/cm^2.

On the other hand, many practical applications require significantly higher repetition rates of laser operating at the PetaWatt level. This is for example the case of laser plasma acceleration and is the reason why the LOASIS Program at Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL) has decided to launch its BELLA (BErkeley Laboratory for Laser Acceleration) project [3] based upon a 1.3 PetaWatt laser at a repetition rate of 1 Hz designed and built by Thales.

2. Experimental setup

The 1 Hz, 1.3 PetaWatt laser recently installed and commissioned by Thales at LBNL is based on a double CPA configuration (containing five amplification stages) with a two BaF2 crystals XPW (Crossed Polarized Wave) filter between the two CPA in order to increase the temporal contrast of the femtosecond laser pulses by 4 to 5 orders of magnitude [4] through the use of third order nonlinear optics effects in cubic crystals like BaF_2. The XPW concept originally discovered by the LOA (Laboratoire d'Optique Appliquée, Palaiseau, France) was developed and implemented by several research groups worldwide. It was demonstrated that a two-crystal configuration provides better efficiency and better stability. More recently, a new version working under ambient air instead of vacuum was developed by LOA and the relevant technology was transferred to Thales for use in its own high peak power laser systems.

The two final amplification stages use new high energy Nd:YAG pumping lasers (each of the twelve GAIA-HP pumping lasers delivers pulses of 14 J at 532 nm at a repition rate of up to 5 Hz). At this output energy level, onset of parasitic transverse lasing and amplified spontaneous emission (ASE) represent a potential performance limitation if not managed properly. To overcome this, a liquid melt of index refraction matching fluid and absorber is surrounding the Ti:Sa crystal within the two final amplification stages. A broadband absorber around 800 nm has been specifically developed in order to increase the threshold of transverse lasing [5].

The output pulse is compressed by a four gratings (provided by Horiba Jobin-Yvon) compressor in Treacy configuration leading to a peak power of 1 PetaWatt at 1 Hz.

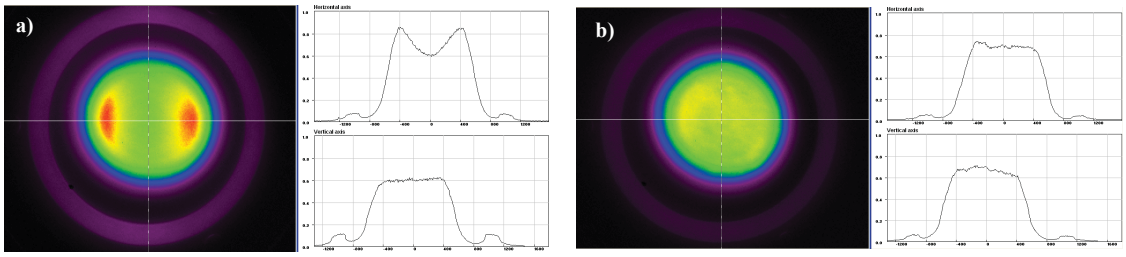


Fig. 1: Fluorescence of the Ti:Sapphire crystal with ethanol (a) and with refractive index liquid mixture (b). On these pictures C-axis is horizontal.

3. Experimenal results

Up to 65 J have been obtained at 1 Hz after amplification and before compression without any sign of ASE or parasitic lasing (see Figure 1). Initial measurements of the laser pulse compressed at full power have led to an energy per pulse of 42.4 J and a pulse duration of 40 fs retrieved from FROG measurements, thus corresponding to a peak power of 1.06 PW never achieved up to now at a such high repetition rate. Other measurements made on the compressed beam have shown the very high stability and robustness of the technology (pulse energy stability of 0.29% rms and beam pointing stability of 1 µrad rms on each axis) as well as a superior beam quality (Strehl ratio close to 0.9 obtained through the use of adaptive optic). The measured spectral bandwidth of 38 nm FWHM for the output pulse is deemed capable to support a shorter pulse duration. This discrepancy with the pulse duration measurement was attributed to the metrology chain and some improvements were implementend so that a new measurement campaign will be performed soon.

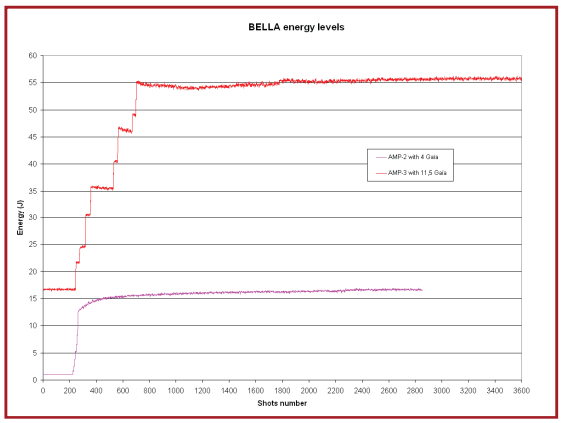


Fig. 2: Energy recorded before compression at the last amplifier output of the BELLA laser system

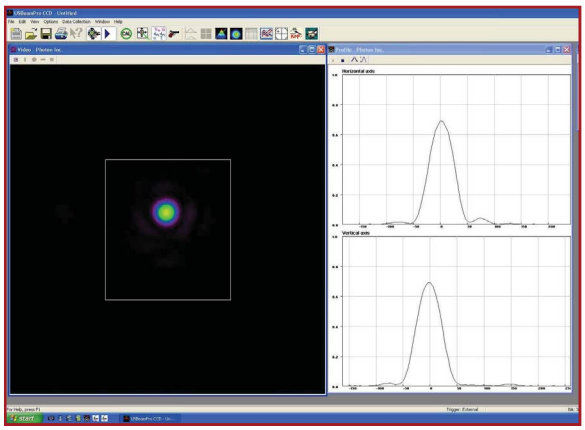


Fig. 3: Focused beam quality (Strehl ratio close to 0.9 obtained through the use of adaptive optics provided by Imagine Optic)

4. Conclusion

The BELLA laser system is the first Ti:Sa amplifier providing an energy per pulse higher than 60 J before compression and higher than 40 J after compression at repition rate as high as 1 Hz which represent the highest energy level ever reached at similar or higher repetition rates. This breakthrough was made possible thanks to high quality YAG pumps providing energies devoted up to now only to glass lasers and to the possibility to scale up in average power the technologies used to eliminate the transverse lasing.

Pulse compression at full energy has enabled to demonstrate a world record of peak power higher than 1 PetaWatt at a reprition rate of 1 Hz.

The 1 PetaWatt laser operating at 1 Hz is now ready for the laser wakefield acceleration experiments of the BELLA project at LBNL aiming to accelerate electrons up to 10 GeV.

The authors acknowledge the LBNL team (http:/loasis.lbl.gov) for this collaboration and fruitful discussions.

References

[1] E. Esarey, C.B. Schroeder and W.P. Leemans, “Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators", Reviews of Modern Physics 81, 1229 (2009)

[2] Tae Jun Yu & al: “Generation of high-contrast, 30 fs, 1.5 PW laser pulses from chirped pulse amplification Ti:sapphire laser”, Optics Express, vol 20, n°10, pp 10807-10815 (2012)

[3] W.P. Leemans et al., “The BErkeley Lab Laser Accelerator (BELLA): A 10 GeV Laser Plasma Accelerator”, AIP Conf. Proc. 1299, p. 3-11, 2010

[4] A. Jullien & al. “Highly efficient nonlinear filter for femtosecond pulse contrast enhancement and pulse shortening,” , Opt. Lett. 33, 2353-2355 (2008).

[5] S. Laux & al. “Suppression of parasitic lasing in high energy, high repetition rate Ti:sapphire laser amplifiers,” , Opt. Lett. 37, 1913-1915 (2012).

COMBINAISON COHERENTE DE LASERS A FIBRE FEMTOSECONDE

Marc Hanna[1], Florent Guichard[1,2], Louis Daniault[1], Yoann Zaouter[2], Dimitris Papadopoulos[3], Frédéric Druon[1], Patrick Georges[1]

[1]*Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, 2 av. Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau Cedex,*

[2]*Amplitude Systemes, 11 avenue de Canteranne, Cité de la Photonique, 33600, Pessac, France*

[3] *Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, École Polytechnique 91128 Palaiseau, France*

marc.hanna@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons des travaux visant à réaliser la combinaison cohérente de plusieurs impulsions femtoseconde amplifiées dans des fibres optiques dopées ytterbium. Ces expériences démontrent la faisabilité d'un concept qui permet en principe une augmentation arbitraire de la puissance des lasers ultra-rapides.

MOTS-CLEFS : *combinaison cohérente, lasers à fibre, optique ultra-rapide*

1. INTRODUCTION

La combinaison cohérente de faisceaux est une technique qui permet d'additionner les puissances optiques émises par plusieurs sources laser dans un faisceau ayant les mêmes propriétés spatiales que celui d'une source unique. Cette méthode a d'abord été utilisée dans le contexte de lasers continus, pour lesquels les limites en puissance sont essentiellement d'origine thermique. Elle a été récemment étendue aux lasers impulsionnels, d'abord en régime nanoseconde, puis en régime femtoseconde [1,2], permettant ainsi l'augmentation de la puissance crête. Ces expériences ont été réalisées avec des lasers à fibre, dans lesquels les non-linéarités optiques constituent l'effet limitant. Bien que d'autres méthodes de combinaison existent, la combinaison cohérente est la seule technique permettant à la fois la conservation des propriétés spectrales / temporelles et spatiales.

Dans cette contribution, nous présentons le principe de la combinaison cohérente et les aspects spécifiques au régime femtoseconde, au travers d'expériences réalisées récemment. Bien que la plupart des résultats aient été obtenus avec des lasers à fibre, cette méthode est utilisable avec tous types de lasers ultra-brefs. Nous décrivons une expérience de mise en phase active et analysons les phénomènes limitant l'efficacité de combinaison. Puis, une méthode passive, c'est-à-dire ne nécessitant pas de boucle de rétroaction sur la phase optique, est proposée. Enfin, nous discutons l'extension à d'autres idées de combinaison cohérente.

2. COMBINAISON ACTIVE

La première expérience consiste à combiner deux amplificateurs à fibre dopée ytterbium. Ces amplificateurs sont insérés dans chaque bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder, se situant lui-même au sein d'une architecture d'amplification à dérive de fréquence (fig. 1).

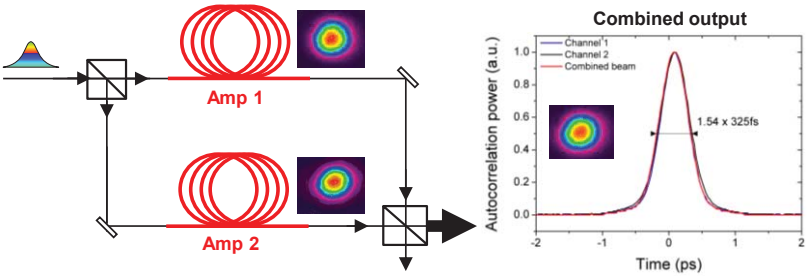


Fig. 1 : Schéma de principe pour la combinaison active.

La différence principale avec les systèmes fonctionnant en régime continu est que la phase optique doit être la même sur toute la bande spectrale optique afin de garantir une bonne efficacité. Ceci implique que la phase, le retard de groupe, la dispersion d'ordre deux, introduits par chacun des bras doivent être les mêmes. Pour des impulsions de durée supérieure à 100 fs, nous avons montré qu'un ajustement statique du retard de groupe et de la dispersion de vitesse de groupe, ainsi qu'un contrôle actif de la phase, suffit à réaliser la combinaison de manière efficace. Dans cette première expérience, nous avons obtenu la combinaison de deux faisceaux de 10 W avec une efficacité de 92%. Toutes les propriétés spatiales et temporelles sont conservées dans le faisceau combiné, avec une durée finale d'impulsion de 230 fs et un facteur M^2 de 1,1 dans les deux directions transverses.

COMBINAISON PASSIVE

La combinaison passive peut être obtenue simplement dans un système à deux faisceaux en remplaçant l'interféromètre de Mach-Zehnder par une boucle de Sagnac (fig. 2). Dans ce cas, les faisceaux à combiner parcourent le même trajet dans des directions opposées, accumulant ainsi exactement la même phase optique si les fluctuations de phase se produisent sur une durée supérieure au temps de parcours dans la boucle. Pour des interféromètres de quelques mètres, ceci conduit à la suppression du bruit de phase jusqu'à 10 MHz.

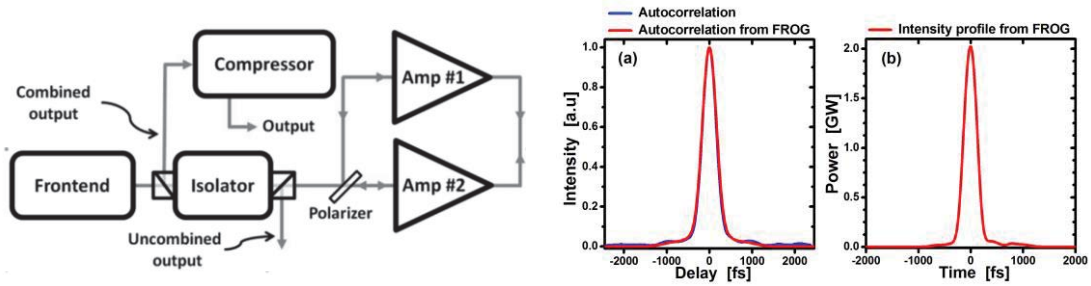


Fig. 2 : Dispositif expérimental pour la combinaison cohérente passive (gauche). Diagnostics temporels de l'impulsion combinée en sortie à une énergie de 650 µJ.

Cette architecture a été utilisée pour combiner deux faisceaux amplifiés dans deux fibres rigides de très large aire modale [3]. L'efficacité de combinaison reste au-dessus de 90% dans toutes les conditions. A un taux de répétition de 92 kHz, la puissance moyenne obtenue en sortie de ce système est de 60 W, correspondant à une énergie par impulsions de 650 µJ, ce qui est clairement supérieur aux limites accessibles avec un seul amplificateur.

CONCLUSION

La possibilité d'augmenter la puissance des sources ultra-brèves en utilisant les techniques de combinaison cohérente de faisceaux est désormais établie. D'autres concepts de combinaison cohérente, comme l'amplification d'impulsions divisées, les cavités résonantes passives, ou la synthèse d'impulsions permettront à l'avenir d'obtenir des sources ultra-brèves inédites.

REFERENCES

[1] E. Seise, A. Klenke, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Coherent addition of fiber-amplified ultrashort laser pulses," Opt. Express 18, pp. 27827-27835 (2010).

[2] L. Daniault, M. Hanna, L. Lombard, Y. Zaouter, E. Mottay, D. Goular, P. Bourdon, F. Druon, P. Georges, "Coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers," Opt. Lett. 36, pp. 621-623 (2011).

[3] Y. Zaouter, L. Daniault, M. Hanna, D. N. Papadopoulos, F. Morin, C. Hönninger, F. Druon, E. Mottay, and P. Georges, "Passive coherent combination of two ultrafast rod type fiber chirped pulse amplifiers," Opt. Lett. 37, 1460-1462 (2012).

UN INTERFEROMETRE A ATOMES PIEGES POUR LA MESURE DE FORCES A FAIBLE DISTANCE

Adèle Hilico[1], Bruno Pelle[1], Gunnar Tackmann[1,2], Min-Kang Zhou[1], Franck Pereira dos Santos[1]

[1] *LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, LNE, CNRS, UPMC, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France*

[2] *Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, Welfengarten 1, 30167 Hannover, Germany*

franck.pereira@obspm.fr

RÉSUMÉ

Nous avons développé un capteur de force à atomes piégés, basé sur des techniques d'interférométrie atomique et sur le contrôle du transport d'atomes dans un réseau optique vertical. En particulier, nous avons démontré un nouveau type d'interféromètre, dans lequel les atomes sont placés dans une superposition cohérente d'états localisés dans des puits distincts du réseau, avant d'être recombinés, ce qui permet de mesurer avec une grande sensibilité la différence d'énergie potentielle entre états voisins. Nous avons obtenu une sensibilité sur la mesure de force de 10^{-5}g à 1s.

MOTS-CLEFS : *Interférométrie Atomique, Casimir Polder, Gravitation, 5e force*

1. INTRODUCTION

Je présenterai l'état d'avancement d'un projet qui vise à réaliser, à l'aide de techniques d'interférométrie atomique, des mesures de forces à faible distance, entre des atomes de Rb et un miroir diélectrique. La sensibilité offerte par la mesure interférométrique permettra de réaliser des mesures précises du potentiel d'interaction atome-surface, dans un régime dominé par le potentiel de Casimir Polder, avec une exactitude meilleure que l'état de l'art, et de tester la gravitation à l'échelle du micron, à la recherche de déviations à la loi de Newton et d'une éventuelle 5e force [1].

2. NOTRE SYSTEME

Notre système est constitué d'atomes de ^{87}Rb piégés dans un piège dipolaire mixte, constitué d'une onde stationnaire verticale de faible profondeur, réalisée à l'aide d'un laser Verdi à 532 nm, et d'une onde progressive pour le confinement transverse, réalisée à l'aide d'un laser à fibre dans l'infrarouge proche. Nous avons démontré la possibilité de réaliser un transport cohérent d'atomes entre puits voisins du réseau avec des lasers [2,3], en utilisant des transitions Raman stimulées. Ces transitions permettent d'induire des couplages entre différents états de Wannier-Stark, qui sont les états « quasi »-propres des atomes dans l'onde stationnaire en présence de gravité, et qui correspondent à des états relativement localisés dans les puits de potentiel du réseau. La possibilité de placer les atomes dans une superposition d'états de Wannier-Stark distants de l'ordre d'une dizaine de puits permet de réaliser des interféromètres dans lesquels la différence d'énergie potentielle est mesurée avec une excellente sensibilité.

Dans une version préliminaire de l'expérience, où les atomes sont placés loin de la surface d'intérêt, nous avons validé le principe de la mesure, et étudié différents schémas d'interféromètres : un interféromètre de Ramsey, puis une version symétrique de ce dernier, que nous avons baptisé interféromètre « accordéon », et qui permet de s'affranchir des effets liés aux déplacements de

fréquence de la transition d'horloge, et enfin un interféromètre à ondes multiples dans lequel les atomes sont placés dans une superposition d'un plus grand nombre d'états de WS avant d'être recombinés [2,4]. Ces interféromètres permettent de mesurer la différence d'énergie potentielle de pesanteur entre puits voisins, et donc la fréquence de Bloch $\nu_B = mg\lambda/2h$, où m est la masse de l'atome, h la constante de Planck et λ la longueur d'onde du laser de l'onde stationnaire. En particulier, nous avons réalisé avec l'interféromètre « accordéon » un capteur de force à atomes piégés très sensible, qui permet de mesurer l'accélération de la pesanteur avec une sensibilité relative de 10^{-5} à 1s.

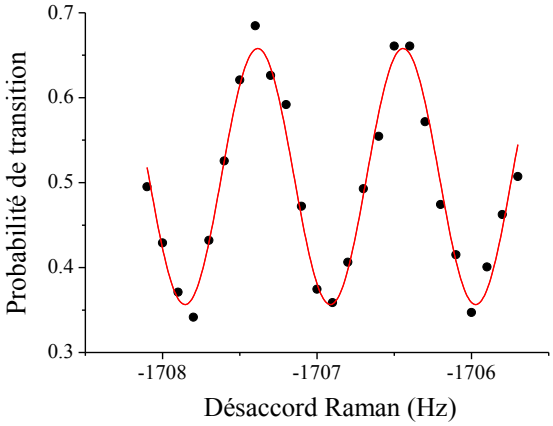


Fig. 1 : Franges d'interférences de l'interféromètre accordéon. La frange centrale est située à $-3\nu_B \sim -1707$Hz. Ce désaccord Raman par rapport à la transition hyperfine permet aux faisceaux Raman de coupler des états distants de trois puits. La durée totale de l'interféromètre pour cette mesure est de 720 ms.

CONCLUSION

Si la sensibilité aux forces inertielles que nous avons démontrée reste bien en dessous des niveaux de performance des interféromètres à atomes en chute libre, elle est excellente pour un capteur de forces à faible distance. Elle devrait permettre, par exemple, de mesurer le potentiel de Casimir Polder au niveau du % à une distance de l'ordre de 5 µm après moins d'une minute de moyennage. Je discuterai les efforts en cours pour améliorer la qualité de la mesure, et les modifications du dispositif pour amener les atomes au voisinage de la surface d'intérêt, qui sera celle d'un miroir diélectrique réalisé spécialement pour l'expérience.

REMERCIEMENTS

Cette recherche est menée dans le cadre du projet iSense et bénéficie du soutien financier de la Commission Européenne (programme Future and Emerging Technologies (FET) du FP7, contrat FET-Open n° 250072), de la Ville de Paris (programme Emergences) et de l'IFRAF. MK Zhou remercie la FFCSA, le CSC et le CNSF (No:11205064) pour leur soutien financier.

RÉFÉRENCES

[1] P. Wolf, P. Lemonde, A. Lambrecht, S. Bize, A. Landragin, A. Clairon, "From optical lattice clocks to the measurement of forces in the Casimir regime", Phys. Rev. A 75, 063608 (2007)

[2] Q. Beaufils, G. Tackmann, X. Wang, B. Pelle, S. Pélisson, P. Wolf and F. Pereira dos Santos, "Laser controlled tunneling in a vertical optical lattice", Phys. Rev. Lett. 106, 213002 (2011)

[3] G. Tackmann, B. Pelle, A. Hilico, Q. Beaufils, F. Pereira Dos Santos, "Raman-laser spectroscopy of Wannier-Stark states", Phys. Rev. A 84, 063422 (2011)

[4] B. Pelle, A. Hilico, G. Tackmann, Q. Beaufils, F. Pereira Dos Santos, "State-labelling Wannier-Stark atomic interferometers", Phys. Rev. A 87, 023601 (2013)

ONDES DE MATIÈRE GUIDÉES: PRODUCTION ET MANIPULATION

P. Cheiney[1], G. Condon[1], F. Damon[2], Ch. Fabre[1], F. Vermersch[1], A. Couvert[1], G. Reinaudi[1], G. L. Gattobigio[1], R. Mathevet[1], T. Lahaye[1], B. Georgeot[2], D. Guéry-Odelin[1]

[1] *Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité, UMR CNRS 5589, Université Paul Sabatier, 31062 Toulouse Cedex 09, France*

[2] *Laboratoire de Physique Théorique, UMR CNRS 5152, Université Paul Sabatier, 31062 Toulouse Cedex 09, France*

dgo@irsamc.ups-tlse.fr

RÉSUMÉ

Nous présenterons nos travaux dans le domaine de l'optique atomique guidée. Nous exposerons tout d'abord le protocole expérimental qui a permis la réalisation d'une onde de matière guidée monomode transverse à partir de condensats de Bose-Einstein. Nous détaillerons ensuite diverses situations où une onde de matière en propagation dans un guide interagit avec des potentiels extérieurs. Ce dernier volet de notre activité de recherche recouvre une physique très riche comprenant la physique de la transition vers le chaos, la mise au point d'une séparatrice ou encore de miroirs et cavités de Bragg pour ondes de matières. Ces travaux ont permis la réalisation de filtres en vitesse très sélectifs. Leur principe est transposable à toutes les espèces car il ne repose pas sur l'utilisation des degrés de liberté internes. Dans le prolongement de ces travaux, nous avons mis au point un nouveau type de barrières tunnels pour atomes.

MOTS-CLEFS : *Optique atomique guidée ;Laser à atomes ;Séparatrice à ondes de matière ;Miroir de Bragg*

1. PRODUCTION D'UN LASER À ATOMES GUIDÉ

Les onde de matière guidées que nous manipulons sont obtenues à partir de condensats de Bose-Einstein confinés dans un piège dipolaire croisé. L'un des bras du piège dipolaire sert de guide. Nous avons développé plusieurs modes de découplage [1, 2]. Nous mentionnerons ici essentiellement les résultats du mode de découplage entièrement optique. Une onde de matière se propageant dans un guide constitue le stricte équivalent d'une fibre optique traditionnelle. A la gaine de matière est substituée une gaine de lumière réalisée grâce à un faisceau laser très désaccordé par rapport aux transitions atomiques. Il est alors naturel de se poser la question du caractère multimode ou monomode transverse des lasers à atomes guidés ainsi produits. Pour répondre à cette question, nous avons étudié systématiquement la distribution de vitesse transverse des lasers à atomes, et nous l'avons mise en regard avec les caractéristiques du confinement transverse d'une part et de celles du condensat dont il était issu d'autre part. Nous avons pu ainsi montrer que notre protocole de découplage est quasi-adiabatique de sorte qu'aux barres d'erreurs expérimentales près, l'opération de découplage correspond à un processus isentropique [2]. Des études numériques menées ultérieurement ont confirmé ces observations expérimentales [3]. En conséquence, un condensat de Bose-Einstein quasi-pur donne par découplage un laser à atomes quasi-monomode transverse. Le meilleur taux d'occupation du niveau fondamental transverse observé était de 90 %. La méthode tout optique que nous avons mise au point fonctionne pour tous les sous niveaux Zeeman. Par suite, elle fonctionne pour toutes les "polarisations" possibles du laser à atomes. En ajustant la fraction thermique du gaz de Bose initial, il est possible de réaliser un laser à atomes multimode et de contrôler la population dans les niveaux excités. Le système dont nous disposons permet ainsi de passer continûment d'une situation entièrement quantique où un seul niveau est occupé à une situation complètement classique où des centaines de niveaux transverses sont occupés, et ce en changeant simplement la température du gaz de Bose dont on extrait l'onde de matière.

2. Interactions d'une onde de matière guidée avec des potentiels complexes

Nos travaux se sont concentrés ensuite sur l'interaction de ce type d'ondes de matière avec divers potentiels. Ces expériences de diffusion ont été faites dans des géométries tridimensionnelles et unidimensionnelles.

Lorsque le potentiel avec lequel l'onde de matière se propageant dans le guide interagit couple les degrés de liberté transverses et longitudinaux, la dynamique peut devenir chaotique. Nous avons ainsi pu observer une transition vers le chaos [4]. Cette situation joue par suite un rôle pour la réalisation d'une séparatrice à ondes de matière en environnement confiné. Nous avons mené une étude expérimentale systématique d'une géométrie en X où deux guides se croisent [5]. L'onde de matière incidente arrive sur le croisement par l'une des quatre voies possibles. Selon la force de confinement relative des deux guides en jeu, trois situations génériques ont été observées : (1) un couplage faible pour lequel l'onde poursuit sa trajectoire dans son guide initial, (2) un couplage de nature chaotique pour lequel l'onde de matière explore les quatre voies possibles, et (3) un aiguillage d'un guide à l'autre.

Nous avons également exploré l'interaction d'une onde de matière avec un réseau optique dans une géométrie unidimensionnelle. Dans ces expériences, l'onde de matière étudiée est un condensat de Bose-Einstein mis en mouvement dans un guide optique. La diffusion du condensat sur un tel réseau réalise l'analogue d'un miroir de Bragg pour ondes de matière [6]. La succession des feuillets lumineux et sombres que traverse l'onde de matière joue le même rôle qu'une succession périodique de bi-couches d'indices optiques différents. La longueur d'onde optique est ici remplacée par la longueur d'onde de de Broglie qui est inversement proportionnelle à la vitesse. Notre dispositif permet de réaliser un filtre en vitesse passe-haut, passe-bas ou encore passe-bande. Nous avons également exploré l'interaction d'une onde de matière avec un réseau dont l'amplitude est modulée dans le temps [7]. La modulation provoque des transitions interbandes qui permettent d'adresser des classes vitesses très étroites. Nous avons ainsi pu "découper" dans la distribution de vitesse initiale un paquet de largeur en vitesse de quelques centaines de μm/s, correspondant à une température effective de quelques centaines de picoKelvin.

L'enveloppe du réseau optique varie lentement par rapport au pas du réseau. Cette situation permet une interprétation locale de nos expériences en termes de bandes comme en physique du solide. Les bandes interdites sont ici projetées dans l'espace réel du fait de l'inhomogénéité de l'enveloppe. Les transitions Landau Zener, qui correspondent au passage d'une bande à la bande adjacente par effet tunnel dans l'espace réciproque, sont ici projetées dans l'espace réel. Nous avons exploité ce fait pour réaliser une cavité à onde de matière et observer une transmission tunnel unique lorsqu'un paquet d'onde rebondit sur un miroir semi-réfléchissant réalisé grâce à une bande interdite localisée dans l'espace. Cette technique permet de réaliser des barrières tunnels de transmission potentiellement importante. De fait, il est extrêmement difficile de réaliser des barrières tunnels d'une transmission comparable pour des atomes par une méthode purement optique (barrières bleues). Cela nécessiterait en effet de focaliser un faisceau laser à sa limite de diffraction voire en dessous [8].

Références

[1] A. Couvert, *et al.* Europhys. Lett. **83**, 50001 (2008).

[2] G. L. Gattobigio, *et al.* Phys. Rev. A **80**, 041605(R) (2009).

[3] F. Vermersch, *et al.* Phys. Rev. A **84**, 043618 (2011).

[4] G.L. Gattobigio, *et al.* Phys. Rev. Lett. **107**, 254104 (2011).

[5] G. L. Gattobigio, *et al.* Phys. Rev. Lett. **109**, 030403 (2012).

[6] C. M. Fabre, *et al.* Phys. Rev. Lett. **107**, 230401 (2011).

[7] P. Cheiney, *et al.* Phys. Rev. A **87**, 013623 (2013).

[8] P. Cheiney, *et al.* arxiv 1302.1811v1 [cond-mat.quant-gas]

ÉTAT DE L'ART SUR LA DÉTERMINATION DE LA CONSTANTE DE STRUCTURE FINE α : TEST DE L'ÉLECTRODYNAMIQUE QUANTIQUE ET REDÉFINITION DU KILOGRAMME

R. Bouchendira[1], P. Cladé[1], S. Guellati-Khélifa[1,2], F. Nez[1] et F. Biraben[1]

[1] *Laboratoire Kastler Brossel, UMR CNRS 8552, Ecole Normale Supérieure et Université Pierre et Marie Curie, 4 place Jussieu, 75005 Paris, France*

[2] *Conservatoire National des Arts et Métiers, 292 rue Saint-Martin, 75003 Paris, France*

guellati@spectro.jussieu.fr

RÉSUMÉ

La constante de structure fine α est l'une des plus fascinantes constantes fondamentales de la physique. Elle apparaît dans de nombreuses théories, de plus comme elle est sans dimensions, elle relie entre elles de nombreuses autres constantes physiques fondamentales. Nous présenterons l'expérience qui permet de déterminer α à partir de la mesure du rapport h/m entre la constante de Planck et la masse d'un atome de rubidium. Nous discuterons l'intérêt de cette mesure pour tester l'électrodynamique quantique via l'anomalie du moment magnétique de l'électron et son impact sur la redéfinition annoncée du kilogramme.

MOTS-CLEFS : *Atomes froids ; interférometrie atomique ; constantes physiques fondamentales ; oscillations de Bloch*

1. INTRODUCTION

La constante de structure fine α est la constante de couplage de l'interaction électromagnétique. A ce titre elle intervient dans l'interprétation de nombreux phénomènes de la physique. Les déterminations de α les plus précises sont issues de deux méthodes indépendantes. La première méthode utilise la mesure de l'anomalie du moment magnétique de l'électron a_e et des calculs complexes de l'électrodynamique quantique. La seconde méthode est fondée sur la mesure du rapport h/m entre la constante de Planck h et la masse m d'un atome. La constante α est alors déduite de l'équation :

$$\alpha^2 = \frac{2R_\infty}{c}\frac{A_r(\mathrm{X})}{A_r(\mathrm{e})}\frac{h}{m_\mathrm{X}} \tag{1}$$

La constante de Rydberg R_∞ est connue avec une incertitude relative de 5×10^{-12} [1, 2, 3]. L'incertitude sur la masse relative de l'électron $A_\mathrm{r}(\mathrm{e})$ et sur la masse relative $A_\mathrm{r}(\mathrm{X})$ d'un atome de masse m_X sont respectivement égales à 4.4×10^{-10}[4] et moins de 10^{-10} pour le rubidium et le césium [5, 6]. A ce jour, l'incertitude sur la valeur de α est limitée par l'incertitude sur le rapport h/m.

2. DÉTERMINATION DE $\alpha(h/m_\mathrm{Rb})$

Le rapport h/m est déduit de la mesure de la vitesse de recul $\mathrm{v_r} = \hbar k/m$ d'un atome de masse m qui absorbe un photon d'impulsion $\hbar k$. Dans notre expérience nous utilisons la technique des oscillations de Bloch dans un réseau optique accéléré pour transférer aux atomes de rubidium, préalablement refroidis par laser, environ 1000 $\times\mathrm{v_r}$. Cette variation de vitesse est mesurée précisément en utilisant un interféromètre atomique de type Ramsey-Bordé. Nous avons obtenu une mesure du rapport h/m_Rb avec une incertitude statistique de 4.4×10^{-10} pour un temps d'intégration de 15 heures. Une analyse exhaustive des effets systématiques nous a permis de déduire une valeur de la constante de structure fine $\alpha(h/m_{Rb})$ avec une incertitude relative inégalée de 6.6×10^{-10}, limitée principalement par la courbure des fronts d'onde optiques et par la connaissance du champ magnétique résiduel dans l'enceinte à vide.

3. Test de l'électrodynamique quantique

La valeur $\alpha(h/m_{Rb})$ a été utilisée pour calculer l'anomalie du moment magnétique de l'électron a_e, à l'aide de l'équation :

$$a_e = \quad A_1 \times \frac{\alpha}{\pi} + A_2 \times \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 + A_3 \times \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3 + A_4 \times \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^4 + \ldots.. \quad + a_e\left(\frac{m_e}{m_\mu}, \frac{m_e}{m_\tau}, \text{weak}, \text{hadron}\right) \qquad (2)$$

les coefficients A_i sont déterminés à partir de calculs complexes d'électrodynamique quantique (QED) utilisant jusqu'à 12672 diagrammes de Feynman [9]. Le dernier terme prend en compte la contribution des masses du muon et du tau, l'interaction hadronique et l'interaction faible. Par ailleurs, a_e est mesurée expérimentalement par le groupe de Gabrielse à l'université de Harvard avec une incertitude relative de 0.28×10^{-12} [8]. La figure1 permet de comparer la valeur théorique $a_e(h/m_{\text{Rb}})$ et les mesures expérimentales. Le désaccord relatif entre l'expérience et la théorie est de $7,7 \times 10^{-10}$. L'exactitude sur $\alpha(h/m_{\text{Rb}})$ est suffisante pour mettre en évidence pour la première fois, la contribution du muon et des hadrons dans la valeur de a_e.

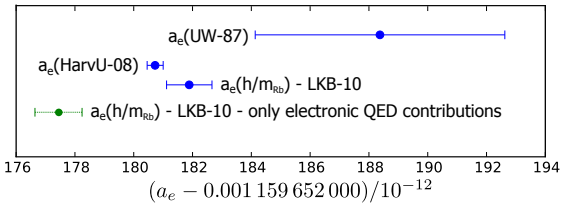


FIGURE 1 : Comparaison des valeurs expérimentales de l'anomalie du moment magnétique de l'électron ($a_e(\text{UW}-87)$ et $a_e(\text{HarvU}-08)$) avec la valeur théorique $a_e(h/m_{\text{Rb}})$ obtenue en utilisant la valeur $\alpha(h/m_{\text{Rb}})$.

4. Détermination du rapport h/m_u

Les mesures du rapport h/m réalisées sur le césium[10] et sur le rubidium [7] ainsi que la valeur de α déduite de la mesure de l'anomalie du moment magnétique de l'électron ont été exploitées pour déterminer le rapport h/m_u (m_u représente l'unité de masse atomique unifiée). Ce rapport présente un intérêt majeur en métrologie dans le cadre de la redéfinition du kilogramme. Il permet de faire le lien entre les deux expériences pressenties pour la mise en pratique du nouveau kilogramme : la balance du watt et la mesure de la constante d'Avogadro.

Références

[1] P. J. Mohr, B. N. Taylor and D. B. Newell, *Reviews of Modern Physics*, vol. 80, pp. 265–269, 2008.

[2] Th. Udem, A. Huber, B. Gross, J. Reichert, M. Prevedelli, M. Weitz, and T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 79, pp. 2646–2649, 1997.

[3] C. Schwob, L. Jozefowski, B. de Beauvoir, L. Hilico, F. Nez, L. Julien, and F. Biraben *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, pp. 4960–4963, 1999.

[4] P. J. Mohr, B. N. Taylor and D. B. Newell, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 84, pp. 1527–1605, 2012.

[5] M. P. Bradley, J. V. Porto, S. Rainville, J. K. Thompson, and D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 83, pp. 4510–4513, 1999.

[6] B. J. Mount, M. Redshaw, and E. G. Myers, *Phys. Rev. A*, vol. 82, pp. 042513–4518, 2010.

[7] R. Bouchendira, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez, and F. Biraben, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, pp. 080801–080805, 2011.

[8] D. Hanneke, S. Fogwell, and G. Gabrielse, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, pp. 120801–120805, 2008.

[9] T. Aoyama, M. Hayakawa, T. Kinoshita, and M. Nio, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 109, pp. 111807–111812, 2012.

[10] S. Y. Lan, P. C. Kuan, B. Estey, D. English, J. M. Brown, M. A. Hohensee and H. Müller, *Science*, vol. 339, pp. 554–557, 2013.

BIENTOT UN AN DE MESURES LIBS PAR L'INSTRUMENT CHEMCAM SUR MARS : RESULTATS ET BILAN PROVISOIRE.

R. C. Wiens[1], S. Maurice[2], J.-B. Sirven[3] et toute l'équipe ChemCam.

[1]*Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM 87545, USA*

[2] *Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, 9 avenue du Colonel Roche, BP 44346, 31028 Toulouse Cedex 4, France*

[3]*CEA, DEN, Département de Physico-Chimie, 91191 Gif sur Yvette Cedex, France*

jean-baptiste.sirven@cea.fr

RÉSUMÉ

Le rover Curiosity de la mission Mars Science Laboratory (MSL) de la NASA s'est posé avec succès sur la Planète Rouge le 6 août 2012. Avec pas moins de dix instruments scientifiques à bord, c'est l'engin le plus gros et le plus sophistiqué jamais envoyé sur Mars. Son objectif est de déterminer si la planète a pu être habitable au cours de son histoire. Pour cela, Curiosity analyse les roches, les sols et l'atmosphère de Mars afin de trouver des indices physico-chimiques et géologiques d'un environnement favorable à l'apparition de la vie.

Parmi les instruments équipant le rover, ChemCam joue un rôle stratégique de premier plan. Développé depuis une douzaine d'années sous l'égide du Los Alamos National Laboratory (Etats-Unis) et de l'Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (Toulouse), il associe la technique LIBS (laser-induced breakdown spectroscopy) à une caméra haute résolution pour analyser à distance la composition élémentaire des roches et des sols environnant le rover avec un rayon d'action de 7 m [1]-[2]. C'est la première fois qu'un instrument LIBS est envoyé dans l'espace.

La présentation décrira dans un premier temps les études préalables au développement de ChemCam, réalisées en grande partie au CEA de Saclay. Basées sur un montage de laboratoire simulant l'instrument et l'environnement martien, ces études ont porté principalement sur deux aspects : la compréhension de l'interaction laser-matière et de la formation du plasma à distance variable et sous atmosphère martienne ; et le développement de méthodologies d'analyse des spectres permettant d'identifier la nature des roches rencontrées et de mesurer quantitativement leur composition. Ces travaux ont permis d'évaluer la faisabilité de l'instrument et ses performances, et ont abouti à la définition du cahier des charges de ChemCam.

La deuxième partie de la présentation sera axée sur les opérations du rover depuis près d'un an. Le rôle stratégique de ChemCam dans le pilotage de Curiosity sera illustré. Les mesures LIBS et les images haute résolution réalisées par l'instrument seront commentées. La capacité de ChemCam à fournir des données physico-chimiques pertinentes pour l'exploration martienne, à l'échelle de la roche aussi bien qu'à l'échelle du terrain parcouru par le rover depuis l'atterrissage, est acquise. L'interprétation des mesures pourra cependant être affinée au fil de sa progression grâce à l'enrichissement des bases de données martiennes et grâce à l'inter-comparaison des résultats obtenus par différents instruments.

MOTS-CLEFS : *ChemCam ; LIBS ; Mars*

RÉFÉRENCES

[1] S. Maurice et al., "The ChemCam Instrument Suite on the Mars Science Laboratory (MSL) Rover: Science Objectives and Mast Unit Description", Space Sci. Rev. (2012) 170:95–166.

[2] R. C. Wiens et al., "The ChemCam Instrument Suite on the Mars Science Laboratory (MSL) Rover: Body Unit and Combined System Tests", Space Sci. Rev. (2012) 170:167–227.

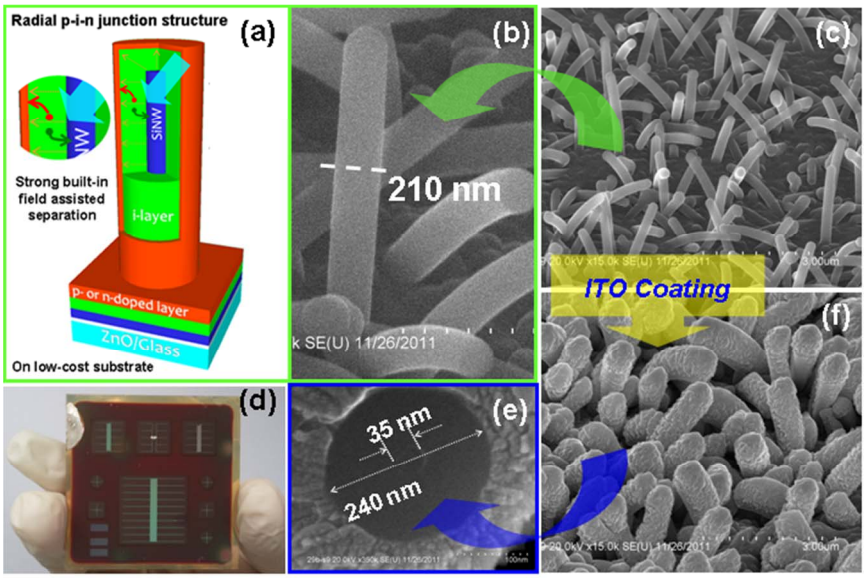
Cellules solaires: un condensé d'optique et d'électronique

Pere ROCA i CABARROCAS

LPICM-CNRS, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau, France

Les cellules solaires photovoltaïques sont des convertisseurs optoélectroniques avec des performances atteignant des rendements de 44%. Pour ceci il faut que l'absorption des photons et la collecte des paires électron-trou se fassent de façon aussi parfaites que possible, sur la base de procédés à bas coût de façon à produire une énergie électrique compétitive. Des méthodes basées sur la texturation de surface permettant d'obtenir du "black silicon", la structuration (cristaux photoniques), l'exaltation de l'absorption (plasmonique), l'utilisation de nanocristaux et de nanofils, seront passés en revue afin de dégager les plus prometteuses. Une attention particulière sera portée aux cellules solaires à base de couches minces de silicium. L'utilisation de nanofils de silicium comme élément de base pour la réalisation de jonctions radiales est pressentie comme une voie innovante pour la réalisation de cellules de troisième génération [1]. Une telle architecture permet d'ortogonaliser l'absorption de la lumière et la collecte des porteurs photo générés. Le champ de nanofils conduit à une absorption efficace, tandis que la structure radiale de la jonction garantit un très fort champ électrique qui sépare efficacement les porteurs et empêche leur recombinaison.

1. L. Yu, B. O'Donnell, M. Foldyna, and P. Roca i Cabarrocas. Nanotechnology **23** (2012) 194011. stacks.iop.org/Nano/23/000000



Cellules solaires à base de nanofils de silicium avec une structure à jonction radiale. Des rendements de 6% ont d'ores et déjà obtenus avec une structure PIN à base de silicium amorphe hydrogéné épousant parfaitement les nanofils de silicium [1].

LES 100 ANS DE L'EFFET SAGNAC

Hervé Lefèvre

iXBlue, 52 avenue de l'Europe, Marly le Roi, France

herve.lefevre@ixblue.com

RÉSUMÉ

A l'occasion du centenaire de l'expérience de l'interféromètre tournant de Sagnac, cette conférence replace l'effet dans son contexte historique et rappelle aussi l'état de l'art des gyromètres optiques, et en particulier le gyrofibre qui possède un potentiel étonnant pour être le gyromètre « ultime ».

MOTS-CLEFS : *Effet Sagnac ; Entrainement de Fresnel-Fizeau ; Gyrolaser ; Gyrofibre*

1. INTRODUCTION

Après une analyse historique de l'effet Sagnac qui va de la notion d'éther lumineux à la théorie de la Relativité, seront présentés des résultats récents sur les gyromètres optiques qui fonctionnent sur le principe d'une multiplication de l'effet Sagnac par recirculation dans une cavité résonante active en anneau dans le cas du gyrolaser, et dans une bobine multi-tour de fibre optique dans le cas du gyrofibre.

2. DE L'ÉTHER LUMINEUX À LA RELATIVITÉ

Si Huygens avait prôné au 17ème siècle une théorie ondulatoire de la lumière, Newton avait imposé ses vues corpusculaires au début du 18ème. Après avoir suscité beaucoup de scepticisme (on ne contredit pas Newton!), l'expérience de 1806 des fentes d'Young, avec l'observation de franges d'interférence, relança l'hypothèse ondulatoire. Dans l'esprit de l'époque cependant, la propagation d'ondes nécessitait une forme de support qui a été appelé « éther lumineux », la lumière se déplaçant à une vitesse constante par rapport à cet éther fixe. L'expérience clef de Michelson et Morley en 1887 questionna pour le moins cette notion et a conduit en 1905 à la théorie de la Relativité restreinte d'Einstein où la lumière garde la même vitesse c dans n'importe quel référentiel en translation linéaire uniforme. Ce saut conceptuel a été cependant très difficile à admettre pour une grande partie de la communauté des physiciens de l'époque.

Il y avait aussi des considérations d'interaction entre éther lumineux et matière. En 1818 Fresnel émit l'hypothèse que la lumière était entrainée par la matière et que sa vitesse c/n devenait $c/n + (1 - 1/n^2)\, v_m$, où v_m est la vitesse de cette matière. Cette hypothèse a été confirmée expérimentalement en 1851 par Fizeau. Cet entrainement de Fresnel-Fizeau n'avait cependant pas d'explication vraiment claire, et c'est en 1907 que Von Laue a analysé que c'était en fait la loi d'addition des vitesses de la toute récente théorie de la Relativité. L'effet d'entrainement de Fresnel-Fizeau est bien un effet relativiste.

Pour revenir à Sagnac, les titres de ses deux publications de 1913 [1,2] indiquent clairement qu'il continuait à croire à l'éther lumineux et n'avait pas franchi le saut conceptuel de la Relativité. Deux ans avant, Von Laue [3] avait pourtant proposé cette expérience de l'interféromètre tournant [Figure 1], réalisée donc par Sagnac [Figure 2], et Von Laue avait précisé, comme cela est communément admis aujourd'hui, qu'elle ne permettait de décider entre la validité de la théorie de l'éther lumineux et celle de la Relativité. Là où en fait on voit que l'effet Sagnac est relativiste, est

qu'il est parfaitement indépendant de la matière comme il est observé en particulier dans le gyrofibre [4].

L'explication simple de l'effet Sagnac considère un chemin circulaire fermé. A l'arrêt, les deux ondes contrapropagatives mettent exactement le même temps de parcours en sens opposé. C'est d'ailleurs sur cette perfection de l'égalité par réciprocité des propagations opposées que se fonde la performance des gyromètres optiques. Maintenant, quand l'interféromètre en anneau tourne, et est observé dans un référentiel « fixe », le séparateur-combineur se déplace pendant la propagation sur un tour, et l'onde corotative parcourt plus d'un tour alors que la contrarotative parcourt moins d'un tour. Si au lieu du vide, les ondes se propagent dans la matière, elles mettront n fois plus longtemps pour faire un tour (n étant l'indice) et le séparateur se sera déplacé par rotation n fois plus loin avant la recombinaison des ondes. La différence de longueur étant de plus parcourue à la vitesse c/n, on pourrait penser que le retard temporel avec la matière est en n^2, mais ce serait oublier l'entrainement de Fresnel-Fizeau. La matière augmente bien la différence de longueur entre les 2 sens, mais la vitesse n'est plus la même, observée dans un référentiel « fixe ». Le sens corotatif allongé voit sa vitesse augmenter de par l'entrainement, quand le sens contrarotatif voit sa vitesse diminuer, le sens de l'entrainement étant opposé au sens de propagation. On montre que l'effet Sagnac est bien parfaitement indépendant de la matière. L'effet Fresnel-Fizeau étant relativiste, on peut donc dire que l'effet Sagnac dans la matière l'est aussi, même si dans le vide il n'est pas possible de conclure.

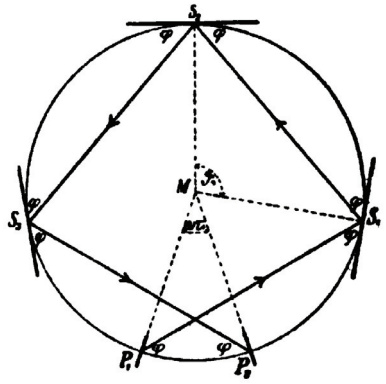


Figure 1 : principe de l'interféromètre tournant proposé par von Laue en 1911 [3]

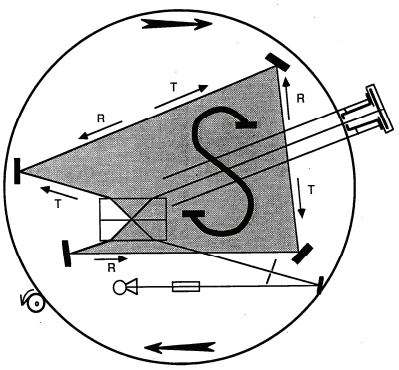


Figure 2 : expérience de l'interféromètre tournant réalisée par Sagnac en 1913 [

3. GYROMETRES OPTIQUES

L'effet Sagnac sur un tour est très faible et l'expérience originelle est restée confidentielle très longtemps. Il a fallu attendre l'avènement des deux révolutions de l'optique-photonique moderne, le laser et la fibre optique, pour accéder à la sensibilité de mesure nécessaire à une instrumentation performante, en multipliant l'effet par recirculation.

Démontré expérimentalement en 1963, le gyrolaser a révolutionné les techniques de navigation inertielle, apportant une fiabilité et une durée de vie bien meilleures que celles des gyroscopes mécaniques utilisés jusque là. Il emploie cependant toujours la technologie plasma hélium-néon [5] de ses débuts malgré tous les progrès des lasers solides et en particulier à fibre.

Le gyrolaser fonctionne en fait sur un principe extrêmement subtil, car *a priori* un laser en anneau émettant en continu dans les deux sens contrapropagatifs est instable : il devrait y avoir compétition de modes entre les deux sens opposés qui ont les mêmes conditions de résonance et de gain. Pour lever cette compétition de modes, le gyrolaser profite de l'effet Doppler différentiel entre les deux sens, lié au déplacement des ions amplificateurs par la décharge électrique, mais cela interdit les technologies lasers solides beaucoup plus fiables. Cela apporte aussi une limitation en stabilité long terme du zéro, le « biais », de par un résidu faible mais non nul d'entrainement non-réciproque de Fresnel-Fizeau [5,6]. La stabilité est de l'ordre de quelques 10^{-3} deg/h, et conduit à une performance de navigation inertielle du nautique (mille marin) sur quelques heures.

Démontré, quant à lui, en 1976, le gyrofibre apporte le potentiel de fiabilité et durée de vie des composants télécoms état solide. Il a été d'abord vu comme adapté aux performances moyennes (degré par heure) et a pris une part significative des applications dans cette classe [7]. La théorie montre cependant que les deux technologies ont le même potentiel de performance [8], et sur ces dernières années le gyrofibre a énormément progressé, n'ayant pas la limite non-réciproque résiduelle du gyrolaser. Le nautique sur un mois parait accessible et a été démontré en ambiance thermique contrôlée [9]. Cela correspond à une stabilité de biais de 10^{-5} deg/h (seulement dix degrés de rotation intégrée depuis l'expérience de Sagnac !), soit 3 x 10^{-10} radian en terme de différence de phase mesurée, et démontre la réciprocité de la propagation lumineuse à 10^{-20} en relatif. Le rêve deviendrait-il réalité ?

RÉFÉRENCES

[1] G. Sagnac, „L'éther lumineux démontré par l'effet du vent relatif d'éther dans un interféromètre en rotation uniforme", Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, 157, pp. 708-710, 1913.

[2] G. Sagnac, „Sur la preuve de la réalité de l'éther lumineux par l'expérience de l'interférographe tournant", Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, 157, pp. 1410-1413, 1913.

[3] M. Von Laue, „Über einen Versuch zur Optik der bewegten Körper", Münchener Sitzungsberichte, pp. 405-412, 1911.

[4] H.J. Arditty, H.C. Lefèvre, „Sagnac Effect in Fiber Gyroscopes", Optics Letters, Vol. 6, pp. 401-403, 1981.

[5] F. Aronowitz, „Fundamentals of the Ring Laser Gyro", Optical Gyros and their Application, RTO AGARDograph 339, 1999.

[6] H..C. Lefèvre, „The fiber-optic gyroscope: actually better than the ring-laser gyroscope?", 22nd OFS Conference, Beijing, Proceeding of SPIE, Vol. 8421, Papier 842104, 2012.

[7] G.A. Pavlath, „Fiber Optic Gyros, Past, Present and Future", 22nd OFS Conference, Beijing , Proceeding of SPIE, Vol. 8421, Paper 842102, 2012.

[8] C. Fabre, „La limite quantique dans les gyromètres optiques", Revue scientifique et technique de la défense, Vol. 7, pp. 109-115, 1990.

[9] Y. Paturel, J. Honthaas, H. Lefèvre et F. Napolitano, "One nautical mile per month FOG-based strapdown inertial navigation system: a dream already within reach ?", Inertial Sensors and Systems Conference, Karlsruhe, Germany, Paper 12, 2012.

HYDRODYNAMIQUE ET MAGNETISME D'UN GAZ QUANTIQUE DIPOLAIRE

Aurélie de Paz[1], Arijit Sharma[1], Amodsen Chotia[1], Gabriel Bismut[1], Benjamin Pasquiou[1,2], Etienne Maréchal[1], Paolo Pedri[1], Laurent Vernac[1], Olivier Gorceix[1], Bruno Laburthe-Tolra[1]

[1] *Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse, France*

[2] *Institut für Quantenoptik und Quanteninformation, Innsbruck, Autriche*

RÉSUMÉ

Je décrirai des résultats récents obtenus dans un dispositif de condensation de Bose-Einstein avec l'atome de Chrome. Du fait du moment magnétique particulièrement élevé des atomes de Chrome, de fortes interactions dipôle-dipôle modifient profondément les propriétés des condensats « dipolaires » obtenus. Je décrirai en particulier la mise en évidence d'une vitesse du son anisotrope, ainsi que des propriétés magnétiques originales.

MOTS-CLEFS : *condensat de Bose-Einstein ; interaction dipolaire ; magnétisme ; hydrodynamique*

1. INTRODUCTION

Les propriétés des gaz à très basse température sont très fortement modifiées par les interactions entre particules. Ceci provient notamment du fait que l'énergie cinétique moyenne est bien plus faible que la force des interactions. Ainsi, surgissent des comportements, par exemple hydrodynamiques, typiques de la physique de la matière condensée. Pour la plupart des expériences d'atomes froids, les interactions entre atomes sont de type Van-der-Waals, c'est-à-dire isotropes et de très courte portée. L'originalité principale de notre expérience, utilisant des atomes de Chrome, provient de l'importance de l'interaction dipôle-dipôle entre atomes de Chrome. Ces interactions, anisotropes et de longue portée, modifient ainsi profondément la physique des gaz quantiques dégénérés.

Les interactions dipolaires modifient ainsi les propriétés hydrodynamiques des condensats de Bose-Einstein obtenus avec l'atome de Chrome 52Cr, et leur confèrent notamment des propriétés anisotropes : par exemple, la vitesse du son dans ces nuages dépend de la direction de propagation du son (Voir §2). De plus, les interactions dipôle-dipôle proviennent dans le cas du chrome d'interactions de type magnétique entre les spins des atomes. Les gaz quantiques dipolaires sont ainsi des systèmes très intéressants pour l'étude du magnétisme (Voir $3).

2. PROPRIETES HYDRODYNAMIQUES DES GAZ DIPOLAIRES

Les atomes de Chrome possèdent un moment magnétique six fois plus élevés que les atomes alcalins. De ce fait, les interactions dipolaires sont 36 fois plus élevées. Les interactions dipôle-dipôle, qui sont négligeables par rapport aux interactions de contact pour les condensats de Bose-Einstein alcalins, représentent environ 15% des interactions de contact pour un condensat de Chrome. Elles modifient ainsi la forme du nuage, qui s'allonge le long des axes des dipôles pour minimiser les interactions. Les excitations collectives du condensat sont elles-aussi modifiées : nous

avons ainsi pu mesurer qu'en comprimant légèrement le condensat, la forme de celui-ci se met à osciller, à une fréquence qui dépend légèrement des interactions dipolaires [1].

Pour mesurer la vitesse du son dans le condensat, nous avons créé une onde de densité (par une méthode d'excitation de Bragg) dont nous avons mesuré la relation de dispersion (énergie en fonction du moment). Nous avons pu observer que l'énergie de l'onde de densité dépend de l'orientation des dipôles par rapport à la direction de propagation de l'onde. Ceci traduit une différence de la vitesse du son en fonction de cette orientation. Cette différence provient de l'anisotropie de l'interaction dipolaire, qui modifie de façon anisotrope la propagation du son [2]. Cette mesure représente une des premières manifestations de l'effet des interactions dipolaires sur les propriétés hydrodynamiques du condensat. Un des intérêts additionnels de cette mesure provient du fait que la vitesse du son est aussi, pour un condensat, la vitesse critique au-delà de laquelle le condensat cesse d'être superfluide. Les condensats dipolaires pourraient ainsi être des superfluides anisotropes.

3. PROPRIETES MAGNETIQUES DES GAZ DIPOLAIRES

Les atomes de Chrome peuvent être vus comme des aimants quantiques, interagissant à longue distance par l'interaction dipolaire. Les condensats de Chrome représentent donc ainsi un outil pour l'étude du magnétisme dans le régime quantique. En particulier, du fait de l'anisotropie des interactions dipolaires, des collisions avec changement de magnétisation sont possible. En conséquence, la magnétisation du nuage est libre, et s'adapte à l'équilibre thermodynamique. Nous avons ainsi pu observer qu'un nuage de Chrome se polarise spontanément lorsque la température diminue. Cette polarisation spontanée s'accélère brutalement lorsque la transition de Bose-Einstein est atteinte [3]. Ceci traduit la nature intrinsèquement ferromagnétique des condensats de Bose-Einstein : un condensat correspond à l'accumulation des particules dans l'état de plus basse énergie permis, qui est, quelque soit le champ magnétique, le sous état Zeeman de plus basse énergie.

Pour des champs magnétiques très faibles, cependant, lorsque l'énergie Zeeman est plus faible que l'énergie de contact dépendant du spin, le condensat peut diminuer son énergie en se dépolarisant. Nous avons aussi observé cette transition de phase entre un condensat polarisé (ferromagnétique) et un condensat dépolarisé [4].

Ces expériences de magnétisme peuvent être répétées après avoir chargé les atomes dans un réseau optique tri-dimensionnel [5]. Nous avons récemment mis en évidence l'importance des interactions dipôle-dipôle entre atomes localisés dans des sites du réseau différents. Celles-ci conduisent à une dynamique de spin *inter-site* ; on aborde alors l'étude du magnétisme quantique, qui présente de fortes analogies avec le modèle d'Heisenberg du magnétisme.

REFERENCES

[1] G. Bismut, B. Pasquiou, E. Maréchal, P. Pedri, L. Vernac, O. Gorceix, and B. Laburthe-Tolra Phys. Rev. Lett. **105**, 040404 (2010)

[2] G. Bismut, B. Laburthe-Tolra, E. Marechal, P. Pedri, O. Gorceix, L. Vernac , Phys. Rev. Lett. **109**, 155302 (2012)

[3] B. Pasquiou, E. Maréchal, L. Vernac, O. Gorceix, and B. Laburthe-Tolra, Phys. Rev. Lett. **108**, 045307 (2012)

[4] B. Pasquiou, E. Maréchal, G. Bismut, P. Pedri, L. Vernac, O. Gorceix, B. Laburthe-Tolra Phys. Rev. Lett. **106**, 255303 (2011)

[5] A. de Paz, A. Chotia, E. Marechal, P. Pedri, L. Vernac, O. Gorceix, B. Laburthe-Tolra, arXiv:1212.5469 (2012)

MESURES DES PHASES TOPOLOGIQUES AHARONOV-CASHER ET HE-MCKELLAR-WILKENS PAR INTERFEROMETRIE ATOMIQUE

J. Gillot, S. Lepoutre, A. Gauguet, M. Büchner et J. Vigué

Laboratoire Collisions, Agrégats, Réactivité, UMR CNRS 5587, IRSAMC, Université de Toulouse-UPS, 31062 Toulouse, France

matthias.buchner@irsamc.ups-tlse.fr

RÉSUMÉ

Nous avons utilisé notre interféromètre atomique à bras séparés pour effectuer des mesures des phases topologiques Aharonov-Casher et He-McKellar-Wilkens. Cette dernière phase, prédite par la théorie en 1993 et 1994, a été mise en évidence en 2012 par notre équipe et récemment nous avons amélioré notre dispositif expérimental afin de mesurer cette phase et montrer expérimentalement l'indépendance des ces deux phases par rapport à la vitesse atomique, une caractéristique propre aux phases topologiques.

MOTS-CLEFS : *interférométrie atomique, optique atomique, phases topologiques*

L'interférométrie atomique est un outil très utile pour sonder l'interaction des atomes avec leur environnement d'une manière très précise. Nous utilisons notre interféromètre à bras séparés pour introduire des perturbations de nature électromagnétique sur les trajectoires atomiques afin de mesurer avec une excellente précision les déphasages induits. Récemment, nous avons mis en évidence une phase topologique [1], appelée phase He-McKellar-Wilkens d'après les auteurs qui l'ont prédite par la théorie en 1993 et 1994 [2,3]. Cette phase fait partie de la famille des phases topologiques, parmi lesquelles figure la phase Aharonov-Bohm [4].

Elle apparaît lorsqu'un atome traverse des champs électrique **E** et magnétique **B**. Elle est maximale lorsque **E**, **B** et la vitesse des atomes **v** forment un trièdre et elle est proportionnelle au produit E.B. Cette phase est néanmoins petite, de l'ordre de quelques dizaines de mrad dans notre configuration, mais détectable avec notre interféromètre à lithium. Lors de notre première campagne de mesure, nous avons détecté cette phase [1].

L'interprétation de nos mesures a été difficile a cause de la présence de phases parasites reliées à des défauts géométriques des champs magnétique et électrique. En plus tous les sous niveaux hyperfins magnétiques de l'état fondamental du lithium $^2S_{1/2}$, F=1,2 sont peuplés ce qui rajoute une complication supplémentaire. La valeur expérimentale diffère de 30 % de la valeur attendue, à cause de ces défauts géométriques.

Pour la deuxième campagne de mesure, nous avons appliqué un pompage optique dans un sous niveau hyperfin m_F=2 (ou m_F= -2) de l'état fondamental de lithium (voir poster et [5]). Nous avons également utilisé plusieurs vitesses du jet atomique pour montrer expérimentalement l'indépendance de la phase HMW par rapport à cette vitesse, caractère propre aux phases topologiques.

Notre interféromètre fonctionne avec un jet supersonique de lithium à des vitesses comprises entre v_m=740 et 1520 m/s et ce jet atomique est pompé optiquement dans un sous niveau magnétique m_F =2 (ou m_F = -2). A la vitesse de v_m= 1062 m/s, la séparation des deux bras de l'interféromètre est de 100 µm, ce qui est suffisant pour insérer une électrode entre les deux bras et appliquer des champs électriques opposés sur les deux bras. L'application des champs opposés permet de réduire le déphasage venant de l'effet Stark qui induit un déphasage proportionnel à E^2. Dans la zone d'interaction nous appliquons un champ magnétique homogène et le déphasage des

franges atomiques est la somme des phases topologiques HMW et Aharonov-Casher [6]. Cette dernière phase se manifeste lorsqu'un dipôle magnétique se propage dans un champ électrique. Nous pouvons séparer ces deux phases grâce à leur dépendance avec la valeur de m_F. Nous avons accumulé un grand nombre d'enregistrements en variant l'état quantique, les champs appliqués et la vitesse des atomes.

La Figure 1 montre notre résultat final de la phase HMW φ_{HMW} en fonction de la vitesse atomique moyenne v_m. Ces phases sont en très bon accord avec la valeur attendue, indiquée par la zone bleue incluant les incertitudes géométriques des champs. Les courbes verte et rouge simulent une hypothétique dépendance en vitesse de cette phase (vert $\varphi_{HMW} \propto v_m^{-1}$, rose $\varphi_{HMW} \propto v_m^{-2}$) en prenant pour référence la valeur mesurée pour v_m= 1062 m/s. Nos résultats expérimentaux excluent clairement ces dépendances en vitesse et montrent l'indépendance de cette phase de v_m pour une gamme de 744 m/s $\leq v_m \leq$ 1520 m/s.

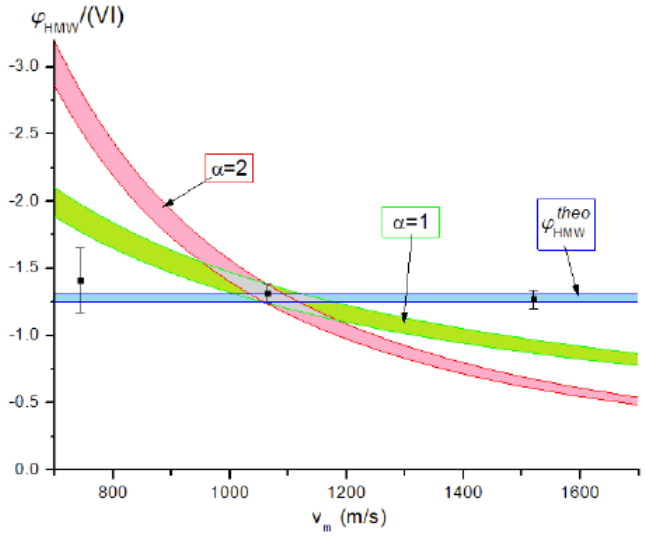


Fig. 1 : Nos résultats de phase φ_{HMW}/VI en unité 10^{-6} rad/(Volt Ampères) en fonction de la vitesse atomique moyenne v_m. φ_{HMW} est proportionnelle aux champs E et B, dont proportionnelle au produit de la tension appliquée aux condensateur par le courant produisant le champ magnétique. La zone bleue indique la valeur attendue théorique avec l'incertitude associée.
Les bandes verte et rouge représentent une hypothétique dépendance de φ_{HMW} en vitesse des atomes $\varphi_{HMW} \propto v_m^{-\alpha}$: bande verte α= 1, bande rose α= 2. Nos resultats excluent clairement ces dépendances en vitesse.

REMERCIEMENTS

Nous remercions l'ensemble du personnel technique et administratif du LCAR. Des remerciements chaleureux sont destinés à G. Trénec pour ses contributions importantes. Les soutiens financiers du CNRS, de l'Université Paul Sabatier et de l'ANR (Programme BLANC SIMI 4 2011 : HIPATI) sont remerciés.

RÉFÉRENCES

[1] S. Lepoutre *et al.*, Phys.Rev.Lett. **109**, 120404(2012)
[2] X.-G. He et B.H.J. McKellar, , Phys.Rev. A **47**, 3424 (1993)
[3] M. Wilkens, Phys.Rev.Lett. **72**, 5 (1994)
[4] Y. Aharonov et D. Bohm, Phys.Rev. A **115**, 485 (1959)
[5] J. Gillot *et al.*, soumise à Phys.Rev.Lett.
[6] Y. Aharonov et A. Casher, Phys.Rev.Lett. **53**, 319 (1984)

LES ETATS MESOSCOPIQUES EN OPTIQUE QUANTIQUE

Jean Etesse[1], Rémi Blandino[1], Bhaskar Kanseri[1], Rosa Tualle-Brouri[1,2]

[1] *Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Université Paris Sud*
2 avenue Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau cedex, France

[2] *Institut Universitaire de France, 103 boulevard Saint-Michel, 75005 Paris, France*

RÉSUMÉ

Nous allons montrer comment certains états quantiques mésoscopiques peuvent être générés très efficacement en itérant une opération très simple. Certains de ces états pourraient permettre une violation sans échappatoire des inégalités de Bell avec des pertes en ligne relativement importantes, montrant ainsi une remarquable résistance aux pertes de leurs propriétés quantiques.

MOTS-CLEFS : *Optique quantique, états mésoscopiques, inégalités de Bell*

Les états quantiques mésoscopiques de la lumière, pouvant contenir plusieurs photons et présenter une structure quantique complexe, pourraient ouvrir de nouvelles perspectives intéressantes en optique quantique. Les états « chat de Schrödinger » optiques (Fig. 1a) en sont un exemple : superpositions quantique de deux états cohérents, ils permettent d'aborder expérimentalement la notion de décohérence [1,2] ; ils ouvrent également des perspectives pour le calcul quantique puisqu'ils permettent d'implémenter l'ensemble des portes quantiques de base uniquement avec les outils de la photonique : lames séparatrices, déphasages, compteurs de photons...

(a) (b)

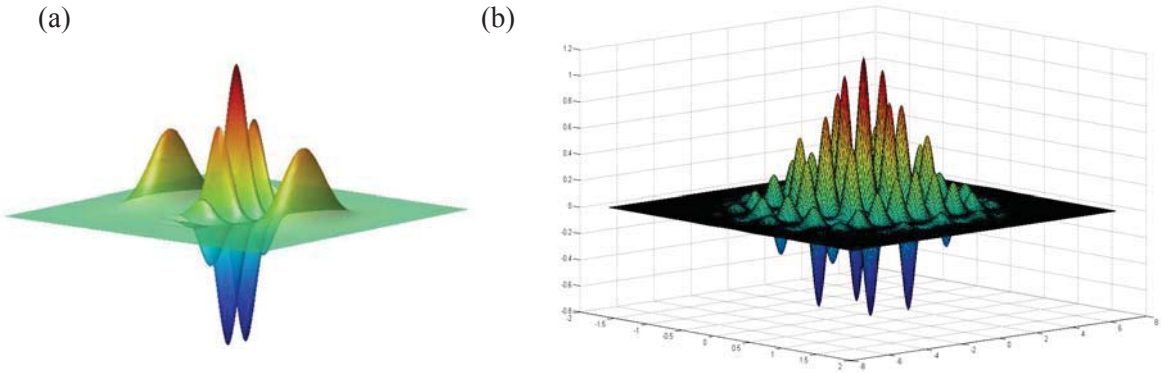


Fig. 1 : (a)- Fonction de Wigner théorique d'un état « chat de Schrödinger », constituée de 2 états cohérents que l'on voit nettement séparés, et d'oscillations au centre caractéristiques de la superposition quantique. (b)- Fonction de Wigner théorique d'un état peigne en quadrature.

D. Gottesman et ses collaborateurs ont introduit d'autres états mésoscopiques : les états peignes en quadrature [3], constitués dans l'espace des quadratures non plus de deux pics Gaussiens, comme les états chats, mais d'une série virtuellement infinie de pics gaussiens (Fig. 1b). Ces états présentent des propriétés remarquables : ils permettent d'implémenter un ensemble de portes quantiques [3] en utilisant des mesures de quadratures, beaucoup plus fiables que le comptage de photons ; des états de cette famille permettent également une violation maximale et sans échappatoire des inégalités de Bell [4].

La génération de ces états est bien sûr problématique. Les états chat produits en espace libre restent d'amplitude assez faible [5,6], et bien sûr les états peignes sont encore du domaine de la théorie. Par ailleurs, les états chats sont particulièrement sensibles aux pertes, et c'est même ce qui peut limiter leur utilisation pour le calcul quantique [7].

Il se trouve cependant qu'il est possible de générer tous ces états très efficacement en itérant une opération très simple, à savoir la superposition de deux états sur une lame séparatrice, suivie d'un conditionnement homodyne sur l'une des voies de sortie de cette séparatrice [8]. Par ailleurs, les propriétés quantiques des états peignes sont remarquablement résistantes aux pertes [8] : une violation des inégalités de Bell peut en effet être obtenue avec jusqu'à 15% de pertes en ligne pour des états contenant 4 photons en moyenne, et jusqu'à 25% pour des états contenant 10 photons en moyenne.

CONCLUSION

En conclusion, des états mésoscopiques particulièrement intéressants pourraient être générés très efficacement moyennant des sources de photons efficaces, des mémoires quantiques et des systèmes de multiplexage. Ces états présentent une remarquable résistance aux pertes et ouvrent de nombreuses perspectives en optique quantique.

RÉFÉRENCES

[1] M. Brune, E. Hagley, J. Dreyer, X. Maître, A. Maali, C. Wunderlich, J. M. Raimond, and S. Haroche,"Observing the Progressive Decoherence of the Meter in a Quantum Measurement," Phys. Prev. Lett. Vol. 77, pp. 4887–4890, 1996.

[2] S. Deléglise, I. Dotsenko, C. Sayrin, J. Bernu, M. Brune, J.-M. Raimond and S. Haroche, "Reconstruction of non-classical cavity field states with snapshots of their decoherence, " Nature vol. 455, pp.510-514, 2008.

[3] D. Gottesman, A. Kitaev, and J. Preskill, "Encoding a qubit in an oscillator," Phys. Rev. A, vol. 64, pp. 012310, 2001.

[4] J. Wenger, M. Hafezi, F. Grosshans, R. Tualle-Brouri, and P. Grangier, "Maximal violation of bell inequalities using continuous variables measurements," Phys. Rev. A, vol. 67, pp. 012105, 2003.

[5] A. Ourjoumtsev, H.k Jeong, R. Tualle-Brouri and P. Grangier, "Generation of optical 'Schrödinger cats' from photon number states," Nature vol. 448, pp. 784-786, 2007.

[6] T. Gerrits, S. Glancy, T.S. Clement, B. Calkins, A.E. Lita, A.J. Miller, A.L. Migdall, S.W. Nam, R.P. Mirin, and E. Knill, "Generation of optical coherent-state superpositions by number-resolved photon subtraction from the squeezed vacuum," Phys. Rev. A 82, pp. 031802(R), 2010.

[7] A.P. Lund, T.C. Ralph, and H.L. Haselgrove, "Fault-Tolerant Linear Optical Quantum Computing with Small-Amplitude Coherent States, " Phys. Rev. Lett. Vol. 100, pp. 030503, 2008.

[8] J. Etesse, R. Blandino, B. Kanseri, and R. Tualle-Brouri, "Proposal for a loophole-free violation of Bell inequalities with a set of single photons and homodyne measurements," arXiv :1304.2532v1, 2013.

SPINS INDIVIDUELS DANS LE DIAMANT POUR L'INFORMATION QUANTIQUE ET LA MAGNÉTOMÉTRIE À HAUTE RÉSOLUTION

Vincent Jacques[1]

[1] *Laboratoire Aimé Cotton, CNRS, Université Paris-Sud and ENS Cachan, 91405 Orsay, France.*

vjacques@ens-cachan.fr

RÉSUMÉ

Pouvoir détecter, manipuler et coupler de façon cohérente des objets quantiques à l'échelle individuelle sont les éléments de base du développement de l'information quantique. Un enjeu important consiste aujourd'hui à isoler des systèmes quantiques possédant un long temps de cohérence et pouvant être manipulés et couplés de façon cohérente à large échelle. Parmi de nombreux candidats [1], incluant les ions piégés, les circuits supraconducteurs, ou bien les boîtes quantiques semi-conductrices, le centre coloré NV du diamant a attiré beaucoup d'intérêt au cours des dernières années parce que son état fondamental est un niveau triplet de spin qui peut être initialisé, détecté optiquement, et manipulé à l'aide d'impulsions micro-ondes avec un temps de cohérence excédant plusieurs millisecondes à température ambiante [2]. Il s'agit là du temps de cohérence le plus long observé pour un système quantique à l'état solide à température ambiante, faisant du centre NV un candidat intéressant pour le traitement quantique de l'information.

Afin de mettre en œuvre un protocole de traitement quantique de l'information, plusieurs bits quantiques doivent être mis en interaction et être manipulés indépendamment de façon cohérente. Dans le diamant, de telles conditions peuvent être obtenues en utilisant l'interaction hyperfine entre le spin électronique d'un centre coloré NV et des spins nucléaires voisins dans la matrice de diamant. Dans cet exposé, je montrerai comment le centre NV du diamant peut être utilisé pour mesurer en temps réel les retournements successifs d'un spin nucléaire unique [3]. Cette technique permet de réaliser une initialisation de l'état quantique des spins nucléaires avec une fidélité supérieure à 99% ainsi qu'une lecture de cet état par mesure projective « mono-coup » . Ces expériences permettent d'envisager des mesures de corrélation quantiques entre spins nucléaires individuels dans le diamant à température ambiante ainsi que la mise en œuvre de boucles de retroaction quantique stabilisant l'état des spins nucléaires.

Au-delà des applications potentielles dans le domaine de l'information quantique, la détection optique de la résonance magnétique d'un centre NV individuel du diamant permet également de réaliser un magnétomètre à haute sensibilité avec une résolution spatiale nanométrique. Le principe de la mesure est similaire à celui utilisé pour les magnétomètres optiques basés sur la précession de spin dans une vapeur atomique. Le champ magnétique est mesuré à travers le déplacement de la raie de résonance magnétique du centre NV par effet Zeeman. Je montrerai comment ce magnétomètre peut être utilisé pour des études fondamentales en nanomagnétisme [4].

RÉFÉRENCES

[1] T. D. Ladd, F. Jelezko, R. Laflamme, Y. Nakamura, C. Monroe, and J. L. O'Brien, Nature **464**, 45 (2010).

[2] G. Balasubramanian *et al.*, Nature Materials **8**, 383 (2009).

[3] A. Dréau, P. Spinicelli, J. R. Maze, J.-F. Roch, and V. Jacques, Phys. Rev. Lett. **110**, 060502 (2013).

[4] L. Rondin, J. P. Tetienne, S. Rohart, A. Thiaville, T. Hingant, P. Spinicelli, J.-F. Roch, and V. Jacques, preprint arXiv :1302.7307 (2013).

INTRICATION MICRO-MACRO DE PHOTON

Anthony Martin, Natalia Bruno, Pavel Sekatski, Nicolas Sangouard, Rob Thew, et Nicolas Gisin

Group of Applied Physics, University of Geneva, CH-1211 Geneva 4, Switzerland

anthony.martin@unige.ch

RÉSUMÉ

Nous présentons la réalisation de deux états intriqués macroscopiquement distincts, à savoir deux états caractérisés par un assez grand nombre de photons pour pouvoir être vus, du moins dans le principe, à l'œil nu, et qui donnent des résultats très distincts même lorsqu'ils sont mesurés à l'aide d'un détecteur classique.* Pour réaliser cet état, nous commençons par générer un état intriqué entre deux modes spatiaux partageant un unique photon, puis nous avons déplacé l'un des deux modes jusqu'à 1000 photons. Afin de prouver de façon fiable que cette transformation préserve l'intrication, nous avons redéplacé l'état dans le domaine microscopique et réalisé une mesure standard d'intrication. Nous avons pu prouver que l'intrication était préservée jusqu'à 500 photons. Cette limite est essentiellement due à la précision limitée de notre mesure.

MOTS-CLEFS : *Optique Quantique, Intrication*

1. INTRODUCTION

L'intrication est un concept quantique fascinant. Il est largement utilisé en communication quantique, par exemple, pour la distribution de clés entre deux personnes souhaitant communiquer de façon sécurisée. Il est aussi au cœur de phénomènes quantiques fondamentaux comme la téléportation ou la non-localité. L'intrication est en outre à la base d'un grand nombre de questions ouvertes. Peut-elle survivre, par exemple, à des échelles macroscopiques ? Pourquoi n'observe-t-on pas des systèmes intriqués dans notre vie quotidienne ? Ces questions sont débattues depuis les débuts de la théorie quantique. Aujourd'hui, la décohérence est largement acceptée comme l'un des problèmes fondamental limitant la capacité des systèmes macros à préserver leur intrication. Il est aussi bien admis que même si un système est suffisamment isolé de son environnement pour qu'une partie de ses propriétés quantiques soient préservées, ces dernières restent difficiles à observer. Les mécanismes de décohérence augmentent inévitablement la dimension de l'espace de Hilbert. Le système n'est pas décrit par les modèles théoriques relativement simples dont nous disposons pour certifier la présence d'intrication et même un physicien bien entraîné qui dispose d'appareils de mesure précis ne parvient à détecter les caractéristiques quantiques d'un système macro qu'au prix d'innombrables efforts.

Suite à une proposition théorique[1], nous avons réalisé expérimentalement un état intriqué macroscopique, analogue au fameux chat de Schrödinger, à l'aide d'opération de déplacement dans l'espace des phases. Les deux composantes de cet état, i.e. $\mathscr{D}(\alpha)|0\rangle$ et $\mathscr{D}(\alpha)|1\rangle$, sont respectivement caractérisées par un nombre moyen de photons $|\alpha|^2$ et $|\alpha|^2+1$, et une variance $|\alpha|^2$ et $3|\alpha|^2$ (voir FIGURE 1 (b)). Ainsi il est possible de distinguer ces deux états avec un détecteur classique avec une probabilité de 74% lorsque α est suffisamment grand. Dans un second temps, cet état est redéplacé dans le domaine micro avant d'être détecté. Le déplacement étant appliqué localement, la détection de l'intrication micro démontre la présence de l'intrication avant le déplacement, i.e. dans le domaine macro. Ramener l'état dans le domaine micro permet en outre de travailler dans un espace de Hilbert de dimension réduite où des mesures d'intrication bien établies sont disponibles.

*Détecteur qui n'est pas capable de résoudre le nombre de photons

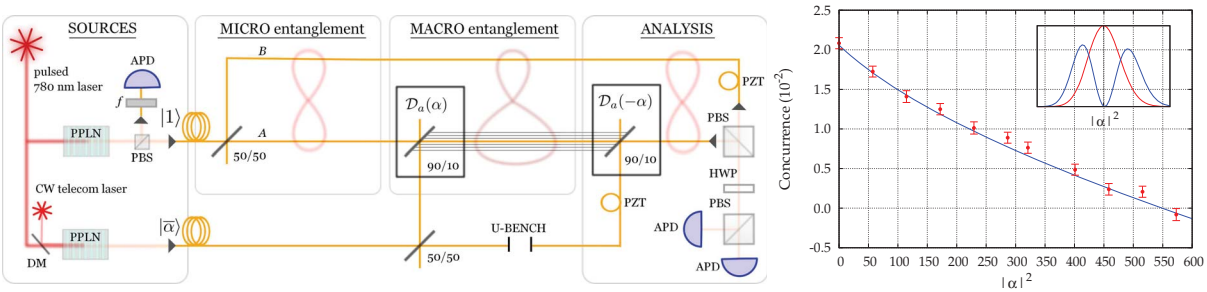


FIGURE 1 : a)Schéma expérimental ; b) Concurrence théorique et expérimentale en fonction du nombre de photon dans le déplacement. L'insertion représente la distribution statistique dans la base du nombre de photons pour un état cohérent et un état un photon déplacé.

2. EXPÉRIENCE

Comme le montre la FIGURE 1 (a), un état micro spatialement intriqué est réalisé à l'aide d'un photon unique annoncé issu d'une paire de photons générée par conversion paramétrique dans un cristal non-linéaire. L'oscillateur local (OL) nécessaire à la réalisation des déplacements est implémenté par génération de différence de fréquence entre la pompe pulsée commune aux deux cristaux, et un laser télécom continu. Ainsi en filtrant le photon servant d'annonce, nous obtenons des photons uniques Fourier limités et une source cohérente avec les mêmes propriétés quantiques, comme le démontre la visibilité de 82(5)% obtenue lors d'une expérience de type Hong, Ou et Mandel[2].

L'un des deux modes de l'état intriqué est mixé avec l'0L à l'aide d'un coupleur 90/10. Ainsi en contrôlant l'intensité de notre OL nous, rendons plus ou moins macroscopique notre état micro. Afin de pouvoir analyser cet état, nous redéplaçons l'état à l'aide du même dispositif pour pouvoir effectuer une mesure de concurrence à l'aide de détecteur de photon unique. La précision de la mesure est alors limitée par la qualité du déplacement inverse qui dépend, comme dans un interféromètre, du contrôle de la phase et de l'intensité relative entre les deux bras. Une caractérisation de l'interféromètre à l'aide d'un laser continu nous a donné une visibilité de 99.98810(8)% qui chute à 99.985(2)% lorsque que l'on passe en régime ps. Comme le démontre la mesure de concurrence représentée dans la FIGURE 1 (b), cette visibilité nous permet de mesurer de l'intrication pour l'état macroscopique atteignant 550 photons. Cette limite peut être repoussée en améliorant le dispositif d'analyse, plus précisément en augmentant la visibilité de l'interféromètre.

CONCLUSION

Cette expérience nous a permis de démontrer de l'intrication entre un mode microscopique et un mode contenant 500 photons. Ces résultats suggèrent que bien que l'observation de la nature quantique d'un système macro requiert une précision de mesure qui augmente avec sa taille, la création des propriétés quantiques est aisée, même à des échelles macros. Ils renforcent l'idée que l'intrication est un concept qui s'étend au domaine macro et nous laissent avec des motivations renouvelées de chercher des effets quantiques dans la Nature [2, 3].

REMERCIEMENT

Les auteurs tiennent à remercier Bruno Sanguinetti et Hugo Zbinden pour leur discussion constructive. Ce projet a été en partie soutenu financièrement par le projet EU "Q-Essence" et le projet Suisse SNSF "CR23I2 127118".

[1] P. Sekatski *et al*, *Phys. Rev. A*, vol. 86, no. 6, p. 060301, 2012.

[2] N. Bruno *et al*, *arXiv preprint arXiv :1212.3710*, 2012.

[3] Lvovsky*et al*, *arXiv preprint arXiv :1212.3713*, 2012.

Des électrons surfant sur une onde sonore comme plateforme d'expériences d'optique quantique avec des électrons volants

Sylvain Hermelin[1], Shintaro Takada[2], Michihisa Yamamoto[2], Seigo Tarucha[2], Andreas D. Wieck[3], Laurent Saminadayar[1], Christopher Bäuerle[1] and Tristan Meunier[1]

[1]Institut Néel, CNRS and Université Joseph Fourier, 38042 Grenoble, France

[2]Department of Applied Physics, The University of Tokyo, Tokyo, 113-8656, Japan

[3]Lehrstuhl für Angewandte Festkörperphysik, Ruhr-Universität Bochum, 44780 Bochum, Germany

tristan.meunier@grenoble.cnrs.fr

RÉSUMÉ

L'électron est la particule élémentaire donnant naissance au courant qui se propage dans un métal. Récemment, un important effort expérimental a été consacré au contrôle de nanocircuit à l'échelle de l'électron unique. Ainsi les propriétés quantiques des électrons de conduction ont pu être mises en évidence et déplacer de manière cohérente un électron unique dans un métal est une stratégie viable pour interconnecter les nœuds quantiques d'un nanocircuit. Nous présenterons la réalisation expérimentale des briques élémentaires nécessaires à des expériences d'optique quantique avec des électrons volants et isolés.

MOTS-CLEFS : *électrons, électronique quantique, source d'électron unique, détecteur d'électron unique*

1. INTRODUCTION

Au contraire des photons, les électrons sont des particules qui se propagent en interagissant avec leurs semblables. Cette particularité ouvre des perspectives intéressantes quant à l'intégration d'un grand nombre de nœuds quantiques dans un nanocircuit. Néanmoins, les électrons se propagent généralement au milieu d'une mer d'électrons et isoler et détecter un électron unique après propagation est une tâche difficile. En conséquence, même si les expériences d'optique quantique avec des photons ont été une inspiration pour les physiciens de la matière condensée, aucune expérience n'a pu être réalisée au niveau de l'électron volant unique.

Au cours de ce séminaire, nous présenterons la réalisation expérimentale de sources et de détecteurs à électrons uniques volants dans un canal quantique unidimensionnel où l'électron se propage isolé des autres électrons de la structure. Pour assurer sa propagation, un potentiel se déplaçant à la vitesse du son est créé par l'excitation d'onde acoustique de surface. De manière imagée, l'électron surfe littéralement sur l'onde excitée. Si le canal de propagation est placé entre deux boîtes quantiques séparées de plusieurs microns, un unique électron peut être transporté de manière très efficace d'une boîte à l'autre. De plus, le transit peut être déclenché et contrôlé avec un temps caractéristique inférieur au temps de décohérence du spin de l'électron. Ce travail nous permet d'envisager l'utilisation de l'électron « surfeur » pour interconnecter les nœuds d'un nanocircuit quantique.

REFERENCES

[1] Sylvain Hermelin, Shintaro Takada, Michihisa Yamamoto, Seigo Tarucha, Andreas D. Wieck, Laurent Saminadayar, Christopher Bauerle and Tristan Meunier, *Nature (London)* ***447,*** *435 (2011)*

LIENS OPTIQUES ET METROLOGIE, OU COMMENT PEUT-ON DISTRIBUER UNE REFERENCE DE FREQUENCE PAR LES FIBRES OPTIQUES DU RESEAU INTERNET

O. Lopez[1], B. Chanteau[1], A. Bercy[1], P.E. Pottie[2], F. Stefani[2], B. Argence[1], B. Darquié[1], Y. Le Coq[2], D. Nicolodi[2], N. Quintin[1], Ch. Chardonnet[1], G. Santarelli[2,3] et A. Amy-Klein[1]

[1] *Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, CNRS, 99 Avenue Jean-Baptiste Clément, 93430 Villetaneuse, France*

[2] *Laboratoire National de Métrologie et d'Essais–Système de Références Temps-Espace, UMR 8630 Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, 61 Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris*

[3] *Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences, UMR 5298 Université de Bordeaux 1, Institut d'Optique and CNRS, 351 cours de la Libération, 33405 Talence, France*

amy@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Je présenterai nos travaux sur les liens optiques fibrés, dont l'objectif est de transférer entre laboratoires distants une référence ultrastable de fréquence. Nous avons démontré qu'il était possible de réaliser des liens optiques fibrés utilisant le réseau Internet : le signal ultrastable se propage simultanément avec les données numériques par multiplexage en longueur d'ondes. Nous exposerons les performances obtenues sur un lien de 540 km entre Villetaneuse et Reims et retour. La correction active du bruit de phase apportée par la propagation dans la fibre permet d'obtenir une instabilité de fréquence de 5×10^{-15} pour un temps de mesure de 1 s et de 6×10^{-19} sur 10^4 s. Je discuterai des perspectives ouvertes par cette technique pour le déploiement d'un réseau optique métrologique au niveau national et international. Je présenterai également quelques applications des liens optiques, pour le transfert de temps ou la stabilisation de lasers.

MOTS-CLEFS : *lien optique, métrologie temps-fréquence, stabilisation de fréquence*

1. INTRODUCTION

La dissémination de références ultra-stables de fréquence entre laboratoires distants est un défi majeur pour une large gamme d'expérience de très haute sensibilité, en métrologie ou en physique fondamentale. En effet, les horloges optiques atteignent actuellement des stabilités de quelques 10^{-17} sur la journée si bien que la comparaison de ces horloges nécessite un transfert de fréquence avec une résolution encore meilleure. Cette comparaison permet de valider les performances métrologiques des horloges, mais aussi de réaliser différents tests de physique fondamentale. Depuis une dizaine d'années, plusieurs groupes dont le notre ont développé des liaisons par fibres optiques pour transmettre des références de fréquence [1-2]. Ces liens optiques consistent à transférer la phase d'un laser ultrastable émettant à 1.54 µm par fibre optique (voir figure 1), tout en corrigeant les fluctuations de phase dues aux variations de la longueur optique de la fibre. Cela nécessite que le signal optique circule dans les deux sens sur la même fibre : le signal ayant effectué un aller-retour est comparé avec le signal initial du laser stabilisé. Leur différence de

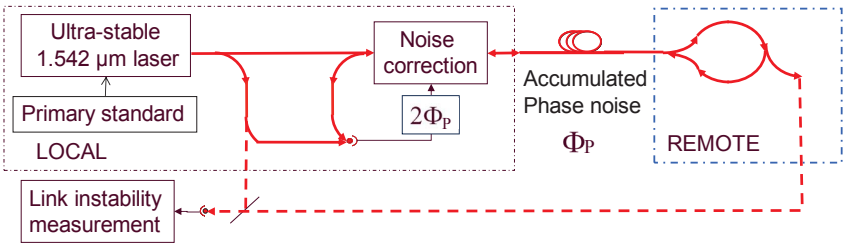


Fig. 1 : schéma de principe d'un lien optique entre deux laboratoires distants

phase optique donne directement les fluctuations de phase dues à la propagation aller-retour, qui servent de signal d'erreur pour la boucle de correction.

2. TRANSFERT DE FREQUENCE PAR LIEN OPTIQUE

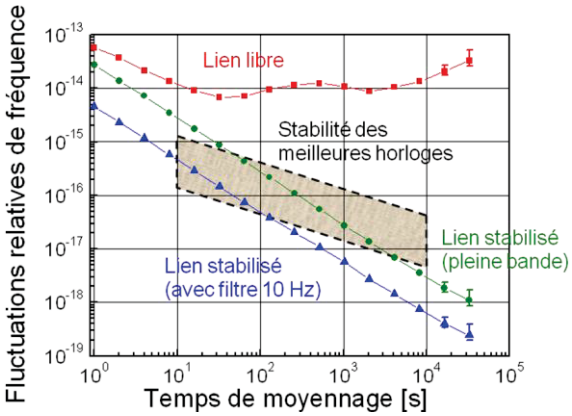


Fig. 2 : stabilité du lien optique de 540 km entre le LPL et Reims, et retour

Dans l'objectif d'étendre cette technique à l'échelle nationale ou internationale, nous avons décidé d'utiliser directement les fibres du réseau académique national, grâce à une collaboration avec RENATER (Réseau National de télécommunications pour la Technologie l'Enseignement et la Recherche). Nous exploitons pour cela la technique du multiplexage en longueur d'onde : le signal ultrastable est transmis simultanément avec les données numériques mais à une longueur d'onde spécifique. Nous disposons donc d'un canal de longueur d'ondes dédié sur des fibres Internet. Nous avons ainsi déployé un lien optique de 540 km entre Villetaneuse et Reims, et retour, sur le réseau de RENATER, sans aucun incident sur le transfert de données numériques. Les performances du transfert de fréquences sont présentées sur la figure 2. Les fluctuations de fréquence du lien libre, de l'ordre de 10^{-14} en valeur relative, sont réduites à 4×10^{-15} pour un temps de mesure de 1 s et à moins de 10^{-18} à partir de 10^{4} s [1]. Cela permet de transférer les meilleures horloges sans dégradation de leur stabilité. Nous projetons maintenant de déployer un réseau national, dans le cadre de l'équipement d'excellence REFIMEVE+. L'objectif est également de rejoindre la frontière allemande où une interconnexion sera réalisée avec un signal ultrastable provenant des laboratoires allemands.

3. APPLICATIONS DES LIENS OPTIQUES

Au-delà de la comparaison d'horloges, les liens optiques ouvrent le champ d'une large gamme d'applications : mesures de constantes fondamentales ou de leur éventuelle variation dans le temps, tests de liens satellitaires, réalisation de gyroscope géant, applications géodésiques… Nous avons ainsi récemment réalisé du transfert de temps par méthode deux-voies sur le lien optique de 540 km, et obtenu une excellente stabilité de 20 ps ainsi qu'une exactitude meilleure que 250 ps. Ces performances vont au-delà de celles du GPS d'un ordre de grandeur [3]. Nous avons également développé un dispositif capable de transférer la stabilité et l'exactitude de la référence de fréquence transmise par lien optique du proche au moyen infrarouge. Avec ce système, un laser émettant à 10 µm est asservi en phase sur le signal optique ultra-stable à 1,54 µm, avec une stabilité relative de fréquence meilleure que $4\text{x}10^{-14}$ à 1 s. La largeur de raie obtenue est inférieure à 17 Hz. Nous avons ainsi mesuré la fréquence absolue d'une transition moléculaire avec une incertitude de $8\text{x}10^{-13}$. Ce système permet la spectroscopie à très haute résolution de molécules dans une large gamme de fréquences et ouvre la voie à des tests de très haute sensibilité avec des molécules, comme par exemple, l'observation de la violation de parité.

REFERENCES

[1] O. Lopez et al., "Ultra-stable long distance optical frequency distribution using the Internet fiber network," Opt.Express vol. 20, pp. 23518-23526, 2012.

[2] K. Predehl et al., "A 920-kilometer optical fiber link for frequency metrology at the 19th decimal place," Science, vol. 336, pp. 441-444, 2012

[3] O. Lopez et al, "Simultaneous remote transfer of accurate timing and optical frequency over a public fiber network," Appl. Phys. B vol. **110**, pp 3-6, 2013.

QUID DU DOMAINE DE CAPTEURS A FIBRES OPTIQUES DEPUIS 35 ANS ?

Pierre Ferdinand

CEA, LIST, Laboratoire de Mesures Optiques, F-91191 Gif-sur-Yvette, France.

pierre.ferdinand@cea.fr

RÉSUMÉ

L'objectif de cette présentation invitée est de retracer les avancées réalisées depuis la naissance du domaine des Capteurs à Fibres Optiques, tant du point de vue technique que de celui des applications.

MOTS-CLEFS : *Capteur à Fibres Optiques, réseaux de Bragg, mesures réparties, applications*

1. INTRODUCTION & RAPPELS HISTORIQUES

Les CFO forment un domaine de R&D très dynamique depuis plus d'une trentaine d'années. La décennie 80 fût celle de la découverte des possibilités offertes par les CFO grâce aux premières fibres et aux quelques composants alors disponibles ; de nombreux principes furent ainsi explorés. En 1986 apparue la notion de Réseaux de Capteurs à Fibres Optiques (RCFO), tant de type 'distribué' (mesures localisées) que 'réparti' (mesure quasi continue le long de la fibre du profil d'un paramètre d'influence). La décennie suivante fût celle de l'ouverture des laboratoires à des démonstrations de terrain, qui devint une épreuve Darwinienne pour les technologies qui, mise à part le 'Gyro' à fibre, n'avaient jusqu'alors pas permis grand-chose d'autre que des 'manips de labo' et des publications. De fait, seules les techniques les plus robustes émergèrent, dont celle fondée sur les réseaux de Bragg (l'emblème des capteurs distribués), technique initialement publiée fin 1989, et les approches « réflectométriques » mettant en œuvre les phénomènes de (rétro)diffusion dans la silice, à savoir les effets Raman, Brillouin, et Rayleigh, ce dernier étant à la base de « l'OTDR » -outil majeur des télécoms-. Ainsi, dès le début des années 90, des produits apparurent, tel le DTS Raman qui fournit une mesure intrinsèquement sélective du profil de température le long de la fibre. On ne parlait guère à ce moment-là des mesures Brillouin, sauf dans les sessions d'OFS[1] et autres conférences spécialisées. La fin de la décennie 90 et les premières années de ce millénaire furent celles du 'boom' suivi du 'crack' -initié en avril 2001- des télécoms. Durant cette folle période, où dans le même temps des PME émergeaient puis disparaissaient par dizaines, quelques-unes virent le jour sur la thématique des (R)CFO, autour des techniques précitées. Certaines d'entre elles s'investirent dans le développement des systèmes optoélectroniques, tandis que d'autres s'intéressaient aux applications, au déploiement des solutions sur le terrain, aux services associés. Les domaines applicatifs concernés furent, et demeurent, ceux où les fibres et leurs systèmes de mesure associés apportent des gains par rapport à l'existant, et surtout de nouvelles fonctionnalités.

2. LES PRINCIPALES TECHNIQUES

2.1 Les capteurs distribués à réseaux de Bragg

Les réseaux de Bragg sont des structures diffractives obtenus par photo-inscription d'interférences laser UV au sein des fibres optiques, souvent de type germanosilicates pour leur bonne photosensibilité. La plupart des réseaux, dits à courte période, consistent en une modulation submicronique de l'indice du cœur de la fibre. De fait, un réseau de quelques millimètres comporte plusieurs milliers de 'pas' Λ, et joue le rôle de réflecteur pour une bande spectrale fine (0,2 à 0,3 nm) centrée à $\lambda_B = 2.n_e.\Lambda$, avec Λ (~ 0,5 µm) et n_e l'indice effectif (~ 1,45) du mode. Toute modification de Λ ou de n_e 'déplace' donc λ_B dont le suivi fournit le paramètre inducteur. Bien entendu, les réseaux de Bragg peuvent être multiplexés. Pour cela, il suffit d'en cascader plusieurs de pas Λ différents et de les interroger autour de leur longueur d'onde caractéristique. La lumière incidente est alors réfléchie à λ_{B1}, λ_{B2} … λ_{BN} par les différents réseaux. La mesure, peu résolue, de λ_{Bi} indique l'adresse du réseau 'i', et l'analyse précise de λ_{Bi} fournit la mesure [1].

[1] La Conférence *Optical Fiber Sensors* a lieu tous les 18 mois depuis 1983 (OFS1, Londres) et son déroulement se situe cycliquement en Europe, Asie, Amérique. La dernière, OFS22, eut lieu à Beijing (Chine) en oct. 2011. OFS23 se déroulera à Santander (Espagne) en juin 2014 (http://www.teisa.unican.es/OFS23/). Depuis 1998, en alternance avec OFS se déroule EWOFS, le *Workshop* Européen sur les mêmes thématiques. Le dernier a eu lieu à Cracovie en mai 2013.

Par ailleurs, les performances des instrumentations s'améliorent chaque année, tirées par le marché. En effet, si précédemment les utilisateurs se contentaient d'une résolution du pm (~ 10^{-6} en déformations ; ou 0,1°C), d'une cadence de 1 kHz, et du multiplexage de quelques capteurs, on observe aujourd'hui des demandes bien supérieures. Il en va ainsi du besoin d'absence de dérive pour les mesures long terme. Récemment nous avons donc mis au point un système optoélectronique dont la stabilité sur 16 j a été évaluée à 0,03 pm, alors même qu'il subissait des variations thermiques de 5°C [2]. Ceci améliore la stabilité de mesure de près de deux ordres de grandeur par comparaison aux produits du marché. Notre approche, fondée sur un référencement absolu en temps réel, rend ainsi crédible la surveillance à long terme de grande qualité.

2.2 Les capteurs répartis, la réflectométrie [3]

Le premier de ces instruments fût le DTS Raman (*Distributed Temperature Sensor*). Rappelons qu'avec l'effet Raman, on s'intéresse à la lumière ayant subi un décalage fréquentiel par diffusion inélastique. Dans la silice, il génère deux raies rétrodiffusées, symétriques par rapport à l'excitation, appelées Stokes et anti-Stokes. Comme la distribution de population des niveaux excités est définie par la distribution de Boltzmann, liée à la température T, le rapport des intensités diffusées dans ces deux régimes (anti-Stokes/Stokes), tout en étant fonction de T, ne dépend pas de l'intensité des impulsions sonde, et présente donc une insensibilité vis-à-vis des contraintes mécaniques et des pertes que subit la fibre. Ainsi, l'effet Raman dont seule la raie Anti-Stokes est sensible à T permet-elle, associée à la réflectométrie, de réaliser des mesures de profils thermiques très sélectives. Plusieurs appareils sont disponibles : la famille des DTS de Schlumberger (ex-*Sensa*, ex-*York Technology* en Angleterre), l'instrument Japonais *SumiThermo* (distribué par *J-Power Systems Corp.*, appartenant à *Sumitomo* et *Hitachi Cable*) et, apparus ensuite, d'une part le DTS 5100 ainsi que les appareils SENTINEL et HALO (utilisant des fibres multimodes 50/125) de l'américain *SensorTran* appartenant à *Halliburton,* dédiés aux applications en pétrochimie, sidérurgie, ... d'autre part, le système d'*Agilent* (filiale d'HP) destiné aux applications de terrain (avec alimentation photovoltaïque), et enfin celui de l'Allemand *Lios*, le seul fondé sur la réflectométrie fréquentielle, et commercialisé par Siemens pour la surveillance incendie dans les tunnels.

Dans le contexte évolutif qui caractérise les CFO répartis, des travaux sont également menés depuis vingt ans autour des mesures par diffusion inélastique Brillouin, que l'on présente comme une interaction de l'onde lumineuse avec des phonons acoustiques prenant naissance dans la fibre. L'intérêt de cette méthode réside dans son efficacité (10 fois plus intense que Raman), sa finesse spectrale (la largeur spontanée de la raie Brillouin < 35 MHz), et la sensibilité du décalage fréquentiel de cette raie vis-à-vis de la température (~ 1 MHz/°C) et des déformations (~ 1 MHz/20 µm/m). Ce décalage (~ 11 GHz) par rapport à l'excitation, est cependant 100 fois plus faible qu'en Raman, on ne peut donc pas l'isoler de la raie Rayleigh par filtrage spectral. La mesure temporellement résolue de ce décalage a donc nécessité la mise au point de techniques cohérentes, les deux principales étant désignées par les sigles BOTDR (*Brillouin Optical Time Domain Reflectometry*) et BOTDA (*Brillouin Optical Time Domain Analysis*).

En BOTDR, on injecte des impulsions courtes (~ 10 ns) et mesure la rétrodiffusion à l'aide d'un récepteur cohérent effectuant son mélange avec un oscillateur local ; la mesure répartie du spectre Brillouin est obtenue soit modifiant l'écart entre la fréquence des impulsions et celle de l'oscillateur local, soit en balayant la fréquence centrale du filtre à bande étroite inséré côté réception. L'avantage de cette méthode « spontanée » vient du fait qu'elle requière l'accès à un seul côté de la fibre. En BOTDA, on injecte des impulsions par une extrémité et un signal continu par l'autre. Lorsque l'écart en fréquence entre ces ondes contra-propagatives égale le décalage Brillouin dans la fibre, l'onde continue est localement « stimulé ». L'analyse temporelle de ce « gain » fournit les zones de la fibre où cet accord fréquentiel est obtenu. La détermination du profil des déformations ou de la température requiert un balayage continu de cet écart, pour déterminer la fréquence du gain maximal en chaque point de la fibre. L'intérêt réside dans cette stimulation permettant d'obtenir, avec une puissance continue réduite, des signaux de 20 dB plus intenses que la diffusion de Rayleigh. Son inconvénient est de nécessiter l'accès aux deux extrémités de la fibre.

Il y a maintenant près de quinze ans, un premier instrument Brillouin spontané (BOTDR) est apparu (*Yokogawa*, Japon), puis des instruments stimulés (BOTDA). Citons la famille des DITEST STA-R d'*Omnisens*, PME Suisse dont la fabrication évolue désormais vers des solutions de surveillance clés en main, ceux du Britannique *Sensornet Ltd* rachetée en 2011 par *Nova Metrix* [groupe possédant *Roctest* (Canada), et donc *Smartec* (Suisse) depuis 2010], un second japonais (*Neubrex*), le Canadien (*OZ*), et depuis peu un Allemand (*FibrisTerre*), produits pratiquement tous issus de travaux menés en partenariat avec des acteurs académiques. Chacun de ces fournisseurs, dont une bonne partie s'est tournée vers les

applications liées à l'extraction et/ou au transport des hydrocarbures -certains ayant même été rachetés par des parapétroliers- tente de se démarquer par des performances toujours plus alléchantes et clivantes, tant en terme de portée (on parle de 100 km), que de cadence de mesure (certains produits fonctionnent ~ Hz, voire mieux), ou de résolution spatiale (< 1 m) ; malgré le fait que pour l'utilisateur, le choix ses propres paramètres de mesure résulte d'un compromis eu égard aux besoins de son application. Côté secteurs de marché, compte tenu des spécificités des mesures réparties Brillouin qui, tout comme le DTS Raman, offrent des portées multi-kilométriques, il est tout naturel que les acteurs dont les métiers concernent tant la construction que l'exploitation de grands ouvrages et structures, s'intéressent à ces moyens de mesure.

Corrélativement, la rétrodiffusion de Rayleigh, ou plus exactement la réflectométrie fréquentielle (OFDR) la mettant en jeu, a été 'revisitée' par la PME américaine *Luna* (longtemps financée par la NASA), qui fabrique une famille d'instruments dénommés OBR (*Optical Backscattering Reflectometer*). Un OBR fournit le profil, avec résolution spatiale centimétrique, des déformations ou de la température (mesure non sélective) de la fibre. N'adressant que de courtes longueurs de fibres (70 m et récemment 2 km par tronçons successifs) il n'entre pas en concurrence avec les mesures Brillouin, multi-kilométrique, mais par contre fournit des résolutions de mesure fines, typiquement le dixième de °C en température ou de quelques 10^{-6} en mesure de déformation, ce qui ouvre la voie à un grand nombre d'utilisations, en particulier dans la mesure où, même si l'instrument est onéreux, la partie sensible (une simple fibre télécom) est peu coûteuse.

3. APPLICATIONS ET TENDANCES

Ainsi, les CFO offrent désormais les mêmes fonctionnalités que les technologies traditionnelles (détection, surveillance, alarme ...). En outre, -et c'est là tout leur intérêt- ils fournissent des avantages supplémentaires tels que bien entendu ceux fournis par les fibres (petite taille, masse réduite, large bande passante, faible atténuation, immunité aux perturbations électromagnétiques, bonne résistance aux rayonnements ionisants ...), et naturellement celles caractérisant les systèmes de mesure (performances métrologiques, détection multiparamétrique ... et multiplexage). Economiquement parlant, les solutions 'optiques' sont souvent considérées comme onéreuses par comparaison aux technologies traditionnelles 'électriques'. Cela étant, outre le fait que la fibre pénètre désormais dans l'habitat, preuve s'il en est de sa maturité, le multiplexage de plusieurs dizaines, centaines, voire milliers de capteurs *via* un unique système de mesure, réduit considérablement le coût du « point de mesure », le système optoélectronique étant très souvent la partie la plus importante du coût complet de l'instrumentation. Aujourd'hui, les deux familles complémentaires présentées (capteurs répartis et distribués) cohabitent et sont disponibles. Aussi, de plus en plus de secteurs de marché s'ouvrent à ces techniques, et il n'en est vraisemblablement qu'un petit nombre non concernés par une demande pouvant faire appel aux CFO. De très nombreuses applications ont donc vu le jour ces dernières années, de telle sorte qu'il n'est plus possible d'en établir la liste exhaustive. Cependant, un dénominateur commun à nombre d'entre elles est ce que l'on nomme la « Surveillance des Structures » (SHM, *Structural Health Monitoring* dans la littérature anglo-saxonne).

CONCLUSION

Grâce aux efforts consentis en R&D depuis 35 ans, il est désormais indubitable que les capteurs tant « distribués » que « répartis » ont commencé à pénétrer dans un grand nombre de secteurs industriels. Citons pêle-mêle : le Génie Civil, l'industrie pétrolière et gazière, les secteurs des énergies traditionnelles mais aussi renouvelables, celui de la sécurité ... sans oublier les filières industrielles liées aux matériaux composites organiques (marine, aéronautique, ferroviaire, ...). Il est maintenant évident que la réduction des risques, le renforcement de la sécurité et bien entendu la baisse des coûts, sont les principales motivations des utilisateurs finaux qui, de plus en plus, ont comme préoccupations, à la fois la qualité et la santé des structures qu'ils fabriquent, utilisent ou gèrent (bâtiments, ponts, tunnels, barrages, oléoducs, divers moyens de transport ...). En conclusion, l'économie est désormais le principal moteur du secteur des CFO, et sous-tend bon nombre de leurs réalisations, ainsi que de plus en plus de R&D sous-jacente.

REFERENCES

[1] P. Ferdinand, *Capteurs à fibres optiques à réseaux de Bragg,* Tech. de l'Ingénieur, R 6735, pp. 1-24, déc. 1999
[2] N. Roussel et P. Ferdinand, *De la stabilité long terme des systèmes de mesure spectrale pour capteurs à réseaux de Bragg*, Optique2013 (JNOG), Villetaneuse, 8-11 juillet 2013
[3] P. Ferdinand, *Réseaux de capteurs à fibres optiques, Mesures et multiplexage,* Tech. de l'Ing., R 460v2, mars 2008
[4] P. Ferdinand, *Réseaux de capteurs à fibres optiques, Applications,* Techniques. de l'Ingénieur, R 461, sept. 2008.

Onde ou particule, le photon défie toujours l'intuition

F. Kaiser[1], T. Coudreau[2], P. Milman[2], D. B. Ostrowsky[1], S. Tanzilli[1]

[1] *Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, CNRS UMR 7336, Université Nice Sophia Antipolis, 06108 Nice Cedex 2, France*

[2] *Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantique, CNRS UMR 7162, Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, 75013 Paris, France*

Résumé

La dualité onde/particule se teste la plupart du temps à l'aide de photons uniques envoyés dans un interféromètre de Mach-Zehnder équilibré. On peut alors observer des comportements considérés comme mutuellement exclusifs, à savoir ondulatoire (présence d'interférences) ou corpusculaire (absence d'interférences) selon la présence ou l'absence de la lame séparatrice en sortie de l'interféromètre. Nous présentons un nouveau type d'expérience de *complémentarité* dans laquelle cette lame séparatrice est préparée dans une superposition cohérente d'être à la fois présente et absente. Cette préparation est "activée" grâce à l'emploi de paires de photons intriqués en polarisation. L'un des photons, dit test, est envoyé dans l'interféromètre et est détecté alors que son jumeau, dit corroborant, permet de déterminer si un comportement de type ondulatoire, corpusculaire ou intermédiaire a été observé pour le photon test. En manipulant l'état de polarisation du photon corroborant et la phase de l'interféromètre du photon test, nous observons une transition continue entre aspects ondulatoire et corpusculaire, signature forte de la notion de complémentarité introduite par Bohr et donc de la non exclusivité de ces comportements.

Mots-clefs : *Complémentarité onde/corpuscule; Photons uniques; Intrication*

1. Introduction

La notion de complémentarité onde/particule de Bohr est au cœur de la physique quantique. Interprétée de façon naïve en terme de dualité, elle suggère que les systèmes quantiques individuels se comportent comme des ondes ou des particules suivant le type de mesure qui leur est appliqué, autrement dit selon l'arrangement expérimental auquel ils sont soumis [1]. Comme le montre le dispositif expérimental de la Fig. 1(a), lorsque des photons uniques sont envoyés dans un interféromètre de Mach-Zehnder (MZI) fermé ou ouvert, où en d'autres termes lorsque la lame séparatrice de sortie (BS_{out} pour "beam-splitter" de sortie) est présente ou absente, nous observons respectivement un comportement ondulatoire (figure d'interférences, voir Fig. 1(c)) ou corpusculaire (pas d'interférences, Fig. 1(b)). Ces comportements mutuellement exclusifs ont été observés pour la première fois à l'aide d'une source de photons uniques annoncés par P. Grangier et ses collaborateurs en 1986 [2].

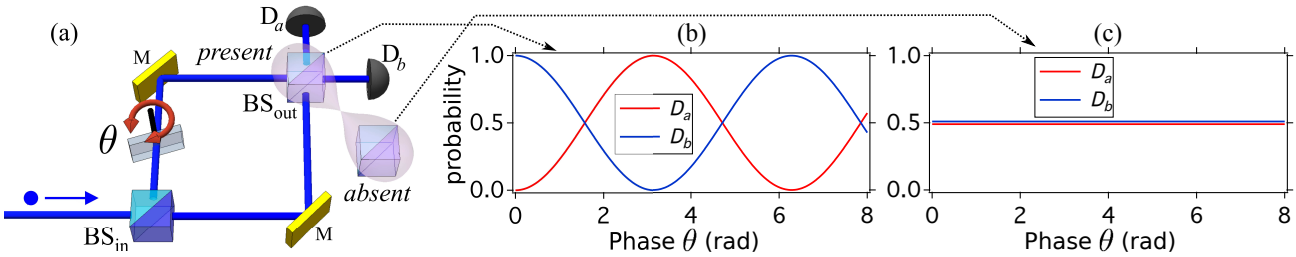


Figure 1 : (a) : Dispositif expérimental basé sur un MZI équilibré permettant d'observer la dualité onde/corpuscule exclusive. Lorsque la lame séparatrice de sortie (BS_{out}) est absente, un clic dans le détecteur D_a ou D_b révèle un comportement corpusculaire, voir courbe (c). Dans cette configuration la probabilité de détecter un photon vaut $\frac{1}{2}$ quel que soit le détecteur considéré. Au contraire, lorsque BS_{out} est présent, on observe des oscillations (interférences), signature d'un phénomène ondulatoire, voir courbe (b) [2]. Dans cette configuration, les probabilités de détecter un photon dans l'un ou l'autre des détecteurs oscillent en opposition de phase (θ), à mesure que l'expérimentateur la fait varier dans l'un des bras de l'interféromètre.

2. Expérience à choix retardé

À la même époque, Wheeler proposa en 1984 une expérience de pensée destinée à réfuter les modèles à variables cachées supposés fournir aux photons une indication sur la configuration expérimentale (MZI fermé ou ouvert) à laquelle ils vont être soumis, configuration qui est généralement

fixée avant que l'expérience ne débute réellement [3]. Pour trancher ce débat, il convient donc d'effectuer un test à choix retardé permettant à l'expérimentateur de configurer l'interféromètre *après* que le photon a déjà franchi la lame séparatrice d'entrée ($\mathrm{BS_{in}}$ sur la Fig. 1(a)) et qu'il se trouve, par conséquent, déjà "quelque part" dans le dispositif. Cette expérience, réalisée en 2007 par V. Jacques et ses collaborateurs à l'aide d'une source déterministe de photons uniques, a montré que la notion de complémentarité de Bohr était toujours respectée [4]. Il a également été conclu que l'instant du choix de la configuration expérimentale de l'interféromètre ne semble jouer aucun rôle dans cette affaire.

3. Expérience quantique à choix (très) retardé

Il a été récemment proposé de franchir une étape supplémentaire dans l'expérience de Wheeler en employant une "lame séparatrice de sortie quantique" (QBS, pour "quantum beam-splitter"), où en d'autres termes une lame préparée dans une superposition cohérente d'états d'être à la fois présente et absente. L'état de la lame séparatrice quantique peut alors s'écrire sous la forme

$$|\mathrm{QBS}\rangle = \mu|\mathrm{BS_{out}}^{p}\rangle + \nu|\mathrm{BS_{out}}^{a}\rangle, \tag{1}$$

où p et a indiquent respectivement *présente* et *absente* et où μ et ν sont les poids de la superposition [5]. Comme l'indique la Fig. 2, nous avons réalisé cette expérience en exploitant deux ressources, d'une part des paires de photons intriqués en polarisation et, d'autre part, une lame séparatrice particulière dont le rôle est décrit plus bas. Tous d'abord, les paires de photons sont préparées dans l'état

$$|\Psi_{c,t}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[|\mathrm{H}_c\rangle|\mathrm{H}_t\rangle + |\mathrm{V}_c\rangle|\mathrm{V}_t\rangle\right], \tag{2}$$

où H et V représentent respectivement les états de polarisation horizontal et vertical des photons [6]. L'un des photons, dit test (t), est alors envoyé dans un MZI dont la configuration (ouvert/fermé) peut être manipulée de façon cohérente au travers de l'état intriqué via la mesure de l'état de polarisation du second photon, dit corroborant (c). C'est la première brique nécessaire à l'implémentation du QBS.

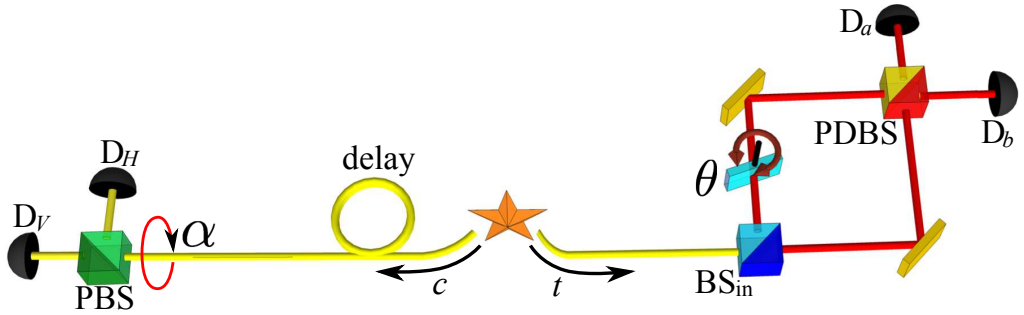


Figure 2 : Expérience quantique à choix retardé activée par l'intrication. D'une part, une source délivre des paires de photons intriqués en polarisation préparées dans l'état donné par l'Eq. 2 [6]. D'autre part, par rapport à la Fig. 1, la lame séparatrice de sortie est "physiquement" remplacée par une lame dont l'effet dépend de l'état de polarisation qui lui est envoyé (PDBS, voir texte) et qui offre aux photons test la possibilité de se comporter à la fois comme une onde (composante V de polarisation), ou comme des particules (composante H). C'est bien l'association du PDBS et de l'intrication qui autorise la manipulation cohérente d'une lame séparatrice quantique (QBS) et l'observation de superpositions de comportements pour les photons test [7].

Par ailleurs, sachant que l'état intriqué (Eq. 2) est non séparable, celui-ci garantit que l'état de polarisation des photons test est indéfini. Nous avons donc conçu une lame séparatrice en sortie du MZI dont l'effet dépend de l'état de polarisation (PDBS sur la Fig. 2, pour "polarization dependent beam-splitter"). En effet, elle est de type 50/50 pour la composante V de polarisation, ce qui équivaut à la présence d'une lame séparatrice standard (voir Fig. 1), mais est 100% réfléchissante pour la composante H, ce qui équivaut à l'absence de la lame. Ceci constitue la seconde brique nécessaire à l'implémentation du QBS qui offre donc la possibilité aux photons test de se comporter à la fois comme une onde ou comme des particules.

L'implémentation "quantique et matérielle" du QBS permet par conséquent d'intriquer le comportement (onde/particule) des photons test avec l'état de l'interféromètre (fermé/ouvert) :

$$\mu|\mathrm{BS_{out}}^{p}\rangle|\mathrm{onde}\rangle + \nu|\mathrm{BS_{out}}^{\mathrm{a}}\rangle|\mathrm{particule}\rangle, \tag{3}$$

La détermination du type de configuration choisie se fait donc seulement *après* avoir mesuré l'état du QBS via la mesure de l'état de polarisation du photon c. La détermination du choix peut être, en principe, infiniment retardée. Dans notre cas celle-ci est effectuée après la détection des photons test.

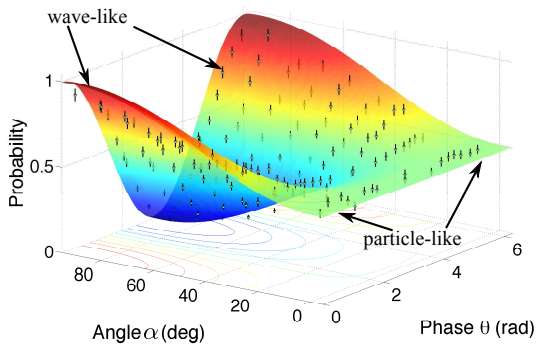


FIGURE 3 : Transition continue entre comportements ondulatoire et corpusculaire via la manipulation du QBS en sortie du MZI (voir FIGURE 2) et la phase ajustable θ placée dans l'un de ses bras. α correspond à l'angle d'analyse de l'état de polarisation du photon corroborant.

De là, en manipulant l'état de polarisation du photon c par l'intermédiaire de la rotation par un angle α du cube polarisant (PBS sur la FIG. 2, pour "polarization beam-splitter") placé juste avant les détecteurs D_V (mesure de l'aspect ondulatoire) ou D_H (mesure de l'aspect corpusculaire) et en faisant varier la phase θ de l'interféromètre auquel est soumis le photon test, nous observons sur la FIG. 3 une transition continue de comportement des photons test, et ce depuis l'aspect purement ondulatoire (arrière-plan de la FIG. 3) jusqu'à l'aspect purement corpusculaire (avant-plan de la FIG. 3) [7].

Ces résultats permettent de réfuter les interprétations "simples" selon lesquelles les photons uniques se comportent exclusivement comme une onde ou comme des particules. L'état du QBS est déterminé via une mesure de l'état de polarisation du photon c seulement *après* la détection du photon test. L'intervalle du genre espace séparant les mesures respectives du photon t et du photon c invalide les modèles à variables cachées locales associés à une information pré-existante sur les résultats des mesures. Nous vérifions notamment la qualité de l'intrication par la violation des inégalités de Bell avec plus de 10 déviations standards [6, 7]. En d'autres termes, lorsque le photon test est détecté, aucune information sur la mesure qui lui a été appliquée n'existe dans la nature. Notons enfin que ces résultats sont en parfait accord avec la notion de complémentarité de Bohr [1] et sa généralisation [8].

4. Conclusion

L'intrication est au cœur de l'approche présentée ci-dessus. Elle permet en effet d'observer des photons uniques selon des aspects purement ondulatoire, purement corpusculaire, mais également dans toutes les superpositions d'états intermédiaires grâce à l'activation et à la manipulation cohérente d'une lame séparatrice quantique en sortie de l'interféromètre de Mach-Zehnder.

Les résultats de cette version quantique de l'expérience de Wheeler ne peuvent être expliqués en termes classiques, ou alors au prix de sévères contradictions. En effet, il est toujours tentant d'essayer d'expliquer la dualité onde/corpuscule prise dans sa version simple par la connaissance ou non du chemin emprunté par les photons dans l'interféromètre, selon qu'ils se comportent respectivement comme des particules ou comme une onde. En revanche, ces résultats sont en parfait accord avec la physique quantique pour laquelle le chemin emprunté par les photons dans l'interféromètre ne représente pas une question pertinente. Par ailleurs, il convient de noter que le temps, ou plus spécifiquement les instants relatifs auxquels les mesures t et c sont effectuées, et l'espace, ou plus spécifiquement dans notre cas le maintien de l'intrication au-delà d'un intervalle du genre espace, ne semblent jouer aucun rôle [7, 9]. Concernant l'absence de rôle joué par le temps, certains parlent de "procrastination quantique", où comment reporter à demain ce que l'on est censé faire aujourd'hui... [10]

Références

[1] N. Bohr, Nature **121**, 580-590 (1928).
[2] P. Grangier *et al.*, Europhys. Lett. **1**, 173-179 (1986).
[3] J. A. Wheeler in *Quant. Theory & Meas.*, Wheeler & Zurek Eds. (Princeton Uni. Press), 182-213 (1984).
[4] V. Jacques *et al.*, Science **315**, 966-968 (2007).
[5] R. Ionicioiu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 230406 (2011).
[6] F. Kaiser *et al.*, Laser Phys. Lett. **10**, 045202 (2013), et Réfs. incluses.
[7] F. Kaiser *et al.*, Science **338**, 637-640 (2012).
[8] B.-G. Englert, Phys. Rev. Lett. **77**, 2154-2157 (1996).
[9] A. Peruzzo *et al.*, Science **338**, 634-637 (2012).
[10] S. Lloyd, Science **338**, 621-622 (2012).

EXCITABILITY IN OPTICAL TORQUE TWEEZERS

Francesco Pedaci[1]

[1] *Centre de Biochimie Structurale UMR CNRS 5048, Montpellier, France*

francesco.pedaci@cbs.cnrs.fr

RÉSUMÉ

The possibility to directly manipulate microscopic objects with focused laser beams has opened many new possibilities in biophysics. Using microscopic handles, optical tweezers allow to apply and measure forces directly to single molecules, probing mechanical properties of DNA, RNA or protein motors, with nanometer and pico Newton resolution.

The *optical torque wrench* is an extension of optical tweezers towards the control and measurement of angle and torque of the trapped particle. It has the potential to unravel new and fast dynamical processes in biological systems where rotation is relevant. Examples include the coiling of the DNA double helix, or the fast spinning of flagella in bacteria.

The angular dynamics of the trapped particle in the optical torque wrench is governed by a periodic tilted potential, and by a simple bifurcation that leads to *excitability*. We have experimentally shown and characterized this excitable dynamics, which links this technique to many other non-linear systems. Based on excitability, we proposed a method to locally detect single perturbation events acting on the trapped particle, with tunable sensitivity and high signal to noise ratio.

Such knowledge is important to efficiently employ the technique in studying biophysical systems at the single molecule level. I will describe preliminary results obtained in manipulating and measuring the torque developed by a single bacterial flagellar motor, a powerful nanometer-scale rotary protein motor.

MOTS-CLEFS : *biophysique ; pinces optique ; excitabilité*

RÉFÉRENCES

[1] F. Pedaci, Z. Huang, M. van Oene, S. Barland and N.H. Dekker, “Excitable particles in an optical torque wrench”, *Nature Physics*, vol. 7, pp. 259-264 (2011).

[2] F. Pedaci, Z. Huang, M. van Oene and N.H. Dekker, “Calibration of the optical torque wrench”, *Optics Express*, vol. 20, pp. 3787-3802 (2012).

OPTIQUE NON LINEAIRE STATISTIQUE: VERS UNE FORMULATION THERMODYNAMIQUE HORS EQUILIBRE UNIFIEE

J. Garnier,[1] G. Millot,[2] B. Kibler,[2] C. Michel,[3] G. Xu,[2] P. Suret,[4] S. Randoux,[4] A. Picozzi[2]

[1] *Laboratoire de Probabilités et Modèles Aléatoires, Université Paris VII, Paris*
[2] *Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, Univ. de Bourgogne, UMR 5209 CNRS, Dijon*
[3] *Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, Univ. de Nice Sophia-Antipolis, UMR CNRS 7336, Nice*
[4] *Laboratoire de Physique des Lasers Atomes et Molécules, UMR-CNRS 8523, Université de Lille, Lille*
Antonio.Picozzi@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Une introduction à l'approche cinétique de l'optique non linéaire statistique sera donnée et illustrée avec les exemples de thermalisation, de condensation d'ondes classiques et de solitons incohérents, en analogie avec la turbulence de Langmuir et de Vlasov en physique des plasmas.

MOTS-CLEFS : *Optique Non Linéaire Statistique, Turbulence, Théorie Cinétique*

1. INTRODUCTION

Si la compréhension de la dynamique d'ondes *non linéaires cohérentes* d'une part et d'ondes *linéaires incohérentes* d'autre part, a bien progressé cette dernière décennie; la dynamique d'ondes optiques à la fois non linéaires et incohérentes a été peu explorée et reste encore mal comprise aujourd'hui, comme en témoigne l'absence d'ouvrages traitant de *l'optique non linéaire statistique*. Des techniques mathématiques initialement développées en théorie cinétique des gaz et en turbulence développée [1] permettent d'éclairer le domaine de l'optique non linéaire incohérente sous un angle nouveau. Une formulation thermodynamique hors-équilibre de l'optique non linéaire statistique a pu ainsi être développée sur la base de la théorie cinétique de la turbulence développée [2]. La question abordée ici peut être formulée de la façon suivante : *Quelle est l'évolution à long terme d'une onde optique incohérente se propageant dans un milieu non linéaire ?* Différentes réponses à cette question ont été obtenues en fonction des propriétés du système considéré. Les réponses apportées peuvent être regroupées en trois grandes classes que nous résumons ci-dessous.

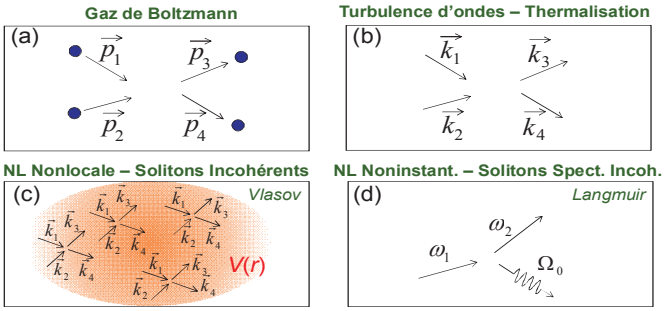


Figure 1 : En analogie avec un gaz classique (a), le mélange à quatre ondes est responsable d'une évolution irréversible de l'onde incohérente vers l'état d'équilibre thermodynamique (b). En présence d'une réponse non linéaire non locale, le mélange à 4 ondes n'a plus lieu localement, ce qui empêche l'onde optique de relaxer vers l'état d'équilibre thermodynamique, comme décrit par le formalisme de Vlasov (c). La condition de causalité sous-jacente à une réponse non linéaire non-instantanée change la description (d), qui conduit à une formulation analogue à la turbulence faible de Langmuir du système non linéaire.

2. THERMALISATION D'ONDES OPTIQUES INCOHERENTES

Par analogie avec un système de particules classiques, le champ optique peut évoluer, en raison de la non-linéarité, vers un état d'équilibre thermodynamique qui maximise l'entropie du champ (Fig. 1a-b). Le caractère irréversible de ce processus de thermalisation d'une onde non linéaire est décrit

par un théorème *H*, dont l'origine est analogue au théorème *H* de Boltzmann en théorie cinétique des gaz. Plus précisément, on peut dériver une équation cinétique analogue à l'équation cinétique de Boltzmann qui gouverne l'évolution du spectre moyen de l'onde incohérente au cours de sa propagation dans le milieu non linéaire [1,2]. De façon inattendue, cet effet de thermalisation peut être caractérisé par un processus d'auto-organisation de l'onde, i.e., il est thermodynamiquement avantageux pour l'onde optique de générer une structure cohérente à grande échelle afin d'atteindre l'état d'équilibre le plus désordonné. Nous illustrerons cet effet d'auto-organisation induit par la thermalisation avec la *condensation d'ondes classiques* [3].

3. REPONSE NON LOCALE: TURBULENCE LONGUE PORTEE

Une interaction non locale à longue portée inhibe le processus naturel de thermalisation de l'onde vers l'état d'équilibre thermodynamique [4]. En effet, en raison du potentiel non local, le mélange à quatre ondes n'a plus lieu localement dans l'espace, i.e., on n'a plus de véritables 'collisions de quasi-particules', comme dans l'analogie avec Boltzmann: on perd la sensibilité d'une collision de paires de particules qui conduit à une dynamique chaotique et donc à la thermalisation de l'onde non linéaire. Les quasi-particules 'baignent' dans un même potentiel collectif induit par l'ensemble du faisceau incohérent. Dans ce cas la dynamique de l'onde peut être décrite comme un effet collectif, en analogie avec la *turbulence de Vlasov* en physique des plasmas. Notons que les images de la Fig. 2 rappellent la dynamique et l'interaction de galaxies dans l'Univers - le potentiel gravitationnel est un potentiel à longue portée qui peut être modélisé par une approche Vlasov.

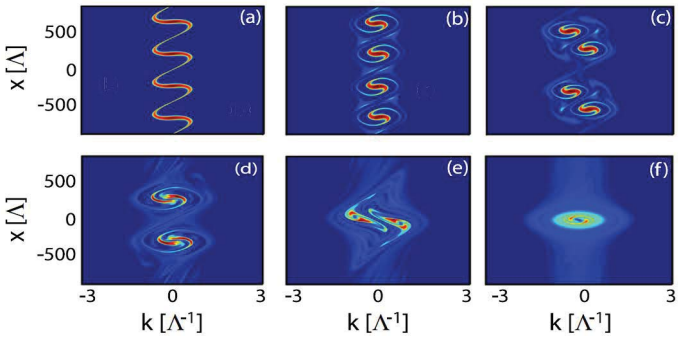


Figure 2: Simulation numérique de l'équation de Vlasov, qui gouverne l'évolution du spectre de la lumière dans un espace de phase réduit (x,k) (spectrogramme). Une perturbation est piégée par le potentiel nonlocal de l'interaction non linéaire, lequel empêche la thermalisation du champ optique. Les quatre solitons incohérents (b) coalescent par paires, pour finalement générer un soliton incohérent unique (f).

4. REPONSE NON-INSTANTANEE: SOLITONS SPECTRAUX INCOHERENTS

La propriété de causalité d'une réponse non linéaire du milieu dans lequel se propage l'onde optique empêche, en règle générale, le processus de thermalisation d'avoir lieu [5]. Contrairement à l'effet de thermalisation attendu, le champ optique s'organise alors en un nouveau type de structures incohérentes stables, non-stationnaires et hors-équilibre, que l'on a appelé *solitons spectraux incohérents*. Contrairement aux solitons conventionnels, les solitons spectraux ne présentent pas de confinement dans le domaine spatio-temporel, mais exclusivement dans le domaine spectral. Ces structures présentent des analogies profondes avec la *turbulence de Langmuir* dans les plasmas [6].

RÉFÉRENCES

[1] V. Zakharov, V. L'vov, and G. Falkovich, *Kolmogorov Spectra of Turbulence I* (Springer, Berlin, 1992).
[2]Pour un article de revue: J. Garnier, M. Lisak, A. Picozzi, J. Opt. Soc. Am. B 29, 2229 (2012).
[3] C. Connaughton, C. Josserand, A. Picozzi, Y. Pomeau, S. Rica, Phy. Rev. Lett. **95**, 263901 (2005);
P. Aschieri, J. Garnier, C. Michel, V. Doya, A. Picozzi, Phys. Rev. A **83**, 033838 (2011).
[4] A. Picozzi, J. Garnier, Phys. Rev. Lett. 107, 233901 (2011).
[5] A. Picozzi, S. Pitois, and G. Millot, Phy. Rev. Lett. **101**, 093901 (2008).
[6] S. L. Musher, A.M. Rubenchik, and V. E. Zakharov, Phys. Rep. **252**, 177 (1995).

NANO-CAVITES OPTIQUES NON-LINEAIRES

A. M. Yacomotti

Laboratoire de Photonique et de Nanostructures UPR 20, CNRS, 91460 Marcoussis, France

alejandro.giacomotti@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Les nano-cavités à Cristal Photonique (CP) en semi-conducteurs III-V présentent des propriétés uniques en vue des applications en optique non-linéaire : de faible volumes optiques, de forts facteurs de sur-tension, et de larges coefficients non-linéaires. Je montrerai qu'une nano-cavité dite L3 (trois trous manquants dans la périodicité du CP) en membrane suspendue d'InP, peut être configurée dans un régime d'indice non-linéaire pour opérer en tant que mémoire optique (bistabilité) ou neurone photonique (excitabilité). Au-delà des cavités uniques, un éventail très large de phénomènes s'ouvre lorsque des ensembles de cavités couplées sont mis en œuvre. Comme exemple de ces recherches nous étudierons le cas de deux cavités couplées par onde évanescente, constituant une molécule photonique. Nous verrons que ceci devient un véritable paradigme pour la mise en évidence de phénomènes non-linéaires fascinants tels que la brisure spontanée de symétrie.

MOTS-CLEFS : *nanocavités, molécules photoniques, cristal photonique, bistabilité, excitabilité, brisure spontanée de symétrie*

1. INTRODUCTION

Les cristaux photoniques (CPs) bidimensionnels permettent un fort confinement de la lumière à la fois dans l'espace, jusqu'à des dimensions sub-longueur d'onde, et aussi dans le spectre optique, par l'apparition de résonances fines. Cela ouvre tout un domaine d'applications en nanophotonique, qui vont de la diminution des seuils des lasers et des régimes non-linéaires aux applications en détection tout-optique ultra-sensible.

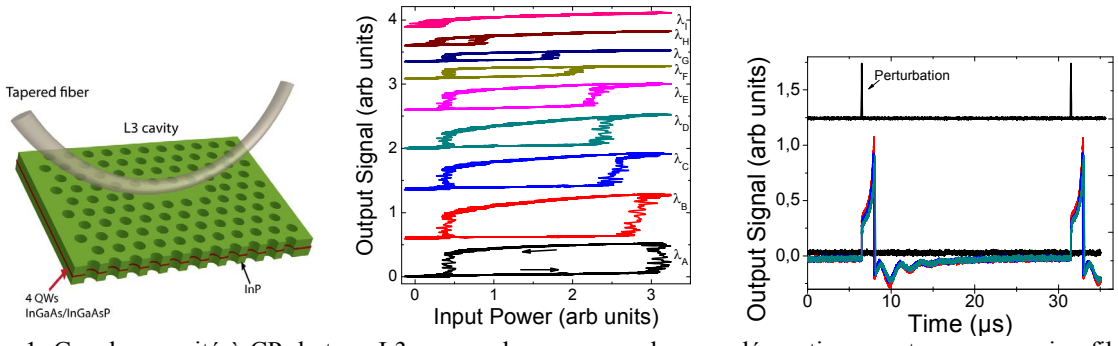


Fig. 1. Gauche : cavité à CP de type L3 en membrane suspendue couplée optiquement avec une microfibre. Centre : cycles d'hystérésis obtenus en injectant des impulsions triangulaires de 250 ns de durée dans une nano-cavité L3 par l'intermédiaire d'une fibre étirée, avec des désaccords $\Delta\lambda_{a...l}$ = 1.9, 1.8, 1.7, 1.5, 1.3 , 1.1, 0.9, 0.7 et 0.4 nm. Droite : Excitabilité dans une nano-cavité. L'injection optique est quasi résonante ($\Delta\lambda$=1.5 nm, Pinj=2.6 mW), et des impulsions de perturbation de 130 ns de durée sont rajoutées. Puissances de perturbation : 1µW (noire), 20µW (rouge), 35µW (bleu) et 46µW (vert).

Récemment, un nombre considérable de travaux sur des cavités à fort facteur de qualité (Q) s'est centré sur des modes dits « lents » en CP [2]. Lorsque de tels modes rencontrent un défaut dans la structure, la réflectivité qui en résulte peut être très proche de l'unité, ce qui permet de réaliser des cavités à basses pertes optiques, donc à forts Q. Les cavités de type L3 (trois trous manquants dans un réseau triangulaire), modifiées par un décalage des trous refermant la cavité de

quelques dizaines de nanomètres [2], constituent un exemple de ce type de systèmes. Celles-ci atteignent des facteurs Q théoriques qui peuvent aller jusqu'à environ 10^5.

2. BISTABILITE, EXCITABILITE ET AUTO-PULSATION

Afin d'obtenir des réponses non-linéaires électroniques exaltées, nous avons utilisé les cavités L3 en InP contenant des PQs InGaAs/InGaAsP comme structure active. Les conditions d'obtention d'une forte non-linéarité d'indice nécessitent un bon compromis entre absorption et dispersion non-linéaire à la longueur d'onde d'un mode photonique. Un tel compromis est assuré lorsque la résonance optique est décalée d'environ 50-100 nm du maximum d'absorption des PQs. Ainsi, l'échantillon fabriqué présente un pic de photoluminescence à $\lambda \sim 1500$ nm, et le mode de cavité se situe autour de $\lambda \sim 1570$ nm. De plus, afin de garantir un couplage optique efficace, l'injection résonante est réalisée par l'intermédiaire d'une fibre optique étirée (Fig. 1, gauche) [3]. Dans ces conditions, des cycles bistables, qui peuvent être considérés comme des mémoires tout-optiques, ont été obtenus (Fig. 1, centre). Outre la bistabilité optique, nous avons démontré un régime dynamique de type neuronal connu sous le nom d'excitabilité [4]. Il s'agit d'une réponse à seuil dans la forme d'une impulsion lumineuse (Fig. 1, droite). Des oscillations auto-entretenues ont également pu être démontrées expérimentalement, ainsi que théoriquement dans un régime dynamique ultrarapide en cavités couplées [5].

3. MOLECULES PHOTONIQUES NON-LINEAIRES

La brisure de symétrie est à l'origine de la localisation ou piégeage des photons dans une sous-région de l'espace. En régime linéaire, deux cavités identiques ne présentent pas de brisure de symétrie: les photons, une fois injectés dans l'une des deux cavités sont, soit transférés à la cavité voisine par effet tunnel (couplage fort), soit radiés à l'espace libre (couplage faible). En régime non-linéaire, en revanche, ces photons peuvent rester confinés dans l'une ou l'autre cavité suivant les conditions initiales. Ceci est décrit par une bifurcation de *pitchfork*, qui est la bifurcation caractéristique de la brisure de symétrie. Une configuration possible est celle à deux cavités couplées par onde évanescente et un seul port commun d'injection. Une méthode alternative, bien plus simple que l'injection optique cohérente, consiste à pomper le système avec un faisceau lumineux incohérent, i.e. dont les photons sont absorbés dans le PQs et réémis dans les modes optiques, éventuellement en régime laser.

Dans cette configuration, des premières expériences montrent qu'un système de deux cavités couplées par onde évanescente présente un seuil de puissance de pompe à partir duquel un changement de comportement (bifurcation) est observé. En effet, au-dessus du seuil laser du système, une transition d'un régime d'intensité corrélé dans les deux cavités, à un régime anti-corrélé peut être identifiée. Ces observations suggèrent qu'une brisure spontanée de symétrie a lieu.

CONCLUSION

L'optique non-linéaire en nano-cavité active est un domaine à forte croissance. La diversité de phénomènes pouvant être explorés en cavité unique (bistabilité, excitabilité…) suggère une extrême richesse lorsque des réseaux de cavités sont mis en œuvre. Le phénomène à l'origine de cette complexité spatio-temporelle est la brisure spontanée de symétrie, que nous avons mis en évidence dans deux cavités couplées en régime laser.

REFERENCES

[1] P. Lalanne, *et al.*, Laser & Photon. Rev. **2**, 514 (2008).
[2] Y. Akahane, *et. al.*, Nature **425**, 944 (2003).
[3] M. Brunstein, *et al.*, Opt. Express **17**, 17118 (2009).
[4] M. Brunstein, *et al.*, Phys. Rev. A **85**, 031803(R) (2012).
[5] A. M. Yacomotti et al., Phys. Rev. A **87**, 041804(R) (2013).

RENFORCEMENT DES EFFETS NONLINEAIRES DANS DES GUIDES LENTS A CRISTAUX PHOTONIQUES ET APPLICATION AU DIAGNOSTIQUE INTEGRE DE SIGNAUX OPTIQUES RAPIDES

Christelle Monat[1,2], Christian Grillet[1], Matt Collins[2], Juntao Li[3], Liam O'Faolain[3], Thomas F. Krauss[3], Benjamin J. Eggleton[2], and David J. Moss[2]

[1] *Université de Lyon, Institut des Nanotechnologies de Lyon UMR CNRS 5270, Ecole Centrale de Lyon, 69131 Ecully, France*

[2] *CUDOS, Institute of Photonics and Optical Science (IPOS), School of Physics, University of Sydney, New South Wales 2006, Australia*

[3] *School of Physics and Astronomy, University of St Andrews, St Andrews, Fife, KY16 9SS, UK*

christelle.monat@ec-lyon.fr

RÉSUMÉ

L'ingénierie de dispersion dans les guides à cristaux photoniques planaires a permis de créer des composants nonlinéaires compacts et avec une consommation en puissance réduite. L'un des mécanismes nonlinéaires renforcés par la lumière lente dans ces structures est la génération de troisième harmonique, qui convertit un signal optique proche infra-rouge en lumière visible. Ce phénomène ouvre la voie à de nouvelles méthodes de diagnostique de signaux optiques ultra-rapides sur puce.

MOTS-CLEFS : *cristaux photoniques, lumière lente, nonlinéaire, auto-corrélation*

1. INTRODUCTION

La photonique silicium a permis, ces dix dernières années, de créer des composants optiques nonlinéaires variés qui pourraient sous-tendre une architecture compacte et intégrée dédiée au traitement tout optique de l'information sur puce [1]. La propagation lente de la lumière dans des guides à cristaux photoniques devrait permettre d'aller plus loin vers la miniaturisation et la réalisation de circuits optiques de haute densité, en renforçant les processus nonlinéaires impliqués dans ces composants tout optique [2], comme démontré récemment [3]. La possibilité d'ingénierer la dispersion dans ces structures fournit des composants nonlinéaires à large bande passante, i.e. qui peuvent fonctionner à des débits de données ultra-rapides [4],[5]. Les composants démontrés récemment reposent sur des phénomènes nonlinéaires affectant un seul signal optique ou des ondes multiples à différentes fréquences, en interaction, comme la génération de 3ème harmonique [6] ou le mélange à quatre ondes [7]. Ce dernier ouvre de nombreuses opportunités d'applications, incluant l'amplification de signaux, la conversion en longueur d'onde, la régénération tout optique, le démultiplexage de signaux optiques [5] ou la génération de source de lumière non classique [8] pour l'optique quantique intégrée. La génération de 3ème harmonique, qui se manifeste par la conversion de lumière infra-rouge en lumière visible, ouvre la voie à de nouvelles méthodes de diagnostique de signaux optiques ultra-rapides, intégrées sur puce [4]. Nous montrerons ici comment des guides lents à cristaux photoniques permettent de renforcer la génération de 3ème harmonique, et son application à du diagnostique de signaux optiques. Nous présenterons, en particulier, des auto-corrélateurs intégrés, permettant la mesure temporelle de pulses picosecondes, et donnant également des informations sur la dynamique de propagation des signaux optiques dans les guides lents.

2. GUIDES A CRISTAUX PHOTONIQUES LENTS A DISPERSION INGENIEREE

Les guides à cristaux photoniques (PhC) sont faits de réseaux triangulaires 2D de trous d'air (période 404nm, rayon 116nm) perforés dans une membrane de silicium suspendu dans l'air. Un guide linéaire W1 est créé en omettant une rangée de trous dans la direction ΓK. La longueur du

guide, 96 µm, inclue des zones de transition pour favoriser le couplage au mode lent en début et fin de guide. La dispersion du guide PhC est ingénierée en déplaçant, dans la direction normale au guide, les trous les plus proches du centre [9]. Il en résulte une bande spectrale, dite "plate", où la vitesse de groupe est faible (~c/30) sur environ 15nm, ce qui permet d'accommoder des signaux optiques ultra-rapides (jusqu'au THz). Le guide est connecté de part et d'autre à des guides ridges Si terminés par des tapers inverses encapsulés dans des guides polymères, maximisant ainsi la transmission (fibre à fibre) à travers la puce, jusqu'à -8dB, en injection fibrée par la tranche.

3. AUTO-CORRELATEUR INTEGRE UTILISANT LA GENERATION DE 3EME HARMONIQUE

Les guides sont testés en utilisant un laser mode-locké fibré émettant autour de 1550nm des pulses de ~2.5ps à 20MHz. Un montage de type Mach-Zehnder permet de scinder ce signal dans deux branches, injectées de manière contra-propagative dans la puce. Chaque pulse produit, de manière indépendante, un signal visible relativement faible dans le guide PhC par génération de 3ème harmonique (THG) [6]. Ce signal TH est collecté et imagé sur une caméra CCD. En ajustant le délai relatif entre les deux branches du montage, les deux pulses se propagent simultanément dans le guide PhC, produisant un signal visible supplémentaire par THG croisée [10]. Ce signal visible a un profil stationnaire directement relié à l'enveloppe temporelle du pulse. Une seule image permet donc, en principe, une mesure d'auto-corrélation dite "single shot", i.e. sans avoir besoin d'intégrer la mesure sur de nombreux pulses, ou de scanner le délai entre les deux bras, stratégies couramment adoptées pour les mesures à échantillonnage, ou les auto-corrélateurs commerciaux, respectivement. Ce composant représente donc une version intégrée et compacte permettant le diagnostique temporel de la qualité de signaux optiques rapides se propageant sur une puce optique. La ligne de retard n'est pas indispensable et le Mach-Zehnder pourrait être directement intégré sur la puce via un splitter 3dB. Cependant, en scannant le délai relatif entre les deux pulses, cette ligne de retard fournit ici des informations supplémentaires sur la dynamique de propagation du pulse dans le guide PhC, donnant, par exemple, une mesure directe de la vitesse de groupe.

CONCLUSION

La lumière lente dans les guides PhC permet le renforcement des effets nonlinéaires, qui peuvent soutenir une variété d'applications et de composants pour le traitement tout optique de l'information sur puce. La génération de 3ème harmonique, en particulier, ouvre de nouvelles méthodes de diagnostique, de mise en oeuvre relativement simple, permettant la mesure de signaux optiques ultra-rapides, qui seront essentiels dans la réalisation d'architectures tout optique intégrées.

RÉFÉRENCES

[1] J. Leuthold, C. Koos, W. Freude “Nonlinear silicn photonics,” Nat. Photonics, vol. 4, pp. 535-544, 2010.

[2] T. Baba, "Slow light in photonic crystals," Nature Photonics, vol. 2, pp. 465-473, 2008.

[3] C. Monat, M. de Sterke, and B. J. Eggleton "Slow light enhanced nonlinear optics in periodic structures," Journal of Optics, vol. 12, pp. 104003, 2010.

[4] B. Corcoran et al. "Optical signal processing on a silicon chip at 640Gb/s using slow-light," Optics Express, vol. 18, pp. 7770-7781, 2010.

[5] B. Corcoran et al. "Ultracompact 160 Gbaud all-optical demultiplexing exploiting slow light in an engineered silicon photonic crystal waveguide" Optics Letters, vol. 36, pp. 1728-1730, 2011.

[6] B. Corcoran et al. "Green light emission in silicon through slow-light enhanced third-harmonic generation in photonic-crystal waveguides," Nature Photonics, vol. 3, pp. 206-210, 2009.

[7] C. Monat et al. "Four-wave mixing in slow light engineered silicon photonic crystal waveguides," Optics Express, vol. 18, pp. 22915-22927, 2010.

[8] C. L. Xiong et al. " Characteristics of Correlated Photon Pairs Generated in Ultracompact Silicon Slow-Light Photonic Crystal Waveguides" IEEE J. of Select. Top. in Quant. Electron., vol. 18, pp. 1676-83, 2012.

[9] J. Li et al. "Systematic design of flat band slow light in photonic crystal waveguides," Optics Express, vol. 16, pp. 6227-6232, 2008.

[10] C. Monat et al."Ultra-compact integrated optical auto-correlator based on third-harmonic generation in Si photonic crystal waveguides" CLEO, Post-deadline, Session II (CTh5D) San Jose, USA, 2012.

SOLITONS SUR FOND CONTINU EN OPTIQUE NON-LINEAIRE FIBREE

Bertrand Kibler[1], Benoit Frisquet[1], Kamal Hammani[1], Julien Fatome[1], Christophe Finot[1], John Dudley[2], Guy Millot[1]

[1] *Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne UMR CNRS 6303, Université de Bourgogne, 21078 Dijon, France*

[2] *Institut FEMTO-ST UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté, 25030 Besançon, France*

bertrand.kibler@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Nous passons en revue nos récentes expériences menées sur les solutions périodiques de l'équation de Schrödinger non-linéaire. Une grande famille de ces solutions est connue sous le nom de *solitons sur fond continu*. Ils sont générés par l'intermédiaire du processus d'instabilité de modulation induite lors de la propagation d'une onde continue modulée dans une fibre optique non-linéaire à dispersion anormale. Nos mesures de leurs propriétés spectro-temporelle et de localisation spatiale sont confirmées par les prédictions analytiques. Des dynamiques complexes et perspectives d'applications de ces nouvelles structures propagatives sont également présentées.

MOTS-CLEFS : *optique non-linéaire ; solitons ; breathers ; fibre optique.*

1. INTRODUCTION

Dans le contexte des études menées sur les phénomènes extrêmes (vagues scélérates) en hydrodynamique et en optique, les *solitons sur fond continu* (SFC) sont des solutions périodiques de l'équation de Schrödinger non-linéaire (ESNL) étudiées depuis la fin des années 1970 et qui ont récemment stimulé un vif regain d'intérêt [1-2]. Ces solutions sont excitées à partir de perturbations spécifiques sur une onde continue (onde plane) et présentent des propriétés de localisation spatio-temporelle particulières avec de fortes amplitudes, de plus elles sont caractérisées par des cycles de croissance/décroissance rappelant le phénomène de récurrence de Fermi-Pasta-Ulam. Nos expériences conduites en optique ont démontré leur lien important qui existe avec le processus non-linéaire d'instabilité de modulation (IM) et l'émergence d'ondes extrêmes [3-4]. A partir de la solution analytique SFC de l'ESNL, nous avons mis en place un banc d'essai basé uniquement sur la technologie des télécommunications par fibre optique menant aux premières observations de cette grande famille des SFC [4-5]. Ceci a permis de comparer de manière quantitative leurs propriétés de localisation aux prédictions mathématiques. Nous montrons que des conditions non-idéales d'excitation procurent également des dynamiques d'évolution de SFC. Enfin, des dynamiques plus complexes de ces nouveaux solitons sont étudiées comme leur brisure ou leur possible interaction.

2. SOLUTION GENERALE DES SOLITONS SUR FOND CONTINU

L'ESNL généralement utilisée en optique guidée peut s'écrire sous la forme normalisée suivante : $i\,\psi_\xi + 1/2\,\psi_{\tau\tau} + |\psi|^2\,\psi = 0$, avec ξ la coordonnée longitudinale, τ la coordonnée temporelle et ψ l'enveloppe de l'onde optique. Une solution générale SFC décrivant l'évolution globale d'une onde continue initialement modulée ainsi que le phénomène d'IM peut être formulée sous la forme compacte suivante [5] :

$$\psi(\xi,\tau) = e^{i\xi}\left[1 + \frac{2(1-2a)\cosh(b\xi) + i\ b\,sinh(b\xi)}{\sqrt{2a}\ \cos(\omega\tau) - \cosh(b\xi)}\right] \tag{1}$$

avec $b = [8a(1\text{-}2a)]^{1/2}$ et $\omega = 2(1\text{-}2a)^{1/2}$. Le comportement de cette solution est gouverné par un seul paramètre généralisé a. Pour $a < ½$, la solution décrit la famille des breathers d'Akhmediev [1] qui présente une localisation spatiale et une périodicité temporelle (voir Fig. 1(a)); pour $a = ½$, la solution correspond au cas limite de double localisation du soliton de Peregrine (voir Fig. 1(b)) [1]; et pour a > ½, on obtient la famille des solitons de Kuznetsov-Ma [1] avec une localisation temporelle et une périodicité spatiale (voir Fig. 1(c)).

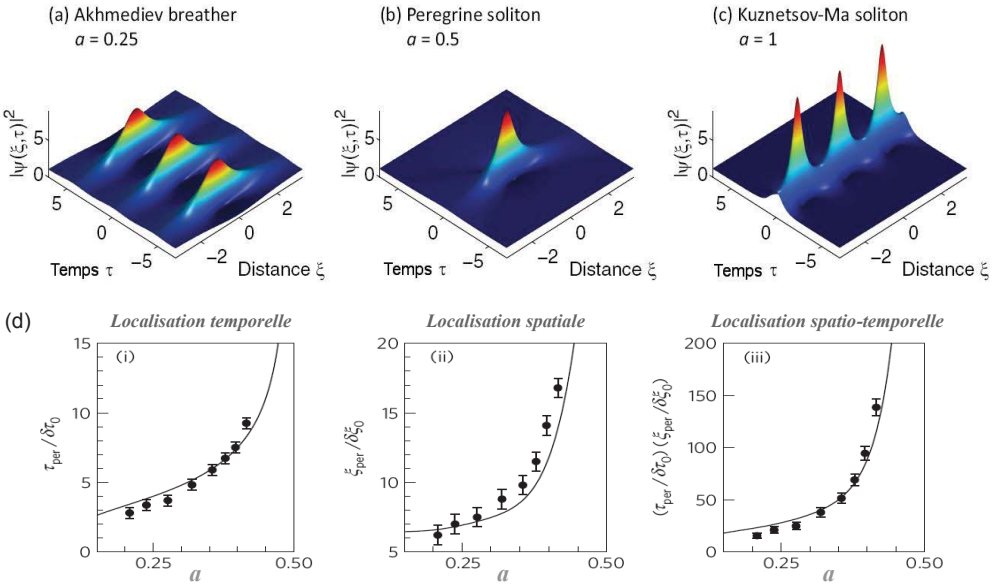


Fig. 1 (a-c) Familles de solutions SFC de l'ENSL selon la valeur du paramètre a ; (d) Mesure des propriétés de localisation des breathers d'Akhmediev (trait continu : théorie ; points : expériences).

3. INSTABILITE DE MODULATION INDUITE ET EXPERIENCES

De manière simplifiée, le montage expérimental mis en place est basé sur la modulation initiale d'une onde continue qui est ensuite injectée dans une fibre optique à dispersion anormale afin d'exciter le phénomène d'IM induite à une fréquence voulue [4-5]. Selon les caractéristiques de dispersion et de non-linéarité de la fibre, nous varions la fréquence et l'amplitude de modulation ainsi que la puissance de l'onde optique pour stimuler l'IM pour différentes valeurs de a et générer les différentes familles de SFC. L'utilisation d'un oscilloscope à échantillonnage optique ainsi que d'un analyseur de spectre optique permet la caractérisation spectro-temporelle de la structure d'onde générée, et une procédure complémentaire de découpe progressive de la fibre optique résout la dynamique longitudinale. L'exemple de l'analyse quantitative des propriétés de localisation des breathers d'Akhmediev est présenté par la Figure 1(d) [4].

RÉFÉRENCES

[1] N. Akhmediev & V. I. Korneev, "Modulation instability and periodic solutions of the nonlinear Schrodinger equation," Theor. Math. Phys. **69**, 1089 (1986) ; N. Akhmediev and A. Ankiewicz, *Solitons, Nonlinear Pulses and Beams*, Chapman and Hall, London (1997) ; D. H. Peregrine, "Water waves, nonlinear Schrödinger equations and their solutions," J. Aust. Math. Soc. Ser. B **25**, 16 (1983) ;E. Kuznetsov, "Solitons in a parametrically unstable plasma," Sov. Phys. Dokl. **22**, 507 (1977).

[2] N. Akhmediev *et al.* "Waves that appear from nowhere and disappear without a trace", Phys. Lett. A **373**, 675 (2009).

[3] J. M. Dudley et al. "Modulation instability, Akhmediev Breathers and CW supercontinuum generation", Opt. Express **17**, 21497 (2009).

[4] B. Kibler *et al.* "The Peregrine soliton in nonlinear fibre optics", Nature Phys. **6**, 790 (2010).

[5] B. Kibler *et al.* "Observation of Kuznetsov-Ma soliton dynamics in optical fibre", Scientific Rep. **2**, 463 (2012).

PHOTONIQUE INTEGREE HETEROGENE SUR SILICIUM

X. Letartre[1]

[1] *Université de Lyon, Institut des Nanotechnologies de Lyon, UMR CNRS 5270*

Ecole Centrale de Lyon, 69130 Ecully, France

xavier.letartre@ec-lyon.fr

RÉSUMÉ

La convergence de la Photonique et de l'Electronique ("Photonics on CMOS") est aujourd'hui reconnue comme un enjeu majeur dans le domaine du traitement de l'information. Elle est en effet rendue nécessaire non seulement pour améliorer les performances des systèmes électroniques tout en réduisant leur consommation, mais aussi pour l'intégration sur une même puce de différentes fonctionnalités (capteurs optiques et circuits de traitement par exemple). Cette convergence passe nécessairement par l'intégration sur le silicium, matériau incontournable de l'électronique, de nouveaux matériaux. C'est notamment le cas des semi-conducteurs III-V indispensables à la réalisation de sources de lumières performantes. Nous montrerons que cette contrainte est aussi un atout pour l'intégration multifonctionnelle, notamment parce que l'optoélectronique bénéficie ainsi de la maturité des technologies silicium. Nous discuterons d'abord des différentes voies d'intégration de nouveaux matériaux, essentiellement III-V (collage moléculaire, hétéroépitaxie), sur silicium. Ce propos sera illustré par des exemples récents de microlasers intégrés sur silicium.
Nous tracerons enfin des perspectives pour la convergence Photonique/Electronique en discutant de l'introduction d'autres matériaux tels que les oxydes métalliques ou le graphène.

MOTS-CLEFS : *Micro-Nano-Photonique, silicium, CMOS, laser*

L'association de l'électronique et de la photonique participe d'une évolution des systèmes de transport et de traitement de l'information. Elle a été avant tout motivée par l'augmentation des débits de données et s'est progressivement imposée à des communications de plus en plus courtes (Figure 1).

Les bandes passantes nécessaires au transport (et au traitement) de ces flux requièrent en effet l'exploitation d'une porteuse très haute fréquence qui ne peut être offerte que par l'optique. Depuis l'introduction de la fibre optique dans les communications longues distances, le photon s'intègre dans les systèmes à des échelles de plus en plus petites et on cherche clairement aujourd'hui à intégrer l'optique directement sur les puces CMOS. Il a fallu cependant tous les développements récents de ma micro-nano-photonique pour que les dimensions des composants d'optique intégrée deviennent compatibles avec celles des circuits électroniques et donnent lieu aux premières démonstrations industrielles [1]. Il faut aussi noter que l'introduction de la photonique sur les puces CMOS peut répondre à d'autres besoins que le transport d'informations puisqu'elle permet d'augmenter les fonctionnalités des systèmes intégrés, par exemple en associant capteurs optiques et circuits de commande et de traitement de l'information.

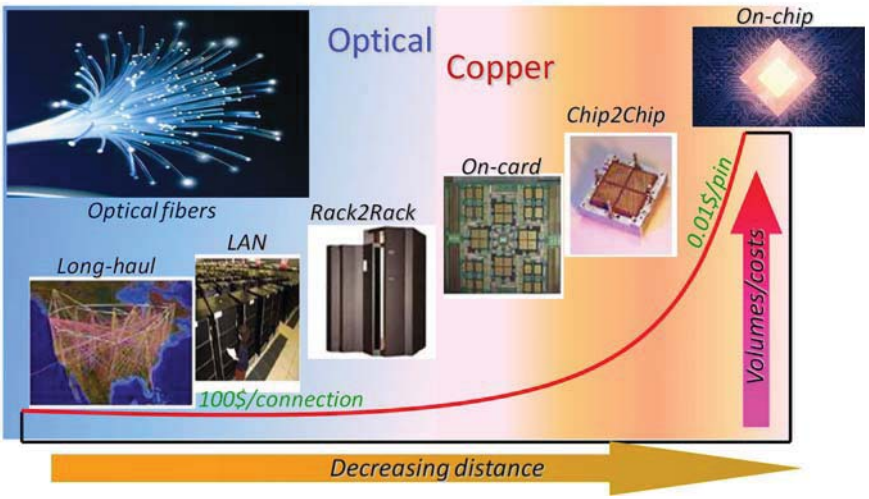


Fig. 1 : introduction progressive de l'optique dans les interconnections. La limite optique/électrique est repoussée vers la droite par l'augmentation des performances des composants optoélectroniques et la diminution de leur taille et de leur coût de fabrication (source : CEA-LETI).

Ce désir d'intriquer, sur la puce elle-même, l'électronique et la photonique impose à cette dernière de s'adapter au matériau silicium. Cette contrainte est à la fois une chance et une difficulté. Le silicium est en effet un excellent matériau pour l'optique, non seulement aux longueurs d'onde utilisées par les datacoms (1.3-1.6 µm) mais aussi dans la gamme du moyen infrarouge (2-8 µm), exploitée dans les applications capteurs. Son fort indice de réfraction permet la conception de dispositifs compacts et ses pertes sont très faibles dans ces gammes spectrales. De plus son comportement optique peut être modulée en mettant en œuvre des mécanismes bien connues de l'électronique (injection ou déplétion de porteurs, …). Ce sont ces propriétés remarquables qui ont permis la démonstration d'un grand nombre de composants de photonique intégrée (guides d'onde, filtres, routeurs, modulateurs, photodétecteurs…). Il reste cependant que le silicium, de part son gap indirect, est un mauvais émetteur de lumière et que, malgré quelques démonstrations récentes [2], il ne permet pas la réalisation de sources lasers intégrées efficaces.

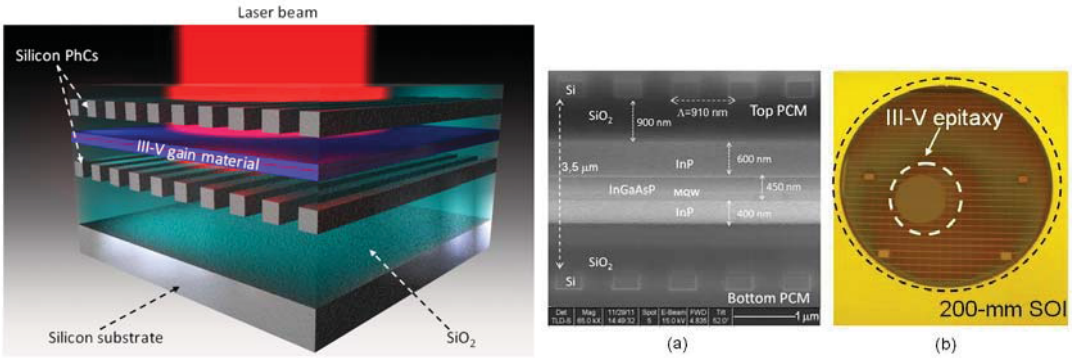


Fig. 2 : A gauche : Vue d'artiste d'un microlaser III-V/Si. La cavité de ce laser émettant vers la surface est définie par la nanostructuration des couches silicium, conservant ainsi l'intégrité du III-V. A droite : coupe du microlaser réalisé et vue de dessus du substrat III-V reporté sur silicium [3].

Pour pallier à cette insuffisance, il est tout naturel de s'orienter vers les semi-conducteurs III-V, matériaux phares de l'optoélectronique, notamment dans le domaine des télécommunications. On se heurte alors à la difficulté d'intégrer ces matériaux avec le silicium puisque, essentiellement à cause de désaccords de maille importants, l'épitaxie III-V/Si reste très délicate.

Dans cet exposé nous discuterons tout d'abord des techniques développées pour surmonter ce problème, que ce soit par des procédés d'épitaxie spécifiques (croissance de nanostructures,

utilisation de couches « tampons »,…). Nous verrons ensuite comment le report, par collage moléculaire, de couches III-V sur Si est une alternative à l'hétéroépitaxie.

Une deuxième partie de la présentation sera consacrée à la description de différents types de microlasers III-V/Si. Nous montrerons que l'association de ces matériaux n'est pas seulement une contrainte mais offrent, aux technologies laser, des possibilités inégalées.

Nous conclurons par une discussion sur les potentialités qu'offrirait un accroissement de l'hétérogénéité sur les puces, en associant sur silicium, non seulement les semi-conducteurs III-V, mais aussi d'autres matériaux fonctionnels tels que des oxydes métallique ou le graphène.

RÉFÉRENCES

[1] Voir par exemple http://optics.org/indepth/3/2/4
[2] J. Liu et al., Semicond. Sci. Technlo. 27, 094006 (2012)
[3] C. Sciancalepore et al., SPIE Newsroom: http://spie.org/x92213.xml (2013)

Vers une imagerie structurale des cellules rétiniennes in vivo

M. Paques
Centre d'Investigation Clinique 503, Hôpital des Quinze-Vingts, 28 rue de Charenton, 75012 Paris, France
michel.paques@gmail.com

Le diagnostic et le suivi des traitements des maladies de la rétine, la cause la plus importante de cécité dans les pays développés, repose de plus en plus sur l'imagerie optique dont différentes technologies se sont imposées dans la pratique clinique. L'optique adaptative (OA) est utilisée pour l'étude des maladies rétiniennes depuis une quinzaine d'années en laboratoire, plus récemment en clinique. Les progrès techniques ont permis d'obtenir depuis quelques années des systèmes robustes et d'utilisation relativement aisée, permettant aux cliniciens de de développer des modèles d'interprétation des images obtenues à partir d'une expérience clinique qui s'élargit de manière exponentielle. Ceci a permis en particulier de démontrer qu'au-delà de l'imagerie des seuls photorécepteurs, cible pour laquelle la technologie a été initialement développée, l'OA permet une analyse à l'échelle microscopique de nombreuses structures rétiniennes impliquées dans les maladies rétiniennes les plus courantes telles que la dégénérescence maculaire liée à l'âge et l'hypertension artérielle. Ceci devrait à terme modifier en profondeur le suivi des patients sous traitement. Cependant, la modélisation de l'interaction lumière-cellules rétiniennes est encore incomplète, pénalisant l'interprétation sémiologique et donc l'intégration en clinique. Une meilleure compréhension de ces interactions permettra à la fois d'orienter le design des systèmes d'OA tout en augmentant son intéret médical.

GÉNÉRATION DE PAIRES DE PHOTONS CORRÉLÉS PAR MÉLANGE À QUATRE ONDES DANS UNE FIBRE MICROSTRUCTURÉE À CŒUR LIQUIDE

Margaux Barbier, Philippe Delaye

Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud, 2 avenue Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau, France

RÉSUMÉ

Nous présentons des résultats expérimentaux de génération de paires de photons corrélés par mélange à quatre ondes dans une fibre microstructurée à cœur liquide. L'analyse des résultats obtenus en régime d'amplification, combinée à un modèle quantique simple, permet de calculer le nombre de paires de photons corrélés que nous sommes susceptibles d'observer en régime *spontané* avec cette architecture originale de source. Ces premiers résultats ouvrent la voie à la réalisation d'une source de paires de photons corrélés de très haute qualité quantique, tirant profit des propriétés non linéaires des liquides pour éliminer automatiquement la diffusion Raman spontanée, principale limitation des sources fibrées à cœur de silice.

MOTS-CLEFS : *paires de photons corrélés ; fibre microstructurée à cœur liquide ; mélange à quatre ondes*

1. INTRODUCTION

Le processus de mélange à quatre ondes (ou *four-wave mixing*, FWM) (figures 1 (a) et (b)) dans une fibre optique est une technique de génération de paires de photons corrélés particulièrement adaptée à la réalisation de réseaux de communications quantiques. Cependant, les fibres à cœur de silice, microstructurées ou non, souffrent d'un inconvénient majeur : la génération de photons Raman non corrélés constitue un bruit de fond qui limite la qualité quantique de la source [1]. Ces photons Raman ne peuvent pas être filtrés efficacement car ils sont générés sur une plage spectrale très étendue, le spectre de gain Raman de la silice étant très large (environ 40 THz). L'architecture que nous proposons permet de résoudre ce problème tout en gardant un dispositif expérimental simple et une structure fibrée. Il s'agit d'utiliser une fibre microstructurée (ou *photonic crystal fibre*, PCF) à cœur creux rempli d'un liquide non linéaire. Contrairement au cas de la silice, le spectre de gain Raman d'un liquide présente des raies très fines, avec un décalage spectral généralement important. Il devient alors possible (en jouant sur la microstructuration et sur l'indice linéaire du liquide), de rejeter la raie Raman en dehors de la bande de transmission de la fibre (figure 1 (c)) [2], et d'éliminer ainsi automatiquement la diffusion Raman spontanée.

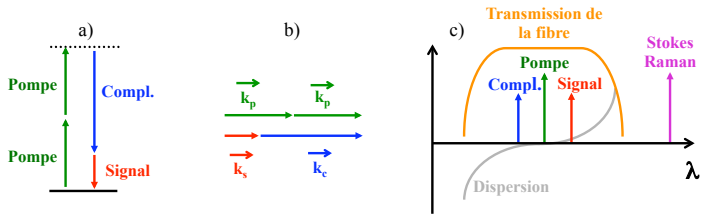


FIGURE 1 : (a) Diagramme d'énergie pour le FWM dégénéré en fréquence ; (b) Condition d'accord de phase (conservation de l'impulsion), réalisée lorsque la dispersion de la fibre est proche de zéro ; (c) Du fait de leur finesse spectrale et de leur décalage important, les raies Raman des liquides peuvent aisément être placées en dehors de la bande de transmission de la PCF et être ainsi automatiquement éliminées.

2. MONTAGE ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Pour cette expérience, nous avons utilisé une PCF à cœur creux (HC-1550-PM-01 de NKT Photonics) remplie d'acétone deutérée, dont l'indice de réfraction non linéaire vaut $5,2.10^{-20}$ m^2/W [3] (environ deux fois supérieur à celui de la silice). La courbe de dispersion (mesurée par temps de vol)

de cette fibre à cœur liquide donne un zéro de dispersion vers 890 nm, et une courbe d'accord de phase pour le FWM dégénéré en fréquence donnée en figure 2 (a). Sur cette figure, les points expérimentaux repèrent la position des bandes signal et complémentaire (ou *idler*) obtenues en régime d'amplification en faisant varier la longueur d'onde de pompe. Les spectres de la figure 2 (b), obtenus à l'analyseur de spectre optique avec une résolution de 0,1 nm, mettent en évidence un gain d'amplification de près de 5 et une largeur spectrale de la bande signal de l'ordre de 1 nm seulement.

Une approche quantique simple permet de montrer qu'en régime *spontané amplifié* un tel gain de 5 conduirait à la génération spontanée de 5 paires de photons corrélés *en moyenne* par impulsion de pompe. Dans le cas où la résolution spectrale de détection $\Delta\lambda_{res}$ reste inférieure à la largeur spectrale des bandes paramétriques, nous montrons que, sous l'effet du FWM spontané amplifié produit par des photons de pompe à la longueur d'onde λ_p, la puissance (moyenne) mesurée par un analyseur de spectre optique en une longueur d'onde de mesure λ_{mes} et avec une résolution $\Delta\lambda_{res}$ est :

$$P_{FWM}(\lambda_p;\lambda_{mes};\Delta\lambda_{res}) \sim \Gamma\Delta t_{imp}\left[hc^2\frac{\Delta\lambda_{res}}{\lambda_{mes}^3}\left(G(\lambda_p;\lambda_{mes})-\frac{1}{2}\right)\right] \quad (1)$$

où h est la constante de Planck, c la célérité de la lumière dans le vide, Γ et Δt_{imp} le taux de répétition (80 MHz) et la durée ($\sim$ 1 ps) des impulsions de pompe, et $G(\lambda_p;\lambda_{mes})$ est le gain d'amplification à λ_{mes} lorsqu'on pompe à λ_p. Ainsi, pour un gain de 5, nous pouvons espérer, en régime spontané amplifié, voir apparaître à l'analyseur de spectre optique un signal de plusieurs picowatts, c'est-à-dire sortant du bruit (qui, dans les conditions optimales d'utilisation de l'instrument, peut être réduit à 1 ou 2 pW seulement).

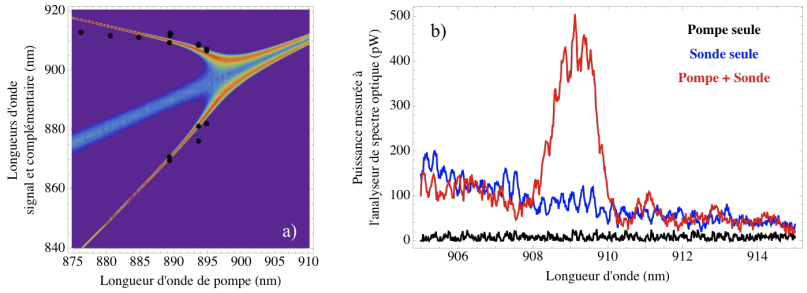


FIGURE 2 : (a) Gain d'amplification calculé à partir de la mesure de la dispersion, et points expérimentaux obtenus en régime d'amplification ; (b) Amplification paramétrique à 909 nm (gain de 5) quand on pompe à 880 nm.

CONCLUSION

Nous avons observé l'amplification paramétrique par FWM dans une PCF à cœur liquide. La position et la largeur spectrales des bandes signal et idler obtenues sont en bon accord avec la courbe d'accord de phase calculée à partir de la mesure de la dispersion de la fibre. Le gain d'amplification obtenu, limité par le walk-off temporel et la saturation due à l'élargissement spectral de la pompe par automodulation de phase, nous indique que nous sommes en mesure de détecter, à l'analyseur de spectre optique, les paires de photons corrélés générées *spontanément* dans cette PCF à cœur liquide.

REMERCIEMENTS

Ce travail est réalisé dans le cadre du projet C'Nano Île-de-France GÉNÉPHY. Margaux Barbier remercie la DGA pour son soutien financier.

RÉFÉRENCES

[1] X. Li, J. Chen, P. Voss, J. Sharping, and P. Kumar, "All-fiber photon-pair source for quantum communications : Improved generation of correlated photons," *Opt. Express*, vol. 12, no. 16, p. 3737, 2004.

[2] S. Lebrun, P. Delaye, R. Frey, and G. Roosen, "High-efficiency single-mode raman generation in a liquid-filled photonic bandgap fiber," *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 4, p. 337, 2007.

[3] M.-C. Phan Huy, A. Baron, S. Lebrun, R. Frey, and P. Delaye, "Characterization of self-phase modulation in liquid filled hollow core photonic band gap fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 27, p. 1886, 2010.

VERS UNE DIODE LASER ÉMETTRICE DE PHOTONS JUMEAUX

F. Boitier[1], C. Autebert[1], A. Orieux[1], G. Boucher[1], A. Eckstein[1], E. Galopin[2], A. Lemaître[2], C. Manquest[1], I. Favero[1], G. Leo[1], S. Ducci[1]

[1] *Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, CNRS-UMR 7162, Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Case courrier 7021, 75205 Paris Cedex 13, France*
[2] *Laboratoire de Photonique et Nanostructures, CNRS-UPR20, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France*

sara.ducci@univ-paris-diderot.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons nos derniers résultats sur le développement, la caractérisation et l'intégration de sources de photons jumeaux ultra-compactes composées d'hétérostructures semiconductrices. Les dispositifs sont injectés électriquement et dessinés pour émettre des paires de photons à température ambiante et aux longueurs d'onde télécom par fluorescence paramétrique intracavité. Nous démontrons l'émission laser et la génération de seconde harmonique sur la même puce et aux mêmes longueurs d'onde.

MOTS-CLEFS : *Optique non-linéaire intégrée; diode laser; fluorescence paramétrique*

1. INTRODUCTION

La photonique quantique intégrée est un domaine en plein essor et jouera sûrement un rôle important en information quantique. En particulier, les matériaux semiconducteurs présentent un énorme potentiel pour la réalisation de nouveaux dispositifs optoélectroniques injectés électriquement. Par exemple, la cascade bi-excitonique dans une boîte quantique a permis de réaliser la première DEL de photons intriqués[1] et de l'utiliser pour un protocole des téléportation[2]. Dans ce contexte, l'utilisation de la fluorescence paramétrique dans des guides d'onde semiconducteurs permet de travailler aux longueurs de télécommunications et surtout à température ambiante ; deux atouts clés pour les applications. Grâce à son coefficient non-linéaire très élevé et Ĺ la grande maîtrise technologique, l'AlGaAs apparaît comme un matériau de choix ; toutefois, à cause de son faible caractère biréfringent, il est nécessaire de recourir à des géométries d'accord de phase originales.

Parmi les différentes possibilités, l'accord de phase modal présente les meilleurs caractéristiques pour le développement d'une source entièrement intégrée en permettant la conversion paramétrique de la lumière émise par un laser à puits quantique dans le même guide d'onde. Ce type d'accord de phase a initialement été démontré en utilisant des modes d'ordres différent confinés par réflexion totale interne[3]. Plus récemment, une structure émettant sur un mode laser de Bragg injectée électriquement a permis de montrer l'émission paramétrique autour de 1800 et 2400 nm[4]. Nous présentons ici un dispositif injecté électriquement dessiné pour émettre des paires de photons autour de 1,55 μm.

CONCEPTION DES DISPOSITIFS ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Les guides d'onde sont des rubans réalisés par gravure humide à partir d'un empilement de couches d'AlGaAs (fig. 1.a). Les dimensions caractéristiques d'un guide sont de 4 μm de large, 2 μm de haut et 1,75 mm de long. Les empilements supérieurs et inférieurs forment deux mirroirs de Bragg qui permettent un confinement par bande interdite photonique pour le mode de Bragg TE à 780 nm et un confinement par réflexion totale interne pour les modes TE et TM à 1,56 μm. La figure 1.b présente les courbes d'accord de phase de type II à température ambiante pour laquelle la structure a été optimisée. La structure contient également, au milieu du coeur, un puits quantique d'AlGaAs de 8,6 nm composé de 11% d'aluminium. La réflectivité des facettes du guide pour le mode Bragg permet d'obtenir une émission laser vers 780 nm.

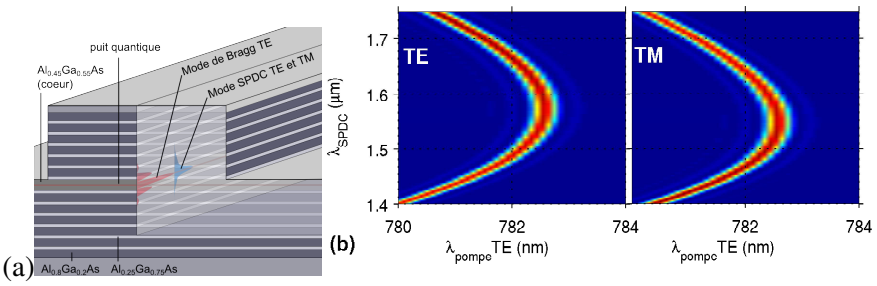


FIGURE 1 : (a) Schéma du dispositif. (b) Courbe d'accord de phase de type II entre le mode de Bragg autour 780 nm, et les modes TE et TM à 1,56 μm.

La figure 2a montre les caractéristique expérimentales de la diode laser à température ambiante. L'échantillon est injectés électriquement par des impulsions de 150 ns à une cadence de 10 kHz. Le seuil laser est d'environ 470 mA. La puissance crête laser collectée en sortie avec un objectif de microscope est d'environ 0,03 mW/mA. Le spectre du laser pour un courant de 600 mA est présenté sur la figure 2b.

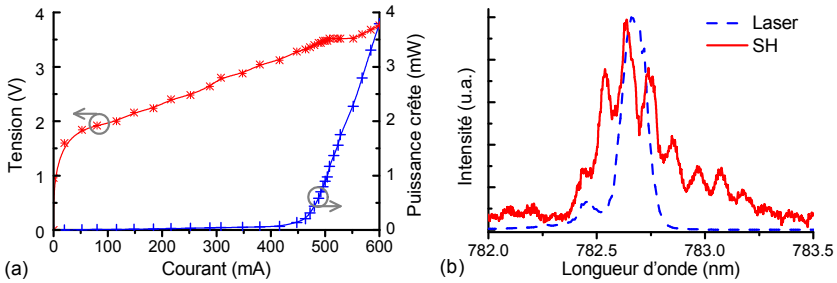


FIGURE 2 : (a) Caractéristiques électriques et optiques de la diode laser. (b) Spectre du laser et du signal de seconde harmonique généré.

Les propriétés non-linéaires du dispositif sont étudiées par des mesures de génération de seconde harmonique. Pour cela, la lumière d'un laser accordable dans la bande télécom et polarisé linéairement à 45°des axes des modes TE et TM de la structure est injectée dans le guide. Le signal de seconde harmonique émis sur le mode de Bragg est alors mesuré en fonction de la longueur d'onde injectée. La figure 2b présente le résultat d'une de ces mesures à température ambiante.

CONCLUSION

Nous avons montré l'émission laser et la génération de sonde harmonique sur le même dispositif : la très bonne superposition des deux spectres ouvre la voie à la démonstration de l'émission de paires à 1,56 μm dans ce dispositif injecté électriquement.

RÉFÉRENCES

[1] C. Salter, R. Stevenson, I. Farrer, C. Nicoll, D. Ritchie, and A. Shields, "An entangled-light-emitting diode," *Nature*, vol. 465, no. 7298, pp. 594–597, 2010.

[2] J. Nilsson, R. Stevenson, K. Chan, J. Skiba-Szymanska, M. Lucamarini, M. Ward, A. Bennet, C. Salter, I. Farrer, D. Ritchie, and A. Shields, "Quantum teleportation using a light-emitting diode," *Nature Photonics*, vol. 7, pp. 311–315, 2013.

[3] A. De Rossi, V. Ortiz, M. Calligaro, B. Vinter, J. Nagle, S. Ducci, and V. Berger, "A third-order-mode laser diode for quantum communication," *Semiconductor science and technology*, vol. 19, no. 10, pp. L99–L102, 2004.

[4] B. J. Bijlani, P. Abolghasem, and A. S. Helmy, "Intracavity parametric fluorescence in diode lasers," in *CLEO : Science and Innovations*. Optical Society of America, 2011.

GENERATION DIRECTE D'ETATS DE BELL SUR UNE PUCE SEMICONDUCTRICE III-V A TEMPERATURE AMBIANTE

G. Boucher[1], A.Orieux[1], A. Eckstein[1], A. Lemaître[2], P. Filloux[1], I. Favero[1], G. Leo[1] T.Coudreau[1], A. Keller[3], P. Milman[1], and S. Ducci[1]

1. Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, CNRS-UMR 7162, Case courrier 7021, 75205 Paris Cedex 13, France
2. Laboratoire de Photonique et Nanostructures, CNRS-UPR20, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France
3. Université Paris Sud, Institut des Sciences Moléculaires d'Orsay, CNRS - UMR 8214 Bâtiment 210 Université Paris-Sud 91405 Orsay Cedex

sara.ducci@univ-paris-diderot.fr

RÉSUMÉ

Nous démontrons la génération de photons intriqués en polarisation à température ambiante et aux longueurs d'onde télécom sur une microcavité ruban en AlGaAs. Les photons sont guidés et émis dans deux directions opposées par conversion paramétrique d'un faisceau de pompe transverse. L'état à deux photons est caractérisé par tomographie quantique : une fidélité de 83% à l'état de Bell Ψ^+ est obtenue. Un modèle théorique, prenant en compte le profil spatial du faisceau de pompe, permet de comprendre et contrôler le niveau d'intrication.

MOTS-CLEFS : *Intrication* ; *Optique quantique; Optique intégrée; Semiconducteurs*

1. INTRODUCTION

Au cours de ces dernières années, un grand effort a été dédié à la miniaturisation des technologies de l'information quantique et les composants photoniques vont certainement jouer un rôle central dans ce domaine. Plusieurs processus sont utilisés actuellement pour réaliser des sources semiconductrices de photons intriqués comme la cascade bi-excitonique dans des boîtes quantiques [2] et le mélange à 4 ondes dans les guides d'onde en silicium [3]. Par rapport à ces approches, la conversion paramétrique dans les guides d'ondes en semiconducteurs III-V combine les avantages de fonctionnement à température ambiante et d'émission aux longueurs d'onde télécom, tout en autorisant le pompage électrique du dispositif [4].

2. DISCUSSION

La croissance de notre échantillon, constitué d'un empilement de couches en AlGaAs, est effectuée par épitaxie par jets moléculaires sur un substrat de GaAs. Le confinement latéral est obtenu par gravure chimique d'un ruban. La structure est conçue de sorte qu'un faisceau de pompe (autour de 775 nm), en incidence avec un angle θ à la surface du guide, génère deux faisceaux contrapropageants de polarisations orthogonales (autour de 1550 nm). Le coeur du guide d'onde est entouré de miroirs de Bragg qui ont le double rôle d'exalter le champ de pompe et guider les photons générés [5]. Dans cette géométrie, deux interactions peuvent se produire avec la même probabilité : pour la première (interaction1), le mode guidé copropageant avec la composante z du faisceau de pompe (mode signal) est polarisé TE et le photon contrapropageant (mode complémentaire) est polarisé TM ; pour l'interaction 2, la situation est inversée. La source a une efficacité d'environ 10^{-11} et une largeur spectrale de 0,3 nm pour un guide de longueur 1 mm. Pour obtenir la génération directe d'états de Bell, l'échantillon est pompé avec un laser Ti:Sapphire (durée des impulsions 3.5 ps, taux de répétition 100 kHz, puissance moyenne 3 mW) incident sur le

ruban du guide aux deux angles correspondants à la dégénérescence en fréquence des interactions 1 et 2 (Fig. 1).

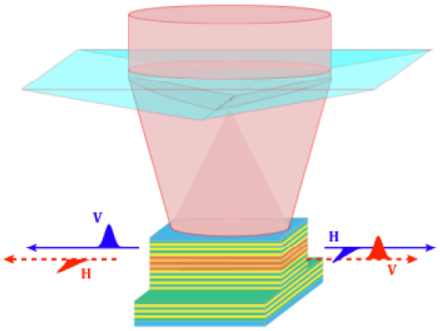


Fig 1. Génération d'états de Bell par éclairage d'une microcavité ruban avec deux angles symétriques en utilisant un biprisme de Fresnel.

L'intrication générée est caractérisée par tomographie quantique [6] ; Fig. 2 présente la matrice densité de l'état à 2 photons qui présente une fidélité de 83% à l'état Ψ^+, conduisant à une violation des inégalités de Bell [7]. Les résultats sont interprétés à travers un modèle théorique qui prend en compte la distribution spatiale du faisceau de pompe permettant contrôler la quantité d'intrication générée.

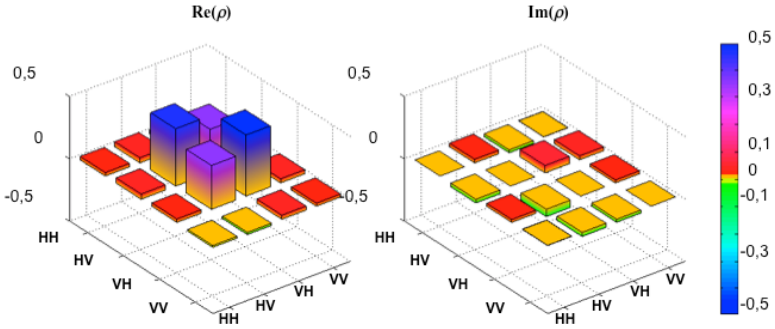


Fig. 2. Partie réelle (a) and partie imaginaire (b) de la matrice densité de l'état à 2 photons généré par notre source.

3. Conclusion

Nous avons reporté la première source de photons intriqués en semiconducteurs III-V à température ambiante. Ces résultats ouvrent la voie à la démonstration d'autres spécificités de notre dispositif telle que le contrôle des corrélations en fréquences via la modification des profils temporel et spatial du faisceau de pompe et la génération d'états hyper-intriqués. Ces travaux ouvrent la voie vers une nouvelle génération de dispositifs polyvalents et complètement intégrés pour l'information quantique.

4. References

[1] J. L. O'Brien, A. Furusawa, J. Vučković, "Photonic quantum technologies" Nature Phot. **3**, 697 (2009).
[2] A. Shields "Semiconductor quantum light sources" Nat. Phot. **1**, 215 (2007).
[3] N. Matsuda et al. "A monolithically integrated polarization entangled photon pair source on a silicon chip" Sci. Rep. **2**, 817 (2012).
[4] R. Horn et al. "Monolithic source of photon pairs" Phys. Rev. Lett. **208**, 153605 (2012).
[5] X. Caillet et al. "Two-photon interference with a semiconductor integrated source at room temperature" Opt. Express **18**, 9967-9975 (2010).
[6] D. F. V. James et al. "Measurements of qubits" Phys. Rev. A **64**, 052312 (2001).
[7] A. Orieux et al. "Bell States Generation on a III-V Semiconductor Chip at Room Temperature" Phys. Rev. Lett. Avril (2013).

ENSEMBLE DE CENTRES NV DU DIAMANT POUR L'IMAGERIE MAGNETIQUE

Mayeul Chipaux[1], Thierry Debuisschert[1]

[1] *Thales Research & Technology,*

1 avenue Augustin Fresnel, Campus Polytechnique, 91767 Palaiseau, France

RÉSUMÉ

L'image de la fluorescence émise par un ensemble de centres NV du diamant permet d'obtenir une information vectorielle sur le champ magnétique créé par un échantillon d'intérêt. On obtient une résolution spatiale de l'ordre de 400 nm limitée par diffraction et une sensibilité sur toute l'image de l'ordre du $\mu T/\sqrt{Hz}$.

MOTS-CLEFS : *Centre NV ; Magnétométrie*

PHYSIQUE DU CENTRE NV

Le centre NV du diamant est un défaut cristallographique ponctuel du diamant (Cf. Figure 1a)) consistant en la substitution d'un atome de carbone par un atome d'azote (N pour Nitrogen) et d'une lacune cristallographique juxtaposée (V pour Vacancy). Il est luminescent dans le rouge lorsqu'il est pompé dans le vert (Cf. Figure 1b), et est parfaitement photo-stable. L'état fondamental de son diagramme énergétique électronique [1] (Cf. Figure 1b) a la particularité d'être triplet de spin dont la dégénérescence est partiellement levée par l'interaction spin-orbite. A cela s'ajoutent deux propriétés remarquables qui se déduisent de son diagramme électronique : il peut être « refroidit » dans un état de spin nul par simple pompage optique ; son état de spin peut être déterminé optiquement : le niveau de fluorescence l'état $m_S = 0$ est brillant, tandit que les états $m_S = \pm 1$ sont plus sombres.

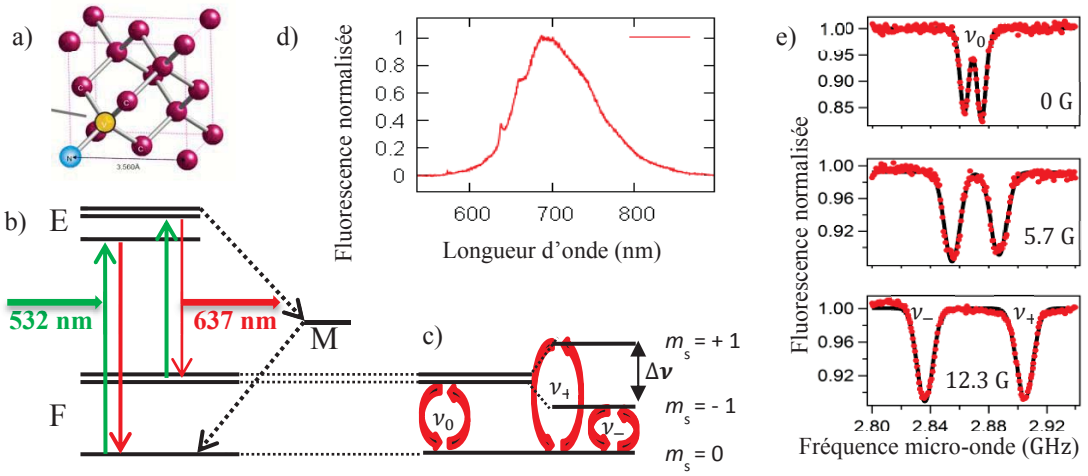


Fig. 1 : a) Structure cristallographique du centre NV du diamant ; b) Diagramme électronique ; c) Effet Zeeman ; d) Spectre du photoluminescence ; e) Spectre ODRM (Opticaly Detected Magnetic Resonance)

De cette manière on peut détecter optiquement les résonnances magnétiques provoquées par un champ micro-onde (cf. Figure 1e). Enfin, en présence de champ magnétique l'effet Zeeman lève la dégénérescence partielle entre les états $m_S = -1$ et $m_S = +1$ (Cf. Figure 1c), et la distance entre les deux résonnances donne la valeur de la projection du champ magnétique sur l'axe du centre NV. Le coefficient de proportionnalité est donnée par l'équation (1).

$$\Delta\nu = 2g\mu_B\, B_{NV} = 5{,}6\ \mathrm{MHz/G} \qquad (1)$$

MONTAGE EXPERIMENTAL

Notre but est d'utilisé un grand nombre de centres NV à la surface du diamant pour réaliser l'image vectorielle du champ magnétique créé par un échantillon d'intérêt. Pour cela, on conjugue la surface de diamant implantée en centre NV ($\cong 10^{12}$ Centres NV/ cm^2) [2] et le plan focal d'une caméra CCD. On utilise un objectif de microscope à grande ouverture et d'une lentille de focalisation. Le faisceau vert de pompage peut être acheminé soit au travers de l'objectif de microscope (voie 1), soit par la tranche (voie 2) [3] en utilisant la réflexion totale à la surface du diamant. Ceci a l'avantage de préserver l'échantillon magnétique d'intérêt des fortes puissances de pompes (jusqu'à quelques Watt). Les micro-ondes sont rayonnées par une antenne lithographiée sur une lame de verre. Ainsi, en une seule rampe de fréquence micro-onde, on peut obtenir le spectre ODMR total pour chacun des pixels éclairé par le faisceau pompe. Sur la figure 2b), on montre les quatre paires de résonnance correspondantes aux quatre directions principales du cristal de diamant. La sensibilité évaluée à partir de ces résultats est de quelques $\mu T/\sqrt{Hz}$ pour une résolution optique d'environ 400 nm. On présente également (Fig. 2c)) l'exemple d'une image Iso-B, obtenue par soustraction de deux images enregistrées à des fréquences micro-onde légèrement différentes pour générer en 1 ms une image contrastée (non quantitative) du champ magnétique.

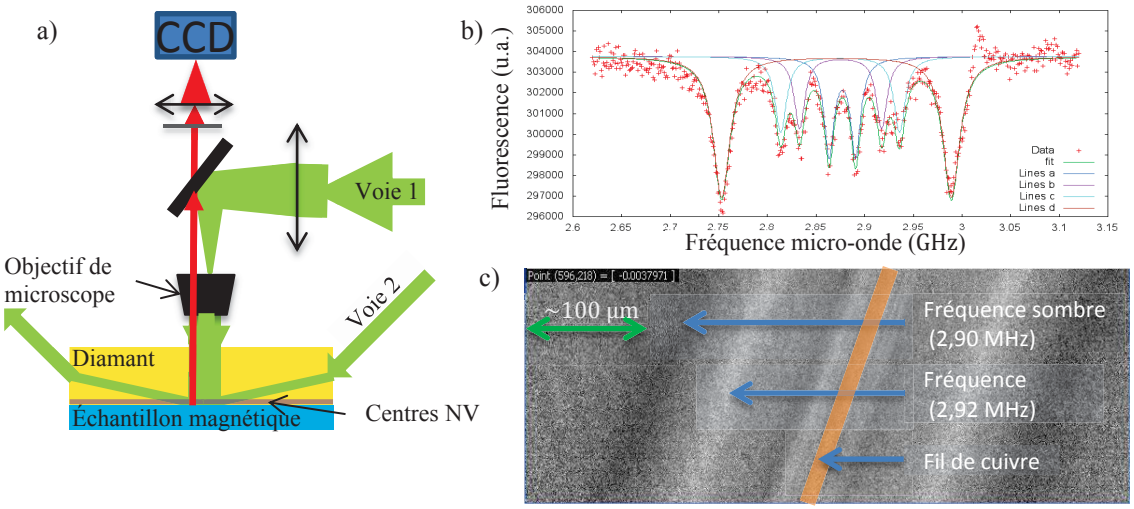


Fig. 2 : a) Dispositif expérimentale ; b) Exemple de spectre ODMR intégré sur une zone de 10x10 pixel ; c) Image Iso-B d'un fil de cuivre parcouru par une centaine de mA additionné à un champ uniforme créé par un aimant permanent

CONCLUSION

Ces résultats préliminaires montrent qu'il est possible d'effectuer des mesures magnétométriques d'une grande sensibilité à partir d'un ensemble de centres NV dans le diamant. Les voies d'amélioration passent notamment par l'optimisation de la densité de centres NV dans le diamant. Une fois les limitations liées aux bruits techniques résolues, il est possible d'augmenter la sensibilité en utilisant des techniques issues de la RMN [4] pour s'affranchir de la décohérence des centres NV due aux excitations laser et micro-onde.

RÉFÉRENCES

[1] V. M. Acosta et al "Optical properties of the nitrogen-vacancy singlet levels in diamond", Phys. Rev. B **82**, 201202(R) (2011)
[2] S. Pezzagna et al "Creation efficiency of nitrogen-vacancy centres in diamond", New J. Phys. **12** 065017
[3] D. Le Sage et al "Optical magnetic imaging of living cells", Nature **496**, 486-492
[4] A. Dreau et al "Avoiding power broadening in optically detected magnetic resonance of single NV defects for enhanced DC-magnetic field sensitivity", Physical review B **84**, 195204 (2011)

RESTITUTION HORS D'AXE DU MOMENT ANGULAIRE ORBITAL STOCKE DANS DES ATOMES FROIDS

R. A. de Oliveira[1], L. Pruvost[2], D. Felinto[1], D. Bloch[3], and J.W.R. Tabosa[1]

[1] *Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco, 50.670-901 Recife, PE, Brésil*

[2] *CNRS, Laboratoire Aimé-Cotton, (LAC), F-91405, Orsay*

[3] *Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse,*

laurence.pruvost@lac.u_psud.fr

RÉSUMÉ

Le moment angulaire orbital porté par un faisceau optique de type Laguerre-Gauss peut être transféré et stocké par un gaz d'atomes froids. Nous montrons ici que ce stockage peut être restitué hors de l'axe initial, au moins sous angle faible, et discuterons de la fidélité de cette restitution.

MOTS-CLEFS : *moment angulaire orbital; Laguerre-Gauss; stockage d'information*

1. INTRODUCTION

Les faisceaux lumineux porteurs de moment angulaire orbital (OAM) ont suscité une grande attention depuis quelque temps en raison de possibilités d'applications diverses, qui couvrent des démonstrations de manipulation mécanique de particules macroscopiques, jusque des schémas de principe pour l'encodage de l'information quantique [1] Une famille bien connue de tels faisceaux est constituée par les modes de Laguerre-Gauss, qui possèdent une charge topologique spécifique l, une structure de phase hélicoïdale, et où l'OAM correspondant le long de l'axe de propagation est de $l\hbar$ par photon. L'interaction non linéaire de ces faisceaux avec des systèmes atomiques a été étudiée par des processus de mélange à quatre ondes, et la conservation de l'OAM démontrée tant pour des atomes en vapeur thermique [2,3] que pour des atomes froids [4,5]. Le stockage de l'OAM transféré dans des atomes de vapeur thermique [3], ou avec des atomes froids, avec restitution ultérieure de l'OAM à un faisceau lumineux, a également été démontré [5]. Ici, à la différence des expériences précédentes, nous démontrons que l'OAM stocké peut être restitué dans une direction différente, quoique voisine, de celle du faisceau initial, et ceci avec une fidélité raisonnable.

2. EXPERIENCE

L'expérience est effectuée dans un système à vide contenant des atomes froids de césium obtenus par piégeage magnéto-optique (MOT), et repose sur le principe du mélange à quatre ondes (FWM), dans une configuration retardée. Les faisceaux lumineux, porteurs d'une charge topologique l (avec l = 0,1,2,3) sont produits par un modulateur spatial de lumière (SLM) et sont incidents dans le milieu selon une direction z, comme indiqué sur le schéma expérimental de principe montré à la figure 1 (A). La fréquence des faisceaux est résonnante avec la transition hyperfine $6S_{1/2}$, F=3 – $6P_{3/2}$, F=2. La structure de phase du faisceau porteur d'OAM est stockée dans un réseau de cohérence Zeeman induit par les faisceaux incidents d'écriture W et W' qui se croisent sous un angle faible (~2°) et possèdent des polarisations circulaires opposées. Ces faisceaux d'écriture sont maintenus allumés pendant un temps suffisamment long pour créer un réseau de cohérence Zeeman, puis sont éteints. A l'issue d'un temps de stockage, un faisceau de lecture R, contre-propageant et de polarisation circulaire opposée au faisceau d'écriture W, est allumé et le fiasceau restauré (C), dont la direction de propagation est déterminée par la condition d'accord de phase, est observé au moyen d'une caméra CCD.

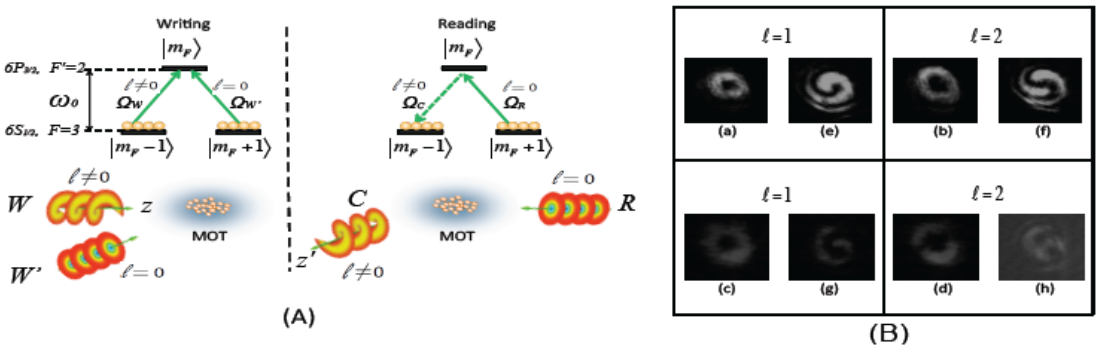


Fig. 1 : (A): Schéma de principe d'un système Zeeman à 3 niveaux avec un couplage entre les faisceaux d'écriture (*W* et *W'*) et le faisceau de lecture (R). Les faisceaux respectivement d'écriture et de lecture *W* et *R* sont contre-propageants selon l'axe de direction *z*, tandis que les faisceaux respectifs *W'* et le faisceau restauré (C) sont contre-propageants selon l'axe de direction *z'*, formant un angle de 2° avec la direction *z*. (B): (a, b) et (c,d) sont respectivement les images du faisceau incident d'écriture *W* et du faisceau restauré pour différentes charges topologiques ($l = 1,2$). (e, f) et ((g, h) sont les figures correspondantes d'interférence avec un faisceau gaussien, ainsi que discuté dans le texte.

La figure 1(B) montre, en (a, b), des images associées aux faisceaux incidents pour les cas respectifs $l = 1,2$ obtenus par rétro-réflexion du faisceau *W* avec un miroir placé juste en face du MOT. En (c,d), cette figure représente les images respectives du faisceau induit de restauration. Pour déterminer quelle est la charge topologique des faisceaux restaurés, nous superposons un faisceau gaussien avec le faisceau porteur d'OAM (faisceau *W*) et nous enregistrons la même série d'images pour le faisceau incident (respectivement e,f) et pour le faisceau restauré (respectivement g, h). En prenant en compte le renversement du sens de rotation à la réflexion, cette analyse des faisceaux restaurés montre que les faisceaux incident, et restauré, sont porteurs de charges topologiques opposées, ce qui signifie, compte tenu de leur directions opposées de propagation, qu'ils sont porteurs du même OAM.

CONCLUSION

Ces résultats démontrent clairement qu'avec le petit angle utilisé, l'OAM stocké selon un axe de direction z a pu être restauré dans une direction non-colinéaire z'. Une analyse plus approfondie de la fidélité de ce transfert, incluant des incidences plus fortes et des valeurs plus élevées de l'OAM, est en cours et devrait permettre de préciser les possibilités effectives de transfert d'information portée par des systèmes avec OAM. La possibilité de manipuler, par un champ magnétique, l'OAM stocké est également en cours d'analyse et a fait l'objet d'expériences préliminaires.

RÉFÉRENCES

[1] M Padgett, J. Courtial and L. Allen, Phys. Today, **57**(5), 35, (2004)
[2] W. Jiang, Q. F. Chen, Y. S. Zhang, and G. C. Gao, Phys. Rev. A **74**,043811 (2006).
[3] R. Pugatch, M. Shuker, O. Firstenberg, A. Ron and N. Davidson, Phys. Rev. Lett. **98**, 203601 (2007).
[4] S. Barreiro and J. W. R. Tabosa, Phys. Rev. Lett. 90 133001 (2003)
[5] D. Moretti, D. Felinto, and J. W. R. Tabosa, Phys. Rev. A, **79**, 023825 (2009)

Remerciements : travail effectué dans le cadre du projet CAPES-COFECUB Ph740-12

INTERACTIONS ENTRE IMPULSIONS QUANTIFIÉES ET SYSTÈMES ATOMIQUE

Derouault,S., Bouchene, M.A.

Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité - UMR5589, Université Toulouse 3 (UPS), 31062 Toulouse, France

derouault@irsamc.ups-tlse.fr

RÉSUMÉ

Notre objectif est l'étude de l'interaction entre une impulsion lumineuse quantifiée et un système à N atomes en régime de couplage fort. Pour cela nous explorons différentes situations. La première d'entre elles est le cas où un atome à deux niveaux traverse un champ monomode contenu dans un micro-maser. Dans un second temps, l'interaction entre un paquet d'onde à un photon avec un atome confiné dans un guide d'onde est étudiée. Cette situation est étendue au cas N-atomes dans une troisième partie. Finalement le cas d'une impulsion lumineuse multimode quantifiée interagissant avec un atome est abordé dans une dernière partie.

MOTS-CLEFS : *impulsion quantifiée ; photon virtuel ; adiabatique*

1. INTRODUCTION

Les développements récents en information quantique ont conduit à une intensification des études sur l'interaction atome-photon. La nécessité de manipuler des qubits volants (photon) et stationnaires (atomes), et le besoin de transférer l'information de l'un à l'autre pose le problème du contrôle précis de leur schéma d'interaction. Nous nous concentrons ici sur les phénomènes qui apparaissent lorsque l'excitation est provoquée par une impulsion quantifiée. Dans le régime semi-classique, l'interaction entre une impulsion lumineuse et un atome est connue et a conduit à d'importants résultats (passage adiabatique rapide, STIRAP, EIT, ...). Notre objectif est d'établir une description complètement quantique de l'interaction entre une impulsion lumineuse et un atome.

Pour ce faire, nous considérons les situations suivantes :

2. INTERACTION ENTRE UN ATOME ET UNE IMPULSION DANS UNE CONFIGURATION MASER

Dans ce premier cas de figure, un atome à deux niveaux traverse une cavité micro-maser contenant un unique mode, désaccordé par rapport à la transition atomique. L'atome ressent alors un champ transitoire. [1, 2] Nous avons montré que en fonction de la structure de ce champs, les couplages non-adiabatiques peuvent modifier de manière significative la dynamique de l'atome. Nous avons aussi étudier l'influence de la quantification du mouvement de l'atome, et montré que le maser peut alors jouer le rôle d'un interféromètre temporel de Ramsey.

3. INTERACTION ENTRE UNE IMPULSION À UN PHOTON ET UN ATOME DANS UN GUIDE D'ONDE À UNE DIMENSION

Nous assumons ici que l'atome est confiné dans un guide d'onde à une dimension, ce qui permet d'obtenir un couplage fort avec le paquet d'onde à un photon. Les champs rayonnés réfléchis et transmis sont calculés à l'aide d'une approche dans le point de vue de Schrödinger. Nous avons alors démontré que le champ transmis se déforme de sorte que l'aire algébrique de l'impulsion tende vers zéro. Ce théorème de l'aire est valable quelque soit le régime de couplage considéré, ce qui ouvre de nouvelles perspectives pour la conception de forme d'onde à un photon précise.

4. Interaction entre une impulsion à un photon et N atomes couplés dans un guide d'onde à une dimension

Nous considérons ensuite la situation où un ensemble atomique contenu dans un guide d'onde reçoit un paquet d'onde à un photon [4]. L'approximation de l'onde tournant (RWA) n'est pas faite afin de prendre en compte les processus virtuels dus aux termes anti-résonnants. Ces processus -émission (absorption) d'un photon virtuel par excitation (désexcitation) de l'atome- sont connus pour être à l'origine de phénomènes tel que le décalage de Lamb. De récentes études se sont intéressées au comportement collectif d'ensemble atomique dans l'espace [5, 6]. Nous avons étudié l'évolution temporelle des paquets d'ondes transmis et réfléchis en insistant sur le rôle des photons virtuels à partir de deux atomes identiques. Nous avons alors démontré que le théorème de l'aire est toujours valable dans ces conditions, même si l'inter-distance atomique est plus grande que la longueur d'onde résonnante de l'atome.

5. Interaction entre une impulsion multimode quantifiée et un atome

Dans cette dernière partie nous nous intéressons à l'interaction entre une impulsion multimode quantifiée et un atome à deux niveaux dans le régime de couplage fort, avec un éventuel désaccord. Nous introduisont un nouveau formalisme reposant sur les états de flux électromagnétiques afin de résoudre le problème de façon formelle. De nouvelles dynamiques adiabatiques émergent alors, par rapport à la situation semi-classique.

6. Références

[1] Gillot, J. Bouchene, M.A., *Complete population transfer induced by transient nonadiabatic effects in a strongly detuned micromaser*, JOSA B, Vol. 28, Issue 5, pp. 1324-1327 (2011).

[2] Derouault, S. Bouchene, M.A., *Maser in intermediate regime : adiabatic versus nonadiabatic effetcs*, Submitted to PRA.

[3] Derouault, S. Bouchene, M.A., *One-photon wavepacket interacting with a two-level atom in a waveguide : Constraint on the pulse shape*, Physics Letters A, Vol. 376, Issue 46, pp. 3491-3494 (2012)

[4] Derouault, S. Bouchene, M.A., *Effects of virtual photons on the temporal behavior of a one-photon wavepackect propagating in a 1-D waveguide containing N-coupled atoms*, Submitted to PRA.

[5] Friedberg, R. Manassah, J., *Effects of including the counterrotating term and virtual photons on the eigenfunctions and eigenvalues of a scalar photon collective emission theory*, Phys. Lett. A 372, 2514 (2008)

[6] Scully, M., *Collective Lamb shift in single photon Dicke superradiance*, Phys. Rev. Lett. 102, 143601 (2009)

DETECTION D'INTRICATION NON-GAUSSIENNE PAR MESURE DIRECTE DE LA FONCTION DE WIGNER

Tom Douce[1],Andreas Eckstein [1], Stephen P. Walborn [2], Antônio Z. Khoury [3], Sara Ducci [1], Arne Keller [4],Thomas Coudreau [1], Pérola Milman [1]

[1] *Université Paris Diderot, Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, CNRS UMR 7162, 75013 Paris, France*

[2] *Instituto de Física, Universidade Federal do Rio de Janeiro. Caixa Postal 68528, 21941-972 Rio de Janeiro, RJ, Brazil*

[3] *Instituto de Física, Universidade Federal Fluminense, 24210-340 Niterói-RJ, Brasil*

[4] *Univ. Paris-Sud 11, Institut de Sciences Moléculaires d'Orsay (CNRS), Bâtiment 350–Campus d'Orsay, 91405 Orsay Cedex, France*

perola.milman@univ-paris-diderot.fr

RÉSUMÉ

Nous montrons que des modifications simples de l'expérience de Hong-Ou-Mandel (HOM) permettent la mesure directe de la fonction de Wigner de l'état à deux photons produit dans le processus de conversion paramétrique (biphoton).

MOTS-CLEFS : *Optique Quantique; Intrication; Variables Continues*

L'expérience de HOM [1] permet la vérification des propriétés de groupement de bosons identiques (*bunching*). Dans un interféromètre comme celui représenté sur la Fig. (1), deux photons sont envoyés, chacun dans un bras de l'interféromètre, et leurs chemins se combinent sur une lame séparatrice 50/50. Si les deux chemins parcourus par chacun des photons sont identiques, les photons émergent du même côté de la lame, sortant tous les deux soit par un chemin, soit par l'autre (chemins indiqués A et B dans la Fig. (1)). Ce groupement mène à la disparition ou à la réduction des détections en coïncidence entre les détecteurs placés dans les voies A et B. En revanche, dans le cas où les chemins parcourus par chacun des photons sont différents, distinguables, les coïncidence réapparaissent.

Nous proposons une interprétation alternative au comportement des coïncidences dans cette expérience [2]. Nous montrons que le signal de coïncidence correspond, en réalité, à la mesure directe de la fonction de Wigner dans un axe de l'espace des phases, dans les cas où les photons détectés proviennent du processus de conversion paramétrique. En conséquence, nous montrons que la fonction de Wigner peut être mesurée dans tout l'espace avec une modification simple du dispositif.

Pour démontrer et illustrer nos résultats, nous considérons un degré de liberté photonique spécifique, la composante transverse à la propagation des biphotons. L'effet HOM a été démontré avec ce type de degré de liberté dans [3] mais nos résultats s'appliquent également à d'autres degrés de libertés continus, comme par exemple la fréquence d'une paire de photons. L'état du moment transverse du biphoton produit par conversion paramétrique est donné par

$$|\psi\rangle = \iint F_+(\mathbf{p}_1+\mathbf{p}_2)F_-(\mathbf{p}_1-\mathbf{p}_2)|\mathbf{p_1},\mathbf{p_2}\rangle \mathrm{d}\mathbf{p_1}\mathrm{d}\mathbf{p_2}, \tag{1}$$

où F_+ reproduit la distribution en impulsion du faisceau pompe, F_- est la condition d'accord de phase et $\mathbf{p_i}$ est le vecteur moment transverse du i-ème photon.

Nous proposons de rajouter dans les bras de l'interféromètre représenté sur la Fig. (1) deux éléments produisant un déphasage. L'un, placé dans le bras 1, produit un déphasage qui dépend de la valeur du moment transverse, et l'autre, placé dans le bras 2, produit un déphasage qui dépend de la position transverse du photon. Ces deux opérations peuvent être réalisées, par exemple, avec des modulateurs spatiaux

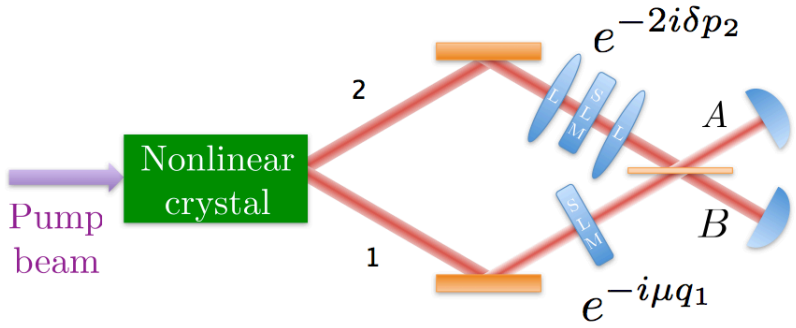


FIG. 1 : Interféromètre du type HOM et modification apportées. Dans sa version usuelle, les coïncidences disparaissent quand les chemins parcourus par les deux photons sont équivalents. Dans les modifications apportées, nous montrons que cela correspond à la mesure de la fonction de Wigner à l'origine de l'espace des phases, et nous montrons comment la mesurer dans sa totalité à l'aide des éléments optiques placés dans les bras de l'interféromètre.

(SLM), comme indiqué dans la figure. Nous montrons alors que, en fonction de l'axe considéré du moment transverse (x ou y), la détection en coïncidence entre les détecteurs A et B est :

$$I(\mu,\delta) = \frac{1}{2} - \frac{\pi}{2} W_j(\mu,\delta), \tag{2}$$

où $j = x+$ ou $j = y-$ et

$$\int F_{x+}(\mu + p_+) F^*_{x+}(\mu - p_+) e^{-2ip_+\delta} \mathrm{d}p_+ = \pi W_{x+}(\mu,\delta). \tag{3}$$

et

$$\int F_{y-}(\mu + p_-) F^*_{y-}(\mu - p_-) e^{-2ip_-\delta} \mathrm{d}p_- = \pi W_{y-}(\mu,\delta), \tag{4}$$

avec $\mathbf{p}_\pm = \mathbf{p_1} \pm \mathbf{p_2}$. Ce résultat montre qu'il est possible de mesurer la fonction de Wigner complète du biphoton dans le cas où les coordonnées spatiales sont séparables. Notre résultat permet aussi la détection d'intrication non-gaussienne dans le système. Nous montrons que $I(\mu,\delta) \leq \frac{1}{2}$ pour des états séparables. En revanche, des état non-gaussiens peuvent avoir une fonction de Wigner négative, et conséquemment, $I(\mu,\delta) > \frac{1}{2}$. L'intérêt de ce témoin est non seulement pratique, puisqu'il peut se mesurer directement, mais aussi théorique, puisqu'il détecte tous les état non-gaussiens purs, en complément aux critères d'intrication qui ne sont nécessaires et suffisants que pour des états gaussiens [4].

En conclusion, nous avons fournis une nouvelle interprétation du signal de coïncidence dans l'expérience de HOM en termes de la fonction de Wigner. Notre résultat permet un étude plus complète et approfondie de l'intrication en variables continues dans un système expérimental couramment utilisé et relativement simple. Il ouvre les portes également pour la réalisation de tests fondamentaux de la physique quantique dans ce type de dispositif, comme par exemple l'étude de la décohérence de l'intrication dans des variables continues [5].

RÉFÉRENCES

[1] C. K. Hong, Z. Y. Ou, L. Mandel, Phys. Rev. Lett. **59**, 2044, (1987).

[2] T. Douce *et. al*, arXiv 1304.7092 (2013).

[3] S. P. Walborn, *et al.*, Phys. Rev. Lett **90**, 143601 (2003).

[4] R. Simon, Phys. Rev. Lett. **84**, 2726 (2000) ; L. M. Duan, G. Giedke, J. I. Cirac and P. Zoller, Phys. Rev. Lett. **84**, 2722 (2000).

[5] D. Buono, G. Nocerino, A. Porzio and S. Solimeno, Phys. Rev. A **86**, 042308 (2012).

MESURE PROJECTIVE TEMPS RÉEL DE SPINS NUCLÉAIRES INDIVIDUELS DANS LE DIAMANT À TEMPÉRATURE AMBIANTE

Anaïs Dréau[1,2], Pierre Jamonneau[1], Sandoko Kosen[1], Piernicola Spinicelli[1,2], Jeronimo Maze[3], Jean-François Roch[2], Vincent Jacques[1,2]

[1] *Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire, Ecole Normale Supérieure de Cachan and CNRS UMR 8537, 94235 Cachan, France*

[2] *Laboratoire Aimé Cotton, CNRS UPR 3321 and Université Paris-Sud, 91405 Orsay, France*

[3] *Facultad de Física, Pontificia Universidad Católica de Chile, Santiago 7820436, Chile*

anais.dreau@ens-cachan.fr

RÉSUMÉ

Les longs temps de cohérence des spins nucléaires en font des candidats prometteurs pour le stockage et le traitement quantique de l'information à l'état solide [1]. Cette propriété provient d'une forte isolation vis à vis de l'environnement. En contrepartie, il est donc difficile de les initialiser, de les lire et de les manipuler à l'échelle individuelle. Une solution pour remédier à ce problème consiste à tirer profit de l'interaction hyperfine avec un spin électronique voisin, qui est alors utilisé comme bit quantique auxiliaire pour les détecter et les manipuler. Dans le travail présenté, nous avons utilisé le spin électronique associé au centre NV (Nitrogen-Vacancy) du diamant comme bit auxiliaire [2, 3]. Grâce à la dépendance de son niveau de photoluminescence en fonction de son état de spin électronique, nous avons pu suivre en temps réel l'évolution de l'état de spins nucléaires individuels voisins. Dans un premier temps, nous avons observé les sauts quantiques d'un spin unique associé à un noyau de ^{13}C, avec une fidélité de lecture excédant 95%. Dans un second temps, en incluant le spin du noyau de l'azote du centre NV [3], nous avons détecté les sauts quantiques de ces deux spins nucléaires [4]. Leurs états sont accessibles en temps réel par mesure projective mono-coup et peuvent être initialisés avec une grande fidélité [4]. Ce registre quantique peut potentiellement être utilisé pour réaliser des boucles de rétroaction quantique ou codes correcteurs d'erreurs simples, ainsi que pour tester la violation des inégalités de Bell sur des spins nucléaires à l'état solide et à température ambiante.

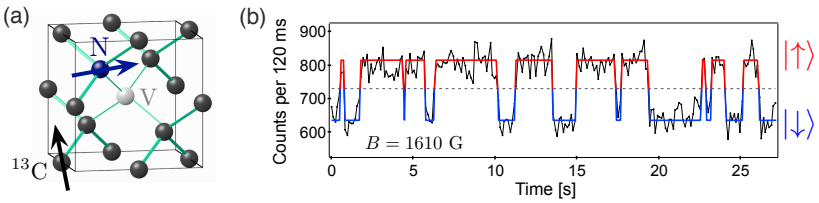


FIGURE 1 : (a) Matrice de diamant représentant un centre NV à proximité d'un ^{13}C. Le centre NV est utilisé comme bit quantique auxiliaire pour observer en temps réel l'état de spin nucléaire du ^{13}C. (b) Evolution temporelle de la photoluminescence du centre NV présentant des sauts quantiques associés au retournement du spin nucléaire du ^{13}C.

RÉFÉRENCES

[1] B. E. Kane, *Nature* **393**, 133-137 (1998).

[2] P. Neumann *et al.*, *Science* **329**, 542 (2010).

[3] P. C. Maurer *et al.*, *Science* **336**, 1283 (2012).

[4] A. Dréau *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 060502 (2013).

GÉNÉRATION DE PEIGNES EN QUADRATURE PAR CONDITIONNEMENTS HOMODYNES

Jean Etesse[1], Rémi Blandino[1], Bhaskar Kanseri[1] et Rosa Tualle-Brouri[1,2]

[1] *Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Université Paris Sud*
2 avenue Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau cedex, France
[2] *Institut Universitaire de France, 103 boulevard Saint-Michel, 75005 Paris, France*

RÉSUMÉ

Nous présentons ici un protocole simple, utilisant des détections homodynes, permettant la génération d'états quantiques mésoscopiques de la lumière. Avec l'utilisation d'états de Fock à un photon comme ressources du dispositif, nous montrons qu'il est possible de former des états "chat de Schrödinger" optiques de taille et fidélité arbitraires, ainsi que d'autres types d'états, les états peignes en quadrature, que nous décrivons ici.

MOTS-CLEFS : *Optique Quantique ; Variables Continues*

1. INTRODUCTION

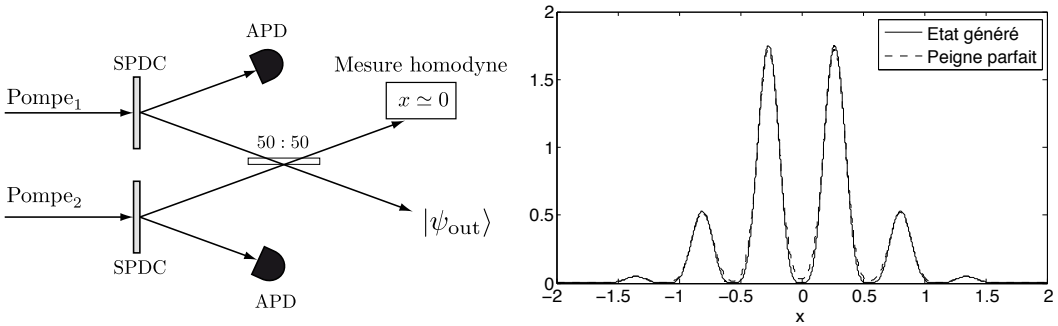
Initialement introduits par D. Gottesman *et. al.* [1] pour construire des codes correcteurs d'erreurs, les états peignes en quadrature présentent un grand intérêt en optique quantique pour leurs propriétés hautement non classiques. Utilisés dans [2], ils présentent par exemple l'intérêt de pouvoir réaliser une violation importante et sans échappatoires des inégalités de Bell, avec de simples mesures de quadratures. Après avoir décrit le protocole que nous introduisons ici, nous verrons dans un premier temps comment générer des états "chat de Schrödinger" de taille et de qualité arbitraires, pour ensuite nous intéresser à la génération des états peignes.

2. PROTOCOLE DE CROISSANCE DE CHATS

La force du protocole que nous proposons ici repose sur la simplicité aussi bien des états quantiques qu'il utilise que sur les mesures quantiques qu'il requiert. Son principe est le suivant : deux états $|\psi_1\rangle$ et $|\psi_2\rangle$ sont mélangés sur une lame séparatrice 50 :50 et une mesure homodyne suivant la quadrature x est réalisée sur un des deux bras de sortie. Il est ensuite aisé de constater que si cette mesure tombe dans un intervalle $[-\varepsilon,\varepsilon]$ (avec ε petit), on réalise pour le second bras de sortie la transformation $(\psi_1(x),\psi_2(x)) \xrightarrow{\sim} \psi_1(\frac{x}{\sqrt{2}})\psi_2(\frac{x}{\sqrt{2}})$. Nous appellerons ce mélange suivi d'un conditionnement homodyne l'*étage de croissance*. Dans le cas où les deux états $|\psi_1\rangle$ et $|\psi_2\rangle$ sont des états de Fock à un photon, itérer l'étage de croissance k fois permettra de former un état arbitrairement proche (pour de grands k) d'un état chat $|\alpha\rangle + |-\alpha\rangle$ d'amplitude $\alpha \simeq \sqrt{n}$ comprimé de 3dB [3], avec $n = 2^k$.
La figure 1 (a) montre une proposition d'implémentation de ce protocole pour la génération d'un chat utilisant deux états à un photon : deux cristaux non-linéaires (SPDC) pompés par un faisceau incident génèrent des vides comprimés bimodes (états EPR), dont les deux bras (modes) possèdent le même nombre de photons. Une photodiode à avalanche (APD) sur un des deux bras permet d'éliminer la composante vide de l'autre bras. Pour de faibles puissances de pompes, on peut montrer que cela projette le second bras sur un état à 1 photon avec une bonne approximation. Les deux photons uniques sont ensuite mélangés sur une lame 50 :50 pour réaliser la transformation décrite ci-dessus.
L'état $|\psi_{\text{out}}\rangle$ sera proche d'un état chat comprimé.

3. PROTOCOLE DE GÉNÉRATION DE PEIGNES

En utilisant la même idée que précédemment, on peut montrer que l'application itérée p fois de l'étage de croissance à des chats impairs d'amplitude α et de squeezing s, de fonction d'onde donnée par



(a) Protocole de génération d'un chat à un étage

(b) Fonction d'onde $\langle x|\psi\rangle$ de l'état produit par deux étages de croissances appliqués sur un chat d'amplitude $\alpha = 4$ et de squeezing $s = 1$.

FIGURE 1 : Génération d'états par le protocole de croissance

$\langle x|\psi(\alpha)_-\rangle^s \propto \exp(-sx^2/2)\sin(s\sqrt{2}\alpha x)$, va donner naissance à un peigne de pics en quadrature. L'état alors généré sera proche d'un état peigne parfait :

$$\langle x|\bar{1}\rangle_a^{s,s'} \propto G_{1/s}(x)\sum_k G_{s'}\Big(x-(k+\frac{1}{2})a\Big), \tag{1}$$

avec $G_s := (\pi s^2)^{-1/4} exp[-x^2/(2s^2)]$, $a = 2^{p/2}a_0$, $a_0 = \pi/(\sqrt{2}s\alpha)$ et $s' = a_0/\pi$.
La figure 1 (b) montre l'allure de la fonction d'onde de l'état que l'on génère comparée à celle d'un état peigne parfait. Dans le cas présenté, la fidélité entre les deux états est de 99,85%.

CONCLUSION

Nous avons présenté un protocole simple basé sur un conditionnement homodyne, qui permet la génération d'états complexes de la lumière, en utilisant comme seule ressource des photons uniques. Les états générés ouvrent des perspectives nouvelles grâce à leur haute non-classicité, comme une violation sans échappatoire des inégalités de Bell [4].

RÉFÉRENCES

[1] D. Gottesman, A. Kitaev, and J. Preskill, "Encoding a qubit in an oscillator," *Phys. Rev. A*, vol. 64, p. 012310, 2001.

[2] J. Wenger, M. Hafezi, F. Grosshans, R. Tualle-Brouri, and P. Grangier, "Maximal violation of bell inequalities using continuous variables measurements," *Phys. Rev. A*, vol. 67, p. 012105, 2003.

[3] A. Ourjoumtsev, H. Jeong, R. Tualle-Brouri, and P. Grangier, "Generation of optical 'Schrödinger cats' from photon number states," *Nature*, vol. 448, pp. 784–786, 2007.

[4] J. Etesse, R. Blandino, B. Kanseri, and R. Tualle-Brouri, "Proposal for a loophole-free violation of Bell inequalities with a set of single photons and homodyne measurements," *arXiv :1304.2532v1*, 2013.

DISTRIBUTION DE PAIRES DE PHOTONS BASEE SUR LE MULTIPLEXAGE EN LONGUEUR D'ONDE

J. Ghalbouni, E. Diamanti, I. Zaquine

LTCI-CNRS, Télécom ParisTech
46, rue Barrault, 75013 PARIS, France

isabelle.zaquine@telecom-paristech.fr

RÉSUMÉ

Une solution permettant d'effectuer une distribution multiutilisateur est proposée à partir d'une source unique de paires de photons. Le principe de distribution est basé sur le démultiplexage en longueur d'onde et trois types de démultiplexeurs du commerce sont comparés. Les mesures permettent de prédire la visibilité maximale de la source en fonction de sa brillance. Les tests d'intrication sont en cours.

MOTS-CLEFS : *intrication; DWDM; multiutilisateur.*

1. INTRODUCTION

Les futurs réseaux de communications quantiques, nécessiteront des solutions à coût réduit pour la distribution de paires de photons dans une configuration multiutilisateur [1]. La génération de paires de photons basée sur la fluorescence paramétrique dans les cristaux de PPLN, offre un outil idéal pour de telles solutions. En effet la large bande d'émission des photons générés par ce procédé, permet l'utilisation de démultiplexeurs multicanaux afin de distribuer les paires de photons corrélés à un grand nombre d'utilisateurs. Par conséquent, il est important de s'assurer que les performances du démultiplexeur sont compatibles avec la préservation des corrélations quantiques.

2. DESCRIPTION DU TRAVAIL EXPERIMENTAL

Dans ce contexte, nous avons effectué des expériences de distribution de paires de photons en utilisant 3 types de démultiplexeurs commerciaux, utilisant des technologies différentes : les réseaux de diffraction (DG), les réseaux de guides d'ondes (AWG) et les films diélectriques minces (DTF). Dans notre configuration expérimentale, le faisceau émis par une diode laser DFB continue à 779 nm, de puissance 20 mW, est focalisé dans un cristal de PPLN dopé MgO de 2 cm de long. Les paires de photons générées dans la bande télécom sont couplées dans une fibre monomode, puis séparées par le démultiplexeur. Des photodiodes à avalanche de type InGaAs sont connectées à la sortie des paires de canaux du démultiplexeur, qui sont elles-mêmes symétriques par rapport à la moitié de la fréquence de pompe ν_p. Les largeurs spectrales des canaux ainsi que leur espacement sont de 100 GHz. En mesurant les coups de détection de photons et les coïncidences, on en déduit la brillance de la source (nombre de vraies coïncidences/s) ainsi que la valeur maximale de visibilité attendue pour une source de photons intriqués [2]. En particulier, la visibilité est calculée à partir des coïncidences accidentelles P_{AC} et des vraies coïncidences P_{TC} selon l'équation $V= (1/(1+2P_{AC}/P_{TC})$. Le rendement de fluorescence paramétrique dans le cristal de PPLN peut-être varié en utilisant une lame demi-onde qui change la polarisation de la pompe.

3. COMPARAISON DES DIFFERENTS DEMULTIPLEXEURS

Nous avons tracé la visibilité maximale en fonction de la brillance (Fig 1) de façon à clairement voir le compromis nécessaire entre les deux paramètres. Nous pouvons ainsi comparer les performances des différentes technologies de démultiplexeurs. Le DTF donne la meilleure performance avec une bonne uniformité entre les 3 couples de canaux. Sa brillance peut même atteindre 85 paires/s pour une visibilité maximale restant supérieure à 0,8. Il est intéressant de relier ce résultat aux caractéristiques du filtre qui peuvent être mesurées avec des signaux classiques. Les paramètres les plus pertinents sont les pertes d'insertion et l'intégrale sur toute la largeur spectrale

du canal, du produit des transmissions T des photons signal et idler $I(\omega_p) = \int \frac{d\omega_s}{2\pi} T(\omega_s) T(\omega_p - \omega_s)$ qui doit être calculée pour chaque couple de canaux et qui dépend de la fréquence de pompe. Elle est maximale dans le cas d'une forme carrée de la courbe de transmission du filtre et pour une fréquence de pompe égale à deux fois la fréquence centrale des 2 canaux. La prise en compte de ces deux paramètres permet d'évaluer la qualité quantique d'une paire de canaux. Nous avons par exemple vérifié que dans le cas de deux paires de canaux de l'AWG, les différences de performances ne proviennent pas des pertes d'insertion mais plutôt de la différence de valeur de *I* qui est plus grand dans le cas de la paire 22-26 que dans le cas de la paire 23-25. De la même façon, le DG Gaussien a des pertes d'insertion plus faibles que le filtre AWG mais la forme spectrale de sa transmission n'est pas optimale pour la transmission de paires de photons. D'un autre côté, la paire de canaux 22-26 de l'AWG a la même valeur de *I* que la paire de canaux 22-26 du démultiplexeur DTF, mais est désavantagé par ses fortes pertes d'insertions.

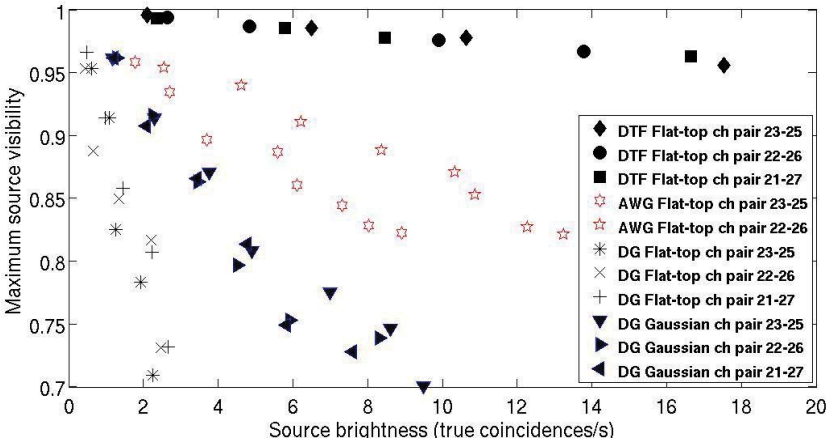


Fig. 1 : Visibilité maximale de source en fonction de la brillance pour différentes paires de canaux des 4 différents démultiplexeurs testés

CONCLUSION

Ce travail peut-être très utile, afin de définir les spécifications d'un démultiplexeur qui peut-être spécifiquement optimisé pour les applications de communications quantiques. D'autre part, un double passage en fluorescence paramétrique basé sur un interféromètre de Michelson a été mis en place afin de générer de l'intrication en polarisation avant que les paires de photons ne soient collectées dans la fibre et séparées par les démultiplexeurs. Afin d'étudier l'impact des démultiplexeurs sur la qualité de l'intrication, nous mesurerons le paramètre de Bell S et comparerons ces résultats aux prévisions ci-dessus.

REFERENCES

[1] I. Herbauts, B. Blauensteiner, A. Poppe, T. Jennewein, and H. Hübel, "Waveguide source for an on-demand entanglement distribution", CLEO-Europe, Munich (2011).

[2] Joe Ghalbouni, Imad Agha, Robert Frey, Eleni Diamanti, and Isabelle Zaquine, "Experimental wavelength-division-multiplexed photon-pair distribution", Optics letters **38**, p34, (2013)

[3] J.-L. Smirr, R. Frey, E. Diamanti, R. Alléaume, and I. Zaquine,"Intrinsic limitations to the quality of pulsed spontaneous parametric down conversion sources for quantum information applications", J. Opt. Soc. Am. B **28**, 832 (2011).

ETUDE POMPE-SONDE DE LA RELAXATION D'UN SPIN ÉLECTRONIQUE INDIVIDUEL DANS UN NANOCRISTAL DE DIAMANT

Thomas Hingant[1,2], Jean-Philippe Tétienne[1,2], Loïc Rondin[2], Adrien Cavaillès[2], Jean-François Roch[1], Vincent Jacques[1,2]

[1] *Laboratoire Aimé Cotton, Université Paris-Sud, ENS Cachan et CNRS, 91405 Orsay, France*
[2] *Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire, ENS Cachan et CNRS UMR 8537, 94235 Cachan, France*

thomas.hingant@ens-cachan.fr

RÉSUMÉ

Nous décrivons une méthode pompe-sonde permettant d'étudier la relaxation du spin électronique associé à un centre coloré NV individuel dans un nanocristal de diamant. La méthode utilise un seul laser à 532 nm pour exciter le centre NV, dont la photoluminescence (PL) est détectée dans la gamme 600-800 nm (Fig. 1a). Des impulsions laser de quelques microsecondes permettent d'initialiser l'état de spin du centre NV (Fig. 1b), puis de le sonder après un temps d'attente τ variable (Fig. 1c). L'évolution de l'intensité de PL en fonction de τ nous renseigne notamment sur le temps de relaxation longitudinal (T_1) du spin du centre NV (Fig. 1d). Une étude statistique sur des nanocristaux de tailles diverses nous a permis de conclure que la relaxation T_1 est principalement due au bruit magnétique induit par des spins distribués sur la surface du nanocristal. Nous avons également observé la diminution de T_1 suite à l'ajout de molécules paramagnétiques sur la surface des nanocristaux [1].

MOTS-CLEFS : *diamant ; spin ; relaxation ; pompe-sonde*

RÉFÉRENCES

[1] J.-P. Tetienne, T. Hingant, L. Rondin, A. Cavaillès, L. Mayer, G. Dantelle, T. Gacoin, J. Wrachtrup, J.-F. Roch, V. Jacques, "Spin relaxometry of single nitrogen-vacancy defects in diamond nanocrystals for magnetic noise sensing," *arXiv* :1304.1197v1, 2013.

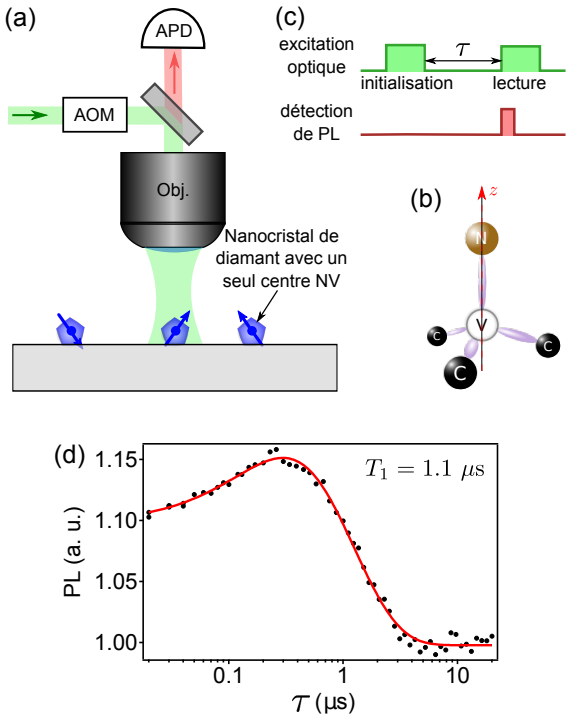


FIGURE 1 : (a) Schéma de l'expérience pour étudier des centres NV individuels dans des nanocristaux de diamant. Les impulsions laser sont générées par un modulateur acousto-optique (AOM) et la photoluminescence (PL) du centre NV est détectée par une photodiode à avalanche (APD). (b) Structure atomique d'un centre NV dans le diamant, qui consiste en un atome d'azote (N) en subtitution d'un atome de carbone, adjacent à une lacune (V). (c) Séquence temporelle utilisée pour mesurer le temps de relaxation T_1 de l'état de spin du centre NV : la première impulsion initialise le centre NV dans son état de spin $m_s = 0$, la seconde permet d'observer le retour vers l'équilibre, *i.e.* une superposition statistique des états $m_s = 0, \pm 1$. (d) Intensité de PL en fonction du temps d'attente τ qui précède la lecture. Pour ce centre NV particulier, l'ajustement des données (points) par la courbe théorique (ligne continue) donne un temps T_1 de 1.1 μs.

Nuage d'atomes froids de rubidium pour la génération de photons uniques et la téléportation quantique

A. Issautier, F. Kaiser, O. Alibart, A. Kastberg et S. Tanzilli

Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, CNRS UMR 7336, Université Nice Sophia Antipolis, 06108 Nice cedex 2, France

Résumé

La communication quantique vise la génération, la distribution et la manipulation cohérente de bits d'information quantique (qbits). Il convient notamment de construire des entités de stockage (mémoires quantiques) pouvant fonctionner aussi bien en régime d'absorption que d'émission de photons uniques. Nous présentons l'élaboration d'une mémoire quantique basée sur un nuage d'atomes froids de rubidium préparé à l'aide d'un double piège magnéto-optique. Le nuage se situe dans une chambre où le taux de collisions avec les atomes du gaz résiduel est négligeable et où les champs magnétiques résiduels sont compensés. Des séquences de refroidissement permettent d'atteindre une température de 8 μK, pour une épaisseur optique de 4,3. Cette mémoire, utilisée en mode d'émission, constitue une source de photons uniques annoncés que nous couplons actuellement à une source de paires de photons intriqués afin de réaliser une expérience de téléportation.

Mots-clefs : *Atomes froids ; Photons uniques ; Interaction lumière-matière*

1. Introduction

La construction de réseaux de communication quantique sur de longues distances nécessite un transfert lumière-matière fidèle et efficace, afin d'accroître à la fois la portée et le rendement des réseaux considérés [1]. C'est dans ce contexte que nous élaborons une mémoire quantique basée sur un ensemble d'atomes froids de rubidium où l'interaction lumière-matière permet le transfert d'états non-classiques depuis des photons uniques vers l'ensemble atomique et vice versa. En mode d'émission, le protocole de stockage consiste à générer une onde de spin au sein de l'ensemble atomique, puis à la convertir en un photon unique après un délai contrôlable. Pour cela, une fois le nuage préparé, un faisceau d'écriture génère un photon unique par diffusion Raman spontanée dans le nuage, et sa détection annonce la présence d'une onde de spin sur l'ensemble des atomes. Après un délai contrôlable, un faisceau de lecture induit la diffusion Raman inverse, et l'onde de spin est convertie en un photon dans un mode spatio-temporel parfaitement déterminé [1]. Un tel dispositif constitue une source de photons uniques annoncés. La prochaine étape consiste à coupler cette source avec une source de paires de photons intriqués en polarisation, construite autour d'un guide d'ondes non-linéaire intégré et d'un interféromètre de préparation de l'état intriqué [2]. Afin d'obtenir un processus de génération efficace et cohérent [3, 4], nous avons préparé un nuage d'atomes atteignant de basses températures, possédant une grande épaisseur optique et dont l'environnement est très bien contrôlé (en terme de champs magnétiques et de gaz d'atomes résiduels).

2. Préparation du nuage d'atomes froids de rubidium

L'ensemble atomique de rubidium est créé par le biais d'un double piège magnéto-optique (MOT) constitué de deux chambres à vides séparées par un étage de pompage différentiel. La première chambre permet de charger et de refroidir un nuage d'atomes dans un MOT depuis une vapeur atomique à température ambiante. Les atomes sont ensuite transférés dans une deuxième chambre, celle de science, au moyen d'un faisceau laser, puis sont refroidis dans un second MOT. Ce dispositif experimental permet de maximiser le nombre d'atomes dans le second piège

grâce à des chargments multiples, tout en garantissant un ultra-vide poussé dans la chambre de science ($p \sim 10^{-10}$ mbar). Le temps de vie du second piège est de l'ordre de 15 s, ce qui indique un taux de collision négligeable entre les atomes du support de stockage et ceux du gaz résiduel. Une fois le second nuage formé, des séquences de refroidissement supplémentaires permettent d'atteindre des températures sub-Doppler. La température cinétique du nuage se mesure à l'aide d'un système de détection de temps de vol [5]. Grâce à ce dispositif, nous avons optimisé les séquences temporelles de refroidissement et obtenu une température de 8 μK, ce qui correspond parfaitement à la gamme de températures désirée pour la mémoire. De plus, cette seconde méthode est très sensible aux champs magnétiques résiduels autour de la chambre à vide, tels que le champ magnétique terrestre. Elle permet donc de compenser très finement les champs résiduels, afin d'éviter toute levée de dégénérescence des niveaux atomiques susceptible de perturber le stockage quantique ainsi que le refroidissement. L'épaisseur optique du nuage est également une propriété importante puisqu'elle est reliée à l'efficacité du protocole de stockage. Dans notre cas, nous avons obtenu une épaisseur optique de 4,3, ce qui correspond à 10^7 atomes piégés pour une densité de 10^{10} atomes/cm^3.

3. Source de photons uniques et expérience de téléportation

Actuellement, nous mettons en place les faisceaux d'écriture et de lecture du protocole de stockage pour la réalisation d'une source de photons uniques. L'étude de la statistique des photons émis durant la création de l'onde de spin est une première étape sur laquelle nous travaillons. Les photons sont générés par l'ensemble atomique à 795 nm et seront ensuite convertis aux longueurs d'onde télécom, via une interface cohérente basée sur la génération de différence de fréquence dans un second guide d'ondes non-linéaire. Le couplage d'un photon issu de l'ensemble atomique avec les photons provenant d'une source integrée à 1560 nm [2] permettra de réaliser un embryon de réseau quantique hybride grâce à un protocole de téléportation.

Conclusion

En conclusion, ce système de double piège magnéto-optique nous permet de créer un nuage d'atomes froids présentant des conditions propices à l'établissement d'une mémoire quantique. Le nuage se situe dans une chambre où le taux de collisions avec les atomes du gaz résiduel est négligeable et où les champs magnétiques résiduels sont compensés. La température des atomes est très basse pour une grande épaisseur optique, ce qui permet d'atteindre des bonnes efficacités et fidélités de stockage. Cette mémoire, utilisée en mode d'émission, constitue une source de photons uniques annoncés que nous couplons actuellement à une source de paires de photons intriqués afin de réaliser une expérience de téléportation.

Nous remercions la Délégation Générale de l'Armement pour son soutien financier.

Références

[1] L.-M. Duan *et al.*, "Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics," *Nature*, vol. 414, pp. 413–418, 2001.

[2] F. Kaiser, A. Issautier, L.-A. Ngah, O. Alibart, A. Martin, and S. Tanzilli, "A versatile source of polarization entangled photons for quantum network applications," *Laser Phys. Lett.*, vol. 10, p. 045202, 2013.

[3] B. Zhao *et al.*, "A millisecond quantum memory for scalable quantum networks," *Nature Phys.*, vol. 5, pp. 95–99, 2009.

[4] R. Zhao *et al.*, "Long-lived quantum memory," *Nature Phys.*, vol. 5, pp. 100–104, 2009.

[5] H. Hagman *et al.*, "Assessment of a time-of-flight detection technique for measuring small velocities of cold atoms," *J. Appl. Phys.*, vol. 105, pp. 083 109–083 109–9, 2009.

A VERSATILE SOURCE OF POLARIZATION ENTANGLED PHOTONS FOR QUANTUM NETWORK APPLICATIONS

F. Kaiser, A. Issautier, L. A. Ngah, O. Alibart, A. Martin⋆, and S. Tanzilli

Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, CNRS UMR 7336, Université Nice Sophia Antipolis, 06108 Nice Cedex 2, France

⋆Currently with the Group of Applied Physics, University of Geneva, Switzerland

Résumé

We report a versatile polarization entangling scheme based on a high-brilliance nonlinear waveguide associated with an advanced time-bin to polarization entanglement observable transcriber. We show that single photon bandwidths ranging from 25 MHz to 1 THz can be manipulated, addressing a large variety of current quantum network applications. We demonstrate such a versatility by violating, by large amounts, the Bell inequalities for 3 different bandwidths: 25 MHz, 500 MHz, and 100 GHz.

Mots-clefs : *Entanglement; Quantum network, cryptography, and storage*

1. Entanglement for quantum network applications at telecom wavelengths

Entanglement is a key resource for fundamental tests of quantum physics [1] as well as for modern quantum information protocols, including cryptography [2], relays [3] and repeaters [4].

The association of standard low-loss optical fibers and reliable guided-wave components makes it possible to generate and distribute photonic entanglement in the telecom C-band of wavelengths (1530-1565 nm). In addition, entanglement can be easily produced by spontaneous parametric down-conversion (SPDC) in nonlinear crystals. Usual observables are time-bin and polarization, the latter being associated with simpler experimental apparatus and adapted to heralded quantum memories [5].

Today's quantum network applications follow two main routes. On one hand, exploiting the full spectral bandwidth of the paired photons created by SPDC enables dense wavelength division multiplexed (WDM) quantum cryptography [2]. On the other hand, adapting the photon spectral bandwidth to the absorption bandwidths of currently developed quantum memory devices opens the way to quantum storage applications. Telecom photons are used to create and distribute, and quantum memories to store, entanglement [4]. Compared to the ∼1 THz bandwidth generally available from SPDC, quantum memory spectral acceptances range from a few MHz (cold atomic ensembles [5, 6]) to a few GHz (solid-state devices [7] or hot atomic vapors [8]).

In the following, we discuss a versatile polarization entangling scheme based on an advance time-bin to polarization observable transcriber that can be applied to photon bandwidths raging from 25 MHz to 1 THz. We demonstrate such a versatility by violating, by large amounts, the Bell inequalities for 3 different bandwidths : 25 MHz, 500 MHz, and 100 GHz.

2. Fully guided-wave approach for manipulating polarization two-photon states

The setup of the the source is shown in FIGURE 1. A highly efficient type-0 PPLN waveguide

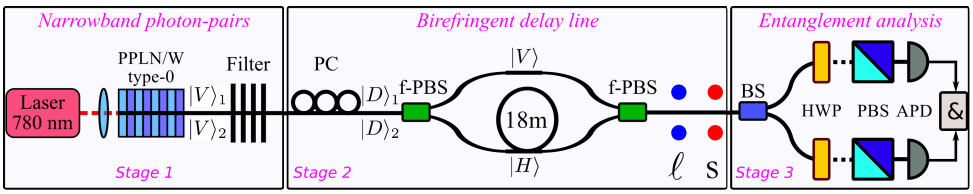


FIGURE 1 : Experimental setup. Starting with a nonlinear waveguide photon-pair generator, the spectral bandwidth can be chosen at will using a filter (stage 1). Polarization entanglement is engineered using an advanced observable transcriber based on a Mach-Zehnder type interferometer (stage 2). The entanglement quality is measured with a standard Bell test apparatus (stage 3) oriented in the diagonal basis (see results in FIGURE 2).

is pumped by a stabilized 780 nm laser (stage 1). Here, vertically polarized ($|V_1, V_2\rangle$) paired photons are produced by SPDC at 1560 nm, and collected by a single mode fiber. At this stage no polarization entanglement is available. In order to engineer entanglement, the paired photons are rotated to diagonal states ($|D_1, D_2\rangle$) using a polarization controller (PC) and sent to the transcriber (stage 2). More precisely, the $|D_1, D_2\rangle$ paired photons are sent to an actively stabilized unbalanced Mach-Zehnder

interferometer arrangement made of two fiber polarizing beam splitters (f-PBS) and polarization maintaining fibers. The path length difference is of 18 m, meaning that the $|H\rangle$ polarization component is delayed by 76 ns compared to the $|V\rangle$ counterpart. Post-selecting simultaneously exiting photons leads to the polarization entangled state $|\Phi(\phi)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|H_1, H_2\rangle + e^{i\phi}|V_1, V_2\rangle\right)$. More generally, the probability amplitudes and the phase ϕ of the state are easily accessible by controlling the input polarization state and by fine tuning of the fiber length of the transcriber, respectively. Therefore, any state of the form $\alpha|H_1, H_2\rangle + e^{i\phi}\beta|V_1, V_2\rangle$ can be achieved, including the four maximally entangled Bell states.

The time separation of 76 ns between the $|H, H\rangle$ and $|V, V\rangle$ components of the state enables filtering the paired photons down to a bandwidth of 25 MHz, which corresponds to a coherence time of 18 ns. This makes our configuration versatile in the sense that the bandwidth can be chosen at will between 25 MHz and 2 THz (natural emission bandwidth of our crystal). To demonstrate this versatility, we take advantage of 3 different filters, *i.e.* of 100 GHz (standard telecom-channel WDM), 540 MHz, and 25 MHz. The first filter is rather broad, but can be advantageously utilized for dense-WDM quantum cryptography applications. The two narrower ones are adapted to quantum storage, since they match the absorption bandwidths of some solid-state (∼100 MHz) and cold-atom (∼10 MHz) based quantum memories, respectively. Note that these are phase-shifted fiber Bragg grating filters.

3. Measured entanglement qualities and brightness

The source quality is measured by violating the Bell inequalities using a standard apparatus (half waveplate + PBS (stage 3)). As shown in FIGURE 2, net visibilities close to unity ($> 99\%$) are obtained, for the 3 filters, when the measurement apparatus is set in the diagonal basis and the phase ϕ in the transcriber is scanned over 2π. These results are signatures of very high-quality entangled states and indicate the relevance of our approach. Moreover, the brightness achieved with this source is of ∼300 pairs created/(s · mW · MHz), which stands for, together with the entanglement quality, to a new state-of-the-art reference [9].

To render the source compatible with current quantum memories, the wavelength of the photons can be converted coherently from the telecom to the visible range [6, 10], where most quantum memories operate. Our approach should therefore play an important role in future quantum network applications combining telecom photons, quantum memories, and, depending on the memory devices, wavelength converters. With broader bandwidths (∼100 GHz), our source can also be applied to dense-WDM, entanglement-based, quantum cryptography using the standard ITU telecom channels. Eventually, this source can also produce any of the four Bell states using the phase control in the transcriber and an additional half waveplate placed on the path of one of the output photons.

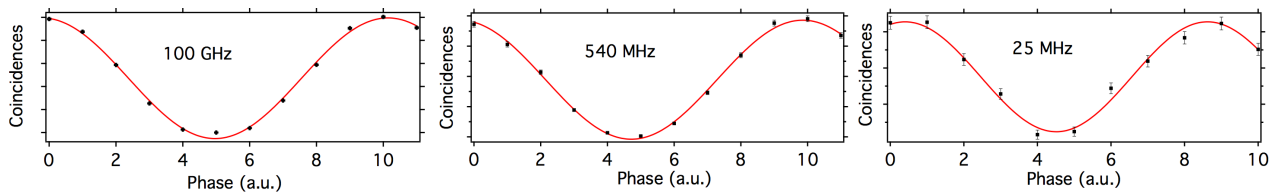


FIGURE 2 : Violations of the Bell inequalities when performing a phase scan in the diagonal basis showing $V_{net} > 99\%$ for the 3 filters, without any background correction. Note that comparable visibilities are also obtained when performing standard Bell inequality measurements for the polarization observable [9].

The authors acknowledge financial supports from MENRT, MARA, ANR e-QUANET, FP7-FET QUANTIP, CNRS, UNS, Région PACA, and the Fondation iXCore pour la Recherche.

Bibliography

[1] F. Kaiser *et al.*, Science **338**, 637 (2012).
[2] N. Gisin *et al.*, Rev. Mod. Phys. **74**, 145 (2002).
[3] P. Aboussouan *et al.*, Phys. Rev. A **81**, 021801(R) (2010).
[4] N. Sangouard *et al.*, Rev. Mod. Phys., **83**, 33 (2011).
[5] H. Tanji *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 043601 (2009).
[6] Y. O. Dudin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 260502 (2010).
[7] C. Clausen *et al.*, Nature **469**, 508 (2011) ; E. Saglamyurek *et al.*, Nature **469**, 512 (2011).
[8] K. F. Reim *et al.*, Nature Photon. **4**, 218 (2010).
[9] F. Kaiser *et al.*, Laser Phys. Lett. **10**, 045202 (2013).
[10] S. Tanzilli *et al.*, Nature, **437**, 116 (2005).

Détermination de l'orientation d'un nanoémetteur individuel par analyse en polarisation

***C. Lethiec*[1], *J. Laverdant*[2], *C. Javaux*[3], *B. Dubertret*[3], *C. Schwob*[1], *L. Coolen*[1], *A. Maître*[1]**

1. Université Pierre et Marie Curie, Institut des NanoSciences de Paris UMR 7588, 4 place Jussieu, place Jussieu, 75005 Paris, France

2. LPMCN, Université de Lyon, Université Lyon-1, Villeurbanne, France

3. Laboratoire de Physique et d'Etude des Matériaux, ESPCI, UPMC, CNRS, 10 rue Vauquelin, 75005 Paris, France

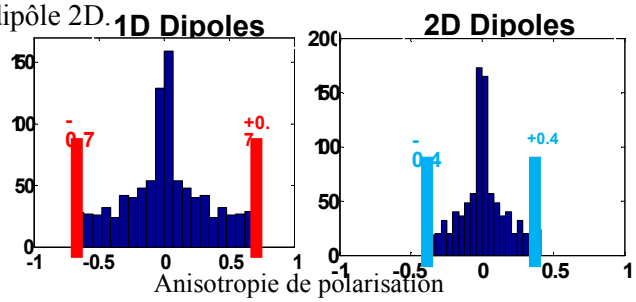
agnes.maitre@insp.jussieu.fr

Résumé

Le contrôle de l'orientation d'un dipôle émetteur est nécessaire pour coupler efficacement son émission à une structure photonique ou plasmonique. Contrôler l'orientation de dipôles reste cependant un challenge expérimental. De nombreuses expériences reposent sur la réalisation d'un grand nombre d'échantillons dans le but d'aboutir à une structure couplée à un dipôle aligné suivant la direction désirée. Afin d'éviter de recourir à des réalisations basées sur des statistiques statistique, la connaissance de la nature de l'émetteur (simple ou double dipôle) ainsi que celle de son orientation sont cruciales pour assurer une approche déterministe. Nous proposons dans cet article une méthode permettant de déterminer la nature et la polarisation d'un nanoémetteur par des analyses de polarisation de son émission [1].

Mots-clés : *nanoémetteur, dipôle, polarisation, orientation*

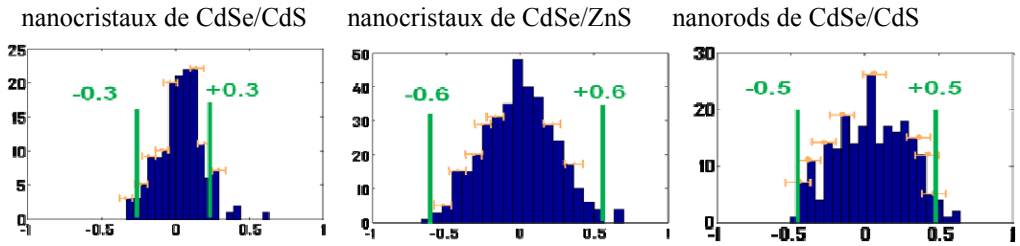
Un nanoémetteur peut être décrit soit comme un dipôle émetteur simple (par exemple une molécule), soit comme la somme incohérente de deux dipôles orthogonaux (nanocristaux de CdSe/CdS par exemple) – généralement appelé dipôle 2D [2]. Par analogie, des sphères en latex de 200nm de diamètre remplies de colorants peuvent être modélisées comme un dipôle 3D (somme de trois dipôles incohérents). Les propriétés d'émission – en termes de dynamique, de polarisation et de diagramme d'émission - d'un nanoémetteur unique couplé à une structure photonique dépendent de la dimensionnalité de l'émetteur ainsi que de son orientation dans la structure. La « dimensionnalité du dipôle » d'un émetteur donné est déterminée par une étude expérimentale de la polarisation de l'émission d'une collection statistique de plusieurs centaines d'émetteurs individuels d'orientation aléatoire [3]. La valeur de l'anisotropie de polarisation, définie comme $(I_x-I_y)/(I_x+I_y)$ où x et y se réfèrent à deux directions de polarisation orthogonales, est limitée par des valeurs extrêmes dépendant de la dimensionnalité du dipôle. Pour un émetteur situé à une interface air/verre, les simulations montrent que l'anisotropie ne peut excéder une valeur de 0,7 pour un dipôle 1D et 0,4 pour un dipôle 2D.



a) b)

Fig 1: simulations de la distribution de l'anisotropie de polarisation pour des dipôles 1D (a) et 2D (b), distribution expérimentale de l'anisotropie de polarisation pour des nanocristaux de CdSe/CdS (c).

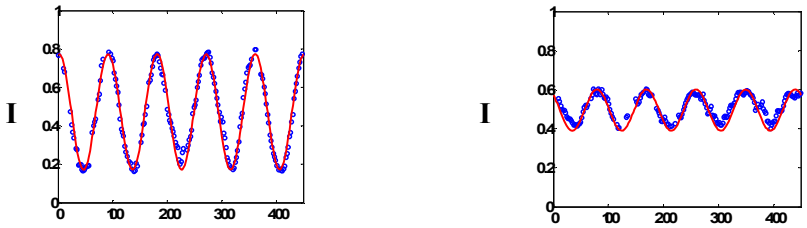
Nous avons appliqué cette étude statistique de la distribution d'anisotropie de polarisation sur une collection de trois types de nanoémetteurs : des nanocristaux de CdSe/ZnS (Invitrogen), des nanocristaux de CdSe/CdS et des nanorods de CdSe/CdS. Nous avons alors montré que les analyses d'anisotropie de polarisation pour les nanocristaux de CdSe/CdS révèlent clairement la signature d'un dipôle 2D (Fig.1 a). Pour les nanocristaux de CdSe/ZnS en revanche, l'histogramme d'anisotropie de polarisation (Fig.1 b) est moins clair et suggère une population hétérogène 1D/2D. Pour les nanorods de CdSe/CdS enfin, l'analyse d'anisotropie de polarisation indique une signature de dipôles 1D, comme il l'avait été suggéré précédemment par des mesures de degré de polarisation [4].



a) b) c)

Fig 2 : distributions expérimentales de l'anisotropie de polarisation pour des nanocristaux de CdSe/ZnS (a), de CdSe/CdS (b) et des nanorods de CdSe/CdS (c).

Une fois que la dimensionnalité de l'émetteur, à l'échelle individuelle, est connue, l'analyse polarimétrique de l'émission d'un émetteur par rotation d'un polariseur/analyseur permet de connaître son orientation.



a) Angle du polariseur b) Angle du polariseur

Fig 3: intensité transmise à travers le polariseur pour un nanoémetteur unique en fonction de l'angle du polariseur. En rouge: la simulation, en bleu: les points expérimentaux. a) nanorod de CdSe/CdS (dipôle 1D), b) nanocristaux de CdSe/CdS (dipôle 2D).

En effet, la phase de la courbe sinusoïdale donne l'information sur l'orientation azimutale et le contraste fournit l'angle polaire du dipôle par rapport à l'axe perpendiculaire à l'interface.

Cette méthode de détermination de l'orientation du dipôle par analyse de polarisation est complémentaire de la microscopie défocalisée. Elle présente l'avantage d'apporter des informations dans les cas où la microscopie défocalisée n'est pas adaptée (par exemple, un dipôle 2D proche d'une interface métallique a un diagramme de rayonnement qui varie très peu avec son orientation).

[1] C. Lethiec et al, *Three-dimensional orientation measurement of a single fluorescent nanoemitter by polarization analysis*, Arxiv (2013)
[2] S. A. Empedocles et al, *"Three-dimensional orientation measurements of symmetric single chromophores using polarization microscopy"*, Nature **399**, 126 (1999)
[3] I. Chung, et al, *"Room temperature measurements of the 3D orientation of single CdSe quantum dots using polarization microscopy"*, Proc. Nat. Ac. Sci. **100**, 405 (2003)
[4] F. Pisanello, et al, *"Room temperature-dipolelike single photon source with a colloidal dot-in-rod"*, Appl. Phys. Lett. **96**, 033101 (2010)

OPTOMÉCANIQUE AVEC UNE MEMBRANE À CRISTAL PHOTONIQUE

K. Makles[1], T. Antoni[1,2], A. Kuhn, R. Braive[2,3], S. Deléglise[1], T. Briant[1], P-F Cohadon[1], I. Robert-Philip[2] and A. Heidmann[1]

[1] Laboratoire Kastler Brossel, UPMC-ENS-CNRS, Case 74,
4 place Jussieu, F75252 Paris Cedex 05, France
[2] Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, LPN -CNRS, UPR 20,
20 route de Nozay, F91460 Marcoussis, France
[3] Université Paris Diderot, F75205 Paris Cedex 13, France

RÉSUMÉ

Nous présentons une nouvelle génération de dispositif pour l'optomécanique, conçue pour atteindre et observer l'état quantique fondamental d'un résonateur mécanique mésoscopique. Il combine la haute réflectivité d'un cristal photonique, un bon facteur de qualité mécanique ainsi que la faible masse d'une nanomembrane.

MOTS-CLEFS : *optomécanique, cristaux photoniques, nonlinéarité.*

1.INTRODUCTION

Le couplage optomécanique entre un miroir mobile et les fluctuations quantiques d'un laser qui se réfléchit sur celui-ci est apparu dans les années quatre-vingt dans le contexte de la détection interférométrique des ondes gravitationnelles. Depuis, plusieurs schémas impliquant une cavité à miroir mobile soumis à la pression de radiation ont été proposés pour détecter les fluctuations quantiques de position d'un résonateur mécanique.

Cette détection du mouvement de point zéro d'un oscillateur mécanique nécessite :

- Une faible masse et un facteur de qualité mécanique élevé (facteur Q), afin d'améliorer la sensibilité mécanique aux fluctuations quantiques

- Une fréquence de résonance mécanique élevée (du MHz au GHz) et une température suffisamment basse (de l'ordre de la centaine de µK) afin d'éviter toute contribution thermique aux fluctuations de position.

Cette plage de température est seulement atteignable en combinant les techniques de refroidissement cryogénique et actif telles que le refroidissement laser ou le refroidissement par amortissement visqueux à l'aide d'une boucle de contre-réaction.

2. LES NANOMEMBRANES À CRISTAUX PHOTONIQUES

Les membranes suspendues à cristaux photoniques (Fig. 1) semblent être des candidats prometteurs pour une telle application, combinant les caractéristiques optiques et mécaniques requises. En effet, la plupart des dispositifs optomécaniques sont revêtus de miroirs diélectriques multicouches et souffrent d'une réduction de leur facteur de qualité mécanique ainsi que d'une grande masse dus à ce revêtement. Dans notre système, la réflectivité élevée est assurée par un cristal photonique qui est conçu pour avoir une réflexion en incidence normale presque totale. L'absence de revêtement diélectrique permet d'avoir une masse de l'ordre de 100 pg [1]. Pour construire une cavité avec un si

petit système (30 x 30 µm² x 260 nm), une très petite taille de faisceau optique (3 µm) est nécessaire. Nous avons donc développé des miroirs de couplage de faible rayon de courbure intégrés dans une cavité de 100 µm de longueur. La sensibilité de la détection de ce système optomecanique est de 10^ (-16) m / (Hz)^(1/2), ce qui nous permet d'observer le bruit thermique de notre membrane (Fig. 2). Cette sensibilité est aussi théoriquement suffisante pour observer ses fluctuations quantiques.

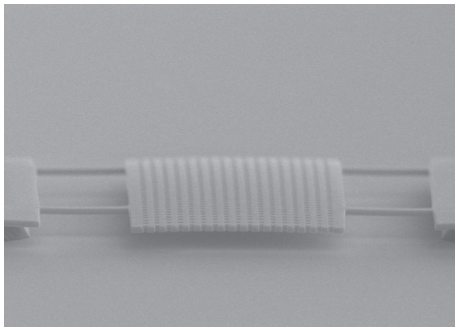


Fig. 1 Image MEB du système nano-mécanique.

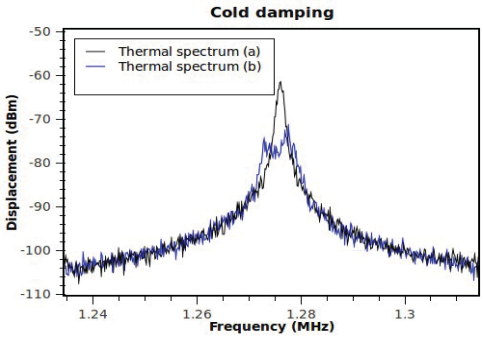


Fig. 2 Bruit thermique du mode fondamental avec (a) et sans (b) boucle de refroidissement actif.

Afin de réduire la température effective de la membrane, nous développons actuellement une boucle de rétroaction (Fig. 2). Comme tout refroidissement actif repose sur l'ajout d'une force d'amortissement visqueux et en conséquence réduit le facteur Q du résonateur, il est alors crucial de concevoir un dispositif avec une très grande qualité mécanique. Différents géométries, matériaux et contraintes de membranes ont été testés. Nous avons pu améliorer nos structures jusqu'à atteindre un facteur Q de 20 000 à température ambiante et 65 000 à 20 K. De plus, la très faible taille de la nanomembrane donne lieu à un comportement fortement non linéaire, en raison de l'apparition de contraintes générées par la grande amplitude des déplacements. Nous avons observé [2] une bistabilité statique ainsi que des effets dynamiques comme la production par conjugaison de phase de bandes latérales mécaniques ou encore le couplage de modes mécaniques. Ces effets pourraient être utilisés par exemple pour stabiliser la fréquence de l'oscillateur mécanique.

CONCLUSION

Nous avons réalisé et optimisé une nanomembrane à cristal photonique dans le but de l'utiliser comme miroir de fond d'une cavité Fabry-Perot et ainsi de pouvoir observer ses fluctuations quantiques dans son état fondamental. De plus, nous avons caractérisé son comportement non linéaire de façon statique puis dynamique, en mettant en évidence la bistabilité de la réponse ainsi que la génération de conjugué de phase.

RÉFÉRENCES

[1] Antoni T., Kuhn A. G., Briant T., Cohadon P.-F., Heidmann A., Braive R., Beveratos A., Abram I., Le Gratiet L., Sagnes I. and Robert-Philip I., Deformable two-dimensional photonic crystal slab for cavity optomechanics, Opt. Lett. **36**, 3434 (2011).

[2] Antoni T. , Makles K., Braive R., Briant T., Cohadon P-F, Sagnes I., Robert-Philip I. and Heidmann A. Nonlinear mechanics with suspended nanomembranes, EPL **100**, 68005 (2012).

CROSS TIME-BIN PHOTONIC ENTANGLEMENT FOR QUANTUM KEY DISTRIBUTION

A. Martin[1,5], F. Kaiser[1], A. Vernier[1,6], A. Beveratos[2], V. Scarani[3,4], and S. Tanzilli[1]

[1] *Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, CNRS UMR 6622, Université de Nice – Sophia Antipolis, Parc Valrose, Nice Cedex 2, France.*
[2] *Laboratoire de Photonique et Nanostructures, LPN-CNRS UPR20, Route de Nozay, F-91460 Marcoussis, France.*
[3] *Centre for Quantum Technologies, National University of Singapore, 3 Science Drive 2, Singapore 117543.*
[4] *Department of Physics, National University of Singapore, 2 Science Drive 3, Singapore 117542.*
[5] *Currently at : Group of Applied Physics, University of Geneva, CH-1211 Geneva 4, Switzerland*
[6] *Currently at : Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Université Paris-Sud, Campus Polytechnique, 91127 Palaiseau Cedex, France*

sébastien.tanzilli@unice.fr

RÉSUMÉ

We report the realization of a fiber-coupled time-bin entangled photon-pair source at 1538 nm. Unlike previous time-bin sources based on type-0 spontaneous parametric down conversion [1], our approach takes advantage of cross-polarized paired photons generated in a type-II periodically poled lithium niobate waveguide (PPLN/W) [2]. As depicted in FIGURE 1, we use a fibered birefingent delay line (BDL) in a Michelson configuration to introduce a controllable delay between the paired photons. After the BDL, these photons are separated by a polarizing beam splitter (PBS) at 45° and sent to Alice and Bob. This way we create the non common time-bin entangled Bell state $|\Psi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|sl\rangle - |ls\rangle]$, where s and l represent the short and long time-bins, respectively.

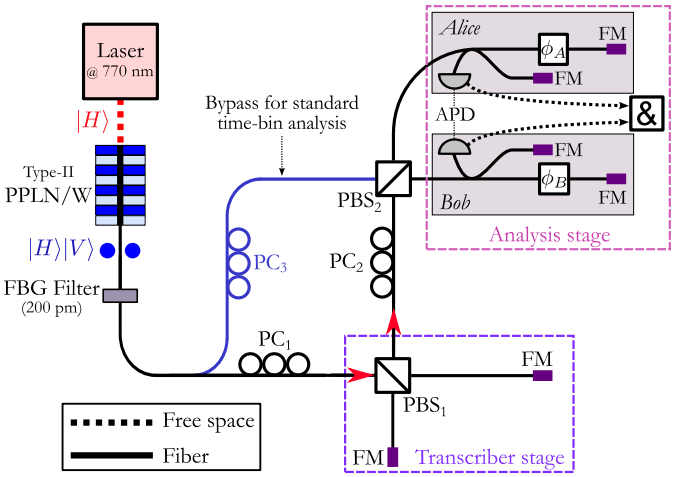


FIGURE 1 : Experimental set-up. (PC : polarization controller ; FPBS : fibered polarizing beam-splitter ; F : Faraday mirror ; BS : beam-splitter ; APD : avalanche Photo Diode ; & : And-gate.)

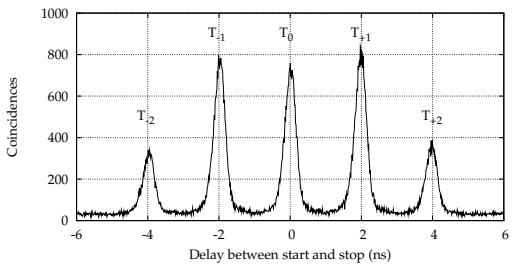


FIGURE 2 : Coincidence histogram for the $|\Psi^+\rangle$ state.

The entanglement analysis is performed using two equally unbalanced interferometers in a Franson configuration [3, 1]. As shown in FIGURE 2, the coincidence histogram, obtained as a function of

the time delay between the photon detection on Alice's and Bob's sides, presents five peaks. As for a standard time-bin source, we observe two photon interference in the central peak labelled T_0, where the coincidence rate follows the relation $R_c^{T_0} \propto \cos^2 \frac{\phi_A - \phi_B}{2}$, where ϕ_A and ϕ_B are the phases accumulated in the analysis intereferometers of Alice and Bob, respectively. However, in the CW regime, two photon interference can also be observed in the two adjacent side peaks, labelled $T_{\pm 1}$, which follow for both peaks the relation $R_c^{T_{\pm 1}} \propto \cos^2 \frac{\phi_A + \phi_B}{2}$. As shown in FIGURE 3, we observe a violation of the Bell's inequalities for the three coincidence peaks T_{-1}, T_{+1}, and T_0 with net (raw) visibilities exceeding 97±3% (87±2%). The phase relation of the interference patterns between $T_{\pm 1}$ and T_0 is directly given by the phase ϕ_B. Note that 75% of the coincidence events show therefore entanglement, compared to 50% for standard time-bin realizations.

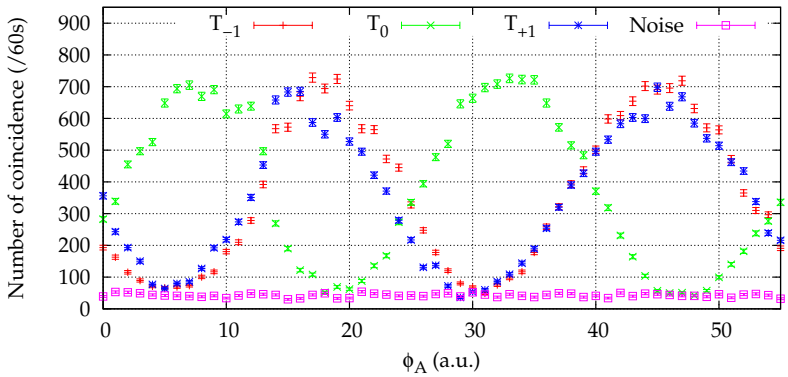


FIGURE 3 : Bell tests for $T_{\pm 1}$ and T_0 as a function of ϕ_A, for $\phi_B \approx \frac{\pi}{2}$.

We emphasize the simplicity of this source, as it is based essentially on standard telecommunication components. In addition, the phase insensitivity of our state preparation scheme makes it ideal for time-bin based quantum cryptography [4]. Moreover, this source can be operated in either the CW or the pulsed regimes without any experimental modification [5].

ACKNOWLEDGEMENT

The authors thank W. Sohler and H. Herrmann for providing the PPLN waveguide and for fruitful discussions. Financial support is acknowledged from the CNRS, the Conseil Régional PACA, the French Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche (MESR), the European program ERA-SPOT "WASPS", as well as from the Ministry of Education and the National Research Fund of Singapore.

[1] S. Tanzilli, W. Tittel, H. De Riedmatten, H. Zbinden, P. Baldi, M. DeMicheli, D. Ostrowsky, and N. Gisin, "PPLN waveguide for quantum communication," *Eur. Phys. J. D*, no. 2, pp. 155–160, 2002.

[2] A. Martin, A. Issautier, H. Herrmann, W. Sohler, D. B. Ostrowsky, O. Alibart, and S. Tanzilli, "A polarization entangled photon-pair source based on a type-II PPLN waveguide emitting at a telecom wavelength," *New J. Phys.*, vol. 12, p. 103005, 2010.

[3] J. Franson, "Bell inequality for position and time," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 62, no. 19, pp. 2205–2208, 1989.

[4] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, and H. Zbinden, "Quantum cryptography," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 74, no. 1, pp. 145–195, 2002.

[5] A. Martin, F. Kaiser, A. Vernier, A. Beveratos, V. Scarani, and S. Tanzilli, "Cross time-bin photonic entanglement for quantum key distribution," *Phys. Rev. A*, vol. 87, no. 2, p. 020301, 2013.

MESURE SPATIALE 2-D DU PARADOXE EINSTEIN-PODOLSKY-ROSEN DANS DES IMAGES DE FLUORESCENCE PARAMÉTRIQUE DE TYPE II

Joé Mougin-Sisini, Paul-Antoine Moreau, Eric Lantz and Fabrice Devaux

[1] *Institut FEMTO-ST UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté, 25030 Besançon, France*

joe.mougin@femto-st.fr

RÉSUMÉ

Nous avons montré une intrication type E.P.R., par une détection purement spatiale de corrélations quantiques en champ proche et lointain, de photons générés en fluorescence paramétrique de type II dans un cristal de B.B.O.. Les images plein champ sont réalisées à l'aide d'une caméra E.M.C.C.D. (Electron-Multiplying C.C.D.) en régime de comptage de photons. Les données sont utilisées sans post-sélection et l'on obtient une violation des inégalités d'Heisenberg en utilisant les incertitudes sur la position des photons de chaque paire en champ proche et lointain sur les deux dimensions transverses du plan de détection. On obtient ainsi une démonstration du paradoxe E.P.R. dans sa forme originale : position-impulsion.

MOTS-CLEFS : *Paradoxe E.P.R. ; Intrication*

1. PRÉSENTATION

En 1935, Einstein, Podolsky and Rosen (EPR) proposent une *gedanke experiment* [1] dans laquelle deux particules intriquées sont séparées. Ils ont montré que la mécanique quantique prédis qu'elles ont des positions et des impulsions parfaitement corrélées. La fluorescence paramétrique permet d'obtenir des paires de photons intriqués afin de réaliser un système très proche de celui originalement considéré.

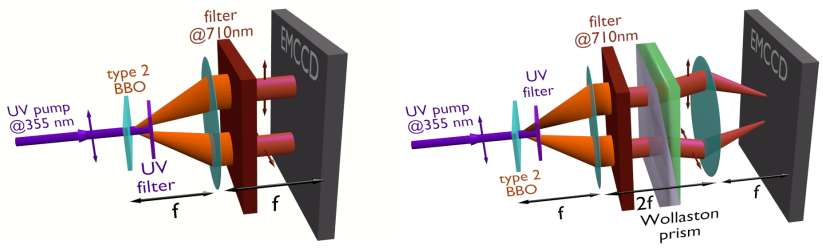


FIGURE 1 : Montages expérimentaux en champ lointain (à gauche) et en champ proche (à droite).

2. RÉSULTATS

Les résultats obtenus [2] donnent un facteur de violation de 4 :

$$\Delta_r^2 \times \Delta_p^2 = (1,89 \pm 0,09) \times (2,11 \pm 0,07) = (0,06 \pm 0,01)\hbar^2 < \frac{\hbar^2}{4}$$

RÉFÉRENCES

[1] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, "Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete ?" *Phys. Rev.*, vol. 47, pp. 777–780, May 1935. [Online]. Available : http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.47.777

[2] P.-A. Moreau, J. Mougin-Sisini, F. Devaux, and E. Lantz, "Realization of the purely spatial einstein-podolsky-rosen paradox in full-field images of spontaneous parametric down-conversion," *Phys. Rev. A*, vol. 86, p. 010101, Jul 2012. [Online]. Available : http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.86.010101

OPTOMÉCANIQUE EN CAVITÉ AVEC DES MICROMIROIRS

L. Neuhaus, S. Zerkani, A.G. Kuhn, J. Teissier, D. Garcia-Sanchez, S. Deléglise, P.-F. Cohadon, T. Briant, A. Heidmann

Laboratoire Kastler Brossel, UPMC-ENS-CNRS, Case 74, 4 place Jussieu, F75252 Paris, France

neuhaus@spectro.jussieu.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons nos récents progrès vers la détection optique du mouvement de point-zéro d'un résonateur mécanique en quartz ayant une masse effective de l'ordre du microgramme. Nous discutons également de l'optimisation de notre système pour atteindre son état quantique fondamental grâce à un système de refroidissement combinant cryogénie de dilution et refroidissement optique.

MOTS-CLEFS : *optomécanique, micro-miroir, Fabry-Perot, quartz*

1. INTRODUCTION

De récentes expériences ont confirmé la validité de la mécanique quantique avec des systèmes mécaniques mésoscopiques ayant des masses pouvant atteindre plusieurs picogrammes [1, 2, 3]. L'étude expérimentale des mécanismes de décohérence dans de tels systèmes macroscopiques peut contribuer à mettre en évidence des corrections de la mécanique quantique pour des objets massifs [4, 5, 6]. Nous avons conçu un système optomécanique dont la masse effective est proche de la masse de Planck. Avec les paramètres de notre système, il est possible de refroidir le mode mécanique de notre résonateur à 4 MHz près de son état fondamental avec moins de 1 mW de puissance laser incidente. La grande masse de notre système mécanique est compensée par le grand facteur de qualité de l'oscillateur mécanique, par les grands couplages optomécaniques atteints grâce à l'utilisation d'une cavité Fabry-Perot de haute finesse optique et par un environnement cryogénique grâce à un refroidissement par dilution ^{3}He-^{4}He.

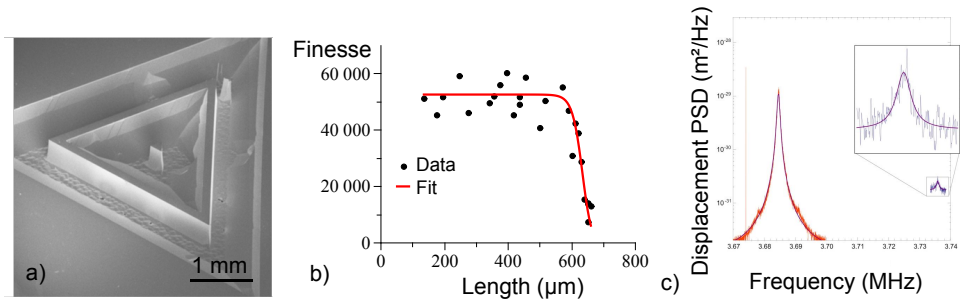


FIGURE 1 : (*a*) Image prise au microscope électronique d'un micropilier en quartz. Le mode fondamental de compression-expansion du prisme triangulaire central le long de son axe est fortement découplé du mouvement de son cadre externe et présente donc des facteurs de qualité mécanique supérieurs à 10^6. (*b*) La limitation de la finesse optique par la taille de la surface du pilier (triangle équilatéral de 240 μm de côté) se manifeste lorsque la longueur de la cavité augmente et par conséquent la taille du faisceau optique devient supérieure à la surface du miroir. (*c*) Spectre du mouvement Brownien du mode fondamental du micropilier à température ambiante et cryogénique. La dépendance des constantes d'élasticité du quartz avec la température induit une augmentation de la fréquence du mode fondamental à basse température.

2. Description de notre système optomécanique

La structure du quartz monocristallin a permis la fabrication de résonateurs mécaniques avec des facteurs de qualité mécanique supérieurs à 10^6 à température ambiante et pouvant atteindre 10^9 autour de 1K [7]. Le résonateur en quartz représenté sur la Fig. 1 a) et décrit plus en détails dans [8] est conçu pour permettre le dépôt par pulvérisation d'un micro-miroir de haute réflectivité sur la surface centrale du pilier sans toutefois dégrader le facteur de qualité mécanique du mode fondamental de compression-expansion. Un miroir concave est ajouté dans l'axe du pilier afin de former un résonateur optique Fabry-Perot couplé au mouvement du micropilier. Réaliser une cavité de haute finesse nécessite une forte focalisation du mode optique à la surface du pilier de façon à éviter les pertes par diffraction. Pour former une cavité stable, un miroir de rayon de courbure sub-millimétrique est nécessaire. Celui-ci est réalisé par photoablation d'un échantillon de silice amorphe avec un laser CO_2 auquel vient s'ajouter par la suite un dépôt de couches miroirs diélectriques. La Fig. 1 b) montre que les pertes par coupure sont observées pour des longueurs de cavité élevées, correspondant à une augmentation de la taille du faisceau. Pour certaines longueurs de cavité, nous avons observé le couplage entre le mode fondamental et les ordres transverses supérieurs de la cavité. Une méthode a été développée pour contrer la décroissance de la finesse du mode fondamental associée à ce couplage.

Nous avons enfin observé les spectres de déplacement thermique du mode à 4 MHz à la fois dans des environnements à température ambiante et cryogénique (voir Fig. 1 c). Un désaccord du laser sur la résonance optique se traduira à terme par une réduction efficace de la température du mode mécanique, de l'ordre de trois ordres de grandeur.

3. Perspectives et Conclusion

Nos futurs travaux se concentreront sur l'optimisation de la thermalisation de l'échantillon en milieu cryogénique ainsi que sur la réduction des vibrations du cryostat. On estime pouvoir réduire le chauffage induit par laser et augmenter le refroidissement en travaillant dans le régime des bandes latérales résolues. Les difficultés rencontrées en micro-fabrication, notamment sur le dépôt miroir diélectrique, nous ont seulement permis de réaliser un résonateur présentant de bonnes propriétés mécaniques et non optiques. De nouveaux échantillons présentant des paramètres optiques et mécaniques optimisés simultanément devraient voir le jour très prochainement.

Reférences

[1] A.H. Safavi-Naeni *et al.*, "Observation of Quantum Motion of a Nanomechanical Resonator", PRL **108**, 033602 (2012).

[2] J. D. Teufel *et al.*, "Sideband Cooling Micromechanical Motion to the Quantum Ground State", Nature **475**, 359 (2011).

[3] A.D. O'Connell *et al.*, "Quantum ground state and single-phonon control of a mechanical resonator", Nature **464**, 697 (2010).

[4] R. Penrose, "On gravity's role in quantum state reduction", Gen. Rel. Grav. **28**, 581 (1996).

[5] M. Schlosshauer, "Decoherence, the measurement problem, and interpretations of quantum mechanics", Rev. Mod. Phys. **76**, 1267 (2004).

[6] I. Pitkovski *et al.*, "Probing Planck-scale physics with quantum optics", Nat. Phys. **8**, 393 (2012).

[7] M. Goryachev *et al.*, "Extremely low-loss acoustic phonons in a quartz bulk acoustic wave resonator at millikelvin temperature", Appl. Phys. Lett. **100**, 243504 (2012).

[8] A.G. Kuhn *et al.*, "A micropillar for optomechanics", Appl. Phys. Lett. **99**, 121103 (2011).

INDISTINGUISHABLE ULTRA-FAST PHOTON PAIR SOURCE FOR ADVANCED QUANTUM PROTOCOLS

Lutfi A. Ngah, Virginia D'Auria, Laurent Labonté, Olivier Alibart, Sébastien Tanzilli

Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, Université de Nice Sophia Antipolis, CNRS UMR 7336, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 2, France

RÉSUMÉ

Quantum information protocols tend to involve more and more entangled photon pairs, for enabling advanced quantum tasks. To compensate for the low success efficiency of these protocols, one can increase the repetition rate of the emitted pairs, up to current telecom standard (40 GHz). In this context, we propose a realization of ultra-fast photon pair sources, intended for either heralded quantum state engineering or entanglement swapping at telecom wavelength. In this paper, we present preliminary results consisting of a two-photon interference experiment using four photons where the achieved raw visibility of the Hong-Ou-Mandel (HOM) dip exceeds 98.6 %. The interfering photons are generated through spontaneous parametric down conversion process (SPDC) in two independent, separate, periodically poled lithium niobate (PPLN) waveguides.

MOTS-CLEFS : *guided-wave optics ; quantum communication*

1. INTRODUCTION

One of tomorrow's challenge in quantum information protocols is, for instance, to establish long distance quantum networking. Our approach consists in utilizing many photon pairs, each pair chaining short distance sections. The protocol is based on entanglement swapping where at its simplest form, two pairs of entangled photons are involved [1, 2, 3]. The entanglement swapping relies on two-photon interference, where the quality is purely based on the indistinguishability of the interfering photons in every degrees of freedom upon their arrival at designated beam-splitter (BS). In this framework, tailoring the photon properties represents one of the necessary step to ensure high performance of the implemented scheme, which will be discussed in this paper. It is interesting to note that by replacing the BS with an integrated optics, reconfigurable, coupler, we can manipulate the scheme to engineer ultra-fast heralded two-photon quantum state.

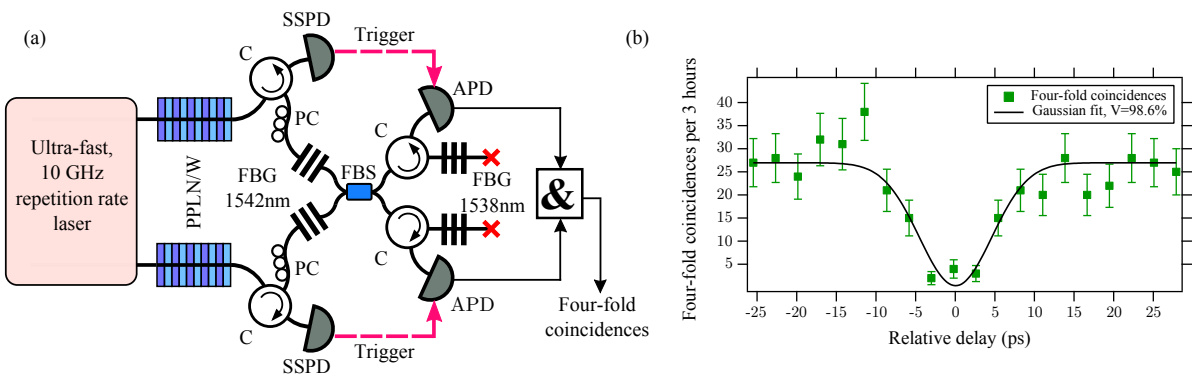


FIGURE 1 : (a) : The experimental apparatus for the local HOM dip experiment. (b) : The accumulated four-fold coincidences as a function of the relative delay between two interfering photons. PPLN/W (periodically poled lithium niobate waveguide), C (circulator), PC (polarization controller), FBG (fiber Bragg gratings filter), FBS (fiber beam-splitter), SSPD (superconducting single photon detector), APD (avalanche photodiode), & (four-fold coincidence counter).

2. Experimental implementation

The overall two-photon interference experimental apparatus is represented in FIG.1 (a). We have identified that picosecond regime is an ideal configuration where spectral filtering is possible by using standard telecom components [4]. For the time being, we focus on photon properties tailoring in order to guarantee the quality of our photons, therefore we simply use a Coherent MIRA 900 (770 nm, 76 MHz, 2.2 ps temporal duration pulses). The laser is divided into two paths. Each path is then directed towards the corresponding PPLN waveguide which then generates photon pairs through the nonlinear process of SPDC. The slightly non-degenerate, down converted photon pairs are deterministically separated thanks to a combination of two fiber Bragg gratings (FBG) filters at 1538 nm and 1542 nm. The filtering of the signal photons (240 pm) ensures the selected photons meet the Fourier transform criterion in picosecond regime. Meanwhile, wider filtering (800 pm) of idler photons is applied to handle the energy conservation in broadband regime. The detection of idler photons, using two superconducting single photon detectors (SSPD) capable of handling 10 GHz repetition rate, will herald the presence of signal photons in the setup. The signal photons from each source are then directed towards a fiber beam-splitter (FBS) and detected by using another two InGaAs-APDs (idQuantique 210, maximum repetition rate of 100 MHz). To observe the HOM dip, certain procedures need to be taken to ensure that the signal photons generated by two completely independent separate sources are indistinguishable in every degrees of freedom, namely the spatial mode, spectral mode, the polarization mode and the temporal overlap at the FBS. Once the other degrees of freedom are perfectly controlled, a motorized retroreflector in one of the pump path is scanned which allows us to adjust the temporal overlap or the arrival time of signal photons at the FBS thus revealing a dipping signature during the acquisition of four-fold coincidences due to both identical signal photons arrive simultaneously and together exit the FBS through the same output [5].

The experimental results of the raw four-fold coincidence rates are represented in FIG.1 (b). With 1 mW of pump power supplied to both waveguides, the achieved raw visibility of the HOM dip is 98.6 ± 3 %. In addition, the four-fold coincidence rates induced only by the dark counts of detectors employed are measured to be near zero (close to the estimated, pure APD dark counts contribution) which suggests negligible presence of photonic noise in the setup. This is achieved by implementing better filtering scheme with optimum rejection and also by employing high-performance optical components. Besides, the measured temporal width of the HOM dip of 11.2 ps is compatible with the theoretical value of the coherence time of the corresponding photon at 1538 nm (14 ps).

Conclusion

In this paper, a two-photon interference experiment is conducted. A HOM dip with high raw visibility of 98.6 % underlines the quality of our setup. In short, we have successfully validated some important aspects of high quality ultra-fast photon pair sources such as the photon pairs generation through non-linear SPDC process, the photon properties tailoring, and the quality of indistinguishability of interfering photons through the HOM dip experiment.

We acknowledge the financial support from MARA, ANR for the CONNEQT project (grant ANR-2011-EMMA-002-01), Conseil Régional PACA, UNS, CNRS-INSIS and iXCore Research Foundation.

References

[1] D. Collins *et al., Jour. Mod. Opt.*, vol. 52, pp. 735, 2005.

[2] H. de Riedmatten *et al., Phys. Rev. A*, vol. 71, pp. 050302, 2005.

[3] R. Kaltenbaek *et al., Phys. Rev. A*, vol. 79, pp. 040302, 2009.

[4] P. Aboussouan *et al., Phys. Rev. A*, vol. 81, pp. 021801, 2010.

[5] C. K. Hong *et al., Phys. Rev. Lett.*, vol. 59, pp. 2044, 1987.

HIGH-QUALITY POLARIZATION ENTANGLEMENT ENGINEERING IN STANDARD TELECOM CHANNELS

Lutfi A. Ngah[1], Florian Kaiser[1], Amandine Issautier[1], Harald Herrmann[2], Wolfgang Sohler[2], Anthony Martin[1,†], Sébastien Tanzilli[1]

[1] *Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, Université Nice Sophia Antipolis, CNRS UMR 7336, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 2, France*
[2] *Applied Physics, University of Paderborn, 33098 Paderborn, Germany*
[†] *Currently with the Group of Applied Physics, University of Geneva, Switzerland*

RÉSUMÉ

We report a compact, fully fibred approach for generating high-quality polarization entanglement in telecom C-band wavelength. The strength of our approach lies in the use of high-performance, standard fibre components to perform certain crucial tasks namely deterministic pair separation into two adjacent telecom ITU channels and temporal walk-off compensation between generated paired photons. We demonstrate the violation of the Bell's inequalities with more than 100 standard deviations.

MOTS-CLEFS : *entanglement ; guided-wave optics ; quantum communication ; cryptography*

1. INTRODUCTION

Recent advances in guided-wave optics [1] bring quantum key distribution (QKD) to a new level where less complex, yet more robust, schemes have been proposed. Through continuous research in this field, newer QKD systems achieve higher bit rate, distance, and reliability. Entanglement-based QKD [2] receives enormous attention from the scientific community, in order to increase the communication distance and to go to device-independent systems [3]. In this framework, photons are generally the preferred qubit carrier, taking advantage of low-loss fibre-optical networks, and high-performance standard telecom components.

Future QKD networks will demand sources exhibiting high brightness, reliability, and photons in the standard telecom ITU channels for compatibility and easy integration with current technology. One of the most exploited approaches towards generating photonic entanglement is based on the process of spontaneous parametric down-conversion (SPDC) in non-linear crystals. Usually employed entanglement observables are energy-time and polarization. The latter one is, without doubt, the easiest to analyze thanks to interferometre-free setups. Polarization entanglement is conveniently generated via the so-called type-II SPDC interaction, possibly in a waveguide non-linear structure for increasing the efficiency. Nevertheless, with a type-II source, there are some precautions that must be taken for achieving high entanglement qualities. In particular, the generated paired photons need to be spectrally and temporally indistinguishable. Typically, this requires spectral filtering, and temporal walk-off compensation stages. So far, these issues have been addressed by using bulk optics arrangements [4, 5, 6].

2. EXPERIMENTAL IMPLEMENTATION

As depicted in FIG.1, we demonstrate a fully fibred approach based on a type-II periodically poled lithium niobate waveguide (PPLN/W) generating paired photons at 1540 nm (telecom C-band wavelength). We highlight the use of a standard polarization maintaining fibre (PMF) as an essentially loss-free, guided-wave solution to the temporal walk-off problem. By using standard telecom DWDMs, we perform, at the same time, the tasks of spectral filtering and deterministic photon pair separation in two ITU channels. By the violation of the Bell's inequalities with more than 100 standard deviations, we demonstrate excellent entanglement qualities and high coincidence rates. Our fully fibred approach offers very low losses, high reliability, and would be ready for QKD field tests [7].

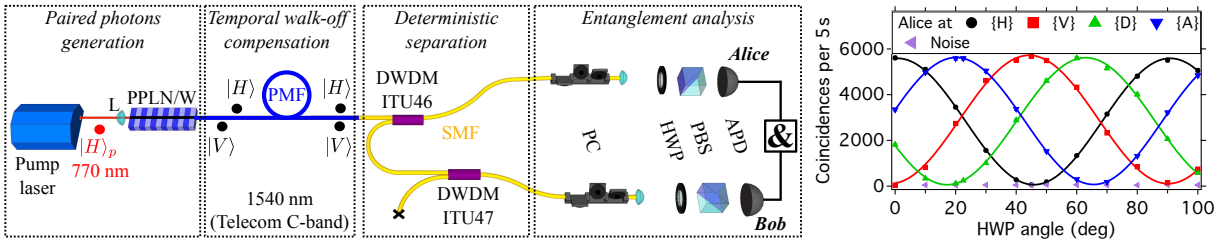


FIGURE 1 : A 770 nm laser pumps a type-II PPLN/W, generating cross-polarized paired photons at 1540 nm. A PMF is used for temporal walk-off compensation. A set of two DWDMs is used for filtering and deterministic separation of the paired photons. Two standard polarization state analyzers comprising a half wave plate (HWP) and a polarization beam-splitter (PBS), are used for entanglement analysis. On the right side, the results for a Bell test experiment are shown. The measurements are done by fixing Alice's polarization analyzer to the four standard orientations ({H}, {V}, {D}, {A} for horizontal, vertical, diagonal and anti-diagonal, respectively) and, simultaneously, recording the coincidence detection rate between Alice and Bob as a function of Bob's continuously rotated HWP angle. For each configuration, the reported net (raw) visibilities exceed 99% (97%).

We acknowledge financial supports from MARA, MENRT, ANR e-QUANET, ERA-SPOT WASPS, FP7-FET QUANTIP, Conseil Régional PACA, CNRS, UNS, DGA and the Fondation iXCore pour la Recherche.

REFERENCES

[1] S. Tanzilli, A. Martin, F. Kaiser, M. P. De Micheli, O. Alibart, and D. B. Ostrowsky, "On the genesis and evolution of Integrated Quantum Optics," *Laser & Photon. Rev.*, vol. 6, pp. 115, 2012.

[2] A. K. Ekert, "Quantum cryptography based on Bell's theorem," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, pp. 661, 1992.

[3] A. Acín, N. Brunner, N. Gisin, S. Massar, S. Pironio, and V. Scarani, "Device-independent security of quantum cryptography against collective attacks," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 98, pp. 230501, 2007.

[4] A. Martin, A. Issautier, H. Herrmann, W. Sohler, D. B. Ostrowsky, O. Alibart, and S. Tanzilli, "A polarization entangled photon-pair source based on a type-II PPLN waveguide emitting at a telecom wavelength," *New J. Phys.*, vol. 12, pp. 103005, 2010.

[5] T. Zhong, X. Hu, F. N. C. Wong, T. D. Roberts, and P. Battle, "High-quality fiber-optic polarization entanglement distribution at 1.3 μm telecom wavelength," *Opt. Lett.*, vol. 35, pp. 1392, 2010.

[6] N. Piro, A. Haase, M. W. Mitchell, and J. Eschner, "An entangled photon source for resonant single-photon—single-atom interaction," *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 42, pp. 114002, 2009.

[7] F. Kaiser, A. Issautier, L. A. Ngah, O. Dănilă, H. Herrmann, W. Sohler, A. Martin, and S. Tanzilli, "High-quality polarization entanglement state preparation and manipulation in standard telecommunication channels," *New J. Phys.*, vol. 14, pp. 085015, 2012.

GÉNÉRATION DE COUPLES DE PHOTONS HYPER-INTRIQUÉS EN MICROCAVITÉS COUPLÉES

Stefano Portolan

Institute of Atomic and Subatomic Physics, TU Wien, Stadionalle 2, 1020 Wien, Austria

stefano.portolan@ati.ac.at

RÉSUMÉ

Nous analysons théoriquement un schéma nouveau de génération de couples de photons intriqués et hyper-intriqués dans un système de polaritons en microcavités planaires couplées. Depuis un modèle microscopique, nous évaluons les processus de diffusion paramétrique dans le système et nous simulons numériquement le bruit de fond de la photoluminescence (PL) due aux interactions phononiques sous excitation cohérente continue. Nos résultats montrent que, par rapport aux autres schémas d'intrication proposés, le notre permet la génération de couples de photons qui sont simultanément intriqués en vecteur d'onde (ou chemin) et en polarisation, et qui permet en même temps une forte réduction du bruit de fond de PL. Ceci peut donner une amélioration significative de la qualité du couple de photons intriqués par des expériences déjà réalisables en laboratoire

MOTS-CLEFS : *Semiconducteur; Polaritons; Source photons intriqués*

1. INTRODUCTION

L'intrication quantique est considérée comme une ressource primaire pour le traitement quantique de l'information. Dans le domaine optique la possibilité de mettre en place à grande échelle des ordinateurs quantiques photoniques ou des protocoles de communication quantique à longue portée, réside dans l'existence de sources efficaces de paires de photons intriqués. Dans ce travail, nous étudions la génération de paires de photons intriqués dans un système à l'état solide, comme les exciton-polaritons en microcavités [1]. Ce système se compose de trois microcavités planaires [2] couplées par deux miroirs de Bragg partagés, qui donnent trois niveaux (branches) inférieures de polariton comme dans la Fig. 1. Le modèle microscopique est développé en [3] et montre que quand les deux lasers d'excitation sont polarisés linéairement selon $\hat{x}$ et $\hat{y}$, la diffusion paramétrique peut être décrit par l'Hamiltonienne effective suivante :

$$H_{\text{eff}} = \sum_{\mathbf{k}_s \mathbf{k}_i} G \left(\hat{P}^{\dagger}_{\mathbf{k}_s +} \hat{P}^{\dagger}_{\mathbf{k}_i +} + \hat{P}^{\dagger}_{\mathbf{k}_s -} \hat{P}^{\dagger}_{\mathbf{k}_i -} \right) + \text{H.c.}, \tag{1}$$

où $\hat{P}^{\dagger}_{\mathbf{k}_s \sigma}$ ($\hat{P}^{\dagger}_{\mathbf{k}_i \sigma}$) crée un polariton "signal" s ("complémentaire" i) de polarisation σ, $G = g P_{\mathbf{k}_p} P_{\mathbf{k}'_p}$ contient l'interaction non-linéaire g et le polaritons générés par les deux pompes en $\mathbf{k}_p$ et $\mathbf{k}'_p$. Les états signal et complémentaires satisfaisant l'accord de phase en énergie et en vecteur d'onde se situent sur un cercle d'états dégénérés en énergie dans la branche du milieu, Fig. 1 a). L'état ainsi généré est de la forme $(|+,+\rangle + |-,-\rangle)/\sqrt{2}$, donc intriqué en polarisation. Pour cette configuration, Fig. 1 b), $|\mathbf{k}_i| = |\mathbf{k}_s|$ et en sélectionnant deux chemins (comme $\mathbf{k}_1$ and $\mathbf{k}_2$, $-\mathbf{k}_1$ and $-\mathbf{k}_2$) le couple de photons de sortie est dans un état *hyper-intriqué*.

$$|\psi\rangle = \frac{1}{2}\Big(|\mathbf{k}_1, -\mathbf{k}_1\rangle + |\mathbf{k}_2, -\mathbf{k}_2\rangle \Big) \otimes \Big(|+,+\rangle + |-,-\rangle \Big), \tag{2}$$

qui exhibe simultanément une intrication en vecteur d'onde et en spin. Les états sont dégénérés en énergie, donc les photons en $\mathbf{k}_1$ and $\mathbf{k}_2$ peuvent interférer et les vecteurs d'onde peuvent être utilisés comme des degrés de liberté indépendants [4]. Ces photons *hyper-intriqués* [4, 5] sont une remarquable ressource pour les protocoles de codage *super-dense*[6]. Pour comparer directement notre configuration à trois cavités et l'état de l'art à cavité unique [7], nous avons évalué microscopiquement [3] trois quantités d'importance capitale pour la vérification expérimentale de l'intrication. En Fig. 1c) nous montrons le

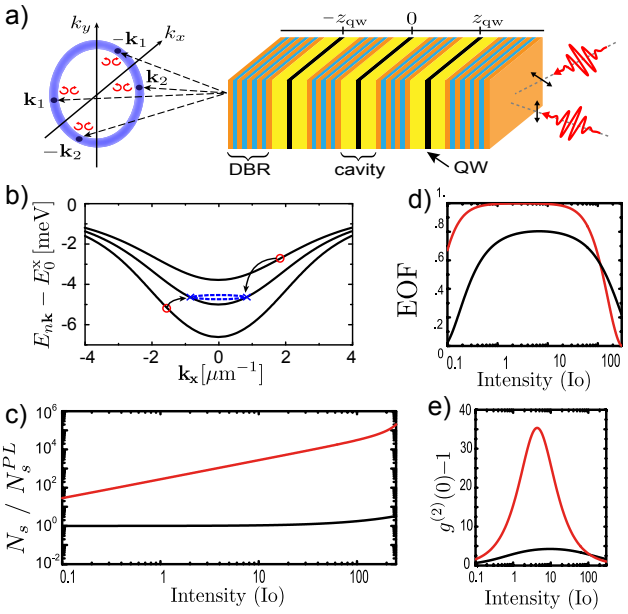


FIGURE 1 : a) Schéma de la structure couplée. b) États de bas de polaritons et schéma paramétrique. c) Entanglement of Formation. d) Rapport signal sur bruit de photoluminescence. e) regroupement de photon $g^2(0)$.

rapport signal-bruit (S/N) défini comme la population totale issue du système N_s sur le fond de PL N_s^{PL}, dans les modes signal et complémentaire. La ligne rouge montre le cas de trois cavités tandis que la ligne noire correspond au système à cavité unique (à mêmes paramètres égaux). Comme on peut le remarquer, dans la cavité unique les photons générés sont dominés par la PL tandis que dans la configuration à trois cavités le signal cohérent à détecter est significativement au-dessus du niveau du bruit de PL. L'intensité de pompe I_0 correspond à une densité de polaritons injectés d'environ 0.5 μm^{-2}.

Dans les même conditions nous avons aussi évalué l'intrication de formation (entanglement of formation, EOF) et le regroupement de photons $g^{(2)}(0) = \langle \hat{P}_s^\dagger \hat{P}_i^\dagger \hat{P}_i \hat{P}_s \rangle / (\langle \hat{P}_s^\dagger \hat{P}_s \rangle \langle \hat{P}_i^\dagger \hat{P}_i \rangle)$ comme deux mesures du degré de corrélation signal-complémentaire et du degré d'intrication de spin dans la paire générée [3, 7]. A l'inverse de l'occupation N_s, ces deux quantités en Fig. 1d) et e) ne dépendent que de la génération de couples ; ainsi, en accord avec les résultats précédents, nous avons un regroupement $g^{(2)}(0) > 1$, et un EOF > 0 pour les deux configurations. Néanmoins, nous trouvons une différence remarquable par rapport à la qualité de la paire de photons intriqués, en particulier, le EOF dans la configuration à trois cavités est théoriquement capable de atteindre une valeur très proche à EOF $= 1$, n'attendue que pour un état pur de Bell intriqué.

RÉFÉRENCES

[1] e.g. V. Savona *et. al.*, Phase Transitions **86**, 169-279 (1999).

[2] C. Diederichs, J. Tignon, G. Dasbach, C. Ciuti, A. Lemaître, J. Bloch, P. Roussignol and C. Delalande Nature **440**, 904 (2006).

[3] S. Portolan, *et. al.*, in preparation ; L. Einkemmer, Z. Vörös, G. Weihs, and S. Portolan, arXiv :1305.1469 [cond-mat.str-el].

[4] M. Barbieri, C. Cinelli, P. Mataloni, and F. De Martini, Phys. Rev. A **72**, 052110 (2005).

[5] P. G. Kwiat, J. Mod. Opt. **44**, 2173 (1997) ; J. T. Barreiro, N. K. Langford, N. A. Peters, and P. G. Kwiat, Phys. Rev. Lett. **95**, 260501 (2005).

[6] C. Wang, Li Xiao, W. Wang, G. Zhang, G. L. Long, J. Opt. Soc. Am. B **26**, 2072 (2009) ; H. Xu, K. Du, C. Qiao, J. Mod. Opt. **59**, 611 (2012).

[7] S. Portolan, *et. al.*, Europhys. Lett. **88**, 20003 (2009) : W. Langbein, Phys. Rev. B **70**, 205301(2004).

Saturation Attack on Continuous-Variable Quantum Key Distribution System

Hao QIN,[1] Rupesh KUMAR,[1] and Romain ALLEAUME[1]

[1] *Telecom ParisTech, Laboratoire Traitement et Communication de l'Information, Centre National de la Recherche Scientifique, 46 Rue Barrault, 75634 Paris Cedex 13, France*

Introduction Quantum key distribution (QKD) [1] enables two remote parties Alice and Bob to share common secure keys which are unknown to a potential eavesdropper. Unconditional security of QKD is based on the fundamental laws of quantum mechanics, but in reality, securities of practical QKD systems could be jeopardized by physical implementations. In discrete-variable (DV) QKD system, due to devices imperfections, various quantum hacking strategies have been proposed and some of them are demonstrated in experiments [2–4]. Most of the practical attacks that have been demonstrated up to now are targeting the detection part of the QKD systems.

Continuous-variable (CV) QKD, as another approach, is proven secure against collective attacks and recent works have shown progress in proving its security against arbitrary attacks [5]. However, practical CV QKD systems also face the security problems linked to imperfect implementations. The validity of security proofs relies on assumptions that may be violated in practical setup, opening loopholes that may be exploited by Eve to mount attacks. For example direct [6] or indirect [7] manipulation of local oscillator (LO) intensity can fully compromise the security. This imposes to monitor LO intensity and to use filters to forbid wavelength-dependent LO intensity manipulations.

In this work, we have identified a new loophole and shown that it can be used to attack a practical CV QKD system implementing Gaussian-modulated coherent state (GMCS) protocol [8]. Instead of attacking LO, we aim at the homodyne detection located on Bob side, specifically, the electronics of the homodyne detection. We propose an attack consisting in a full intercept-resend attack [9] combined with the exploitation of the nonlinear response of homodyne detection, namely saturation attack. Under this saturation attack, we can show that Eve can manipulate the measurement results on Bob's side and get information without being discovered. Importantly, our attack is practical that can be realistically launched against existing implementations.

Saturation of homodyne detection A fundamental assumption in the security proof of CV QKD is that the response of homodyne detection is linear with respect to input field quadrature. This assumption is necessary because parameter estimation implicitly assumes the linearity of Bob quadrature measurement with respect to the value sent by Alice. However, this assumption does not hold if Bob's homodyne detection saturates. A practical homodyne detector only works normally over a limited range. Saturation typically occurs when the input field quadrature overpasses a threshold. This threshold depends on parameters of detector's electronics, such as the amplifiers linearity domains or the data acquisition card range. The important point is that since detection range cannot be infinity, saturation can always be induced by displacing the field quadratures strongly enough.

We have experimentally confirmed this prediction by observing saturation of our homodyne detection for high LO intensity. We have measured the variances and means of the homodyne output for different LO intensities. When homodyne detection is not saturated, homodyne detection outputs (mean value and variance) vary linearly with respect to LO intensity. However

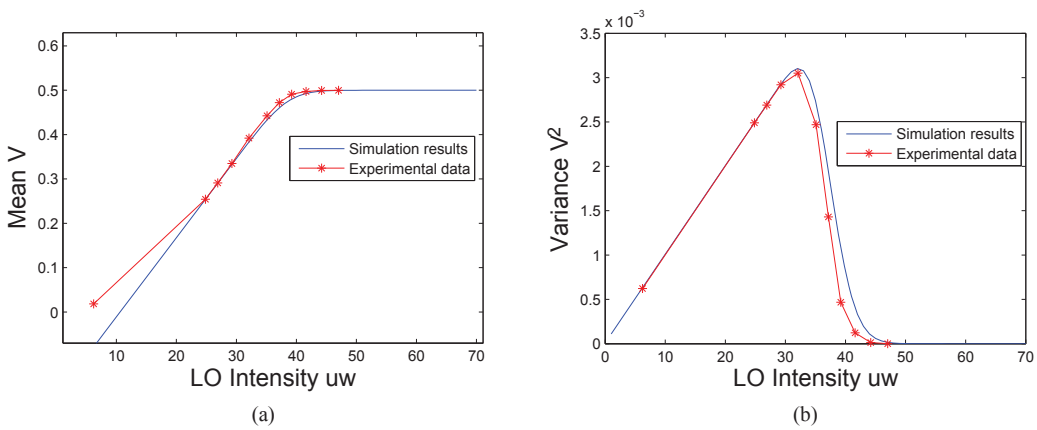


FIG. 1: Shot noise measurements of homodyne detection (a) Mean vs LO Intensity. (b) Shot noise variance vs LO Intensity.

when LO intensity is relatively high, the response of homodyne detection will overpass the saturation threshold. The response of homodyne detection is then saturated and the measured variance will drop quickly (Fig.1 (b)).

We have proposed a saturation model with predefined upper and lower bounds of homodyne detection response. For values between the two bounds, the response of homodyne detection behaves normally, otherwise the response is constant. This model is applied to our shot noise measurements. The simulation results match very well with our experimental data (Fig.1 (a)(b)). It indicates that our proposed saturation model is realistic and can be further used to interpret our saturation attack.

Attack strategy An intercept-resend adds extra excess noise and it will be noticed by Alice and Bob in their measurements. However, the saturation of homodyne detection could be taken advantage of by Eve to manipulate Bob's measurement results. We show that, by saturating on homodyne detection, Eve can further reduce the value of the excess noise and the channel transmission estimated by Alice and Bob. Since LO monitoring is performed in most of practical CV QKD setups, we should assume Eve can't saturate the homodyne detection by increasing LO intensity. However, Eve can still strongly displace the mean of quadratures to force the homodyne detection to work in a saturated region. As a matter of fact, quadrature mean value is not used in CV QKD security model and thus not monitored. Our saturation attack strategy is then simple:

- Eve implements a full intercept-resend attack [9] with the help of a heterodyne detection, she can learn information of both quadratures X and P sent by Alice.
- Eve then resends a coherent state whose quadratures consist in her measurement results combined with an appropriate displacement of the quadratures.
- Alice and Bob will estimate their key rate with a saturated homodyne detection, where excess noise is actually controlled by Eve. They will thus underestimate excess noise introduced by full intercept-resend attack and Eve's attack can remain undercover while giving her advantage over Alice and Bob.

Analysis A full intercept-resend attack will add up to two shot noise units of excess noise [9] at Alice side which will reveal the presence of Eve. However, Eve can control the displacement mean value of quadratures which she then sends to Bob. She can thus introduce saturation of the homodyne detection as much as she wants by changing the displaced value. As a consequence, Eve can reduce the two shot noise units of excess noise on the Alice-Bob channel to a arbitrary low value of excess noise estimated by Alice and Bob. This attack can of course affect the amount of information between Alice-Bob and Bob-Eve. Thus the attack will influence the key rate. But our simulation results indicate that a successful attack is possible over a large rang of distances. Under such attack, Alice and Bob may be led to believe they have positive 'secure key' rate and accept keys that are, however, totally insecure. It shows that Eve can successfully steal information without being detected.

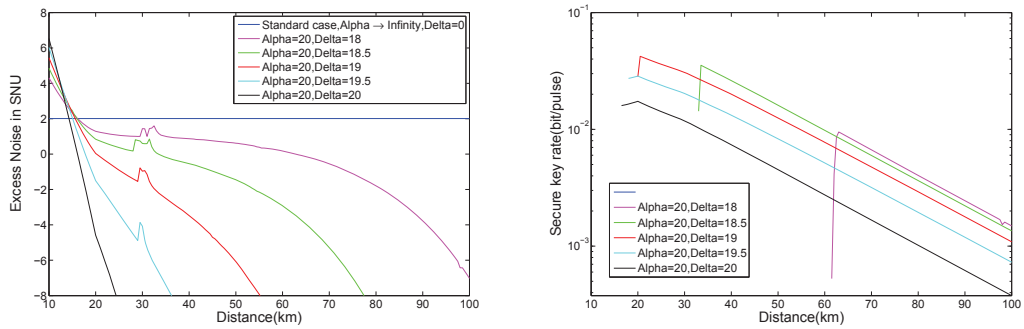
To prevent such attack, Bob should monitor the displacement value of measured quadratures to avoid the homodyne detection working in a nonlinear or saturated region. Precisely, Bob needs to make sure the mean value measured at his side is much smaller than the saturation limit. Statistical study of our counter measure is under development. We are also working on its integration into the security model, so that practical implementations could effectively protect themselves against saturation-based attacks.

Simulation results In order to simulate excess noise and key rates under our saturation attack, we follow the procedure described in Ref [11]. To achieve a high reconciliation efficiency (95%), optimal error correction codes need to work with a fixed signal to noise ratio (SNR). So Alice must optimize her modulation variance with respect to the distance in order to work at a given SNR. We have assumed that Alice variance is determined according to this procedure. We also follow the parameter estimations in Ref [12]: With the correlated variables x and y between Alice and Bob, they compute three terms of the covariance matrix: variance of x, variance of y and $\langle xy \rangle$. With an additional measurement of shot noise (variance of y where the signal port of the detection is closed), Alice and Bob can compute their covariance matrix and thus evaluate their key rates (We have assumed the collective attacks [10]). A fundamental assumption behind this parameter estimation is that the channel between Alice and Bob is linear with additive Gaussian noise:

$$y = tx + z \tag{1}$$

In which, $t = \sqrt{\eta T}$, T is channel transmission and η is efficiency of Bob. Alice modulation is Gaussian so that x is a Gaussian random variable centered on zero with variance V_A. z is the total noise which follows a centered normal distribution with unknown variance. This variance includes shot noise, excess noise and electronic noise of Bob. However, the linear model (equation (1)) doesn't hold under saturation of homodyne detection. We must replace it with the realistic saturation model that has been validated in our shot noise measurement to describe the response of homodyne detection:

$$\begin{aligned} y &= \alpha, & tx + z + \Delta &\geqslant \alpha \\ y &= tx + z + \Delta, & |\, tx + z + \Delta \,| &< \alpha \\ y &= -\alpha, & tx + z + \Delta &\leqslant -\alpha \end{aligned} \tag{2}$$



(a) (b)

FIG. 2: (a) Excess noise in shot noise units (SNU) on Alice side with different Δ. (b) Estimated key rate (collective attack [10]) with different Δ. Alice's variance $V_A \in \{1, 100\}$, efficiency of Bob $\eta = 0.6$, excess noise of electronics $v_{\text{ele}} = 0.01$, excess noise of system $\xi_{sys} = 0.01$, reconciliation efficiency $\beta = 0.95$, attenuation coefficient $a = 0.21 dB/km$.

The saturation limit of the homodyne detection response, α is intrinsic to the detector. The value of α should be chosen large enough when the system is designed. However, no matter how large the working range of homodyne detector is, α cannot go to infinity. For a fixed unknown α, Eve can always displace field quadratures to saturate the homodyne detection. We define Δ as a displacement value which can be introduced by Eve.

In Fig.2 (a), when the homodyne detection is not saturated ($\alpha \to$ Infinity, $\Delta = 0$), the total estimated excess noise coincides with the estimation in the linear model under full intercept-resend attack, which is 2.01 in shot noise units including 0.01 system noise. Under such an excess noise, the presence of Eve can be spotted by Alice and Bob, and the secure key rate is null. Therefore we don't show this curve in Fig.2 (b).

Under realistic experimental conditions concerning the homodyne detection (α large but not infinite), Eve can perform a intercept-resend attack in combination with saturation of homodyne detection: she resends displaced quadratures (she manipulates Δ) to saturate homodyne detection. When Δ value is close to α, we can see in Fig.2 (a) that the estimated excess noise is significantly reduced at long distance. If the excess noise becomes negative, Eve can always make extra noise to realize a reasonable noise (We set it to 0.01 to calculate key rates in Fig.2 (b)). However at short distance (typically below 20 km), the estimated excess noise is significantly bigger than zero whatever the value of Δ is. In this case, our proposed saturation attack cannot fool Alice and Bob efficiently. Nevertheless, in Fig.2 (b), for longer distance and when Δ becomes close to α, positive key rate can be obtained and therefore an attack can be mounted. For example when $\Delta = 20$, positive key rate can be observed from 17 km to 100 km. In conclusion, Eve can successfully use a saturation attack to fully break the security of the system (no secure key exist, but Alice and Bob instead accept a key that Eve can fully recover) for distances above 17 km. Finding more efficient attack strategy is moreover possible but remains the subject of future studies.

Our saturation attack is achievable with current technology and impacts the security of a practical CV QKD system. It highlights the importance of exploring the assumptions in security proofs when implementing QKD protocol on practical setups. Suitable counter measures are necessary for practical CV QKD to fix the loopholes that attackers can exploit.

[1] V. Scarani, H. Bechmann-Pasquinucci, N. J. Cerf, M. Dušek, N. Lutkenhaus, and M. Peev,*Rev. Mod. Phys.* **81**, 1301 (2009).
[2] F. -H. Xu, B. Qi, and H. -K. Lo, *New J. Phys.*, **12**, 113026 (2010).
[3] L. Lydersen, C. Wiechers, C. Wittmann, D. Elser, J. Skaar, and V. Makarov, *Nature Photonics.* **4**, 686-689 (2010).
[4] I. Gerhardt, Q. Liu, A. Lamas-Linares, J. Skaar, C. Kurtsiefer, and V. Makarov, *Nature Comm.* **2**, 349 (2011).
[5] A. Leverrier, R. García-Patrón, R. Renner, and N. J. Cerf, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 030502 (2013).
[6] H. Häseler, T. Moroder and N. Lütkenhaus, *Phy. Rev. A.* **77**, 032303 (2008).
[7] J. -Z. Huang, C. Weedbrook, Z. -Q. Yin, S. Wang, H. -W. Li, W. Chen, G. -C. Guo,and Z. -F. Han, arXiv:1302.0090v1 (2013).
[8] F. Grosshans, G. van Assche, J. Wenger, R. Brouri, N. J. Cerf, and P. Grangier, *Nature.* **421**, 238 (2003).
[9] J. Lodewyck, T. Debuisschert, R. Garcia-Patron, R. Tualle-Brouri, N J. Cerf, and P. Grangier, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 030503 (2007).
[10] J. Lodewyck, M. Bloch, R. Garcia-Patron, S. Fossier, E. Karpov, E. Diamanti, T. Debuisschert, N J. Cerf, R. Tualle-Brouri, S. McLaughlin and P. Grangier, *Phys. Rev. A.* **76**, 042305 (2007).
[11] P. Jouguet, S. Kunz-Jacques, and A. Leverrier, *Phy. Rev. A.* **84**, 062317 (2011).
[12] P. Jouguet, S. Kunz-Jacques, E. Diamanti, and A. Leverrier, *Phy. Rev. A.* **86**, 032309 (2012).

Filtrage et analyse passive de peignes de fréquence pour la métrologie projective à la limite quantique

Roman Schmeissner, Valérian Thiel, Claude Fabre and Nicolas Treps[1]

[1] *Laboratoire Kastler Brossel, 4 Place Jussieu, 75252 Paris cedex 05, France*

nicolas.treps@upmc.fr

Résumé

Nous montrons l'utilité d'une cavité de Fabry-Pérot passive et large-bande comme un nouveau outil d'analyse et de filtrage de peignes de fréquence optique d'une largeur <100nm FWHM. Elle permettra d'améliorer la sensibilité d'un schéma de métrologie projective de deux ordres de grandeur. La conversion des quadratures de bruit permet l'analyse simultanée de l'intégralité du bruit spectral de phase du peigne concerné.

Mots-clefs : *Peignes de fréquence, Fabry-Pérot, Métrologie*

1. Introduction

Nous avons montré théoriquement que la détection homodyne balancée avec un oscillateur local façonné temporellement extrait l'information du temps retardé avec une sensibilité extrême [1, 2]. Cette approche peut de plus être généralisée à tout autre paramètre porté par des impulsions femtoseconde (fs). Pour atteindre les limites prévues par la théorie, la mesure nécessite un faisceau laser monomode dont les bruits d'amplitude et de phase sont à la limite quantique. Or, un laser n'émet jamais un état parfaitement cohérent : la caractérisation et le filtrage du bruit du peigne de fréquences utilisé est donc nécessaire.

2. Approche expérimentale – Filtrage de bruit

Nous proposons d'utiliser des cavités optiques: ce sont intrinsèquement des filtres passifs passe-bas en amplitude et phase à des échelles de fréquence >100kHz, difficiles à atteindre avec des mécanismes de rétroaction active. Nous étudions ici une cavité passive d'une finesse 1200 et d'une fréquence de coupure de 120kHz. La dispersion résiduelle des miroirs (de dispersion prétendument nulle) est compensée par l'air de laboratoire à >50mbar. L'ensemble permet une résonance simultanée de plus de 100 nm FWHM et >50% de transmission de la puissance incidente. D'autant que nous le sachions, ce sont actuellement les meilleures valeurs pour les cavités de haute finesse en régime impulsionnel. Une fois la cavité pompée par un laser Ti:Sa, 25 fs à 156MHz, le bruit d'intensité est alors réduit jusqu'à 5 dB (à 10 mW) dans la bande d'oscillation de relaxation à 1MHz. Une mesure de détection homodyne montre que le bruit de phase est atténué de 20dB environ. La limite quantique du bruit d'amplitude (shot noise level) est atteinte à >500kHz, alors que le bruit de phase reste toutefois dominé par la largeur de raie Shawlow-Townes. Son filtrage par la cavité que nous présentons permettra une augmentation de la sensibilité du schéma de métrologie projective de 20dB environ.

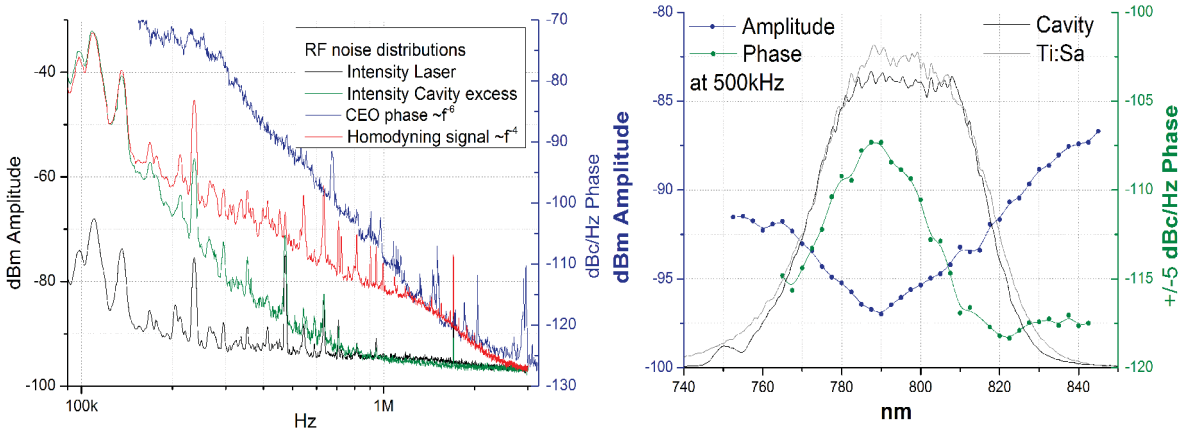


Fig. 1, ***à gauche:*** Le bruit d'amplitude du laser (noir) est filtré par la cavité (vert). Le bruit d'excès est corrélé avec le bruit de phase f_{CEO} (bleu). La détection homodyne du signal transmis par la cavité avec celui du laser non filtré montre le filtrage du bruit de phase (rouge) par la cavité.
à droite: Le bruit d'excès de la cavité à 500kHz permet l'analyse du bruit spectral de phase (vert). Le bruit d'amplitude à la même fréquence (bleu) montre un comportement opposé. En *gris*: spectres des peignes.

3.4. Analyse simultanée du bruit spectral de phase

L'amplitude du faisceau transmis par les cavités optiques est sensible au bruit de phase du faisceau incident et mène typiquement à un bruit d'amplitude rajouté (excess noise). Sa quantification avec une résolution spectrale optique permet la caractérisation du bruit spectral de phase avec une sensibilité <120dBc (Fig. 1, à gauche) sur l'ensemble du spectre optique couvert. Cela représente une nouvelle application des cavités-*fs* qui peut être utilisée pour la détermination du point fixe [3] des fluctuations d'un peigne de fréquences.

La dépendance spectrale des bruits d'amplitude et de phase a déjà été prédite pour un laser Ti:Sa à verrouillage de modes [4]. Nous vérifions qualitativement ce comportement dans le bruit d'amplitude. En revanche, le bruit de phase spectrale mesurée avec la cavité ne montre pas le comportement attendu, prédisant une augmentation du bruit dans les ailes spectrales. Ce phénomène indique à notre avis une structure multimode sous-jacente.

4. Conclusions

Jusqu'à présent, des cavités large-bande ont été utilisées pour la génération de hautes harmoniques et la spectroscopie [3,4]. Nous montrons que l'utilisation d'une cavité Fabry-Pérot comme élément passif de filtrage d'un peigne de fréquence est techniquement simple à réaliser et peut atteindre 100nm de largeur spectrale. En dehors du filtrage significatif de bruit de phase, la cavité permet l'analyse simultanée du bruit spectral de phase du peigne injecté.

Références

[1] B.Lamine, C.Fabre and N.Treps, Quantum improvement of Time Transfer between remote clocks, Phys. Rev. Lett. 101, 2008, 123601
[2] P.Jian et al., Real-time distance measurement immune from atmospheric parameters using optical frequency combs, Opt. Express, 20 (24), 2012, 27133
[3] N.R. Newbury, W.C. Swann, Low-noise fiber-laser frequency combs, J. Opt. Soc. Am. B 24, 2007, 1756-1770
[4] J.K.Wahlstrand et al.,The quantum-limited comb lineshape of a mode-locked laser. Opt. Express 16 (23), 2008, 18624
[5] A.Ozawa et al., High Harmonic Frequency Combs for High Resolution Spectroscopy, Phys. Rev. Lett. 100, 2008, 253901
[6] M.J. Thorpe et al., Cavity-enhanced optical frequency comb spectroscopy: application to human breath analysis, Opt. Express 16 (4), 2008, 2387

OPTOMÉCANIQUE DANS LES CRISTAUX PHOTONIQUES

Viktor Tsvirkun[1], Kevin Makles[2], Thomas Antony[2], Aurélien Kuhn[2], Pierre-François Cohadon[2], Samuel Deleglise[2], Tritan Briant[2], Antoine Heidmann[2], Isabelle Robert Philip[1], Rémy Braive[1]

[1] Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, UPR CNRS 20, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France
[2] Laboratoire Kastler Brossel, UPMC-ENS-CNRS, Case 74, 4 place Jussieu, F75252 Paris Cedex 05, France

viktor.tsvirkun@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Les membranes à cristaux photoniques suspendues sont naturellement le siège de modes mécaniques, tout en offrant une grande versatilité de fonctionnalités optiques. Suivant l'arrangement de trous dans la membrane formant le cristal photonique, elles peuvent former un miroir à incidence normale. Ces membranes constituent de fait des systèmes prometteurs, à des fins applicatives en nano-optomécanique. Nous présentons ici la réponse mécanique prometteuse de tels miroirs à cristaux photoniques suspendus, en particulier en identifiant leurs modes de vibration et en optimisant leurs pertes par dissipation mécanique.

MOTS-CLEFS : *optomécanique, mécanique, membranes à cristaux photoniques*

1. INTRODUCTION

L'optomécanique traite de l'interaction entre la lumière et un oscillateur mécanique, et utilise ce couplage (via la pression de radiation entre autres) pour lire ou contrôler le mouvement mécanique de l'oscillateur. Ce couplage optomécanique peut être exalté en recourant à une cavité optique qui confine le champ électromagnétique et de fait augmente la puissance optique vue par l'oscillateur. Ce couplage est aussi plus fort aux échelles nanométriques du fait de la très faible masse des oscillateurs nanomécaniques.

Jusqu'à présent largement employés en nanophotonique, les cristaux photoniques bi-dimensionnels gravés sur des membranes suspendues n'ont été que très récemment envisagés comme des oscillateurs mécaniques. Pourtant ils constituent des plateformes de choix pour la manipulation des photons et phonons (i.e. vibrations mécaniques) : suivant l'arrangement des trous, la membrane peut former un miroir déformable intégrable (voir Figure 1) dans une cavité Fabry-Pérot conventionnelle [1] ou bien elle peut inclure une cavité de dimensions limitées par la diffraction qui confine à la fois les photons et les phonons [2].

2. RÉPONSE MÉCANIQUE DES MODES « TAMBOUR » DANS LES MIROIRS À CRISTAUX PHOTONIQUES SUR MEMBRANE SUSPENDUE

Dans nos travaux, nous sommes attachés à identifier les modes mécaniques de tels miroirs à cristaux photoniques sur membrane. Les modes mécaniques sont sondés optiquement, par des méthodes interféromètriques : le miroir, dont le mouvement est actionné par une cale piezoélectrique de fréquence ajustable dans la gamme MHz, est placé en bout d'un des bras d'un interféromètre de Michelson. L'interféromètre est alimenté par un laser et le mouvement de la membrane est alors lu sur le spectre d'interférence. Ces mesures nous ont permis d'observer des modes « tambour » oscillant à quelques MHz. Ces modes ont ensuite été identifiés par des

simulations numériques, qui considèrent comme seul paramètre ajustable le module de Young E du matériau constitutif.

Cet ajustement suppose une valeur de E de l'ordre de 20 GPa, bien en deçà de la valeur mesurée sur le matériau massif (de l'ordre de 70 GPa). Pour conforter ces simulations, le module de Young des membranes suspendues a été mesurée par des techniques de nano-indentation en enviromment MEB (Microscope Electronique à Balayage). Cette mesure consiste à appliquer une force contrôlée sur la structure via une pointe AFM calibrée et à mesurer la déflexion induite sur la membrane. On peut alors accéder à la constante de raideur de l'objet et donc au module de Young du matériau constitutif. Ces mesures indiquent des valeurs de E de l'ordre de 15±5 GPa, en accord avec les valeurs inférées lors des simulations.

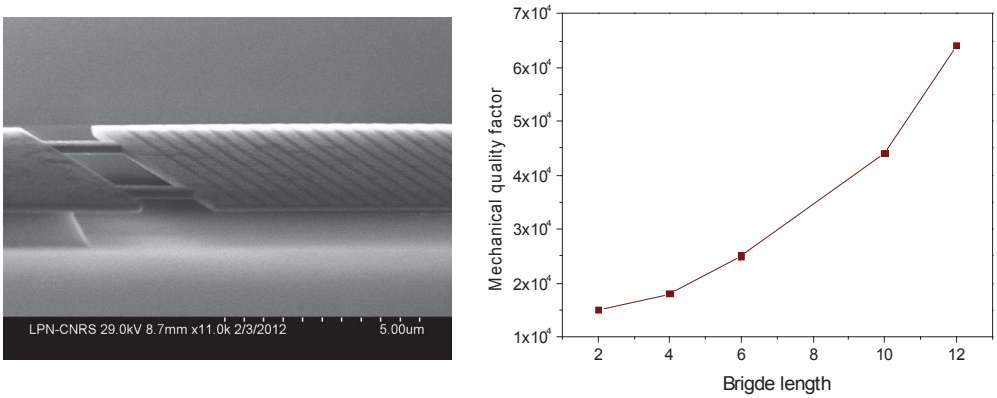


Fig. 1 : (Gauche) Cliché au microscope électronique à balayage d'une membrane suspendue d'InP de 260 nm d'épaisseur, percée par un réseau carré de trous, formant un miroir opérant à incidence normale . (Droite) Évolution du facteur de qualité mécanique du mode « tambour » de plus basse fréquence (autour du MHz) en fonction de la longueur des ponts d'ancrage au substrat.

Par des mesures de type ring-down, le facteur de qualité mécanique des modes est mesuré. La membrane est ancrée au substrat par quatre ponts symétriquement positionnés par rapport aux axes de la membrane suspendue. Les mesures effectuées à 4 K, montrent une augmentation significative du facteur de qualité avec la longueur des ponts, pouvant atteindre quelques 6.10^4.

Conclusion

Les membranes suspendues à cristaux photoniques peuvent ainsi former des miroirs opérant à incidence normale (de réflectivité de l'ordre de 96% [1]), tout en étant le siège de modes de vibration mécanique dans la gamme MHz avec des facteurs de qualité mécanique élevés de l'ordre de quelques 10^4. Ces miroirs déformables de très faible masse (quelques centaines de pg) seront intégrés dans des cavités Fabry-Pérot de dimension micrométrique, pour contrôler les propriétés quantiques de la lumière (compression optomécanique) ou bien pour contrôler les propriétés mécaniques de l'oscillateur (refroidissement optique).

Références

[1] T. Antoni, A. Kuhn, T. Briant, P.-F. Cohadon, A. Heidmann, R. Braive, A. Beveratos, I. Abram, L. Le Gratiet, I. Sagnes and I. Robert-Philip, « Deformable two-dimensional photonic crystal slab for cavity opto-mechanics », Opt. Lett., vol. 36, 3434 (2011)

[2] E. Gavartin, R. Braive, I. Sagnes, O. Arcizet, A. Beveratos, T. Kippenberg, I. Robert-Philip, « Optomechanical Coupling in a Two-Dimensional Photonic Crystal Defect Cavity », Phys. Rev. Lett., vol. 106, 203902 (2011)

DÉTECTION OPTIQUE DE LA RÉSONANCE MAGNÉTIQUE D'UN SPIN INDIVIDUEL DANS LE DIAMANT : APPLICATION À L'IMAGERIE MAGNÉTIQUE À L'ÉCHELLE NANOMÉTRIQUE

Jean-Philippe Tétienne[1,2], Thomas Hingant[1,2], Loïc Rondin[2], Stanislas Rohart[3], André Thiaville[3], Jean-François Roch[1], Vincent Jacques[1,2]

[1] *Laboratoire Aimé Cotton, Université Paris-Sud, ENS Cachan et CNRS, 91405 Orsay, France*
[2] *Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire, ENS Cachan et CNRS UMR 8537, 94235 Cachan, France*
[3] *Laboratoire de Physique des Solides, Université Paris-Sud et CNRS UMR 8502, 91405 Orsay, France*

jean-philippe.tetienne@ens-cachan.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une nouvelle méthode de microscopie en champ proche qui combine un microscope à force atomique, sur la pointe duquel un nanocristal de diamant est attaché, et un microscope optique confocal, qui permet d'exciter optiquement un centre coloré NV situé dans le nanocristal et de détecter sa photoluminescence (Fig. 1a). Le centre NV est utilisé comme magnétomètre de taille sub-nanométrique en exploitant la mesure, par résonance magnétique détectée optiquement, du déplacement Zeeman de son état de spin (Fig. 1b). Le microscope permet ainsi de produire des images de champ de fuite de nanostructures magnétiques [1]. Nous avons étudié en particulier le champ de fuite de plots ferromagnétiques de formes carré et circulaire, dont la structure magnétique interne présente une distribution de type vortex (Fig. 1c). Les images obtenues expérimentalement s'accordent qualitativement et quantitativement avec les simulations numériques, ce qui montre que cette méthode d'imagerie peut être utilisée pour confronter des modèles théoriques à l'expérience [2].

MOTS-CLEFS : *diamant ; spin ; résonance magnétique ; microscopie en champ proche*

RÉFÉRENCES

[1] L. Rondin, J.-P. Tetienne, P. Spinicelli, C. Dal Savio, K. Karrai, G. Dantelle, A. Thiaville, S. Rohart, J.-F. Roch, V. Jacques, "Nanoscale magnetic field mapping with a single spin scanning probe magnetometer," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100, p. 153118, 2012.

[2] L. Rondin, J.-P. Tetienne, S. Rohart, A. Thiaville, T. Hingant, P. Spinicelli, J.-F. Roch, V. Jacques, "Stray-field imaging of magnetic vortices with a single diamond spin," *arXiv* :1302.7307v1, 2013.

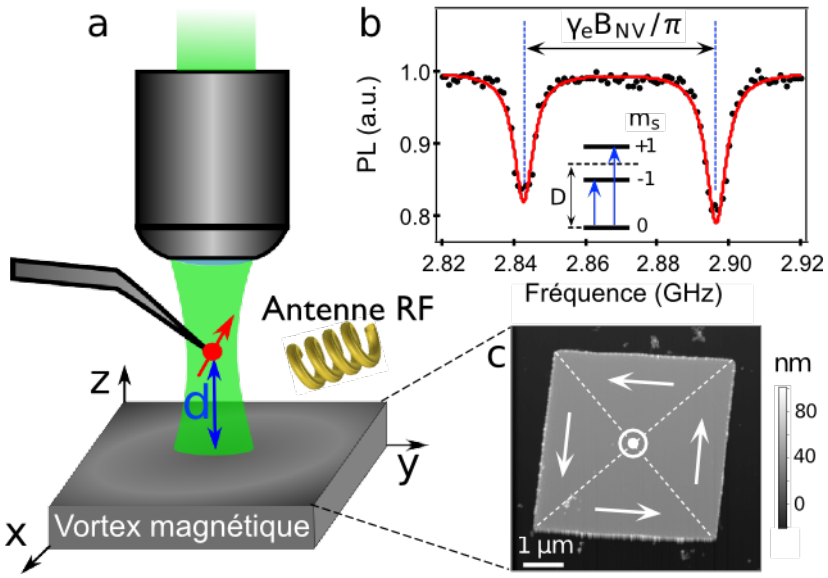


FIGURE 1 : (a) Schéma simplifié du microscope à centre NV. Un nanocristal de diamant de 20 nm contenant un unique défaut de type NV est attaché sur la pointe d'un microscope à force atomique (AFM). Un microscope confocal placé au-dessus de la pointe permet d'exciter optiquement le centre NV et de collecter sa photoluminescence (PL), laquelle dépend de son état de spin. La résonance magnétique du spin électronique du centre NV est excitée par une antenne radio-fréquence (RF). (b) Spectre de résonance magnétique d'un centre NV obtenu en mesurant l'intensité de PL en fonction de la fréquence RF appliquée. L'écart de fréquence entre les deux résonances est proportionnel à la projection du champ magnétique le long de l'axe NV, soit ici $B_{\mathrm{NV}} = 0.9$ mT. (c) Image AFM typique d'un carré mince de permalloy ($Fe_{20}Ni_{80}$), tel que ceux étudiés avec le microscope à centre NV. Les flèches blanches représentent l'aimantation de l'état vortex.

Excitation simultanée de deux atomes par deux photons induite par des états corrélés de la lumière

Zhan Zheng[1,2], Pablo L. Saldanha[3,4], José R. Rios Leite[3], Claude Fabre[1]

[1]*Laboratoire Kastler Brossel, Université Pierre et Marie Curie-Paris 6, ENS, CNRS; 4 place Jussieu, 75252 Paris, France*

[2]*State Key Laboratory for Precision Spectroscopy, East China Normal University, Shanghai 200062, China*

[3]*Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco, 50670-901, Cidade Universitária, Recife, PE, Brazil*

[4]*Departamento de Física, Universidade Federal de Minas Gerais, Caixa Postal 702, 30161-970, Belo Horizonte, MG, Brazil*

zheng.zhan@spectro.jussieu.fr

RÉSUMÉ

Nous nous posons la question de savoir si des états intriqués sont susceptibles d'exciter de manière plus efficace que d'autres états de la lumière deux atomes de différente espèces lorsque la somme des énergies de ces photons est égale à la somme des énergies des deux transitions atomiques, alors que chacun des photons n'est résonnant pour aucun des deux atomes. A cette fin, nous étudions l'efficacité de différents états quantiques de la lumière pour induire de telles transitions. Nous montrons que l'ingrédient essentiel pour l'exaltation de ce type d'excitation double est la présence d'une forte anti-corrélation en fréquence dans l'état et non pas la présence de corrélations temporelles ou d'intrication temps-fréquence.

keywords: intrication, corrélation quantique, transition à deux photons

Introduction

L'intrication [1] est un des concepts centraux de la physique quantique, car elle induit des corrélations qui n'ont aucun équivalent classique[2] et qui ont des applications intéressantes en science de l'information[3]. Il y a quelques années, Muthukrishnan, et al. [4] montrèrent qu'un certain type d'état intriqué à deux photons pouvait conduire à une forte exaltation de la probabilité d'excitation simultanée de deux atomes différents. Ce résultat mettait le doigt sur une propriété nouvelle des états intriqués, en l'occurrence le renforcement de transitions à deux photons. Cette configuration est donc intéressante pour examiner en détail les rôles respectifs des corrélations liées à l'intrication et de celles qui ne sont pas liées à l'intrication.

Modèle, méthodes and résultats

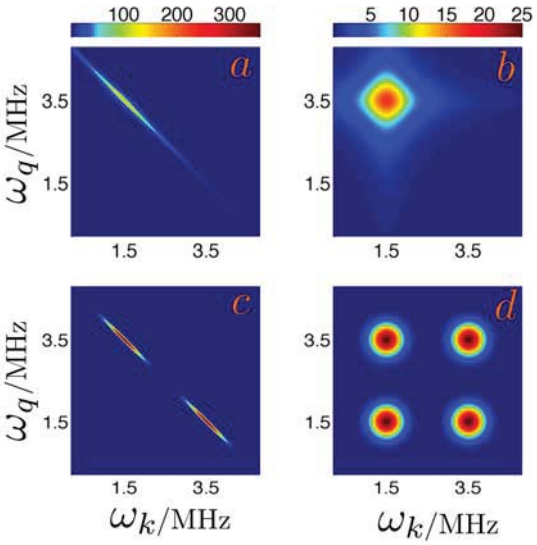
On considère l'interaction entre des modes d'onde plane se propageant le long de l'axe z et deux atomes différents situés en z=0 dont les états excités ont une très longue durée de vie. Les deux atomes sont initialement dans leur état fondamental et le champ décrit par la matrice densité ρ_0.

Un calcul de perturbation au deuxième ordre donne le résultat suivant pour la probabilité d'excitation des deux atomes à l'instant t :

$$P(t) \cong \sum_{jkmn} F_{jk}^{*} F_{mn} Tr(a_j^{+} a_k^{+} a_m a_n \rho_0) \qquad (1)$$

où F est une fonction de réponse. Nous calculons cette probabilité pour différentes matrices densité d'états à 2 photons dans lesquels la somme des énergies des 2 photons est égale à la somme des fréquences de Bohr des 2 atomes, à commencer par celle décrivant l'état intriqué créé par cascade atomique introduit dans la référence [4], puis pour un état mélangé séparable correspondant à la même cascade atomique se produisant à un état aléatoire et enfin pour des états factorisés ne présentant aucune corrélation. Nous trouvons dans les deux premiers cas une probabilité exaltée par rapport au troisième. Nous considérons aussi le cas de photons créées par fluorescence paramétrique.

Nous examinons ensuite les corrélations de fréquence existant dans ces états en calculant la fonction de corrélation de fréquence du second ordre, et montrons que l'exaltation n'a lieu que s'il y a anti-corrélation de fréquence (visible par l'aspect diagonal des maxima des fonctions sur les figures).



a. correlated separable state from a cascade;

b. factorized separable state from a cascade;

c. correlated separable state from parametric down conversion process;

d. factorized separable state from parametric down conversion process;

Conclusion

Nous avons montré que l'exaltation des transitions à deux atomes n'était pas due au phénomène d'intrication quantique, mais plutôt aux anti-corrélations de fréquence existant dans l'état qui ne sont pas nécessairement liée à l'intrication.

RÉFÉRENCES

[1] R. Horodecki, P. Horodecki, M. Horodecki, K. Horodecki, Rev. Mod. Phys. 81, 865 (2009)
[2] K. Modi, A. Brodutch, H. Cable, T. Paterek, Rev. Mod. Physics, 84 1655 (2012)
[3] M. D. Reid, P. D. Drummond, et al, Rev. Mod. Phys. 81, 1727 (2009)
[4] A. Muthukrishnan, G. S. Agarwal and M. O. Scully, Phys. Rev. Lett. 93, 093002 (2004)
[5] Zhan Zheng, Pablo L. Saldanha, José R. Rios Leite, Claude Fabre, arXiv:1303.5043

MESURE DU SIGNAL DE SECOND HARMONIQUE GENERE PAR DES FIBRILLES DE COLLAGENE DE DIAMETRE VARIABLE

Stéphane Bancelin[1], Carole Aimé[2], Claire Albert[2], Gervaise Mosser[2], Thibaud Coradin[2], Marie-Claire Schanne-Klein[1]

[1] *Laboratoire d'Optique et Biosciences, Ecole Polytechnique, CNRS, INSERM U696, 91128 Palaiseau, France*

[2] *Laboratoire de Chimie de la Matière Condensée de Paris, UPMC, CNRS, Collège de France, 75005 Paris, France*

marie-claire.schanne-klein@polytechnique.edu

RÉSUMÉ

La microscopie par génération de second harmonique (SHG) est une méthode reconnue pour visualiser le collagène dans les tissus biologiques. Cependant, cette méthode reste essentiellement qualitative du fait de la complexité de l'organisation de ce biopolymère et des processus de construction du signal, ainsi que de l'absence de données quantitatives sur les signaux SHG à l'échelle fibrillaire. Le but de notre étude est de mesurer la réponse SHG de fibrilles d'un diamètre inférieur à la résolution optique par corrélation à des images de microscopie électronique permettant de déterminer ce diamètre. Les valeurs mesurées montrent une dépendance en puissance 4 du diamètre comme attendu théoriquement pour des diamètres bien inférieurs à celui du volume focal. Le seuil de sensibilité se situe vers un diamètre de 50 nm. Cette excellente sensibilité permet de suivre la fibrillogenèse du collagène *in situ* et de la caractériser en fonction de divers paramètres physico-chimiques.

MOTS-CLEFS : *susceptibilité optique non-linéaire, génération de second harmonique, microscopie, biophotonique*

1. INTRODUCTION

Le collagène de type I est la principale composante des tissus conjonctifs chez les mammifères. Synthétisé par les cellules sous forme de triples hélices, le collagène s'auto-assemble en fibrilles *in vivo* et *in vitro* pour former des réseaux tridimensionnels [1]. Ce mécanisme d'assemblage dépend essentiellement de la concentration en collagène, ainsi que du pH, de la température et de la force ionique de la solution *in vitro*. Il est essentiel de caractériser finement cette fibrillogenèse pour comprendre les mécanismes biologiques de formation ou de remodelage de tissus, ainsi que pour concevoir de nouveaux biomatériaux. Pour cela, il est nécessaire de dépasser les limitations des techniques d'imagerie conventionnelles, qui sont fortement invasives ou manquent de spécificité, tout en conservant une bonne sensibilité à des fibrilles d'un diamètre de 20 à 300 nm.

La microscopie par génération de second harmonique (SHG) apparaît comme une technique de premier choix car les signaux SHG sont spécifiques des structures macromoléculaires denses et non centrosymétriques, et donc du collagène fibrillaire, alors qu'une distribution isotrope de molécules de collagène en solution ne donne aucun signal. Dans ce contexte, le but de notre étude a été à la fois (i) de caractériser la fibrillogenèse du collagène par microscopie SHG [2] et (ii) de mesurer l'hyperpolarisabilité des fibrilles de collagène de diamètre variable présentes lors de cette fibrillogenèse afin de développer une imagerie SHG quantitative.

2. RESULTATS ET DISCUSSION

Nous avons utilisé du collagène solubilisé dans de l'acide acétique 0.5M et déclenché la fibrillogenèse en augmentant le pH par ajout de NaOH ou sous vapeur d'ammoniaque. Dans une

première série d'expériences, nous avons mesuré la cinétique de fibrillogenèse en fonction du pH en imageant la solution à intervalles réguliers pendant plusieurs heures. Nous obtenons des cinétiques reproductibles qui varient avec le pH de la façon attendue, tant pour des mesures globales de la densité de fibrilles dans un volume donné que pour des mesures sur fibrille isolée. L'avantage de la microscopie SHG, par rapport à la microscopie électronique (TEM), réside dans le suivi continu en solution qui permet de sonder les processus d'accrétion sur fibrille isolée. De plus, il est possible de visualiser simultanément par fluorescence excitée à deux photons des nanoparticles de silice fonctionnalisées et de caractériser ainsi une fibrillogenèse assistée par chimie de surface [3].

Dans une deuxième série d'expériences, une goutte de l'échantillon de collagène a été placée sur une grille de microscopie électronique et séchée à l'air avant d'être visualisée en microscopie SHG puis en TEM. La corrélation des deux types d'images a permis de mesurer l'intensité SHG d'une fibrille en fonction de son diamètre déterminé sur les images TEM. L'ajustement des données expérimentales montre, en accord avec les modèles théoriques d'optique non-linéaire, que l'intensité SHG dépend de la puissance 4 du diamètre des fibrilles, tant que celui-ci reste bien inférieur à la résolution optique (cf figure 1). Toujours en accord avec la théorie, nous avons observé une inflexion pour des diamètres comparables à la taille du volume focal. Enfin, ces mesures permettent de remonter à la valeur de l'hyperpolarisabilité de la triple hélice de collagène et donnent un bon accord avec les mesures faites en solution par diffusion Hyper-Rayleigh [4].

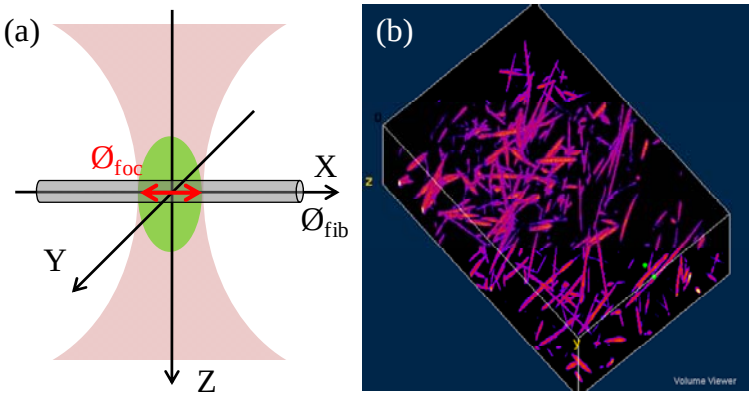


Fig. 1 : Imagerie SHG de fibrilles de collagène de diamètre inférieur à la résolution optique. (a) schéma de la fibrille dans le volume focal, (b) image SHG d'un ensemble de fibrilles en solution lors d'une fibrillogenèse (164×163×50 µm)

3. Conclusion

Nous avons mesuré le signal SHG de fibrilles de collagène de diamètre variable par corrélation à des mesures de TEM. Ces mesures, en accord avec les modèles théoriques, vont permettre une calibration des signaux SHG du collagène et le développement d'une imagerie quantitative *in situ* sensible à des fibrilles sub-micrométriques. Ceci est essentiel pour caractériser les mécanismes d'assemblage du collagène *in vivo* dans les organes ou *ex vivo* dans le but de concevoir des tissus artificiels pour des implants.

References

[1] D. J. S. Hulmes, "Building Collagen Molecules, Fibrils, and Suprafibrillar Structures", J. Struct. Biol. **137**, 2-10 (2002)

[2] S. Bancelin, C. Aimé, T. Coradin and M.-C. Schanne-Klein, "In situ three-dimensional monitoring of collagen fibrillogenesis using SHG microscopy", Biomed. Opt. Express **3**, 1446-1454 (2012).

[3] C. Aimé, G. Mosser, G. Pembouong, L. Bouteiller and C. Thibaud, "Controlling the nano-bio interface to build collagen/silica self-assembled networks", Nanoscale **4**, 7127-7134 (2012)

[4] A. Deniset-Besseau, J. Duboisset, E. Benichou, F. Hache, P.-F. Brevet and M.-C. Schanne-Klein, "Measurement of the second order hyperpolarizability of the collagen triple helix and determination of its physical origin", J. Phys. Chem. B 113, 13437-13445 (2009).

EFFET KERR TERAHERTZ DANS UN CRISTAL DE PHOSPHURE DE GALLIUM

MARION CORNET[1], JEROME DEGERT[1], EMMANUEL ABRAHAM[1], ERIC FREYSZ[1]

[1] *Laboratoire Ondes et Matière d'Aquitaine, UMR CNRS 5798, Université Bordeaux, 33400 Talence, France*

m.cornet@loma.u-bordeaux1.fr

RÉSUMÉ

Une impulsion térahertz suffisamment intense envoyée dans un matériau non linéaire peut induire un Effet Kerr dans celui-ci. Nous rapportons ici l'existence de ce phénomène non linéaire dans un cristal de GaP. Des mesures de dépendance de cette biréfringence en fonction de l'orientation azimutale du cristal ont été effectuées et sont en accord avec les calculs théoriques. La dépendance temporelle des signaux mesurés est également en accord avec les simulations numériques.

MOTS-CLEFS : *Térahertz ; effet Kerr ; biréfringence.*

1. INTRODUCTION

Découvert en 1875, l'effet Kerr correspond à une modification de l'indice de réfraction d'un milieu, induite par l'application d'un champ électrique externe de forte intensité. Avec l'apparition du laser dans les années 1960, l'effet Kerr a permis d'importants progrès en optique ultrarapide, parmi lesquels la réalisation de sources laser stables, émettant des impulsions d'une durée de quelques femtosecondes. De plus, l'effet Kerr induit par des impulsions ultracourtes est un excellent outil pour sonder la réponse d'un milieu transparent, sur des échelles de l'ordre de la femtoseconde. Jusqu'à récemment, ces expériences n'étaient réalisables que dans le visible, du fait de l'absence de sources appropriées dans les autres domaines spectraux. Toutefois, grâce au développement récent de sources impulsionnelles intenses dans le domaine Térahertz (THz), l'effet Kerr THz induit a été observé pour la première fois dans des liquides [1]. Ici, nous décrivons cet effet dans un cristal de Phosphure de Gallium (GaP).

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le montage expérimental est le suivant : un plasma créé par focalisation dans l'air d'un champ laser bichromatique, à 800 nm et 400 nm, émet une impulsion THz intense dite pompe, de large bande spectrale (0.3 – 7 THz) polarisée linéairement. Celle-ci est ensuite collectée et focalisée dans l'échantillon de GaP, où le champ atteint une amplitude de 80 kV/cm. En parallèle, une impulsion sonde de faible puissance à 800 nm et polarisée linéairement avec un angle de 45° par rapport au rayonnement THz se propage de façon colinéaire avec la pompe dans l'échantillon. Son état de polarisation est alors modifié par la biréfringence induite par le champ THz. Ce changement est détecté à l'aide d'une lame quart d'onde et d'un prisme de Wollaston, suivi de deux photodiodes équilibrées. La sonde peut être décalée temporellement par rapport à la pompe THz à l'aide d'une ligne à retard.

3. RÉSULTATS

La figure 1 montre les résultats obtenus durant les expériences. La figure principale présente le signal Kerr intégré temporellement en fonction de l'angle azimutal θ entre le repère du cristal Oyz et celui du laboratoire Oy'z'. La courbe rouge correspond à un ajustement de la dépendance du signal Kerr en fonction de θ, calculée à partir de considérations théoriques. Comme on peut le voir,

les résultats expérimentaux sont en bon accord avec la modélisation théorique, ce qui permet de déterminer le rapport des deux composantes du tenseur de susceptibilité du troisième ordre du Phosphure de Gallium :

$$\chi^{(3)}_{xxxx} / \chi^{(3)}_{xxyy} = 1.6$$

Dans l'encart, la courbe bleue correspond à la forme temporelle typique du signal Kerr THz, obtenue pour un angle azimutal $\theta = 0°$. En théorie, ce signal doit être proportionnel au carré du champ THz (courbe rouge). Cependant, du fait de l'épaisseur importante de l'échantillon de GaP (1 mm), de l'absorption du cristal dans la gamme THz et du désaccord de phase entre la pompe et la sonde, la forme temporelle du signal Kerr est distordue par rapport à celle attendue. Nous avons effectué des simulations numériques qui confirment cette hypothèse et dont les résultats sont en accord avec l'expérience. Nous avons également noté l'existence de portions du signal Kerr négatives, ce qui en désaccord avec la théorie. Ce phénomène a déjà été observé dans le GaP [2] et a été attribué aux anomalies cristallographiques de l'échantillon, induisant un effet Pockels additionnel contribuant au signal détecté. Toutefois, cet artéfact peut être éliminé, du fait que les effets induits par l'impulsion THz - Kerr ou Pockels - possèdent des dépendances angulaires différentes.

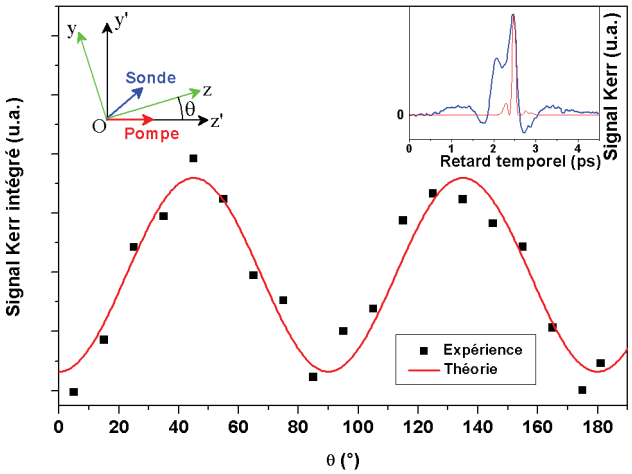


Fig 1 : Dépendance du signal Kerr intégré temporellement en fonction de l'angle azimutal θ. L'encart présente la forme temporelle du signal Kerr pour un angle $\theta = 0°$ (courbe bleue) et du carré du champ électrique THz (courbe rouge).

CONCLUSION

Nous avons démontré expérimentalement l'existence de l'effet Kerr THz dans un cristal de Phosphure de Gallium. En particulier, les mesures de la dépendance du signal Kerr intégré temporellement en fonction de l'angle azimutal concordent bien avec les simulations numériques. Malgré la présence de contributions additionnelles Pockels dues aux défauts cristallographiques, il est possible d'isoler le signal Kerr au vu des dépendances angulaires distinctes de chacun de ces effets.

RÉFÉRENCES

[1] M. C. Hoffmann, N. C. Brandt, H. Y. Hwang, K. Yeh and K. A. Nelson, "Terahertz Kerr effect," Appl. Phys. Lett. 95, 231105 (2009).

[2] J. Chen,"Terahertz nonlinear optics and spectroscopy", Ph. D. Thesis, Rensselaer Polytechnic Institute (2009).

LUMIÈRE LENTE DANS LES CRISTAUX PHOTONIQUES

P. Grinberg[1], Y. Dumeige[2,3], Ph. Hamel[1], S. Haddadi[1], A. M. Yacomotti[1], I. Sagnes[1], F. Raineri[1], K. Bencheikh[1], J. A. Levenson[1]

[1] *Laboratoire de Photonique et de Nanostructures UPR CNRS 020, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France*

[2] *Université Européenne de Bretagne, Université de Rennes I, France*

[3] *CNRS, UMR 6082 FOTON, Enssat, 6 rue de Kerampont, BP 80518, 22305 Lannion Cedex, France*

kamel.bencheikh@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Nous présenterons la possibilité d'intégrer dans des systèmes à base de cristaux photoniques semi-conducteurs III-V, le ralentissement de la lumière obtenu par un processus d'interaction non linéaire et cohérent. Nous explorerons plus particulièrement en détail la situation inédite qu'est l'association de l'ingénierie de la vitesse de la lumière par un processus d'interaction non linéaire et l'ingénierie géométrique des modes optiques dans des guides optiques ou dans des nanocavités à cristaux photoniques.

MOTS-CLEFS : *Lumière lente ; Cristal photonique ; Nanocavité*

1. INTRODUCTION

Le ralentissement de la lumière est un sujet de recherche très actif. Outre le caractère très excitant de pouvoir modifier une des constantes fondamentales de la physique, la vitesse de la lumière, la possibilité de contrôler celle-ci ouvre la voie à de nombreuses applications parmi lesquelles les lignes à retard ou les mémoires tampons tout-optiques. En physique atomique, le ralentissement de la lumière a pour origine les fortes dispersions de l'indice de réfraction engendrées par des interaction non linéaires et cohérentes telles que la transparence induite électromagnétique ou bien l'oscillation cohérente de population. En photonique, la lumière lente est associé aux modes lents. Elle résulte de l'ingénierie géométrique et périodique des indices de réfraction. Les cristaux photoniques en sont par conséquent les ingrédients de base.

Nous présenterons ici l'association inédite de ces deux approches, combinant l'ingénierie par l'optique non linéaire cohérente de la vitesse de la lumière et l'ingénierie géométrique des modes lents dans les guides ou nanocavités de type cristal photonique. Nous aborderons plus particulièrement le cas de la lumière lente dans un guide d'onde à cristal photonique et également l'insertion de la lumière lente dans une nanocavité à cristal photonique. L'effet cohérent qui nous permet de ralentir la lumière est l'oscillation cohérente de population (OCP). Cet effet met en jeu une population de système à deux niveaux d'énergie, caractérisé par une durée de vie τ, et excité par deux champs électromagnétiques : un champ pompe ω_p et un champ sonde $\omega_s = \omega_p + \delta$, plus faible que la pompe. Lorsque $\delta < 1/\tau$, la population se met à osciller à la fréquence δ entre les deux niveau d'énergie, modifiant l'indice de réfraction vue par la sonde et créant une forte dispersion de celui-ci. Cette dispersion est à l'origine du ralentissement de la sonde qui va se propager à de faibles vitesses de groupe v_g.

2. LUMIÈRE LENTE ET GUIDE À CRISTAL PHOTONIQUE À MODES LENTS

L'association de la lumière lente par effet OCP et les modes lents de guides d'ondes optiques à base de cristal photonique est une situation inédite. Cette situation permettra d'atteindre des régimes de fort indices de groupe $n_g = c/v_g$, surpassant les indices de groupe qu'il est possible d'obtenir pour les modes lents dans les guides optiques seuls. La figure 1 montre un guide d'onde à cristal photonique de type W1(une rangée de trous manquante) contenant des puits quantiques dans lesquels l'effet OCP

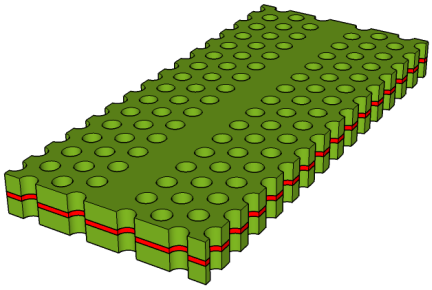


FIGURE 1 : Guide d'onde W1 à modes lents contenant des puits quantiques (rouge), dans lesquels la lumière lente est engendrée par l'effet d'oscillation cohérente de population.

est engendré pour réduire la vitesse de la lumière s'y propageant. Un modèle théorique [1] montre que l'indice de groupe total est :

$$n_g = n_g^m \left(1 + \Gamma(\frac{n_g^{ocp}}{n_0} - 1)\right), \tag{1}$$

où n_g^m et n_g^{ocp} sont respectivement les indices de groupe du mode lent et de la lumière lente engendrée par l'effet OCP. n_0 est l'indice de réfraction du milieu constituant le guide d'onde et Γ est le facteur de recouvrement entre le mode se propageant dans le guide et les puits quantiques. Alors que l'indice de groupe total n_g croît comme la combinaison de l'indice de groupe du guide à mode lent n_g^m et l'indice de groupe de la lumière lente OCP, n_g^{ocp} ; les pertes quant à elles n'augmentent que proportionnellement à n_g^m. Nous présenterons nos études concernant la lumière lente dans les guides optiques W1 à modes lents, nous détaillerons les prédictions théoriques, la conceptions et la fabrications des guides.

3. LUMIÈRE LENTE ET NANOCAVITÉ À CRISTAL PHOTONIQUE

Les nanocavités de fort facteur de qualité Q permettent de confiner longtemps la lumière dans un petit volume de l'ordre de $V \sim (\lambda/n_0)^3$ [2]. Cette propriété peut jouer un rôle important dans le domaine de la photonique. La stratégie pour augmenter le facteur de qualité d'une cavité réside dans un design judicieux de la géométrie de la cavité elle-même, ce qui permet d'atteindre des valeurs de Q extrêmement élevées. Une voie alternative que nous explorons pour augmenter le facteur Q d'une cavité consiste à insérer dans celle-ci un milieu dans lequel la lumière se propage lentement.

Nous démontrons que l'insertion de la lumière lente dans une cavité permet d'augmenter la durée de vie des photons dans celle-ci. Pour cela nous utilisons un structure équivalente au guide d'onde W1. Il s'agit d'un cristal photonique à deux dimensions ayant trois trous manquants. Ceci forme la nanocavité appelée cavité L3. La lumière lente est engendrée dans les puits quantiques par effet OCP. La durée de vie de la nanocavité initialement de 5.2 ps est augmentée jusqu'à 342 ps, soit un accroissement de 2 ordres de grandeur [3]. Nous présenterons en détail nos résultats théoriques et expérimentaux et discuterons le rôle de l'effet OCP et de la dispersion non linéaire effet associé aux puits quantiques dans la modification de la durée de vie la nanocavité.

RÉFÉRENCES

[1] J. Mork et T. R. Nielson, "On the use of slow light for enhancing waveguide properties," *Opt. Lett.*, vol. 35, pp. 2834–2836, 2010.

[2] K. J. Vahala, "Optical microcavities," *Nature (London)*, vol. 424, pp. 839–846, 2003.

[3] P. Grinberg, K. Bencheikh, M. Brunstein, A. M. Yacomotti, Y. Dumeige, I. Sagnes, F. Raineri, L. Bigot, et J. A. Levenson, "A Nanocavity linewidth narrowing and group delay enhancement by slow light propagation and nonlinear effects," *Phys. Rev. Lett*, vol. 109, 113903, 2012.

FORMATION DE SOLITONS SPECTRAUX INCOHERENTS LORS DE LA GENERATION DE SUPERCONTINUUM EN FIBRE A CRISTAUX PHOTONIQUES

B. Kiber[1], C. Michel[2], G. Millot[1], G. Xu[1], B. Barviau[1], A. Kudlinski[2], A. Picozzi[1]

1. *Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR 6303 - Université de Bourgogne, Dijon*
2. *Laboratoire de Physique de la Matiere Condensee, Universite de Nice Sophia–Antipolis, Nice*
3. *Laboratoire PhLAM, UMR 8523 CNRS - Université de Lille 1, Villeneuve d'Ascq, Lille*

antonio.picozzi@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions expérimentalement la formation de solitons spectraux incohérents lors de la génération supercontinuum en fibre optique à cristaux photoniques. Une transition entre le comportement continu et discret de ces solitons incohérents est reportée.

MOTS-CLEFS : *solitons spectraux incohérents, génération supercotinuum*

1. INTRODUCTION

Il est bien connu que les solitons cohérents joue un rôle important dans les mécanismes responsables de l'élargissement spectral lors de la génération de supercontinuum (SC) dans une fibre à cristaux photoniques (PCF) [1]. Cependant cette vision change de façon radicale lorsque la source employée pour la génération de SC est de forte puissance et de longue durée. Dans ce régime fortement non linéaire, le champ optique est caractérisé par un comportement turbulent dont les fluctuations incohérentes et rapides du champ optique empêchent la formation de solitons cohérents. En termes simples, à mesure que l'incohérence de l'onde augmente, le système devient 'trop chaud' pour pouvoir générer des structures cohérentes de type soliton. Dans ce régime turbulent, on a montré que dans la limite conservative (négligeant l'effet Raman) la génération de SC peut être interprétée comme une conséquence naturelle de la thermalisation du champ optique vers l'état d'équilibre thermodynamique [2,3]. Par ailleurs, l'analyse révèle que l'effet Raman est responsable de la génération de solitons spectraux incohérents (SSI) dans le domaine basse-fréquences du spectre de SC. Contrairement aux solitons conventionnels, les SSI n'exhibent pas de confinement dans le domaine spatio-temporel, mais exclusivement dans le domaine spectral [4], alors que dans le domaine temporel, l'onde incohérente exhibe une statistique stationnaire. La nature soliton de cette structure incohérente est révélée par une approche turbulence d'ondes analogue à celle développée en physique des plasmas pour l'étude la turbulence faible de Langmuir [5]. L'existence de SSI trouve son origine dans le caractère non-instantané de la réponse Raman et plus précisément dans la *propriété de causalité* de la fonction de réponse non linéaire. Nous reportons ici l'observation expérimentale de la formation de SSI qui possèdent aussi bien une nature discrète que continue [6].

2. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET COMPARAISON AUX MODELES

Nous avons utilisé une source commerciale de forte puissance (~ kW) délivrant 660-ps à 1064 nm. La PCF de 21 m de long a été élaborée par l'IRCICA (Lille). Sa courbe de dispersion exhibe deux zéros de dispersion à 910 nm et 1152 nm et son coefficient non linéaire est γ =30 W^{-1} km^{-1}. Afin d'étudier l'évolution du spectre en fonction de la longueur, la PCF a été coupée de proche en proche après chaque mesure. Nous reportons en Fig. 1(a) l'évolution du spectre le long des 21 m de la PCF pour une puissance injectée de 1.32 kW. Les bandes d'instabilité modulationnelle (situées à 65THz, Fig. 1(a)) observées en début de propagation jouent le rôle d'un 'seed' pour la génération de SSI.

Nous comparons ces observations expérimentales aux simulations numériques de deux modèles: (i) l'équation de Schrödinger non linéaire (NLS) réduite ne prenant en compte que l'effet Raman; (ii)

l'équation cinétique de turbulence (de Langmuir) faible [4]. La partie centrale du spectre de SC n'est pas reproduite par les simulations, car ces deux modèles négligent l'effet Kerr instantané, lequel est responsable de l'effet de thermalisation conservatif (Hamiltonien) discuté en Introduction. Nous nous intéressons ici exclusivement à l'évolution du spectre dans le domaine basse fréquence, où l'effet Raman est responsable de la génération de SSI.

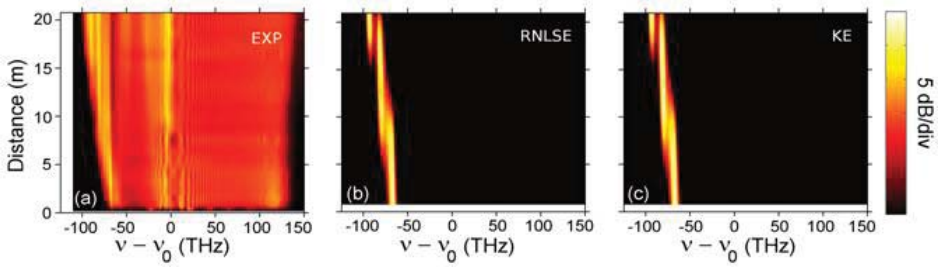


Fig. 1: (a) Evolution du spectre de l'onde enregistré expérimentalement le long des 21 m de PCF (puissance 1.32 kW). Simulation numérique de l'équation NLS réduite (prenant en compte seulement l'effet Raman) (b), et de l'équation cinétique de turbulence faible (de Langmuir) (c).

Nous observons un bon accord entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques de l'équation NLS réduite. Cette équation décrit la propagation du champ optique incohérent comme étant une fonction stochastique. Le spectre de l'onde est donc également une fonction stochastique, lequel, par nature, ne peut pas décrire un comportement solitonique déterministe. Afin de révéler le comportement solitonique sous-jacent, nous avons dérivé une équation cinétique sur la base de l'approximation des phases aléatoires inhérente à la théorie de turbulence d'ondes [5]. Un accord quantitatif a été obtenu entre les simulations NLS et cette équation cinétique, sans l'emploi de paramètres ajustables. Cette équation cinétique montre que pour des conditions initiales relativement arbitraires, le spectre de l'onde relaxe rapidement vers un soliton. Le soliton illustré en Fig. 1(c) est 'discret' dans le sens où il est composé par trois bandes spectrales (la bande centrale, et les bandes Stokes et anti-Stokes) qui se propagent dans l'espace des fréquences avec une vitesse constante.

Nous avons observé une transition entre ce comportement discret du SSI vers un comportement continu lorsque la puissance du laser injecté dans la PCF augmente (Fig. 2). Cette transition résulte du fait que la largeur de la bande spectrale d'instabilité modulationnelle augmente avec la puissance de la source. Cette transition du SSI discret à continu avait été prédite en Ref.[4b].

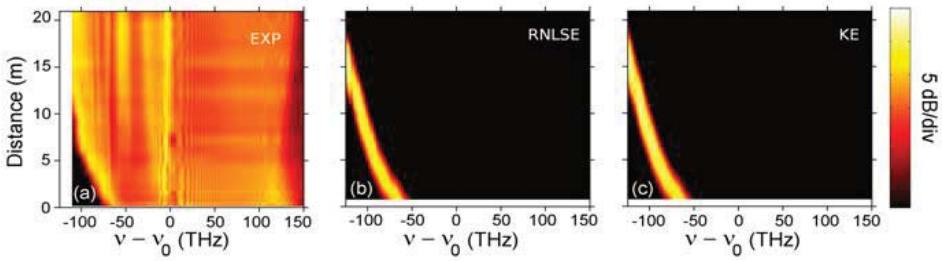


Fig. 2: *Idem* Fig. 1, mais avec une puissance plus élevée (4.52 kW).

RÉFÉRENCES

[1] J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, Rev. Mod. Phys. **78**, 1135 (2006).
[2] B. Barviau, B. Kibler, A. Kudlinski, A. Mussot, G. Millot, and A. Picozzi, Opt. Express **17**, 7392 (2009)
[3] V. Zakharov, V. L'vov, and G. Falkovich, *Kolmogorov Spectra of Turbulence I* (Springer, Berlin, 1992).
[4] A. Picozzi, S. Pitois, G. Millot, Phys. Rev. Lett. **101**, 093901 (2008); C. Michel, B. Kibler, A. Picozzi, Phys. Rev. A **83**, 023806 (2011).
[5] S. L. Musher, A.M. Rubenchik, and V. E. Zakharov, Phys. Rep. **252**, 177 (1995).
[6] B. Kibler, C. Michel, A. Kudlinski, B. Barviau, G. Millot, A. Picozzi, Phys. Rev. E **84**, 066605 (2011).

RENVERSEMENT TEMPOREL DE SIGNAUX RADIOFRÉQUENCE TRANSFÉRÉS SUR PORTEUSE OPTIQUE

Héloïse Linget[1,2], Thierry Chanelière[1], Loïc Morvan[2], Jean-Louis Le Gouët[1], Anne Louchet-Chauvet[1]

[1] *Laboratoire Aimé Cotton, CNRS UPR3321, Université Paris Sud 91405 Orsay, France*
[2] *Thales Research and Technology, 91127 Palaiseau, France*

heloise.linget@u-psud.fr

RÉSUMÉ

Nous proposons une méthode purement analogique permettant le renversement temporel de signaux radiofréquences. Celle-ci repose sur l'utilisation d'un cristal dopé en ions erbium refroidi à 1.5K dont on va "sculpter" le profil spectral d'absorption αL à l'aide d'une séquence d'impulsions laser spécifique. Nous parvenons ainsi à retourner temporellement des signaux atteignant des durées de plusieurs microsecondes, gagnant ainsi trois ordres de grandeur par rapport aux autres techniques de la littérature.

MOTS-CLEFS : *écho de photon, traitement du signal, ions terre rare*

1. INTRODUCTION

Le partenariat avec Thales Research and Technology nous a conduit à nous intéresser à la fonction de renversement temporel. Du fait de l'invariance par renversement temporel de l'équation décrivant la propagation d'une onde, un signal qui serait intercepté, renversé temporellement puis renvoyé va repasser exactement par le(s) même(s) chemin(s) qu'à l'aller et donc converger vers sa source [1]. Cette technique - à distinguer de la conjugaison de phase spatiale - peut être mise à profit pour détecter par RADAR des sources émettant à travers un milieu inhomogène (réfléchissant, diffractant,...).

A l'instar de nombreux systèmes de traitement de l'information, le renversement temporel peut se faire par voie numérique : le signal reçu est numérisé, traité informatiquement, puis reconverti dans le domaine analogique. Néanmoins, la faible bande passante de ces étapes de conversion numérique/analogique limite le débit d'informations traitées. Une solution purement analogique offrirait donc un gain considérable en termes de temps de traitement et de bande passante. Une approche possible consiste à transposer le signal d'intérêt situé dans le domaine RF sur une porteuse optique (up-conversion), et à traiter le signal dans le domaine des fréquences optiques. Dans notre cas, cette étape de traitement est assurée par la traversée d'un cristal d'orthosilicate d'yttrium -préalablement "programmé" - dopé en ions terres rares Er^{3+} absorbant à 1.53 μm.

2. ETAPE DE PROGRAMMATION DU CRISTAL

La 1ère étape du protocole - dite étape de programmation - vise à " sculpter " le profil d'absorption du cristal par Spectral Hole Burning. Dans le cas du renversement temporel, on va chercher à graver une structure bien particulière dans le profil d'absorption $\alpha L = f(\nu)$, à savoir un réseau spectral de pas linéairement variable. Sachant que le spectre de deux impulsions distantes temporellement de t_{12} est un réseau spectral de pas $1/t_{12}$, on obtient le profil requis en envoyant deux impulsions consécutives balayées en fréquences de pentes opposées ($\pm$ 1 GHz en 6 μs) : à chaque valeur de fréquence ν^i correspond un espacement t^i_{12}, et donc un réseau spectral de pas $1/t^i_{12}$ (figure 1).

3. UTILISATION DU CRISTAL PROGRAMMÉ POUR LE RENVERSEMENT TEMPOREL

Le profil d'absorption ainsi obtenu se comporte alors comme un filtre pour les signaux qui le traversent. Pour utiliser ce filtre, on envoie une 3ème impulsion également balayée en fréquence, dont l'intensité aura été modulée par le signal RF à retourner s(t), dit signal d'entrée. De la même manière

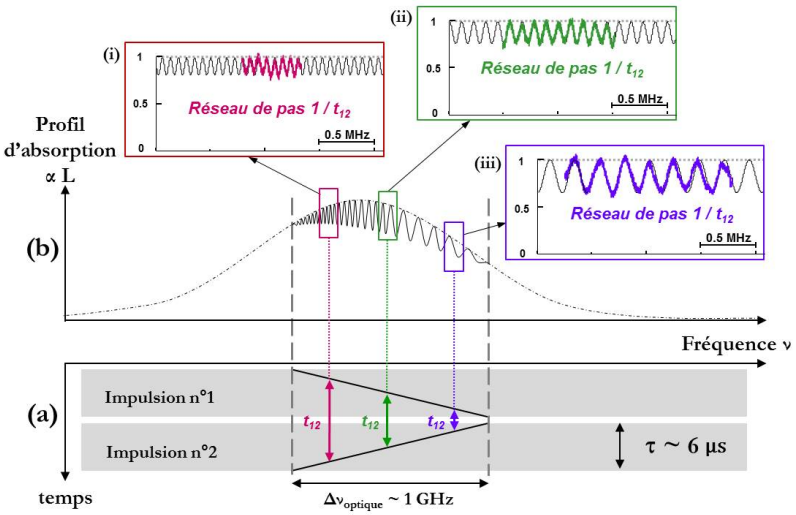


FIGURE 1 : (a) Balayages de la fréquence du laser pendant l'étape de programmation ; (b) Schéma du profil d'absorption, *ligne pointillée et ligne continue* : avant et après la programmation ; (i)-(iii) Spectres de transmission normalisé en différentes zones du profil de transmission gravé.

qu'un faisceau rencontrant un réseau spatial va être dévié angulairement, le signal d'entrée en rencontrant le réseau spectral va être décalé temporellement, ie plus ou moins retardé selon l'endroit du profil sondé [2]. Il en résulte l'émission par le système d'une impulsion d'intensité proportionnelle à s(-t) (figure 2).

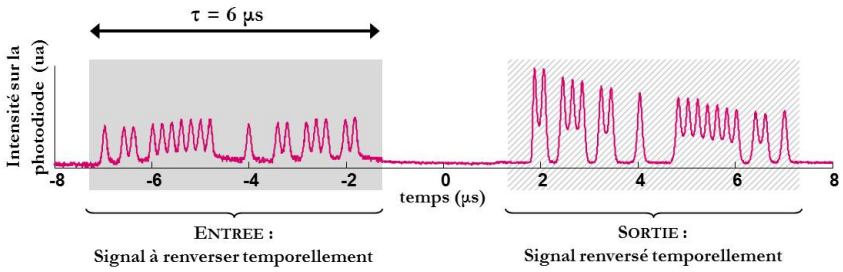


FIGURE 2 : Signal d'entrée transmis et signal de sortie expérimental (mesure en single shot).

Nous parvenons ainsi à renverser fidèlement un signal arbitraire de plusieurs microsecondes. Les fluctuations d'intensité visibles ont pu être interprétées comme des effets de la décohérence [2].

CONCLUSION

Nous avons mis au point un nouveau protocole de renversement temporel permettant d'étendre le traitement des signaux radiofréquence dans le domaine microseconde. Ceci constitue une avancée en comparaison des autres dispositifs jusqu'à présent proposés. En effet, cette fonction de renversement temporel a déjà été réalisée au moyen de fibres hautement dispersives, mais ne permettait de traiter que des signaux de l'ordre de la nanoseconde [3], excluant ainsi toute application aux RADAR.

RÉFÉRENCES

[1] M. Fink, "Time-reversed Acoustics," *Sci. Am.*, vol. 281, No. 5, pp. 91-97, 1999.

[2] H. Linget, L. Morvan, J.-L. Le Gouët and A. Louchet-Chauvet, "Time-reversal of optically carried radio-frequency signals in the microsecond range," *Opt. Lett.*, vol. 38, Issue 5, pp. 643-645, 2013.

[3] F. Coppinger, A ; Bhushan and B. Jalali, "Time-reversal of broadband microwave signals," *Electron. Lett.*, vol. 35, No. 15, pp. 1230-1232, 1999.

CHANGEMENTS CONFORMATIONNELS DANS LES PROTEINES ETUDIES PAR DICHROISME CIRCULAIRE RESOLU EN TEMPS

Lucille Mendonça, François Hache

Laboratoire d'Optique et Biosciences, CNRS/INSERM, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau, France

RÉSUMÉ

Nous avons utilisé des expériences de dichroïsme circulaire résolu en temps pour étudier les changements de conformation dans des biomolécules. D'une part des expériences sur des échelles de temps picoseconde ont été faites sur le chromophore de la Photoactive Yellow Protein ; d'autre part, nous avons étudié la stabilité du poly(Acide Glutamique) selon son environnement (eau naturelle / eau lourde) grâce à une expérience couplant T-jump nanoseconde et dichroïsme circulaire.

MOTS-CLEFS : *repliement des protéines, dichroïsme circulaire, T-jump*

1. INTRODUCTION

Le dichroïsme circulaire (CD: différence d'absorption pour une onde polarisée circulairement droite ou gauche) est une sonde bien connue de la structure tridimensionnelle des biomolécules. En particulier, le CD dans l'UV lointain est très sensible à la structure secondaire des protéines. Nous avons développé des expériences de CD résolu en temps sur des échelles de temps complémentaires qui nous permettent d'étudier les changements de conformation dans des biomolécules [1,2]. Deux exemples sont présentés : les mouvements du carbonyle dans le chromophore de la Photoactive Yellow Protein sur des échelles de temps picoseconde et l'influence du solvent (eau naturelle ou eau lourde) dans la dénaturation du poly(Acide Glutamique) consécutive à un saut de température nanoseconde.

2. PHOTOACTIVE YELLOW PROTEIN

La Photoactive Yellow Protein (PYP) est une protéine impliquée dans la photoréponse de la bactérie *Halorhodospira halophila*. Son centre actif est composé d'un chromophore, l'acide p-coumarique, qui subit une isomérisation *cis-trans* lors de l'absorption d'un photon visible qui déclenche tout un cycle réactionnel. Cependant, la plupart du temps, le cycle ne démarre pas et le chromophore revient dans son état initial en passant par un état intermédiaire [3]. De nombreux indices montrent que le basculement du groupe carbonyle (CO) du chromophore joue un rôle important dans les premières étapes, mais le détail du mécanisme de retour à l'équilibre n'est pas bien connu.

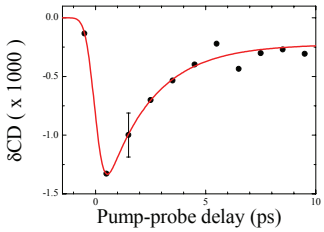


Fig. 1 : CD transitoire à 332 nm après photoexcitation du chromophore.

Nous avons utilisé notre montage expérimental qui permet de mesurer le CD autour de 300-350 nm – zone d'absorption du CO – avec une résolution temporelle sub-picoseconde pour étudier

cette question. La figure 1 montre le signal transitoire de CD à 332 nm après excitation du chromophore à 420 nm. On observe un fort CD *négatif* qui se relaxe en environ 3 ps. Le fort CD négatif est un signe du basculement du CO consécutif à l'absorption du photon. Le fait que la relaxation du CD suit exactement celle de l'absorption permet de déduire que le CO revient dans sa position initial dès l'état intermédiaire et que la relaxation vers l'état fondamental correspond au réarrangement du réseau de liaisons Hydrogène autour du chromophore.

3. DENATURATION DU POLY(ACIDE GLUTAMIQUE)

Le poly(Acide Glutamique) (PGA) est un polypeptide qui forme des hélices alpha. La proportion d'hélice décroît avec la température. Nous avons monté une expérience de T-jump qui consiste à échauffer l'eau d'environ 5°C grâce à une impulsion infrarouge nanoseconde. En mesurant l'évolution du CD à 220 nm suivant cet échauffement, nous avons pu remonter à la dynamique de dénaturation des hélices alpha (Fig. 2).

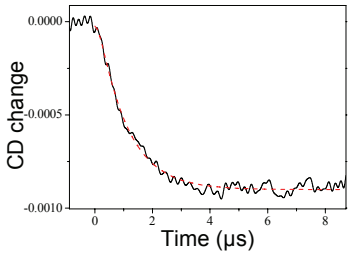


Fig. 2 : Dénaturation du PGA après un échauffement de 5°C. Le temps de relaxation est de 1 µs.

Nous avons mené cette étude pour différentes températures et pour deux conditions de solvant : l'eau naturelle et l'eau lourde. L'exploitation thermodynamique de ces données nous a permis de constater que la stabilité du PGA était très différente dans les deux cas. Nous avons pu montrer en particulier que si les processus de repliement/dépliement avaient des énergies d'activation similaires dans l'eau naturelle, ce n'est pas le cas dans l'eau lourde où le repliement est fortement stabilisé en raison de la plus grande force des liaisons Hydrogène (Fig. 3).

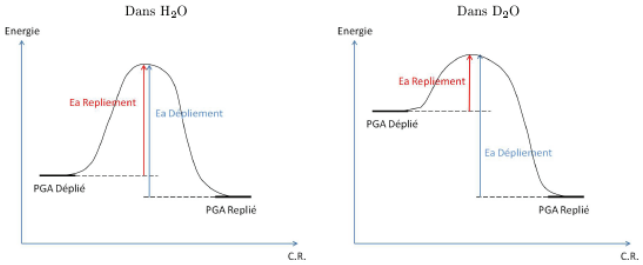


Fig. 3 : Profils énergétiques de la réaction de repliement/dépliement du PGA dans l'eau naturelle et l'eau lourde.

RÉFÉRENCES

[1] F. Hache, "Invited featured article : Application of time-resolved circular dichroism to the study of conformational changes in photochemical and photobiological processes" J. Photochem. Photobiol. A vol. 204, pp. 137-143, 2009.

[2] L. Mendonça, F. Hache, "Nanosecond T-jump experiment in Poly(glutamic acid): a circular dichroism study" Int. J. Mol. Sci. vol. 13, pp. 2239-2248, 2012.

[3] P. Changenet-Barret, P. Plaza,M.M. Martin, H. Chosrowjan, S. Taniguchi, N. Mataga, Y. Imamoto, M. Kataoka, "Structural effects on the ultrafast phoytoisomerization of Photoactive Yellow Protein. Transient absorption spectroscopy of two point mutants" J. Phys. Chem. C, vol. 113, pp. 11605-11613, 2009.

SOLITONS TEMPOTELS INCOHERENTS ET APPROCHE VLASOV

Claire Michel[1], Bertrand Kibler[2], Josselin Garnier[3], Gang Xu[2], Antonio Picozzi[2]

1. *Laboratoire de Physique de la Matiere Condensee, CNRS–Universite de Nice Sophia–Antipolis, Nice,*
2. *Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR 6303 - Université de Bourgogne, Dijon*
3. *Laboratoire de Probabilités et Modèles Aléatoires, Université Paris VII, Paris*

antonio.picozzi@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Nous prédisons l'existence de solitons incohérents dans le domaine temporel. Contrairement aux solitons conventionnels, ces solitons incohérents existent exclusivement en régime défocalisant en dispersion anormale. Ce résultat contre-intuitif est expliqué en détail par une approche de turbulence d'ondes basée sur un formalisme Vlasov longue portée.

MOTS-CLEFS : *solitons incohérents; réponse noninstantanée*

1. Introduction

Originellement considérés comme des structures cohérentes, la découverte récente de solitons incohérents a suscité un intérêt croissant ces dernières années [1]. Ces structures incohérentes ont été reportées dans le domaine spatial uniquement ('soliton incohérent spatial'). Nous reportons ici la prédiction théorique de solitons incohérents auto-piégés dans le domaine temporel. Ces solitons incohérents sont d'une nature différente des soltions temporels conventionnels, lesquels nécessitent une non-linéarité focalisante en présence d'une dispersion anormale [1]. Nous montrons ici qu'une réponse non linéaire lente conduit à des structures localisées incohérentes qui nécessitent la condition inverse: En régime focalisant (et dispersion anormale) le paquet d'onde incohérent exhibe un étalement illimité, alors qu'en régime défocalisant (toujours en dispersion anormale) l'onde incohérente exhibe un phénomène d'auto-piégeage, i.e., soliton incohérent.

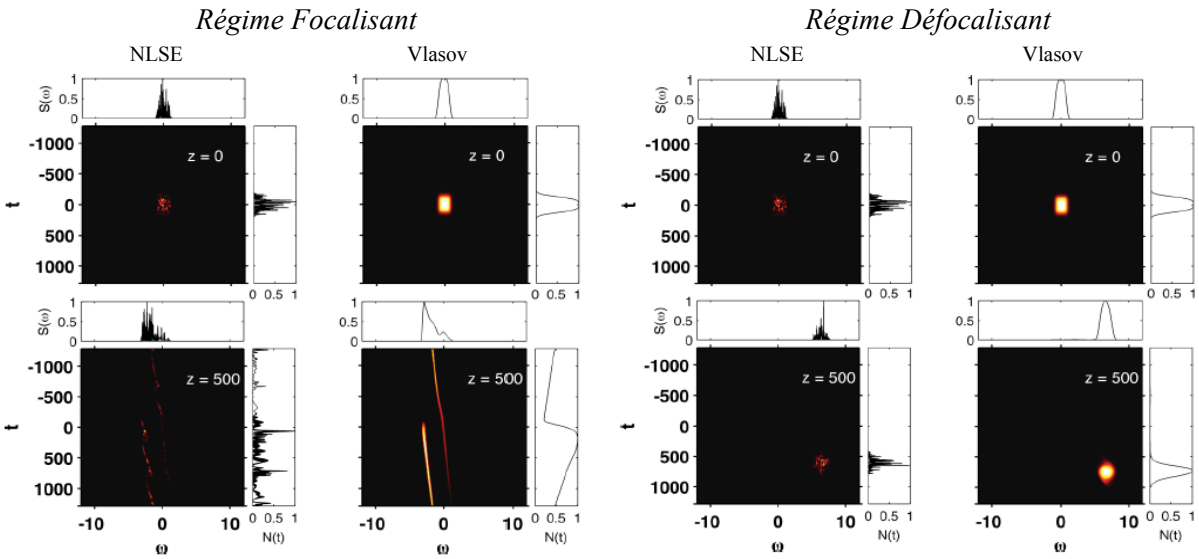


Fig. 1 : Simulation numériques de l'équation de Schrödinger non linéaire (colonnes 1 et 3), et de l'équation de Vlasov correspondante (colonnes 2 et 4) montrant l'évolution du spectrogramme [spectre local $S(\omega,t,z)$] au cours de la propagation dans le milieu non linéaire (en z). En régime focalisant (colonnes 1 et 2), le paquet d'onde incohérent exhibe un étalement illimité, alors qu'il est auto-piégé sous forme d'un soliton incohérent en régime défocalisant (colonnes 3 et 4).

2. Modèle NLSE et approche Vlasov

Ces résultats inattendus sont illustrés en Fig. 1, laquelle reporte les simulations (stochastiques) de l'équation de Schrödinger non linéaire (NLSE) pour le champ incohérent

$$i\partial_z\psi + \partial_{tt}\psi + \sigma\psi\int R(t-t')|\psi|^2(z,t')dt' = 0\,, \qquad (1)$$

où σ = +1 (σ = -1) désigne une non-linéarité focalisante (défocalisante). Nous considérons ici le régime de réponse non linéaire lente, où le temps de réponse de la non-linéarité [largeur de la fonction $R(t)$] est beaucoup plus grand que le temps de cohérence de l'onde.

Ce phénomène inattendu d'auto-piégeage en régime défocalisant est expliqué en détail par le formalisme de Vlasov longue portée [2,3]. Notons d'abord qu'un accord quantitatif a été obtenu entre les simulations numériques de NLSE et Vlasov, sans l'emploi de paramètres ajustables. Nous donnons ici seulement une interprétation intuitive du phénomène d'auto-piégeage du soliton en régime défocalisant et référons le lecteur intéressé aux Refs.[2-4] pour les détails. Il est bien connu que la condition de causalité de la fonction réponse $R(t)$ conduit à un décalage spectral vers les basses fréquence (cf. Fig. 1). Combiné à la dispersion de vitesse de groupe, ce décalage spectral est responsable d'une *accélération constante* du paquet d'onde incohérent. Dans son référentiel non-inertiel, le paquet d'onde voit donc une force fictive qui conduit à son auto-piégeage dans le domaine temporel, comme illustré schématiquement en Fig. 2.

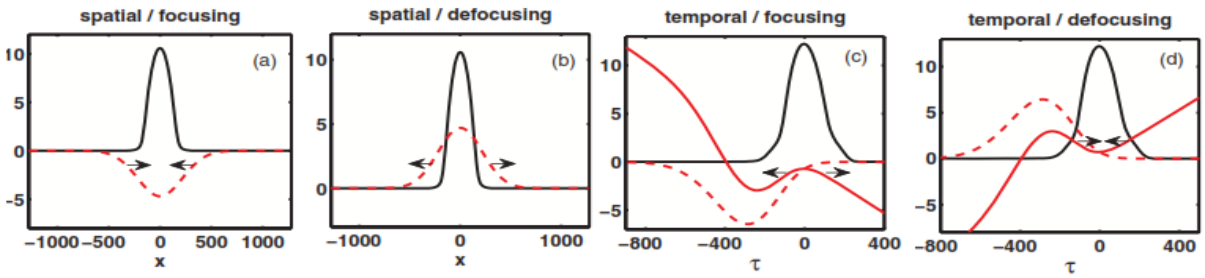


Fig. 2 (a-b) *Domaine spatial:* Le profil d'intensité N(x) du soliton (ligne noire) fait fonction de potentiel de confinement [tirets rouge, V(x)] en régime focalisant (a), ce qui conduit à la formation d'un soliton incohérent spatial (a). En régime défocalisant, le paquet d'onde s'étale (b). (c-d) *Domaine temporel:* La causalité de la fonction réponse conduit à un décalage du potentiel d'auto-piégeage V(τ) (tirets rouge) vers les valeurs τ < 0. Par ailleurs, l'accélération constante du paquet d'onde se traduit par l'apparition d'une force fictive, de sorte que dans le référentiel non inertiel le potentiel Vlasov auto-consistant s'écrit, $V_{eff}(\tau) = V(\tau) - \alpha\tau$, avec α > 0 (α < 0) en régime défocalisant (focalisant) -- illustré en ligne continue rouge en (c-d). Il en découle qu'en régime focalisant, le paquet d'onde s'étale indéfiniment (comme en régime défocalisant dans le domaine spatial), alors qu'en régime défocalisant le paquet d'onde est auto-piégé temporellement (comme en régime focalisant dans le domaine spatial). Les flèches noires indiquent le mouvement des particules induites par le potentiel auto-consistant de Vlasov.

3. Conclusion

Nous avons prédit l'existence de solitons temporels incohérents en régime défocalisant, dont le phénomène d'auto-piégeage résulte des effets combinés de causalité de la fonction de réponse non linéaire $R(t)$ et de la force fictive due à l'accélération constante du paquet d'onde incohérent.

RÉFÉRENCES

[1] Y. S. Kivshar and G. P. Agrawal, *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals*. (Academic Press New York, 2003).
[2] C. Michel, B. Kibler, J. Garnier, A. Picozzi Phys. Rev. A 86, 041801 (2012) - Rap. Comm.
[3] A. Picozzi and J. Garnier, Phys. Rev. Lett **107**, 233901 (2011).
[4] Pour un article de revue, J. Garnier, M. Lisak, A. Picozzi, J. Opt. Soc. Am. B **29**, 2229 (2012).

EXCITATION COHÉRENTE D'UNE MICROCAVITÉ NON LINÉAIRE

Jérémy Oden[1], Stéphane Trebaol[1], Marc Hanna[1], Philippe Delaye[1], Philippe Lalanne[1,2], David Peyrade[3], Nicolas Dubreuil[1]

[1] *Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris Sud, 2 Avenue Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau Cedex, France*

[2] *Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences, CNRS, Univ Bordeaux 1, 351 cours de la Libération, 33405 Talence Cedex, France*

[3] *Laboratoire des Technologies de la Microélectronique, CNRS, 17, rue des Martyrs, 38054 Grenoble Cedex 9, France*

jeremy.oden@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Le renforcement de l'interaction non linéaire entre une impulsion à dérive de fréquence contrôlée et une microcavité en silicium sur isolant est démontré. Ce résultat constitue la première démonstration expérimentale de l'excitation cohérente d'une microcavité non-linéaire.

MOTS-CLEFS : *microcavité optique; optique non-linéaire; contrôle cohérent*

1. INTRODUCTION

Les microcavités à cristal photonique sont maintenant largement utilisées afin de renforcer l'interaction entre une source de lumière incidente et le milieu qui compose le résonateur. L'exaltation des non-linéarités ouvre en particulier la voie à la réalisation de composants optiques à faible puissance de commande [1]. Une impulsion de contrôle est alors couplée dans un mode de la cavité et provoque une variation non linéaire de l'indice du matériau (via l'effet Kerr optique, des effets de porteurs libres, etc.). Au cours de l'excitation, la fréquence de résonance de la cavité varie et l'efficacité de couplage ne peut être maintenue sur toute la durée de l'impulsion de contrôle. Ainsi, seule une partie de l'énergie contenue dans cette impulsion contribue à commander la transmission du résonateur optique.

Afin de conserver une excitation efficace en régime non linéaire, et d'utiliser plus efficacement l'énergie de l'impulsion de contrôle, nous étudions l'excitation d'une microcavité en régime dit *cohérent*. À l'instar des techniques de contrôle cohérent utilisées pour l'excitation de transitions atomiques ou moléculaires [2], le contrôle de la relation temps-fréquence d'une impulsion devrait améliorer son efficacité de couplage dans la résonance d'une cavité optique. Des travaux théoriques commencent à paraître [3, 4, 5], mais à notre connaissance aucun travail expérimental n'a encore été reporté sur le sujet.

2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET RÉSULTATS

Notre étude porte sur une microcavité de type *Fabry-Perot* constituée de deux miroirs de Bragg inscrits dans un nanoguide en silicium sur isolant (SOI) [6]. Son volume modal est de l'ordre de 0,1 μm^3. Elle est excitée par des impulsions dont la largeur et la phase spectrale sont contrôlables (Fig. 1(a)). Les impulsions de 150 fs émises par un laser à fibre sont injectées dans un étireur à réseau qui définit un spectre rectangulaire d'une largeur de 3,7 nm, représenté par la courbe en pointillés noirs sur la figure 1(b), et un coefficient de dispersion d'ordre 2 ajustable $\left(\text{noté } \phi^{(2)}\right)$. À dispersion nulle, la durée de l'impulsion mesurée à l'autocorrélateur est de 2,6 ps.

Le spectre de transmission de la cavité, mesuré en injectant dans le guide des impulsions à faible puissance, est représenté par la courbe grise de la figure 1(b). La cavité possède une résonance de largeur spectrale égale à 0,23 nm, centrée en 1582,8 nm, ce qui correspond à un facteur de qualité de 6 900 et donc à un temps de vie des photons de 5,8 ps. À dispersion nulle, et pour une énergie injectée dans le guide estimée à 2,5 pJ, la fréquence de la résonance subit un décalage de 0,6 nm (courbe en noir). Ce

décalage vers les composantes bleues est dû à la présence de porteurs libres générés par l'absorption à deux photons.

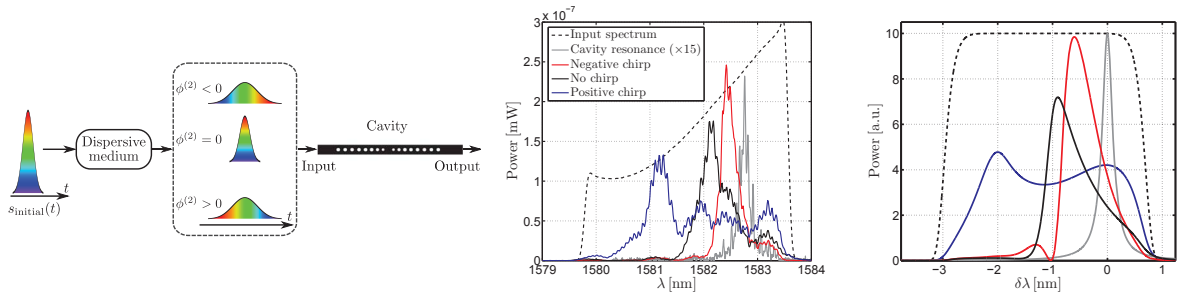


FIGURE 1 : (a) Description du dispositif expérimental. Spectres de transmission mesurés (b) et simulés (c) pour différentes valeurs de dispersion.

Une dispersion $\phi^{(2)} = +3\,\mathrm{ps}^2$ est appliquée à l'impulsion, tout en conservant son énergie et sa largeur spectrale. L'impulsion est alors étirée et sa durée mesurée à l'autocorrélateur est égale à 7,3 ps. Le spectre de transmission, donné par la courbe en bleu (Fig. 1(b)), présente une largeur spectrale beaucoup plus élevée qui atteint 1,8 nm. À la différence de la courbe en noir, la dispersion positive permet de minimiser l'écart entre la fréquence instantanée de l'impulsion et la variation non linéaire de la fréquence de résonance de la cavité (qui peut être approchée par une variation linéaire [5]). Le maintien de l'excitation sur la durée de l'impulsion se traduit par un élargissement du spectre transmis, dû à une augmentation du nombre de porteurs libres générés dans la cavité.

En appliquant à l'impulsion une dispersion de signe opposé $\left(\phi^{(2)} = -3\,\mathrm{ps}^2\right)$, le spectre transmis (courbe en rouge) présente un décalage de la résonance de 0,3 nm seulement. La plus faible étendue du spectre transmis signifie que la densité de porteurs générés est réduite, ce qui résulte d'un plus grand désaccord entre les fréquences instantanées de l'impulsion et de la résonance.

Ces différentes excitations ont été simulées en utilisant le modèle des modes couplés et les coefficients non linéaires du silicium [5]. Les résultats sont présentés sur la figure 1(c) (le code de couleur est identique à celui de la figure 1(b)) et sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux.

CONCLUSION

Nous avons étudié expérimentalement l'excitation d'une microcavité en silicium par une impulsion dont la relation de phase spectrale linéaire est contrôlée. Nous démontrons qu'un tel régime d'excitation cohérente permet de renforcer les interactions non linéaires entre l'impulsion et le milieu intra-cavité.

RÉFÉRENCES

[1] K. Nozaki, T. Tanabe, A. Shinya, S. Matsuo, T. Sato, H. Taniyama, and M. Notomi, "Sub-femtojoule all-optical switching using a photonic-crystal nanocavity," *Nature Photonics*, vol. 4, no. 7, pp. 477–483, 2010.

[2] A. M. Weiner, "Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators," *Review of Scientific Instruments*, vol. 71, no. 5, pp. 1929–1960, 2000.

[3] S. Sandhu, M. Povinelli, and S. Fan, "Enhancing optical switching with coherent control," *Applied Physics Letters*, vol. 96, no. 23, p. 231108, 2010.

[4] P. T. Kristensen, M. Heuck, and J. Mørk, "Optimal switching using coherent control," *Applied Physics Letters*, vol. 102, no. 4, p. 041107, 2013.

[5] J. Oden, S. Trebaol, P. Delaye, and N. Dubreuil, "Coherent excitation of a nonlinear microcavity," *Journal European Optical Society - Rapid Publications*, accepted for publication.

[6] P. Velha, J. C. Rodier, P. Lalanne, J. P. Hugonin, D. Peyrade, E. Picard, T. Charvolin, and E. Hadji, "Ultracompact silicon-on-insulator ridge-waveguide mirrors with high reflectance," *Applied Physics Letters*, vol. 89, no. 17, p. 171121, 2006.

LASER ALÉATOIRE À ATOMES FROIDS

D. Aktas[1], Q. Baudouin[1], N. Mercadier[2], V. Guarrera[3], W. Guerin[1], R. Kaiser[1]

[1] *Institut Non-Linéaire de Nice, CNRS UMR 7335, F-06560 Valbonne, France.*
[2] *Saint-Gobain Recherche, 39 quai Lucien Lefranc, 93303 Aubervilliers, France*
[3] *Research Center OPTIMAS, Technische Universität Kaiserslautern, 67663 Kaiserslautern, Germany*

djeylan.aktas@inln.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Un laser conventionnel est constitué d'un milieu à gain placé dans une cavité. Celle-ci est faite de miroirs permettant de faire passer la lumière plusieurs fois à travers le milieu amplificateur avant sa sortie. La particularité des lasers aléatoires se trouve dans le fait que l'on n'utilise pas de miroirs. En utilisant des structures désordonnées on obtient de la diffusion multiple qui, en augmentant le parcours moyen dans le milieu à gain, fournit la rétro-action nécessaire. Nous rapportons ici l'observation d'un laser aléatoire dans des vapeurs atomiques contrôlées. On utilise du gain Raman dans un nuage atomique de rubidium refroidit par lasers. En accordant judicieusement la fréquence du gain proche d'une résonance pour la diffusion, on observe une augmentation de l'émission de lumière par le nuage, attribuée au laser aléatoire.

MOTS-CLEFS : *atomes froids ; laser aléatoire ; diffusion multiple*

1. INTRODUCTION

Des dispositifs de lasers aléatoires, généralement basés sur la matière condensée, ont déjà trouvés plusieurs applications ces dix dernières années [1, 2]. Cependant le phénomène d'amplification de la lumière par l'émission stimulée existe naturellement dans les gaz stellaires [3]. L'étude en laboratoire de lasers aléatoires basée sur des vapeurs atomiques pourrait aider à comprendre ces lasers naturels. De plus, un nuage d'atome foids constitue un système de test idéal, par sa simplicité, permettant une description précise des mécanismes de gain et de diffusion au niveau microscopique. La difficulté réside dans le fait de combiner à la fois gain et diffusion multiple, avec les mêmes atomes et pour les mêmes photons (c'est à dire à la même fréquence) [4].

2. NOTRE LASER ALÉATOIRE

Pour obtenir une situation dans laquelle on a suffisament de gain et de diffusion multiple avec une seule espèce atomique, on a exploité la structure multi-niveaux d'atomes de rubidium. Nous utilisons les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental pour créer du gain Raman et on s'arrange pour que la fréquence du gain coïncide avec une transition fermée n'intéragissant pas avec le laser de pompe (voir la FIGURE 1).

Pour une proportion de gain et de diffusion données, le seuil du laser aléatoire est déterminé par une taille critique. Nous avons montré précédemment que, dans notre système, le bon paramètre critique définissant ce seuil est l'épaisseur optique à la résonance b_0 [5]. Nous mesurons donc la fluorescence du nuage pour différentes épaiseurs optiques tout en conservant le nombre d'atomes constant. Nos observations sont résumées sur la FIGURE 2.

3. CONCLUSION

Nous avons réussi à exploiter judicieusement la structure multi-niveaux des atomes pour combiner gain et diffusion multiple. Cette combinaison crée une augmentation de fluorescence qui possède un seuil en épaisseur optique. Ce comportement est la signature d'un laser aléatoire [6]. Plusieurs questions restent ouvertes telles que la plage de fonctionnement et la dynamique temporelle du laser.

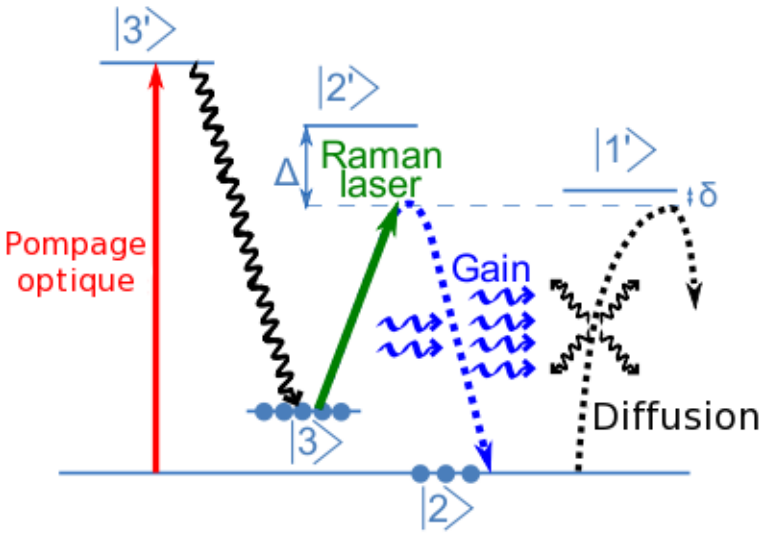


FIGURE 1 : Transition atomique de la ligne D2 du ^{85}Rb (longueur d'onde $\lambda = 780$ nm) pour obtenir un laser aléatoire. Le pompage optique crée une inversion de populations entre les niveaux hyperfins $|2>$ et $|3>$, ce qui permet d'obtenir du gain Raman en désaccordant un laser de Δ par rapport à la transition $|3> \rightarrow |2^{'}>$. En utilisant $\Delta = -29$ MHz, la fréquence du gain est alors à la résonance avec la transition fermée $|2> \rightarrow |1^{'}>$. Cette transition peut diffuser efficacement et, grâce aux règles de sélection, n'intéragit pas avec les faisceaux laser et n'affecte pas le gain Raman.

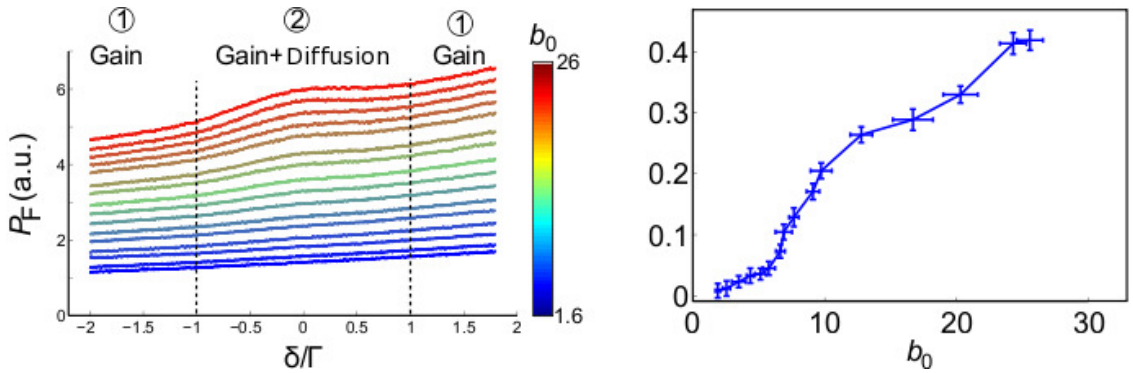


FIGURE 2 : Mesures de la fluorescence. A gauche la fluorescence du nuage pour différentes épaisseurs optiques en fonction du désaccord en unité de Γ (largeur de la transition), à nombre d'atomes constant. L'augmentation générale de la fluorescence provient de l'émission spontanée amplifiée et la bosse dans la zone 2 à $\delta = 0$ provient de la diffusion et correspond à une augmentation de la fluorescence. A droite, l'amplitude de l'excès de fluorescence en fonction de l'épaisseur optique dénotant bien l'existence d'un seuil laser à $b_0 \sim 6$.

RÉFÉRENCES

[1] D. S. Wiersma, "The physics and application of random lasers," *Nature Phys.*, vol. 4, p. 359, 2008.

[2] "Special issue on Nano and Random Laser," *J. Opt.*, vol. 12, 2010.

[3] V. S. Letokhov and S. Johansson, "Astrophysical Laser," 2009, Oxford University Press.

[4] W. Guerin *et al.*, "Towards a random laser with cold atoms," *J. Opt.*, vol. 12, no. 024002, 2010.

[5] L. Froufe-Pérez, W. Guerin, R. Carminati, and R. Kaiser, "Threshold of a random laser with cold atoms," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, no. 173903, 2009.

[6] Q. Baudouin, N. Mercadier, V. Guarrera, W. Guerin, and R. Kaiser, "A cold-atom random laser," *Nature Phys.*, 2013, in press.

INTERFÉROMÉTRIE ATOMIQUE ET OSCILLATIONS DE BLOCH DANS UN RÉSEAU OPTIQUE

M. ANDIA[1], P. CLADÉ[1], S. GUELLATI-KHÉLIFA[1,2], F. NEZ[1], F.BIRABEN[1]

[1] *Laboratoire Kastler-Brossel, UMR 8552, Université Pierre et Marie Curie, 4 place Jussieu, 75005 Paris, France*

[2] *Conservatoire National des Arts et Métiers, 292 rue Saint-Martin, 75003 Paris, France*

andia@spectro.jussieu.fr

RÉSUMÉ

La technique des oscillations de Bloch dans un réseau optique accéléré permet de transférer aux atomes un nombre très élevé de vitesses de recul (chaque recul étant dû à l'absorption d'un photon), avec une efficacité d'environ 99,97% par recul. Développée dans notre équipe depuis 1999, cette technique a permis de déterminer la constante de structure fine α avec une incertitude inégalée ($6{,}6 \times 10^{-10}$). L'expérience a été réalisée en combinant la technique des oscillations de Bloch avec un interféromètre atomique de type Ramsey-Bordé. La prochaine étape consiste à explorer d'autres applications de cette technique, à savoir la conception d'un gravimètre stable et compact, ainsi que la réalisation de séparatrices atomiques à grand transfert d'impulsion (LMTBS).

MOTS-CLEFS : *métrologie, atomes froids, structure fine, oscillations de Bloch*

1. OSCILLATIONS DE BLOCH

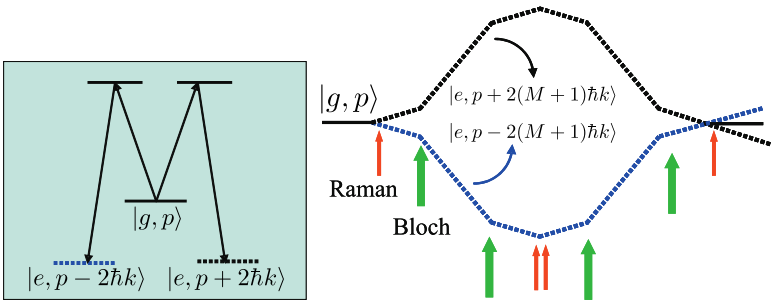
La technique des oscillations de Bloch permet d'accélérer les atomes de manière cohérente. Pour cela, les atomes sont soumis à deux faisceaux laser contra-propageants. La fréquence des lasers est balayée linéairement, par conséquent le réseau optique (onde stationnaire) ainsi créé va se déplacer, et les atomes piégés dans ce réseau optique pourront suivre le mouvement de ce dernier. Les atomes effectuent alors des oscillations de Bloch dans le réseau optique.

Une autre façon d'interpréter l'accélération cohérente consiste à dire que les atomes effectuent une succession de transitions Raman dans le même niveau hyperfin ; chaque transition correspond alors à l'absorption d'un photon de l'un des faisceaux, et la ré-émission stimulée d'un autre photon due au deuxième faisceau. Chaque transition communique donc une vitesse supplémentaire aux atomes égale à $2v_r$ (v_r étant la vitesse de recul du ^{87}Rb). Le balayage en fréquence des faisceaux laser permet de compenser l'effet Doppler induit par ce changement de vitesse. Le nombre total de reculs communiqués aux atomes est fixé par l'amplitude de la rampe de balayage en fréquence des faisceaux laser.

La technique des oscillations de Bloch est un outil très performant pour manipuler de manière cohérente et très précise la vitesse des atomes. La combinaison de cette technique et d'un interféromètre atomique usuel nous a permis d'une part de déterminer la constante de structure fine avec une incertitude relative inégalée de $6{,}6 \times 10^{-10}$, et d'autre part de réaliser un gravimètre compact de très bonne sensibilité. Mon projet de thèse vise à utiliser cette technique pour implémenter sur l'expérience une nouvelle génération d'interféromètres atomiques.

2. SÉPARATRICE ATOMIQUE À GRAND TRANSFERT D'IMPULSION

Les interféromètres atomiques "usuels" utilisent une impulsion Raman $\pi/2$ pour diviser un paquet d'onde atomique et une impulsion Raman π pour le dévier. Une transition Raman couple deux états internes $|g\rangle$ et $|e\rangle$ (les deux états sont par exemple deux niveaux de structure hyperfine d'un alcalin dans l'état fondamental). Dans notre cas, l'alcalin utilisé est le ^{87}Rb et les états $|g\rangle$ et $|e\rangle$ correspondent respectivement à $|F=2\rangle$ et $|F=1\rangle$ dans le niveau d'énergie $5^2S_{1/2}$.



(a) Principe de la double diffraction.

(b) Principe des LMTBS.

FIGURE 1 : Principe du futur dispositif expérimental. Les états $|g\rangle$ et $|e\rangle$ correspondent respectivement à $|F=2\rangle$ et $|F=1\rangle$ dans la structure hyperfine du ^{87}Rb .

Une impulsion Raman $\pi/2$ va mettre un atome d'impulsion initiale p dans une superposition cohérente de deux états $|g,\ p\rangle$ et $|e,\ p+2\hbar k\rangle$ où $k=2\pi/\lambda$ (λ représente la longueur d'onde – supposée identique – des deux lasers qui induisent la transition Raman). L'interféromètre atomique de type Ramsey-Bordé est réalisé à l'aide de quatre impulsions Raman $\pi/2$. Sa sensibilité est proportionnelle à l'aire enlacée par ses deux bras, c'est à dire au produit de la séparation spatiale des deux bras de l'interféromètre par sa durée. L'objectif de ce projet est d'utiliser des séparatrices atomiques à grand transfert d'impulsion (LMTBS) pour augmenter cette aire. Le LMTBS est réalisé grâce à une impulsion Raman $\pi/2$ suivie de M oscillations de Bloch. Dans ce cas, la séparation entre les deux paquets d'onde atomiques est égale à $2(M+1)\hbar k$ au lieu de $2\hbar k$ pour les séparatrices atomiques habituelles. Ce schéma est rendu possible par la grande efficacité de transfert des oscillations de Bloch dans un réseau optique accéléré, estimée à 99,97% par recul.

Notre équipe et celle de S. Chu (à l'université de Stanford) ont démontré, en 2009, la faisabilité de tels interféromètres atomiques [1]. Dans notre expérience, nous avons utilisé une séquence identique à celle de la configuration Ramsey-Bordé usuelle où chaque impulsion $\pi/2$ est remplacée par un LMTBS de M égal à 10. Nous avons alors constaté que les oscillations de Bloch créent des déphasages parasites, qui détériorent fortement le contraste des franges d'interférence.

Nous souhaitons réaliser et étudier une configuration de l'interféromètre où les trajectoires atomiques sont parfaitement symétriques. L'idée consiste à utiliser comme point de départ la méthode de double diffraction atomique développée par l'équipe du SYRTE [2]. Le principe de la double diffraction consiste à faire simultanément deux transitions Raman pour coupler l'état $|g,\ p\rangle$ aux états $|e,\ p+2\hbar k\rangle$ et $|e,\ p-2\hbar k\rangle$ (cf. Fig. 1(a)). L'atome se trouve alors dans l'état $1\sqrt{2}(|e,\ p+2\hbar k\rangle+|e,\ p-2\hbar k\rangle)$. On applique ensuite M oscillations de Bloch à l'aide de deux ondes stationnaires simultanées, notées onde "$\Uparrow$" et onde "$\Downarrow$". L'onde "$\Uparrow$" va transformer l'état $|e,\ p+2\hbar k\rangle$ en l'état $|e,\ p+(2M+1)\hbar k\rangle$ et l'onde "$\Downarrow$" va transformer l'état $|e,\ p-2\hbar k\rangle$ en l'état $|e,\ p-(2M+1)\hbar k\rangle$.

Le principe de l'interféromètre atomique symétrique est décrit en Fig. 1(b). L'avantage de cette géométrie est que les deux bras de l'interféromètre sont parfaitement symétriques. Les atomes dans les deux bras de l'interféromètre subissent, en première approximation, les mêmes effets systématiques qui devraient se compenser. Ceci est vrai pour les déphasages Bloch mais aussi pour les déplacements lumineux.

Sur ce poster nous présenterons le dispositif expérimental et la séquence temporelle permettant de réaliser ce type d'interféromètres atomiques.

1. P. Cladé et al. Phys. Rev. Lett. **102**, 240402 (2009) ; H. Muller et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 240403 (2009).
2. T. Lévêque et al. Phys. Rev. Lett. 103, 080405 (2009)

TRANSFERT DE STABILITE DE FREQUENCE DU PROCHE AU MOYEN INFRAROUGE

Bérengère Argence[1], Bruno Chanteau[1], Olivier Lopez[1], Pavel Hernandez[1], Daniele Nicolodi[2], Giorgio Santarelli[2,3], Christian Chardonnet[1], Christophe Daussy[1], Benoit Darquié[1], Yann Le Coq[2], Anne Amy-Klein[1]

[1] *Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, CNRS, 99 Avenue Jean-Baptiste Clément, 93430 Villetaneuse, France*
[2] *Laboratoire National de Métrologie et d'Essais-Systèmes de Références Temps-Espace, UMR 8630, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, 61 Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France*
[3] *Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences, UMR 51298 Université de Bordeaux 1, Institut d'Optique et CNRS, 351 cours de la Libération, 33405 Talence, France*

berengere.argence@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons un dispositif capable de transférer la stabilité et l'exactitude d'une référence de fréquence du proche infrarouge (IR) vers le moyen IR. Le dispositif met en jeu deux lasers femtosecondes, des étalons primaires ainsi qu'un lien optique fibré de 43 km reliant le LNE-SYRTE au LPL. Avec ce système, un laser émettant à 10 µm est asservi en phase sur un signal optique ultra-stable à 1,54 µm, avec une stabilité relative de fréquence meilleure que 4×10^{-14} à 1 s. La largeur de raie obtenue est inférieure à 17 Hz. Ce dispositif a également permis de mesurer la fréquence absolue d'une transition moléculaire avec une incertitude à l'état de l'art de 8×10^{-13}.

MOTS-CLEFS : *transfert de fréquence ; stabilisation de fréquence ; spectroscopie*

1. INTRODUCTION

De par la richesse de leur structure interne, les molécules peuvent jouer un rôle déterminant pour des tests de physique fondamentale. A titre d'exemple, citons les tests de variation dans le temps des constantes fondamentales [1] ou de non conservation de la parité [2]. La plupart de ces tests repose sur la stabilité et l'exactitude de la source laser utilisée pour sonder les transitions rovibrationnelles de ces molécules. Ces signatures spectrales étant dans le moyen infrarouge (MIR), il est crucial de développer un schéma de stabilisation de fréquence dans le MIR présentant des performances équivalentes à celles du proche IR et du visible. Dans ce but, nous avons développé une chaîne de fréquence permettant de transférer la stabilité et l'exactitude d'un laser émettant à 1,54 µm dans le MIR.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Un schéma simplifié du dispositif expérimental est présenté en figure 1. Au LNE-SYRTE, une référence optique ultra-stable à 1,54 µm est générée en asservissant un laser fibré sur une cavité

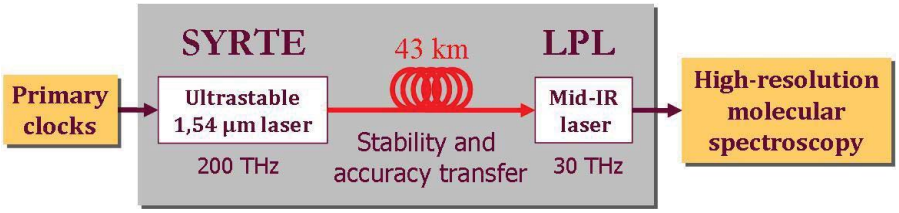


Fig. 1 : Schéma de principe du transfert de fréquence dans le moyen infrarouge.

de très haute finesse. Un laser femtoseconde (fs) fibré est asservi en phase sur cette référence optique. La fréquence de répétition du laser fs est continuellement mesurée avec les étalons de fréquence du LNE-SYRTE. Cette mesure permet de corriger la dérive de fréquence de la référence optique qui présente alors une stabilité relative de fréquence inférieure à $2x10^{-15}$ à 1 s et $1x10^{-14}$ à 100 s. Ce signal est ensuite transféré au LPL via un lien optique fibré cohérent. En compensant le bruit de fréquence apporté par la fibre, la stabilité du lien est de l'ordre de $1x10^{-15}$ τ^{-1} [3]. La stabilité et l'exactitude du signal de référence sont ainsi préservées.

Au LPL, la fréquence de répétition d'un second laser fs est asservie sur le signal transmis par le lien. La fréquence MIR est ensuite comparée avec une harmonique élevée de cette fréquence de répétition grâce à un dispositif de mélange non linéaire de fréquences entre le laser MIR et le peigne fs [4]. Le signal de battement obtenu peut ensuite être traité afin de générer un signal d'erreur pour l'asservissement du laser MIR. L'ensemble du dispositif permet donc d'asservir en phase le laser MIR sur le signal ultrastable du LNE-SYRTE. La fréquence du laser MIR est alors connue avec une incertitude maximale de l'ordre de 10^{-14}, pour un temps de mesure de 100 s.

3. STABILISATION DE FREQUENCE D'UN LASER CO_2 ET D'UN LASER A CASCADE QUANTIQUE

Nous avons déterminé la stabilité du laser MIR asservi en phase sur le laser fs en mesurant son battement avec un deuxième laser à CO_2 asservi indépendamment sur une transition de la molécule OsO_4 [5]. Le battement est de forme lorentzienne avec une largeur de 17 Hz qui correspond à la somme des largeurs de raies de chacun des deux lasers. Nous avons mesuré une stabilité relative du battement de $4x10^{-14}$ à 1 s et atteignant $1x10^{-14}$ à 100 s, limitée par le deuxième laser. La stabilité du laser asservi sur le laser fs est potentiellement dans la gamme des 10^{-15}. Ce dispositif nous a également permis de mesurer la fréquence absolue d'une raie d'OsO_4 avec une incertitude à l'état de l'art de 24 Hz, soit $8x10^{-13}$ en valeur relative. Nous sommes en train d'adapter ce dispositif à un laser à cascade quantique (QCL) émettant également à 10 µm avec une plage d'accordabilité de l'ordre de 30 nm (100 GHz) soit environ mille fois plus que les lasers CO_2. Ce laser nous donnera alors accès aux régions spectrales situées entre les raies des lasers CO_2 et permettra ainsi la spectroscopie à très haute résolution de molécules dans une large gamme de fréquences.

CONCLUSION

Nous avons présenté un dispositif permettant d'asservir en phase un laser à 10 µm sur un signal optique ultra-stable à 1,54 µm à un niveau de stabilité meilleur que $4x10^{-14}$ à 1 s et avec une exactitude limitée par les horloges primaires du LNE-SYRTE. Nous étendons ce système de transfert de stabilité aux lasers à cascade quantique afin d'élargir la gamme de fréquence disponible pour la spectroscopie moléculaire. Cette technique peut être employée dans n'importe quel laboratoire relié au LNE-SYRTE par lien optique, pour des lasers émettant sur une large gamme de longueurs d'onde de 5 à 20 µm.

RÉFÉRENCES

[1] A. Shelkovnikov et al, "Stability of the Proton-to-Electron mass ratio", Phys. Rev. Lett., vol. 100, p. 150801-150803, 2008.

[2] B. Darquié et al., "Progress toward a first observation of parity violation in chiral molecules by high-resolution laser spectroscopy", Chirality, vol. 22, pp. 870-884, 2010.

[3] O. Lopez et al., "Ultra-stable long distance optical frequency distribution using the Internet fiber network," Opt.Express vol. 20, pp. 23518-23526, 2012.

[4] A. Amy-Klein et al, "Absolute frequency measurement of an SF6 two-photon line using a femtosecond optical comb and sum-frequency generation", Opt. Lett., vol. 30, p. 3320-3322, 2005.

[5] V. Bernard et al, "CO_2 laser stabilization to 0.1-Hz level using external electrooptic modulation", IEEE J. of Quant. Electr., vol. 33, pp. 1282-1287, 1997.

Cristaux de Coulomb géants multi-especes, un outil spectroscopique

Vincent Bachelet, Jean-Pierre Likforman, Luca Guidoni, Samuel Guibal

Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques UMR CNRS 7162, Université Paris-Diderot, Paris, France

samuel.guibal@univ-paris-diderot.fr

Résumé

Nous présentons des expériences de piégeage et refroidissement d'ensembles d'ions de strontium, donnant lieu à la formation de cristaux de Coulomb géants comportant plusieurs isotopes du strontium. Des mesures de spectroscopie d'absorption sont réalisées permettant de déterminer les décalages isotopiques et d'analyser un mécanisme de transparence induite.

Mots-clefs : *ions-piégés, spectroscopie, refroidissement-laser*

La réalisation de mesures précises sur un système physique suppose un temps d'observation long et un niveau de signal important. Depuis l'invention des pièges de Paul et de Penning dans les années 1950, les expériences menées sur le piégeage et le refroidissement d'ions atomiques ont permis de manipuler des systèmes simples à petit nombre de particules, extrêmement confinés, de très longue durée de vie et très bien protégés de l'environnement. Les mesures de temps/fréquence sur des ions atomiques uniques en ont bénéficié, aboutissant à des mesures à mieux que 17 décimales.

La force électrostatique qui s'exerce entre les ions piégés rend délicate la réalisation d'ensembles à grand nombre de particules et peu de montages expérimentaux vont dans ce sens, pourtant ces ensembles présentent des propriétés intéressantes : à basse température le système forme un cristal dit de Coulomb auto-organisé au sein duquel les ions occupent des positions bien définies pendant des temps longs et avec des distances caractéristiques de l'ordre de la dizaine de microns ce qui permet dans certaines circonstances une observation optique des ions individuels. De plus le couplage électrostatique à longue portée permet d'utiliser les ions refroidis par laser comme une sorte de thermostat pour d'autres espèces dont le refroidissement direct n'est pas possible (ions moléculaires par exemples) ou pour lesquelles on souhaite réaliser des mesures non perturbées par la présence de laser de refroidissement.

Nous avons réalisé un dispositif expérimental autour d'un piège de Paul linéaire, capable de piéger un très grand nombre d'ions de strontium et de les refroidir jusqu'à la transition cristalline[1]. Des cristaux de plusieurs millions d'ions ont ainsi été formés avec une durée de vie de l'ordre de l'heure limité par la qualité du vide résiduel. Plusieurs isotopes du strontium sont piégés simultanément, séparés spatialement et refroidis sympathiquement [2], nous avons démontré une méthode d'enrichissement isotopique qui permet de manipuler à volonté les populations relatives.

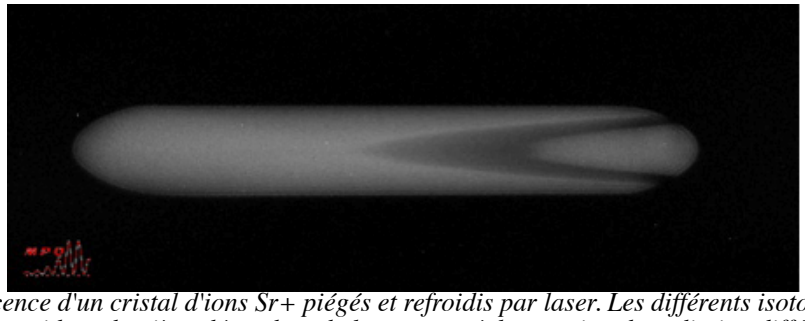


Image de fluorescence d'un cristal d'ions Sr+ piégés et refroidis par laser. Les différents isotopes naturels sont séparés grâce à la raideur du piège dépendant de la masse et à la pression de radiation différentielle exercées par des lasers de refroidissement distincts. On distingue les couches atomiques dues à la forte répulsion coulombienne qui s'exerce entre les ions.

Ces ensembles ont été utilisés pour réaliser des expériences de spectroscopie d'absorption sur des ions 86Sr+ refroidis sympathiquement par des ions 88Sr+ eux-même refroidis par laser. Les ions 86Sr+ sont ainsi sondés indépendamment du refroidissement. Cette méthode permet une mesure du décalage isotopique des niveaux 5P et 4D de Sr+, et permet d'analyser des effets d'interférence quantique dans un système de niveaux de type lambda donnant lieu à une transparence induite électromagnétiquement.

Cette approche démontre les possibilités offertes par les pièges à ions comme outil spectroscopique général qui peut être employé pour l'étude d'une variété d'espèces chargées, atomes ou molécules. En effet n'importe quelle espèce dans un certain domaine de rapport charge sur masse peut être piégée conjointement aux ions atomiques refroidis par laser qui jouent alors le rôle de thermostat. La longue durée de vie et les températures cinétiques très basses offertes par ce système permettrait d'atteindre des résolutions spectroscopiques améliorées. Dans cette perspective l'application de la méthode à l'étude de la molécules SrH+ sera discutée.

RÉFÉRENCES

[1] S. Removille, R. Dubessy, B. Dubost, Q. Glorieux, T. Coudreau, S. Guibal, J-P. Likforman, L. Guidoni, Trapping and cooling of Sr+ ions: strings and large clouds, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 42 154014, 2010

[2] S. Removille, Q. Glorieux, T. Coudreau, L. Guidoni, J.-P. Likforman, S. Guibal, Sympathetic cooling in a multi-isotope Sr+ Coulomb crystal, Proc. SPIE 7727, 2010, pp. 77270T

EXTRACTION D'UN SIGNAL ULTRASTABLE SUR UN LIEN OPTIQUE FIBRE

Anthony Bercy[1,2], Saida Guellati-Khélifa[3], Paul-Eric Pottie[2], Anne Amy-Klein[1], Olivier Lopez[1]

[1] *Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, CNRS, 99 Avenue Jean-Baptiste Clément, 93430 Villetaneuse, France*
[2] *Laboratoire National de Métrologie et d'Essais–Système de Références Temps-Espace, UMR 8630 Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, 61 Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France*
[3] *Laboratoire Kastler-Brossel, UPMC, ENS, CNRS, 4 place Jussieu, case 74, 75005 Paris, France*

anthony.bercy@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Les liens optiques fibrés permettent de transférer une référence ultrastable de fréquence entre laboratoires distants sur plusieurs centaines de kilomètres avec une stabilité de fréquence de l'ordre de 10^{-18} sur la journée. Nous présentons ici un nouveau développement de ces liens qui permet une distribution simultanée vers plusieurs laboratoires. Le signal ultrastable est extrait au cours de sa propagation dans le lien optique et le bruit de phase est compensé localement par un dispositif optoélectronique. Les résultats préliminaires montrent que la stabilité du signal extrait est très proche de celle obtenue en sortie du lien principal.

MOTS-CLEFS : *Lien optique, transfert de fréquence, laser ultrastable*

1. INTRODUCTION

Aujourd'hui, le transfert de fréquence ultrastable à distance est assuré principalement à travers le système GPS, dont la résolution est désormais au moins un ordre de grandeur trop faible pour les meilleures horloges micro-ondes à atomes froids. Pour anticiper le transfert d'un signal de référence issu d'une horloge optique et dont les performances pressenties sont au moins d'un ordre de grandeur meilleure que les horloges micro-ondes, il est important de développer de nouvelles méthodes plus performantes. Dans ce but, depuis une dizaine d'année, de nombreux instituts et laboratoires dans le monde travaillent sur les liens optiques fibrés. Les stabilités obtenues pour des liens de plusieurs centaines de kilomètres atteignent quelques 10^{-15} à 1 s et 10^{-18} à 10 000 s [1-2].

Jusqu'ici les travaux ont consisté à transférer la fréquence entre deux points A et B. Mais il n'est pas viable de concevoir un réseau de distribution avec de multiples liaisons constituées d'un départ et d'une arrivée exclusive. Il est plus efficace d'avoir une fibre optique, dans laquelle circule le signal ultrastable, avec une distribution le long de la fibre. Les travaux présentés ici s'inscrivent dans cet objectif.

2. PRINCIPE D'UN LIEN OPTIQUE AVEC EXTRACTION EN LIGNE

Le principe d'un lien optique principal consiste à recopier le signal ultrastable du départ à l'extrémité du lien. Sur le trajet de la fibre optique, le signal subit une perturbation de phase cumulée $\varphi_A+\varphi_B$ liée à des fluctuations de la température de la fibre et à des vibrations mécaniques. L'enjeu est donc de compenser ces perturbations. Le principe de la correction de phase est illustré par la figure 1. Après un aller-retour dans le lien optique, le signal qui a accumulé le bruit de phase est comparé au signal de référence de la station locale. Une détection hétérodyne permet de discriminer le signal aller-retour des réflexions parasites. Le bruit de phase est corrigé avec un dispositif d'asservissement en phase via un modulateur acousto-optique (MAO1 sur la figure 1).

L'objectif du dispositif d'extraction est d'extraire le signal de référence le long de la fibre optique, à une distance quelconque des extrémités du lien et de compenser le bruit de phase cumulé entre le début du lien et l'extraction [3]. Ce dispositif doit s'insérer sur le lien principal avec le minimum de pertes induites. Les signaux aller et retour du lien principal sont extraits avec un

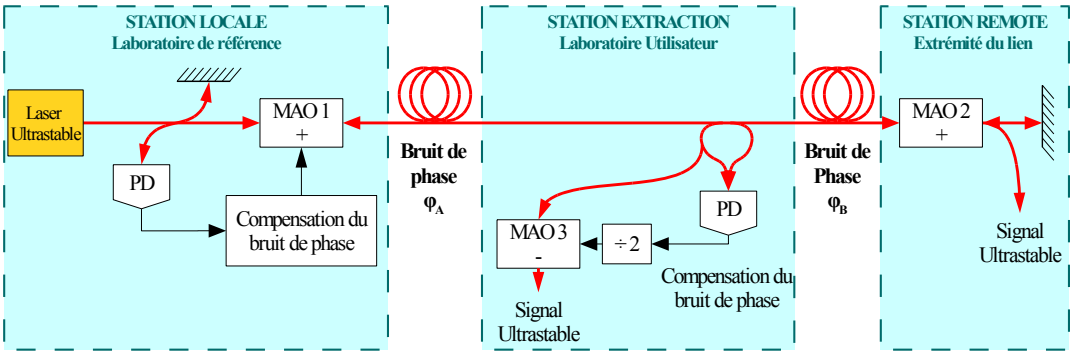


Fig. 1 : Lien optique avec la station locale permettant une correction active du bruit de phase cumulé sur la fibre optique et son dispositif d'extraction en ligne. PD : Photodiode, MAO : Modulateur Acousto-Optique.

simple coupleur puis sont combinés afin de détecter leur battement. Ceci permet d'obtenir une nouvelle correction de phase appliquée sur un MAO. Nous pouvons ainsi adapter la correction au bruit qui a été cumulé jusqu'au point d'extraction.

3. RÉSULTATS

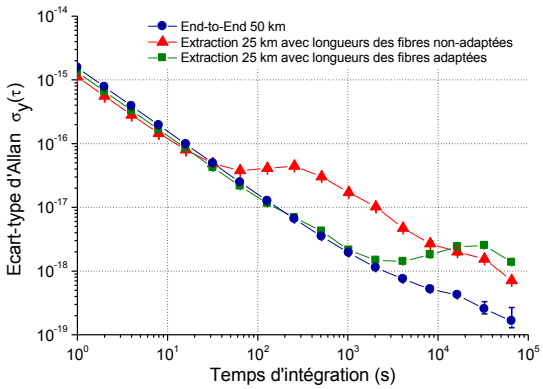


Fig. 2 : Stabilité relative de fréquence obtenue pour un lien de 2x25 km sur bobines, avec dispositif d'extraction (Rouge – Triangle) et sa version améliorée (Vert – Carré) en accord avec le lien principal (Bleu – Rond).

Nous avons réalisé un premier dispositif d'extraction, simple et économique, que nous avons testé avec deux bobines de 25 km et une extraction à mi-chemin. La stabilité de fréquence relative $\sigma_y(t)$ obtenue avec le lien principal est en accord avec l'état de l'art : $1{,}5\times10^{-15}$ à 1 s et quelques 10^{-19} après 10^4 s. Pour le signal extrait à mi-chemin, nous montrons sur la figure 2 la stabilité de fréquence relative avant et après optimisation des chemins optiques. Les résultats sont en accord avec ceux du lien principal respectivement jusqu'à 30 et 1000 secondes d'intégration. Les perturbations observées sont dues à un effet thermique sur les fibres utilisées dans le dispositif d'extraction.

CONCLUSION

Les stabilités de fréquence atteintes avec le premier dispositif présenté conviendront à un grand nombre d'application de laboratoire. Pour les applications exigeant de meilleures stabilités, nous élaborons actuellement une nouvelle version de l'extraction avec une thermalisation du dispositif et un lien secondaire construit sur le même modèle que le lien principal.

RÉFÉRENCES

[1] H. Jiang et al., "Long-distance frequency transfer over an urban fiber link using optical phase stabilization," Optics Letters, vol. 25, pp. 2029-2031, 2008.

[2] K. Predehl et al., "A 920-kilometer optical fiber link for frequency metrology at the 19th decimal place," Science, vol. 336, pp. 441-444, 2012

[3] G. Grosche, "Method for making available a reference frequency" Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, Germany, DE 10.2008.062.139, 2010.

MOT-2D COLLIMATE PAR UN MODE DE LAGUERRE-GAUSS

Vincent Carrat[1], Citlali Cabrera-Guitierez[1], Marion Jacquey[1] José W Tabosa[2], Bruno Viaris de Lesegno[1], Laurence Pruvost[1]

[1] Laboratoire Aimé-Cotton. CNRS, Univ. Paris-Sud, ENS-Cachan F-91405, Orsay, France
[2] Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco, 50.670-901 Recife, PE, Brazil

laurence.pruvost@u-psud.fr

RÉSUMÉ

Nous montrons la forte collimation d'un jet d'atomes froids issu d'un MOT-2D (piège magnéto-optique à 2 dimensions) obtenue en ajoutant un laser en mode de Laguerre-Gauss désaccordé vers le bleu de la résonance atomique. La divergence du jet est réduite de 40 mrad à 3 mrad et le flux atomique est augmenté d'un facteur 200. La collimation a été étudiée en fonction de l'ordre du mode de Laguerre-Gauss et de son désaccord en fréquence.

MOTS-CLEFS : *atomes froids ; piège magnéto-optique ; modes de Laguerre-Gauss*

1. INTRODUCTION

Le MOT-2D est connu pour être un dispositif compact et efficace pour produire un jet d'atomes froids et lents à partir d'une vapeur atomique. Typiquement le MOT-2D produit des jets de débit 10^9-10^{11} atomes/s avec une vitesse moyenne longitudinale de l'ordre de 5 à 20 m/s et une divergence de 20-40 mrad environ [1-3].

La grande divergence du jet d'un MOT-2D est un inconvénient en particulier pour qui veut s'en servir en un point éloigné de la sortie du MOT-2D. C'est le cas par exemple, quand on veut charger un MOT-3D pour lequel on veut un large accès optique.

La collimation que nous avons réalisée a réduit fortement la divergence tout en gardant le débit d'atomes. En conséquence, la densité atomique est fortement augmentée par rapport à celle du jet de MOT-2D en propagation libre. L'expérience faite sur le ^{87}RB montre un gain de ~200.

2. COLLIMATION PAR UN MODE DE LAGUERRE-GAUSS

La collimation a été réalisée par l'ajout d'un laser sur l'axe propagation du jet d'un MOT-2D de rubidium [4]. Le laser est préparé en un mode annulaire -mode de Laguerre-gauss (LG) – et est désaccordé vers le bleu de la résonance atomique si bien que les atomes, grâce au potentiel dipolaire créé, restent confinés au centre du mode. A l'opposé d'un mode gaussien désaccordé vers le rouge, parce que les atomes restent dans la partie noir du mode LG, ils absorbent peu de photons, ne sont pas chauffés et restent longtemps dans le mode avant de s'en échapper.

Le mode LG est obtenu par holographie de phase sur un faisceau gaussien, auquel, via un modulateur de phase à cristaux liquides (SLM), on applique une carte de phase en hélice $\varphi=\ell\theta$, où ℓ est un entier et θ l'angle azimutal du faisceau laser. ℓ est aussi l'ordre du mode LG obtenu. Le SLM, adressé par un ordinateur, permet de changer l'ordre ℓ sans déplacer d'éléments optiques (Fig.1). Au niveau du MOT-2D le mode préparé a une puissance de 300 mW et un diamètre de 0.8 mm.

Le potentiel dipolaire est proportionnel à l'intensité du mode LG valant

$$I = \frac{4\ell P}{\pi\phi^2}\frac{1}{\ell!}\left(\frac{4\ell r^2}{\phi^2}\right)^{\ell}\exp\left(-\frac{4\ell r^2}{\phi^2}\right). \quad (1)$$

où r est la coordonnée cylindrique, P la puissance du mode, ℓ son ordre et ϕ le diamètre de l'anneau. En son maximum, obtenu pour $r=\phi/2$, on a la profondeur du puits de potentiel associé par

$U_\ell=(\hbar\Gamma/2)/(4\delta/\Gamma)\times I_{max}/I_s$ où δ est le désaccord à résonance du mode, Γ la largeur naturelle du niveau p3/2 et I_s l'intensité de saturation de la transition. Comme Imax vaut $I_{max}=4P/(\pi\phi^2)\ell^{\ell+1}e^{-\ell}/\ell!$ $\approx 4P/(\pi\phi^2)\times(\ell/2/\pi)^{1/2}$ la profondeur U_ℓ varie comme $P/\delta\times\ell^{1/2}/\phi^2$. Avec P=300 mW, ϕ=0.8 mm et δ=6 GHz on a U_6=1600 µK.

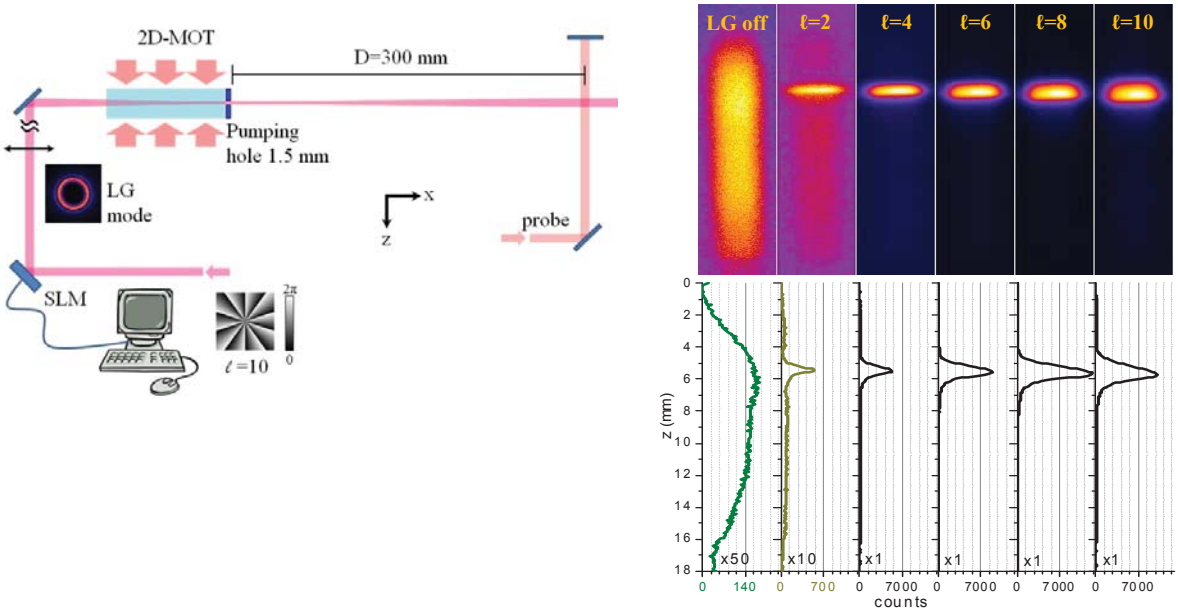


Fig. 1 : à gauche : montage expérimental. A droite : images des atomes prises dans la sonde, en propagation libre ('LG off') et pour des modes LG avec ℓ =2 à 10 et δ=6 GHz. En bas les profils des densités correspondants avec éventuellement des grandissements d'échelles.

3. Observations experimentales

Pour observer la collimation, les atomes sont détectés et imagés 30 cm après la sortie du MOT-2D. La Figure montre les images obtenues pour la propagation libre ('LG off') et pour les modes ayant un ordre ℓ valant 2, 4, 6, 8 et 10 dans les conditions données ci-dessus. On confirme l'effet de collimation par une densité atomique très accrue lorsque ℓ augmente. L'optimum est obtenu pour ℓ=8. Le diamètre du jet est réduit de 12 à 1 mm. On montre que tous les atomes sont confinés dans le mode LG et que le flux d'atomes est augmenté d'un facteur 200.

L'étude en fonction du désaccord a été faite pour ℓ=6 et δ variant de 2 à 120 GHz. Elle montre l'effet de la profondeur du puits sur le nombre d'atomes collimatés et le rôle de l'absorption à faible désaccord, produisant la perte d'atomes qui, chauffés, quittent le puits dipolaire.

4. Conclusion

Le MOT-2D collimaté ainsi démontré doit permettre de charger efficacement un autre piège (MOT-3D par exemple) avec une zone de capture réduite typiquement d'un facteur 10. On s'attend donc à une réduction de la puissance laser nécessaire dans un rapport du même ordre de grandeur.

References

[1] S. Weyers, E. Aucouturier, C. Valentin, N. Dimarcq, "A continuous beam of cold cesium atoms extracted from a two-dimensional magneto-optical trap", Opt. Comm., vol.143, pp 30-34, 1997.

[2] K. Dieckmann, R.J.C. Spreeuw, M. Weidemuller, J.T.M. Walraven, "Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms". Phys. Rev. A vol. 58, pp. 3891–3895, 1998.

[3] J. Schoser, A. Batar, R. Low, V. Schweikhard, A. Grabowski , Y. B. Ovchinnikov, T. Pfau, "Intense source of cold Rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap", Phys. Rev. A vol. 66 p. 023410, 2002.

[4] Modèle du SYRTE. P. Cheinet, , « Conception et réalisation d'un gravimètre à atomes froids », thèse, 2006, http://tel.archives-ouvertes.fr

PROTOTYPE D'HORLOGE ATOMIQUE COMPACTE A PIEGEAGE COHERENT DE POPULATION

Jean-Marie Danet, Peter Yun, Stephane Guérandel, Emeric de Clercq

Laboratoire National de Métrologie et d'Essais – Systèmes de Référence Temps-Espace, Observatoire de Paris, CNRS UMR 8630, Université Pierre et Marie Curie, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

jean-marie.danet@obspm.fr

RÉSUMÉ

Les horloges atomiques à cellule de vapeur basées sur l'effet de piégeage cohérent de population (CPT) pourraient permettre d'obtenir de meilleures performances que les horloges micro-ondes conventionnelles, ou de les miniaturiser, grâce à une interrogation purement optique. Nous présentons ici un prototype d'horloge à cellule de vapeur de césium utilisant l'effet CPT et une interrogation de type Ramsey. La stabilité relative de fréquence obtenue est égale à 3.2×10^{-13} à 1 s et descend jusqu'à 3.4×10^{-14} à 100 s.

MOTS-CLEFS : *Temps-fréquence, horloge atomique, piegeage coherent de population*

1. INTRODUCTION

Les horloges à rubidium sont utilisées dans de nombreuses applications telles que le positionnement par satellite. Ces horloges sont basées sur la technique de double résonance. Le piégeage cohérent de population [1] doit permettre d'améliorer notablement les performances de ce type d'horloge [2]. Le piégeage cohérent de population dans les alcalins a lieu lorsque deux niveaux de l'état fondamental sont éclairés par deux champs laser cohérents en phase résonants avec un niveau excité commun. L'atome est alors pompé dans une superposition d'états découplée des champs laser, appelé état piège ou état noir. La transmission est maximum à résonance. On peut donc observer une résonance micro-onde par une interrogation tout-optique où ce sont les mêmes faisceaux laser qui préparent et interrogent les atomes, et détectent simultanément le signal.

2. MONTAGE EXPERIMENTAL ET SCHEMA D'EXCITATION

Deux diodes laser en cavité étendue, accordées sur la raie D_1 du césium (894 nm), sont asservies en phase avec un écart de fréquence proche de 9,192 GHz. Les faisceaux polarisés linéairement et orthogonalement [3] (schéma en double Λ, $\sigma^-\sigma^+$) traversent la cellule de césium avant d'atteindre la photodiode de détection. Un modulateur acousto-optique permet de générer les impulsions de l'interrogation de Ramsey. La cellule contenant la vapeur de Cs et un mélange de gaz tampons est placée dans un champ magnétique axial et entourée de blindages magnétiques. Le schéma en double Λ, voir figure 1, évite la perte d'atomes dans les niveaux Zeeman extrêmes et permet un bon rapport signal à bruit. Il induit également des transitions $\Delta m = \pm 2$ (pointillées gris sur figure 1). Celles-ci s'écartent faiblement de la transition d'horloge (m=0 – m=0) avec le champ magnétique mais de façon dissymétrique, induisant une sensibilité supplémentaire au champ magnétique de la fréquence mesurée.

La combinaison de ce schéma avec une interrogation de type Ramsey, permet aujourd'hui d'avoir un bon signal et des résonances étroites (100Hz). Dans le cas d'une limite par le bruit de grenaille la stabilité de fréquence correspondante serait inférieure à 10^{-13} à 1s.

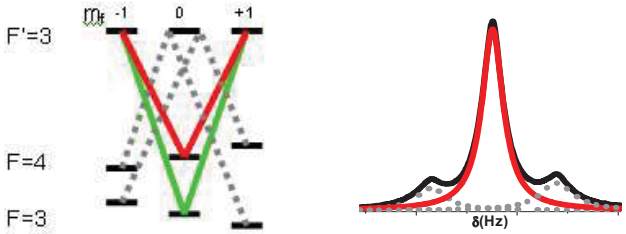


Fig. 1 : Gauche : Schéma des transitions impliquées. F=3 et F=4 (F'=3) niveaux hyperfins de l'état fondamental (excité) du Cs, en vert et rouge le schéma double Λ, pointillés transitions Δm = 2. Droite : Signal CPT observé (noir), transition 0-0 (rouge) et Δm = 2 (gris).

3. LIMITATION DE LA STABILITE DE FREQUENCE DE L'HORLOGE

L'étude de la stabilité de fréquence à court terme a permis de pointer l'effet Dick [4], effet d'échantillonnage du bruit de l'oscillateur local, comme principale limitation. La fonction de sensibilité de l'horloge à un saut de phase pour un système CPT a été calculée et décrite par une équation phénoménologique. Ce modèle a permis de calculer une contribution à la stabilité d'horloge (figure 2, en bleu) en excellente adéquation avec la mesure (figure 2, en noir). Cette stabilité présente à ce jour une remontée vers 200s, qui peut s'expliquer par l'influence des fluctuations de puissances des lasers sur la frequence d'horloge (figure 2, en rouge).

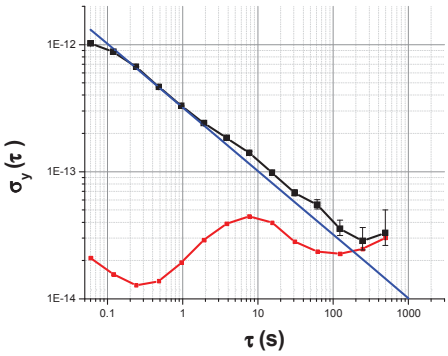


Fig. 2 : Ecart-type d'Allan : Noir stabilité de l'horloge. Bleu : Contribution calculée de l'effet Dick. Rouge : contribution des fluctuations de puissance laser.

CONCLUSION

L'effet Dick a été étudié en détail, et reste à ce jour la limitation court terme de notre prototype. La stabilité relative de fréquence obtenue est égale à 3.2×10^{-13} à 1 s et 3.4×10^{-14} à 100 s. Des améliorations de la chaîne micro-onde sont actuellement en phase de test avec pour objectif de repousser cette la limite. La stabilité long terme est limitée par l'instabilité de puissance des lasers.

RÉFÉRENCES

[1] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, and G. Orriols, "An Experimental Method for the Observation of R. F. Transitions and Laser Beat Resonances in Oriented Na Vapour", Il Nuovo Cimento, 36, pp. 5-20, 1976.

[2] J. Vanier, "Atomic clocks based on coherent population trapping: a review", Applied Physics B 81, pp. 421-442, 2005.

[3] T. Zanon, S. Guérandel, E. de Clercq, D. Holleville, N. Dimarcq, and A. Clairon, "High Contrast Ramsey Fringes with Coherent Population Trapping Pulses in a Double Lambda Atomic System", Phys. Rev. Lett., 94, 193002, 2005.

[4] G. J. Dick et al, in Proc. 19th Annu. Precise Time Time Interval conf., pp. 133–147, 1987.

DYNAMIQUE DE SPIN DANS UN CONDENSAT DE BOSE EN RESEAU

A. De Paz[2,1], A. Chotia[1,2], A. Sharma[1,2], E. Maréchal[1,2], P. Pedri[2,1], L. Vernac[1,2], B. Laburthe-Tolra[1,2] et O. Gorceix[2,1]

[1] *Laboratoire de Physique des Lasers, UMR CNRS 7538, Université Paris 13, F-93430 Villetaneuse, France*

[2] *Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, F-93430 Villetaneuse, France*

olivier.gorceix@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions les propriétés d'un condensat de Bose-Einstein de chrome à composantes de spin multiples, c'est-à-dire un spinor S=3. Nos expériences permettent d'analyser la dynamique de ce fluide quantique. Les interactions entre les moments dipolaires des atomes déterminent fortement les propriétés magnétiques de ce système que nous plaçons dans un réseau optique à trois dimensions.

MOTS-CLEFS : *Condensat de Bose-Einstein ; spinor ; magnétisme quantique ; interaction dipolaire*

1. INTRODUCTION

Les interactions entre les atomes d'un condensat de Bose déterminent leurs propriétés physiques. Ceci est particulièrement vrai en ce qui concerne les spinors (condensats à composantes multiples). Dans les condensats d'alcalins, il suffit la plupart du temps de ne considérer que les interactions de contact qui sont très supérieures aux interactions dipolaires. Cela n'est plus vrai lorsque les atomes portent un fort moment magnétique comme c'est le cas pour les atomes de chrome; alors, les interactions dipolaires magnétiques qui sont anisotropes et à longue portée peuvent modifier profondément certaines propriétés du condensat et, en particulier, celles en lien avec les degrés de liberté de spin. Ceci ouvre des perspectives très stimulantes à l'interface entre la physique des gaz quantiques et le magnétisme. Nos travaux expérimentaux récents s'inscrivent dans cette direction.

2. STABILISATION DES ETATS ZEEMAN EXCITES – CREATION D'UN SPINOR DE CHROME

Un préalable à l'étude d'un condensat à composantes multiples de spin formé d'atomes de chrome est l'inhibition du processus de relaxation dipolaire (RD). En effet, la contrepartie aux fortes interactions dipolaires entre atomes de chrome est le très fort taux de chauffage par RD dans les gaz ultra-froids de chrome. Par ce processus inélastique, deux atomes qui ne sont pas dans l'état le plus bas de la multiplicité Zeeman de l'état fondamental, m = -3 de l'état $^7S_3$, subissent une collision exothermique qui conduit à un chauffage rapide du système et à la perte de l'état dégénéré sauf si le champ magnétique B est extrêmement faible [3] (moins d'un milli-gauss pour le chrome). C'est du reste pour cette raison que la condensation du chrome est obtenue dans l'état m = -3 dans un piège optique. Nous avons étudié en détail la RD dans un condensat de chrome. Pour ce faire, les atomes sont transférés de l'état Zeeman de plus basse énergie m = -3 dans l'état excité m = +3 et sont piégés dans un réseau optique à 3D. Nous mesurons au cours de son évolution temporelle la distribution des états magnétiques sous diverses conditions [1]. Dans la publication [2], nous avons montré que le confinement dans des tubes 1D modifie le processus de RD. En particulier, nous avons montré qu'elle est inhibée lorsque le champ magnétique B devient assez faible pour que l'énergie libérée dans la RD soit inférieure au quantum d'excitation au fond des puits que constitue le réseau. Un condensat métastable dans l'état excité +3 est ainsi stabilisé et la physique des spinors

peut être étudiée. En prolongement de ce travail, nous avons transféré les atomes du condensat dans l'état excité m = +3 et nous les avons confiné aux nœuds d'un réseau 3D. Nous avons alors étudié comme précédemment la relaxation dipolaire en fonction de la valeur du champ B. La relaxation dipolaire apparait alors comme un phénomène résonnant qui se produit lorsque l'énergie libérée correspond à un quantum d'excitation dans le réseau [1]. Les spectres obtenus dépendent de l'occupation des sites (Fig. 1) et ils diffèrent selon que ceux-ci contiennent exactement deux atomes ou que leur distribution est Poissonienne. La relaxation depuis un site contenant trois atomes conduit à des états intriqués entre degrés de liberté de spin et degrés de liberté orbitaux. Par ailleurs, en réglant B hors résonance, en pratique en dessous de 15 mG, nous pouvons créer et étudier un spinor rendu stable par l'inhibition de la relaxation dipolaire.

3. DYNAMIQUE DE SPIN EN RESEAU – EFFETS DIPOLAIRES INTERSITES

Dans une nouvelle série d'expériences, nous avons préparé dans un réseau optique 3D profond un condensat dans un état isolant de Mott avec un ou deux atomes par site. Ensuite, nous avons porté les atomes dans l'état Zeeman m = -2 en utilisant l'effet de déplacement lumineux d'un laser quasi-résonant (nommé laser QZE pour quadratic Zeeman effect). Nous avons ainsi préparé un condensat métastable à l'écart des résonances de RD mentionnées ci-dessus. Après coupure du laser QZE, nous avons mesuré en fonction du temps la dynamique cohérente de spin du système induite par les collisions élastiques entre atomes. Des oscillations rapides de période de l'ordre de 0,1 ms, sont induites par les interactions de contact lorsqu'il y a deux atomes dans un même site ; il s'agit d'oscillations d'échange de spin qui s'amortissent par effet tunnel. Sur une échelle de temps bien supérieure (de l'ordre de 5 à 10 ms), nous avons observé des dynamiques de spin que nous interprétons comme étant induites par les interactions dipolaires entre atomes de sites distincts.

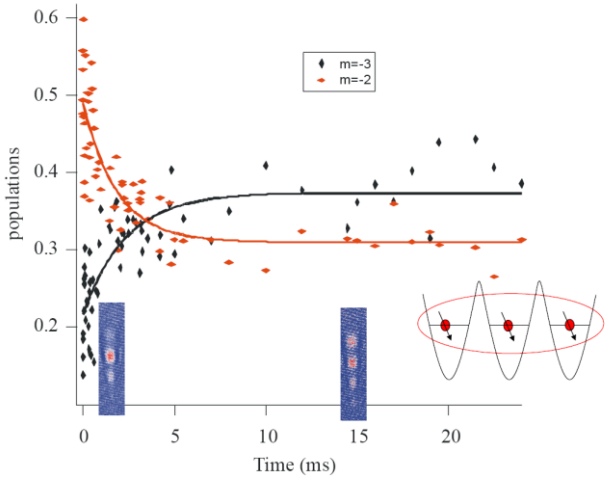


Fig. 1 Evolution des populations dans les états -2 et -3 induite par les interactions dipolaires intersites dans un réseau 3D. Nous préparons le système en sorte que les sites contiennent au plus un atome et qu'il soit majoritairement dans l'état m = -2. Nous suivons au cours du temps l'évolution des populations dans -2 (courbe rouge) et dans -3 (courbe noire).

Ce travail est soutenu par le Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche (dans le cadre du CPER) et par le Conseil Régional Ile-de-France (dans le cadre du DIM Nano-K/IFRAF).

RÉFÉRENCES

[1] A. De Paz et al., arXiv:1212.5469
[2] B. Pasquiou et al., Phys. Rev. Lett, **106**, 015301 (2011)
[3] B. Pasquiou et al., Phys. Rev. Lett, **108**, 045307 (2012)

EXCITATIONS DE BOGOLIUBOV AU BORD D'UN CONDENSAT QUASI-1D

Abdoulaye Diallo, Carsten Henkel

Institut für Physik und Astronomie, Universität Potsdam, 14476 Potsdam, Allemagne

henkel@uni-potsdam.de

RÉSUMÉ

Nous analysons les équations de Bogoliubov et De Gennes autour du bord d'un condensat de Bose-Einstein où la densité du condensat tombe à zéro. En passant dans une base adiabatique, on découple (presque) les équations de Bogoliubov-de Gennes. Nous étudions le déphasage d'un mode de type « phonon » lorsqu'il revient de la zone de transition où la densité du condensat tombe à zéro. Est évoquée la possibilité d'une résonance avec un mode virtuel localisé au bord du condensat, dans un potentiel de type Hartree-Fock.

MOTS-CLEFS : *atomes froids ; condensat de Bose-Einstein*

1. INTRODUCTION

Les excitations élémentaires d'un gaz ultra-froid (condensat de Bose-Einstein) sont décrites par les équations de Bogoliubov et De Gennes [1]

$$\begin{aligned} -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 u + (V + 2g|\phi|^2 - \mu)u + g\phi^2 v &= Eu\,, \\ -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 v + (V + 2g|\phi|^2 - \mu)v + g\phi^{*2} u &= -Ev\,. \end{aligned} \tag{1}$$

Ici, u et v sont les amplitudes de l'excitation, E est son énergie, ϕ est le paramètre d'ordre du condensat, V un potentiel de confinement, μ le potentiel chimique et g une constante d'interaction. Ces excitations sont bien connues dans un système homogène ($V = 0$) où elles ont comme relation de dispersion

$$E = \hbar k\sqrt{c^2 + (\hbar k/2m)^2}\,, \tag{2}$$

dont la branche acoustique a une vitesse du son c donnée par $mc^2 = g|\phi|^2$. Un autre cas connu est un tourbillon (vortex) depuis les travaux historiques de Gross et Pitaevski sur l'hélium liquide [2]. Nous étudions ici la zone de transition au bord d'un condensat où la densité $|\phi|^2$ s'annule. Les modes u et v proviennent alors d'un raccordement entre les solutions pour une particule dans un potentiel (zone diluée) et celles pour une excitation collective de type « phonon » (zone dense).

Pour simplifier le problème, nous considérons une géométrie quasi-1D (condensat allongé) où les excitations radiales sont « gelées ». Autour du point de rebroussement classique, nous faisons un developpement du potentiel

$$V(z) \approx \mu - Fz\,, \tag{3}$$

de sorte que les solutions dans la zone diluée ($z < 0$) sont données par des fonctions d'Airy $\mathrm{Ai}[(E/F - z)/\ell]$ avec une échelle de longueur caractéristique $\ell = (\hbar^2/2mF)^{1/3}$. A titre d'exemple, $\ell \approx 0.3\,\mu$m pour la masse m du rubidium et l'accélération terrestre. Le condensat $\phi = \phi(z)$ est donné par la deuxième fonction transcendente de Painlevé ; celle-ci raccorde de façon continue le régime tunnel linéaire ($z < 0$) à l'approximation de Thomas-Fermi $g|\phi|^2 \approx Fz$ ($z > 0$) [3, 4].

Nous découplons les deux équations de Bogoliubov–De Gennes par une rotation dans le plan uv par un angle θ. Dans les unités naturelles du problème, on trouve alors

$$-\frac{d^2u}{dz^2} + [E - k^2(z)]u + Lv = Eu\,, \qquad -\frac{d^2v}{dz^2} + \kappa^2(z)v = -Lu\,, \tag{4}$$

où les potentiels adiabatiques sont donnés par

$$\left.\begin{matrix} k^2(z) \\ \kappa^2(z) \end{matrix}\right\} = \sqrt{E^2 + |\phi|^4} \pm (z - 2|\phi|^2 - (\tfrac{1}{2}\theta')^2)\,. \tag{5}$$

L'opérateur L donne lieu à un couplage non-adiabatique :

$$(Lu)(z) = \frac{d}{dz}\big(\theta'(z)u(z)\big) - \tfrac{1}{2}\theta''(z)u(z) \tag{6}$$

qui provient de la dépendance en position de l'angle $\theta = \arctan(|\phi(z)|^2/E)$.

2. Approximation adiabatique

On néglige l'opérateur L dans Eqs.(4) pour achever le découplage. Pour le mode v on trouve alors, pour chaque énergie E, des états localisé dans le potentiel $\kappa^2(z)$. Nous les avons calculés numériquement, un exemple est donné à la figure 1(à gauche). Ces états sont « virtuels » parce qu'ils apparaissent à des niveaux d'énergie λ_n au-dessus de zéro :

$$-\frac{d^2 v_n}{dz^2} + \kappa^2(z)v_n = \lambda_n v_n \tag{7}$$

On montre même que $\lambda_n \geq E$ (voir figure 1).

Un exemple pour le mode $u(z)$ est representé à la figure 1(à droite). Il rejoint, dans la zone dense, une onde de type « phonon » avec une longueur d'onde $\sim c(z)/E$ de plus en plus longue. Une quantité pertinente est son déphasage, mesuré par rapport à une onde dans le potentiel asymptotique $z \to \infty$: $-k^2(z) \sim -E^2/(2z)$. Ce déphasage joue le rôle de condition aux limites pour les excitations dans un condensat inhomogène ; il devient donc visible dans la quantification des phonons dans un système piégé.

On étudie la possibilité que le couplage non-adiabatique donne lieu à une résonance de Feshbach avec les modes localisés.

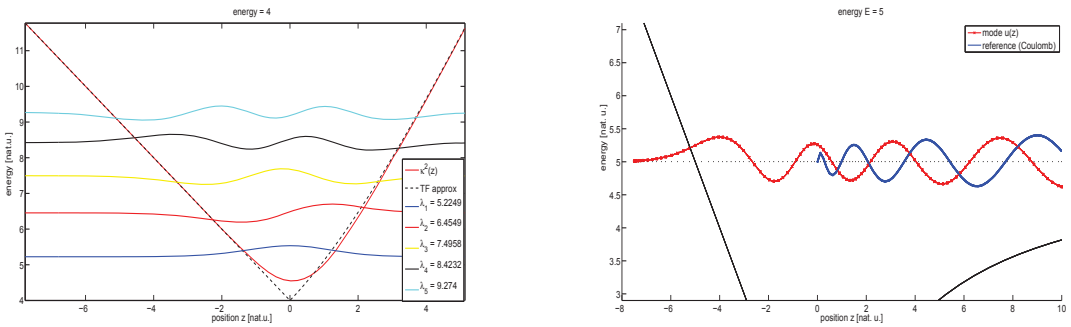


FIG. 1 : (*à gauche*) États virtuels localisés dans un potentiel de type Hartree-Fock au bord d'un condensat. (*à droite*) Mode de Bogoliubov $u(z)$ (rouge avec symboles) qui rejoint une onde de type phonon profondément dans le condensat (se trouvant dans la zone $0 \leq z$). En bleu : solution au seuil du potentiel asymptotique. Le déphasage du mode de Bogoliubov correspond au décalage entre les courbes rouge et bleue. Les énergies E et les positions z sont données en unités naturelles pour un potentiel linéaire.

[1] L. P. Pitaevskii and S. Stringari, *Bose-Einstein Condensation*, ser. International Series of Monographs on Physics. Oxford New York : Oxford University Press, 2003, vol. 116.

[2] E. P. Gross, "Structure of a quantized vortex in boson systems," *Nuovo Cim.*, vol. 20, no. 3, pp. 454–76, 1961 ; L. P. Pitaevskii, "Vortex lines in an imperfect bose gas," *J. Eksp. Teor. Fiz.*, vol. 40, pp. 646–51, 1961, [*Sov. Phys. JETP*, vol. 13, no. 2, pp. 451–54, 1961].

[3] F. Dalfovo, L. Pitaevskii, and S. Stringari, "Order parameter at the boundary of a trapped Bose gas," *Phys. Rev. A*, vol. 54, p. 4213, 1996.

[4] D. Margetis, "Asymptotic formula for the condensate wave function of a trapped bose gas," *Phys. Rev. A*, vol. 61, p. 055601, 2000.

UN GAZ DE BOSE DANS UN ANNEAU

Romain Dubessy, Paolo Pedri, Hélène Perrin

Laboratoire de Physique des Lasers, CNRS, Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, 99 Avenue Jean-Baptiste Clément, F-93430 Villetaneuse, France

romain.dubessy@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons ici une étude d'un gaz de bosons confiné dans une géométrie annulaire. Nous étudions tout d'abord la température de condensation d'un gaz idéal confiné dans un anneau puis nous montrons comment la superfluidité du système peut être étudiée avec le spectre en présence d'interactions à basse température.

MOTS-CLEFS : *atomes froids; anneau; superfluidité*

Gaz sans interactions Le système étudié ici est un gaz de N bosons de masse M, sans interaction, piégés dans un potentiel annulaire :

$$V_{ext}(r,\theta,z) = \frac{M}{2}\left(\omega_r^2(r-r_0)^2 + \omega_z^2 z^2\right), \tag{1}$$

où r_0 est le rayon de l'anneau et $\omega_{r,z}$ sont les fréquences d'oscillation du piège dans les directions radiales et verticales associées aux coordonnées cylindriques (r,θ,z). Le système est supposé invariant par rotation autour de l'axe z et la dynamique dans la direction z est découplée de la dynamique dans le plan (r,θ). Il est donc judicieux d'introduire les nombres quantiques ℓ et n_z, associés respectivement au moment cinétique orbital et à l'énergie dans la direction z, afin de réduire l'étude du système à un problème effectif à une dimension. L'équation de Schrödinger décrivant le gaz de bosons idéal s'écrit alors :

$$E_{\ell,n_z}\psi_{\ell,n_z}(r) = \left[-\frac{\hbar^2}{2M}\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} - \frac{\ell^2}{r^2}\right) + \frac{M}{2}\omega_r^2(r-r_0)^2 + \hbar\omega_z\left(n_z+\frac{1}{2}\right)\right]\psi_{\ell,n_z}(r), \tag{2}$$

et comprend notamment l'effet de la force centrifuge sur le système lorsque le moment cinétique est non nul.

Par la suite nous supposerons que le piège est effectivement annulaire, ce qui signifie que l'extension radiale typique du nuage est plus petite que le rayon de l'anneau r_0, ce qui permet de décrire le mouvement des particules selon r par un oscillateur harmonique et le spectre du système s'écrit simplement :

$$E_{n_r,\ell,n_z} = \hbar\omega_r n_r + \frac{\hbar^2\ell^2}{2Mr_0^2} + \hbar\omega_z n_z, \tag{3}$$

où on a par commodité retranché l'énergie (constante) de point zero. Connaissant le spectre du système il est alors possible de calculer la température critique T_c de la transition de Bose-Einstein, en utilisant une approche semi-classique [1] [1] :

$$N = \zeta(5/2)\frac{2\pi r_0}{\lambda_c}\left(\frac{k_B T_c}{\hbar\bar{\omega}}\right)^2 \tag{4}$$

où $\lambda_c = \frac{h}{\sqrt{2\pi M k_B T_c}}$ est la longueur d'onde de Broglie à la température critique, $\bar{\omega} = \sqrt{\omega_r\omega_z}$ est la moyenne géométrique des fréquences et $\zeta(x) = \sum_{k=1}^{\infty}\frac{1}{k^x}$ est la fonction Zeta de Riemann. Il est intéressant de

1. justifiée si $k_B T_c \gg \hbar\omega_r, \hbar\omega_z, \frac{\hbar^2}{2Mr_0^2}$

noter que la température de transition ($T_c \sim N^{2/5}$) du piège annulaire dépend du nombre d'atomes de façon intermédiaire entre le comportement d'un piège harmonique tri-dimensionnel ($T_c \sim N^{1/3}$) et bi-dimensionnel ($T_c \sim N^{1/2}$).

Dans le cas où le piège est très raide selon z, le système devient effectivement bi-dimensionnel et l'on peut considérer que les atomes occupent tous l'état fondamental $n_z = 0$, ce qui change la température de transition :

$$N = \zeta(3/2)\frac{2\pi r_0}{\lambda_c}\frac{k_B T_c}{\hbar\omega_r} \tag{5}$$

estimée en prenant en compte de manière semi-classique les degrés de liberté (r, θ). Là encore le système se comporte de façon intermédiaire entre un piège harmonique bi-dimensionnel et uni-dimensionnel.

Gaz en présence d'interactions Lorsque l'on inclut les interactions l'équation (2) doit être remplacée par l'équation de Gross-Pitaevskii. Le système demeurant invariant par rotation, ℓ est toujours un bon nombre quantique mais la dynamique radiale et verticale sont alors couplées, ce qui rend plus difficile un traitement analytique. Il faut alors recourir à des calculs numériques qui sont de plus simplifiés dans un système bi-dimensionnel où l'on suppose que tous les atomes sont dans l'état fondamental selon z.

A très basse température le système se compose alors d'une fraction condensée macroscopique à laquelle se superpose des petites excitations peuplées thermiquement. Le spectre de ces excitations est alors très différent du spectre du gaz de Bose idéal [2], comme le montre la figure 1. Ce spectre

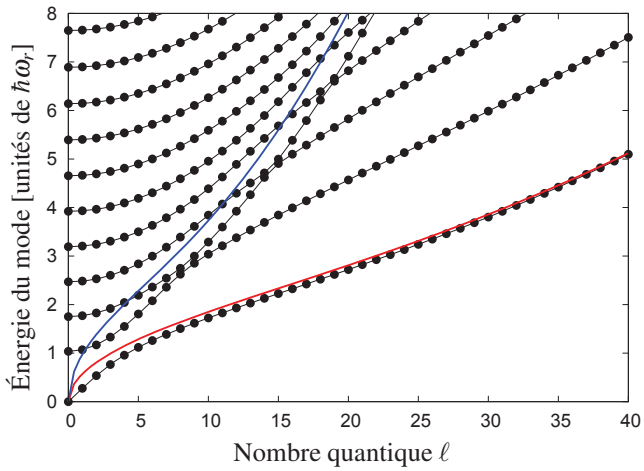


FIGURE 1 : Spectre d'un gaz de bosons en présence d'interactions, dans un piège en anneau bi-dimensionnel. La structure des modes est complexe, les différentes branches correspondant à des excitations radiales. Les courbes bleue et rouge correspondent aux branches attendues pour des modes se propageant à la surface.

présente plusieurs branches et l'étude de la branche de plus basse énergie montre [2] que le système est alors superfluide, avec une vitesse critique inférieure à la vitesse du son, en raison d'une courbure initiale négative.

Cette prédiction théorique a récemment été mise en évidence expérimentalement [3] et permet d'expliquer l'observation d'une décroissance quantifiée de la circulation d'un super courant dans un anneau.

RÉFÉRENCES

[1] Y. Castin, in 'Coherent atomic matter waves', EDP Sciences and Springer-Verlag (2001).

[2] R. Dubessy, T. Liennard, P. Pedri, and H. Perrin. *Phys. Rev. A*, **86** 011602(R) (2012).

[3] S. Moulder, S. Beattie, R. P. Smith, N. Tammuz and Z. Hadzibabic *Phys. Rev. A*, **86** 013629 (2012)

2. en appliquant le critère de Landau, min $\frac{E_\ell}{\ell} \neq 0$

SPECTROSCOPIE HAUTE RÉSOLUTION DE LA TRANSITION 1S-3S DE L'ATOME D'HYDROGÈNE

S. Galtier[1], F. Nez[1], L. Julien[1] et F. Biraben[1]

[1] *Laboratoire Kastler Brossel, UPMC, ENS, CNRS, 4 place Jussieu, case 74, 75005 Paris, FRANCE*

sandrine.galtier@spectro.jussieu.fr

RÉSUMÉ

La nouvelle détermination du rayon de distribution de charge du proton à partir de la spectroscopie de l'hydrogène muonique bouleverse sérieusement les certitudes acquises concernant la spectroscopie de l'hydrogène électronique. Pour essayer de résoudre ce problème, il faut améliorer la précision de la spectroscopie de l'hydrogène, par exemple celle de la transition 1S-3S que notre groupe étudie depuis quelques années. Dans cet article, nous présentons les signaux de la transition 1S-3S excitée pour la première fois avec une source laser continue à 205 nm.

MOTS-CLEFS : *spectroscopie haute résolution, hydrogène, laser UV continu, métrologie*

1. INTRODUCTION

L'atome d'hydrogène est le plus simple des systèmes atomiques. Il est donc un outil privilégié pour confronter théorie et expérience. Jusqu'à récemment, la comparaison théorie-expérience était limitée par l'incertitude du rayon de distribution de charge du proton. La récente détermination du rayon du proton à partir de la spectroscopie de l'hydrogène muonique a soulevé de nombreuses questions [1]. Bien que 10 fois plus précise, cette détermination est en désaccord avec celle issue de la spectroscopie de l'hydrogène électronique et celle obtenue par diffusion élastique électron-proton. La cause de ce désaccord doit être recherchée tant du point de vue théorique qu'expérimental. Dans notre expérience à Paris, nous cherchons donc à améliorer la spectroscopie de l'hydrogène en mesurant très précisement la fréquence de la transition 1S-3S en l'excitant à l'aide de deux photons à 205 nm. La méthode pour compenser l'effet Doppler du second ordre résiduel a été proposée par notre groupe en 1991 [3]. L'idée simple est de placer les atomes dans un champ magnétique transverse ($\overrightarrow{B}$). Le champ électrique motionnel induit ($\overrightarrow{V} \times \overrightarrow{B}$) dépend de la vitesse des atomes ($\overrightarrow{V}$). L'effet Stark associé étant quadratique, il est en principe possible de compenser l'effet Doppler du second ordre qui a un signe opposé. En pratique, même si la compensation totale n'est pas possible, la courbe en dispersion obtenue ($\nu = f(B)$) en faisant varier $\overrightarrow{B}$ permet de déterminer la distribution de vitesse du jet et donc de mesurer l'effet Doppler résiduel du second ordre [4]. Une première mesure absolue de la fréquence de cette transition a été faite dans notre équipe avec une source laser quasi-continue à 205 nm [5]. Cette mesure n'est pas assez précise pour contribuer à la problématique du rayon du proton. Récemment nous avons développé une source laser continue à 205 nm obtenue par mélange de fréquences dans un cristal non linéaire d'un laser à 266 nm et d'un laser à 896 nm. Pour la première fois la transition 1S-3S de l'atome d'hydrogène a été observée avec un laser continu à 205 nm.

2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Le jet d'atomes d'hydrogène est réalisé à partir d'un jet de molécules H_2 qui sont dissociées dans une décharge radio-fréquence. Les atomes sont envoyés dans l'enceinte à vide à travers une buse en téflon à température ordinaire. Deux bobines placées de part et d'autre de la zone d'interaction atome-laser permettent de générer un champ magnétique transverse jusqu'à 200 Gauss, ce qui permet de balayer complètement la courbe en dispersion ($\nu = f(B)$).

L'onde à 205 nm est obtenue par somme de fréquences (1/896+1/266=1/205) dans un cristal non linéaire de BBO_{205}. La source laser à 266 nm est réalisée par un laser YAG continu doublé en fréquence

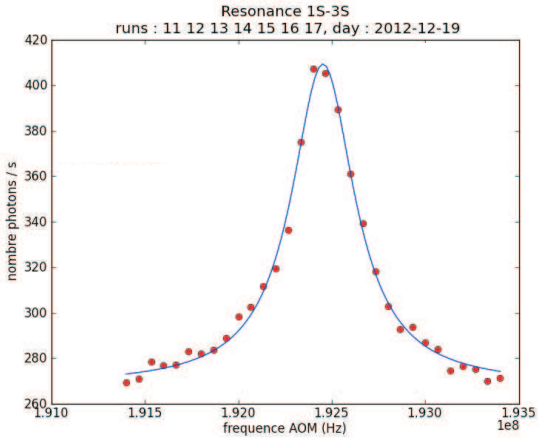


FIG. 1 : Transition 1S-3S de l'hydrogène excitée avec un laser continu à 205 nm. En ordonnée la fluorescence 3S-2P à 656 nm en fonction de la fréquence du laser TiSa balayée à l'aide d'un modulateur acousto-optique.

(Coherent-Verdi6) suivi d'un doublage de fréquence dans un cristal de BBO en cavité externe (Coherent-MBD 266). Dans nos conditions de fonctionnement, nous disposons couramment de 170 mW à 266 nm. L'autre source laser est un laser Titane-Saphir construit au laboratoire pompé par un laser YAG continu doublé en fréquence (Millenia XV Spectra-Physics) fournissant 1,5 W à 896 nm pour 13 W de pompe.

Comme dans [2], le cristal de BBO_{205} est placé à l'intersection de deux cavités Fabry-Perot en anneau. La première cavité (de finesse F$\sim$85) est résonante à 896 nm et l'autre (F$\sim$15) à 266 nm. Le cristal de BBO_{205}, placé sous flux d'oxygène, est chauffé à 40°C pour éviter toute absorption d'eau. Dans ces conditions, la puissance disponible à 205 nm est de l'ordre de 4 mW. Cependant nous avons observé une lente dégradation de cette puissance sur quelques mois, liée au vieillissement du cristal. Cette onde à 205 nm est ensuite envoyée dans une cavité Fabry-Perot (F$\sim$10) placée autour du jet atomique d'hydrogène ce qui permet de réaliser l'excitation à deux photons.

Les deux lasers (896 et 266 nm) sont asservis sur une même cavité Fabry-Perot très stable car elle est asservie sur un laser étalon de fréquence à rubidium à 778 nm. Les fréquences de ces deux lasers sont mesurées par rapport à l'horloge à césium à l'aide de peignes de fréquence femtosecondes, le signal issu de l'horloge à césium étant transféré dans notre laboratoire par fibre optique depuis le laboratoire SYRTE. A l'aide de ce dipositif, nous avons observé pour la première fois la transition 1S-3S avec un laser continu. La courbe présentée sur la figure 1 a été obtenue en 17 minutes.

3. CONCLUSION

Pour la première fois la transition 1S-3S de l'atome d'hydrogène a été observée avec une source laser continue à 205 nm. Nous préparons actuellement la mesure des fréquences optiques. Les derniers résultats obtenus seront présentés à la conférence.

Remerciements : Nous remercions nos collègues Pierre Cladé et Saïda Guellati-Khélafi pour leur aide et des discussions stimulantes. Cette expérience est soutenue par l'Agence Nationale pour la recherche, PROCADIS Projet-(ANR-2010-BLAN-0415-01).

RÉFÉRENCES

[1] R. Pohl et al., *Nature* **466**, 213 (2010), A. Antognini et al., *Science* **339**, 417 (2013).

[2] D.J. Berkeland et al., *App. Opt.* **36**, 4159 (1997).

[3] F. Biraben et al., *Europhys. Lett.* **15**, 831 (1991).

[4] G. Hagel et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, p.203001 (2002).

[5] O. Arnoult et al., *Eur. Phys. J. D.* **60**, 243-256 (2010).

MESURES DES PHASES TOPOLOGIQUES AHARONOV-CASHER ET HE-MCKELLAR-WILKENS PAR INTERFEROMETRIE ATOMIQUE

J. Gillot, S. Lepoutre, A. Gauguet, M. Büchner et J. Vigué

Laboratoire Collisions, Agrégats, Réactivité, UMR CNRS 5587, IRSAMC, Université de Toulouse-UPS, 31062 Toulouse, France

matthias.buchner@irsamc.ups-tlse.fr

RÉSUMÉ

Nous avons pompé optiquement un jet thermique de lithium dans l'état F=2, $m_F = \pm 2$ du niveau fondamental. Le pompage optique a ensuite été caractérisé par une méthode d'interférométrie atomique. Nous avons appliqué ce pompage optique pour mesurer les phases topologiques Aharonov-Casher et He-McKellar-Wilkens. Cette dernière phase a été prédite par la théorie en 1993 et en 1994 et notre équipe a pu la mettre pour la première fois en évidence expérimentalement en 2012. Le pompage optique nous a permis d'améliorer la précision de notre mesure et de prouver l'indépendance des deux phases par rapport à la vitesse des atomes, ce qui est une caractéristique des phases topologiques.

MOTS-CLEFS : *pompage optique, interférométrie atomique, optique atomique, phases topologiques*

L'interférométrie atomique est devenue un outil très performant pour mesurer des interactions entre l'atome et son environnement. L'interféromètre atomique à bras séparés, que nous avons construit à Toulouse, permet d'introduire une perturbation sur un seul des deux bras de l'interféromètre et de mesurer le déphasage et l'atténuation de l'onde avec une excellente précision [1]. Récemment, nous avons utilisé notre appareil pour la première mesure d'une phase topologique [2] prédite par X.-G. He and B.H.J. McKellar en 1993 [3] et par M. Wilkens en 1994 [4]. Cette phase, appelée la phase He-McKellar-Wilkens (HMW), fait partie de la famille de la phase Aharanov-Bohm [5]. Elle se manifeste lorsqu'un atome se propage dans les champs électrique et magnétique croisés et perpendiculaires à la vitesse atomique. Dans nos conditions expérimentales, la phase HMW est petite, au maximum 40 mrad, et sa détection nécessite une grande sensibilité en phase. En 2012, une première campagne de mesure nous a permis de mettre en évidence pour la première fois cette phase [2].

L'interprétation de nos résultats a été difficile à cause de phases parasites reliées à des imperfections géométriques des champs électrique et magnétique appliqués. Une autre complication est liée à la présence de tous les sous-niveaux magnétiques hyperfins.

Pour améliorer notre dispositif expérimental, nous avons utilisé un pompage optique de notre jet de lithium pour travailler avec des atomes dans un seul sous niveau hyperfin magnétique $m_F = 2$ (ou $m_F = -2$). Nous avons caractérisé le pompage par une méthode interférométrique : un gradient de champ magnétique a été appliqué sur les deux bras de l'interféromètre et ce gradient induit un déphasage des ondes atomiques qui dépend du sous niveau hyperfin magnétique. L'effet de ce déphasage fonction de F, m_F est de modifier la phase et la visibilité des franges d'interférences et cette modification est très différente suivant que le jet est pompé optiquement ou pas. La sensibilité de la visibilité à la population résiduelle dans les niveaux dépeuplés est en particulier très forte.

Expérimentalement, nous mesurons une moyenne sur tous les états hyperfins et le taux de pompage s'exprime alors par la dépendance de la visibilité et du déphasage des franges atomiques en fonction du gradient appliqué.

Une deuxième campagne de mesures, avec un jet atomique pompé optiquement, nous a permis de mesurer simultanément les phases topologiques Aharonov-Casher (AC) [6] et HMW. Ces deux phases sont présentes lorsque des champs électrique et magnétique sont appliqués. Nous avons effectué successivement des mesures avec un pompage dans les états $m_F = \pm 2$. Alors que la phase HMW ne dépend pas de m_F, la phase AC change de signe avec m_F ce qui permet de séparer les deux contributions. Les phases HMW ainsi mesurées sont en très bon accord entre les valeurs théoriques [7], ainsi que les phases AC.

Nous avons varié la vitesse des atomes et nous avons prouvé l'indépendance de ces deux phases par rapport à la vitesse des atomes, une caractéristique étonnante des phases topologiques.

REMERCIEMENTS

Nous remercions les ateliers de mécanique et d'électronique, l'équipe « soutiens aux expériences » et le secrétariat pour leur aide. Nous exprimons notre gratitude à G. Trénec qui a fourni une contribution importante pour nos expériences. Les soutiens financiers du CNRS, de l'Université Paul Sabatier et de l'ANR (Programme BLANC SIMI 4 2011 : HIPATI) sont remerciés.

REFERENCES

[1] A. Miffre *et al.*, Eur.Phys.J.D **33**, 99 (2005)
[2] S. Lepoutre *et al.*, Phys.Rev.Lett. **109**, 120404(2012)
[3] X.-G. He et B.H.J. McKellar, , Phys.Rev. A **47**, 3424 (1993)
[4] M. Wilkens, Phys.Rev.Lett. **72**, 5 (1994)
[5] Y. Aharonov et D. Bohm, Phys.Rev. A **115**, 485 (1959)
[6] Y. Aharonov et A. Casher, Phys.Rev.Lett. **53**, 319 (1984)
[7] J. Gillot *et al*, submitted to Phys.Rev.Lett.

INTERFÉROMÉTRIE ATOMIQUE SUR UN CONDENSAT DE BOSE-EINSTEIN

R. Jannin[1], P. Cladé[1], S. Guellati-Khélifa[2], F. Nez[1], F. Biraben[1]

[1] *Laboratoire Kastler Brossel, Université Pierre et Marie Curie, Ecole Normale Supérieure, CNRS, 4 place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05, France*

[2] *CNAM-INM, Conservatoire National des Arts et Métiers, 292 rue Saint Martin, 75141 Paris Cedex 03, France*

RÉSUMÉ

Nous présentons un nouveau dispositif expérimental qui vise à implémenter une nouvelle technique d'interférométrie sur une source d'atomes ultra-froids produits par refroidissement évaporatif. Un de nos objectifs est d'étudier en détail l'effet systématique dû à l'effet du champ moyen.

MOTS-CLEFS : *atomes froids ; interférométrie ; métrologie*

1. INTRODUCTION

L'utilisation de la nature ondulatoire de la matière pour réaliser des interféromètres atomiques est possible depuis plus de 20 ans. Dans notre interféromètre, la différence de phase acquise entre deux trajectoires différentes permet de mesurer la vitesse des atomes. De tels dispositifs sont utilisés pour mesurer très précisément la constante de structure fine [1]. Cependant, les mesures s'avèrent limitées d'une part par la sensibilité de l'interféromètre, qui dépend de la séparation spatiale de ses deux bras, et d'autre part par des effets systématiques tels que la phase de Gouy. Usuellement, on utilise comme séparatrice atomique une impulsion $\pi/2$ qui induit une transition Raman entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental. L'écart de vitesse entre les deux paquets d'onde atomiques est de $2v_r$, où v_r correspond à la vitesse de recul due à l'absorption d'un photon. Il est ainsi possible d'augmenter la séparation en augmentant cette différence de vitesse. Notre méthode repose sur l'utilisation des oscillations de Bloch pour transférer une plus grande impulsion aux atomes. La diminution des effets systématiques nécessite des faisceaux lasers plus larges, il est ainsi possible d'envisager d'utiliser un nuage d'atomes moins étendu spatialement. Un nouveau dispositif expérimental permettant d'obtenir une source d'atomes proches de la condensation de Bose-Einstein et mettant en oeuvre la technique de séparation par grand transfert d'impulsion va donc être réalisé.

2. PRINCIPE DE L'INTERFÉROMÈTRE

L'interférométrie atomique consiste à séparer puis recombiner des paquets d'onde atomique. Cette séparation est effectuée en utilisant les transitions Raman ou Bragg, qui permettent un transfert d'impulsion entre la lumière laser et les atomes. Cela permet ainsi de préparer ces derniers dans une superposition de deux états, séparés en vitesse. Cette différence de vitesse est fixée dans le cas de transitions Raman à $\delta v = 2v_r$.

La sensibilité d'un tel interféromètre dépend de la séparation spatiale de ses deux bras. Ainsi, pour augmenter celle-ci, on peut augmenter le temps pendant lequel cette séparation s'effectue, ce qui impose d'augmenter la taille du dispositif expérimental. De plus, augmenter la fenêtre d'interaction entre les atomes et la lumière rend ainsi plus sensible aux vibrations et au bruit de phase des lasers. Une autre solution consiste à augmenter l'écart en vitesse des deux paquets atomiques qui interfèrent. Cette technique constitue la méthode du *Large Momentum Transfer Beamsplitter* (LMTBS) [2].

La réalisation de la technique du LMTBS est fondée sur la méthode des oscillations de Bloch. Celle-ci consiste à balayer linéairement la différence de fréquences de deux lasers contrapropageants, pour créer un réseau optique accéléré et ainsi réaliser des oscillations de Bloch. Après N oscillations, une vitesse $2Nv_r$ est transférée aux atomes.

Le schéma interférométrique que l'on souhaite mettre en place est représenté en Figure 1b. Il est équivalent à un interféromètre de Ramsey-Bordé (Fig.1a), dans lequel chaque impulsion $\pi/2$ est remplacée par une séquence d'un pulse Raman $\pi/2$ suivi d'un transfert de $2N$ vitesses de recul par oscillations de Bloch. Il est ainsi possible d'obtenir une plus grande séparation entre les deux bras de l'interféromètre.

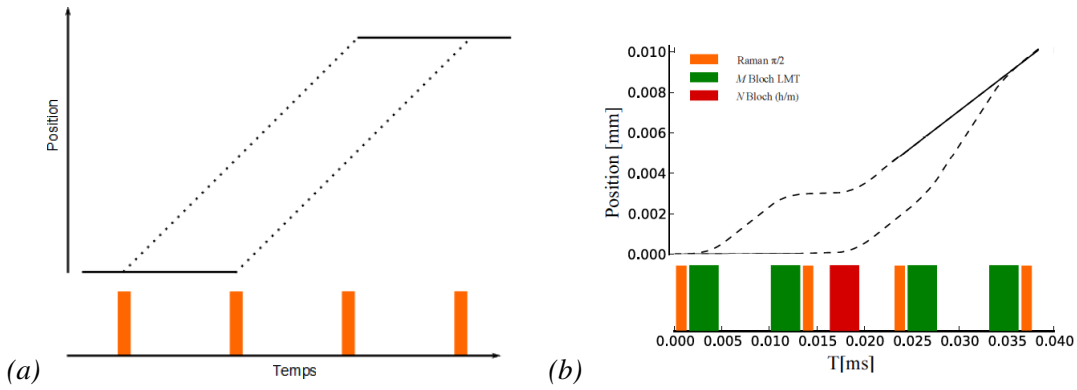


FIGURE 1 : (a) : schéma d'un interféromètre atomique. La superposition d'états est préparée grâce à l'utilisation d'impulsions Raman $\pi/2$ (orange). Les lignes pleine et pointillée représentent des états internes différents. Une différence de vitesse de $2v_r$ a été transférée entre ceux-ci. (b) : Schéma de l'interféromètre par grand transfert d'impulsion. Les impulsions Bloch (vert) transfèrent une impulsion de $2M\hbar k$, l'impulsion Bloch (rouge) transfère $2N$ reculs à la deuxième partie de l'interféromètre.

Le nouveau dispositif expérimental permettra d'obtenir une source d'atomes ultra-froids, proches de la condensation de Bose-Einstein (BEC). En effet, les atomes seront préalablement refroidis au sein d'un piège magnéto-optique, avant de subir une évaporation rapide dans un piège dipolaire. Il sera ainsi possible d'obtenir un nuage d'atomes moins étendu spatialement. Le premier objectif sera d'étudier l'effet systématique dû au champ moyen, les interactions entre atomes étant en effet plus importantes pour ce type de sources atomiques. Le second objectif sera alors d'intégrer à ce dispositif un interféromètre du type LMTBS. On pourra alors étudier l'intérêt d'une telle source pour l'interférométrie.

RÉFÉRENCES

[1] R. Bouchendira, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez, and F. Biraben. *New Determination of the Fine Structure Constant and Test of the Quantum Electrodynamics.* Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 080801.

[2] P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez, and F. Biraben. *Large Momentum Beamsplitter using Bloch Oscillations.* Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 240402.

DEPENDANCE EN TEMPERATURE DE L'INTERACTION LONGUE DISTANCE ATOME-SURFACE DANS LES CONDITIONS DE L'EQUILIBRE THERMIQUE

Athanasios Laliotis[1], Thiery Passerat de Silans[1,2], Isabelle Maurin[1],

Marie-Pascale Gorza[1], Martial Ducloy[1], Daniel Bloch[1]

[1] *Laboratoire de Physique des Lasers, UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse, France*

[2] *Departamento de Física, Universidade Federal de Paraíba,PB- João Pessoa, Brésil*

RÉSUMÉ

Nous décrivons un travail de mesures spectroscopiques portant sur la dépendance en température de l'interaction van der Waals entre atome et surface, lorsque l'équilibre thermique est assuré entre la surface et le vide environnant l'atome. Nos expériences permettent de vérifier les prédictions de l'électrodynamique quantique (QED), pour des températures aussi élevées que 1000 K.

MOTS-CLEFS : *interaction atome-surface; Casimir-Polder; corps noir; réflexion sélective*

1. INTRODUCTION

Les études expérimentales portant sur l'interaction entre atome et surface, ou surface et surface, aident à la compréhension physique des interactions entre les propriétés quantiques de la matière et les fluctuations du vide. Ces études présentent un intérêt de plus en plus grand pour les applications dans le domaine des nanotechnologies. En particulier, la dépendance des interactions Casimir (entre surfaces) ou Casimir-Polder (entre atome et surface) avec les fluctuations thermiques est un effet fondamental, qui pourrait éventuellement être utilisé à l'avenir pour accorder sur mesure ces interactions. Ces effets de température sont généralement très faibles, et leur observation jusqu'ici a été limitée à une expérience avec un condensat de Bose-Einstein (BEC) situé à 6-10 µm d'un substrat de silice fondue [1] dans une situation d'exaltation induite par une situation hors équilibre thermique.

2. REGIME DE CHAMP PROCHE DE L'INTERACTION ATOME-SURFACE

Quand les atomes sont situés à des distances nettement plus proches (typiquement jusque des centaines de nm), l'interaction peut être décrite comme un couplage en régime de champ proche, par une interaction van der Waals entre atome et surface, souvent décrite comme l'attraction van der Waals entre les fluctuations dipolaires de l'atome et l'image électrostatique induite par la surface environnante. Ceci induit un déplacement énergétique des niveaux en $-C_3/z^3$, où C_3 est le coefficient de l'interaction van der Waals pour un niveau énergétique donné, et z la distance entre atome et surface. Pour introduire les effets de température, l'approche électrostatique s'avère insuffisante, et il faut passer à une description plus complète (de type Casimir-Polder) d'électrodynamique quantique, où les fluctuations de l'atome sont couplées aux fluctuations d'un vide à température non nulle [2]. L'effet de la surface est essentiellement d'imposer des conditions aux limites au vide environnant. L'équilibre thermique impose que la température pour les fluctuations du vide soit celle de la surface. Le milieu dense est assimilable à un corps noir, dont l'atome explore le régime de champ proche, qui est gouverné par les modes (polaritons) de surface. C'est essentiellement le couplage résonnant entre ces modes de surface et les couplages dipolaires pertinents pour l'atome considéré,

qui induit une dépendance en température de l'interaction de surface. Les modes polaritons de surface sont sensibles à l'excitation thermique pour des énergies de l'ordre de k_BT, d'où des effets de température pour les atomes qui possèdent des couplages dipolaires dans cette gamme d'énergie (infrarouge "thermique", ~ 50 µm pour T~ 300 K).

3. REALISATION EXPERIMENTALE

Les résultats que nous rapportons ici sont obtenus par spectroscopie de réflexion sélective sur la raie (λ = 672 nm) de Cs ($6P_{1/2} \rightarrow 7D_{3/2}$) permettant essentiellement de sonder - à une distance à la paroi ~$\lambda/2\pi$ 100 nm - l'interaction entre un atome de Cs($7D_{3/2}$) et une surface de saphir. Il existe notamment un couplage virtuel entre la résonance de surface du saphir à 12.1 µm et la transition dipolaire $7D_{3/2} \rightarrow 5F_{5/2}$ à 10,8 µm, alors que les émissions virtuelles de Cs($7D_{3/2}$) vers Cs(8P) à 29 et 39 µm correspondent à des couplages non résonnants pour le saphir. Ceci impose des conditions expérimentales avec des températures inhabituellement élevées, en pratique jusque 1000 K. Une série antérieure d'expériences sur Cs ($8P_{3/2}$) et une surface de CaF_2 [3] s'était révélée infructueuse à cause d'une dégradation de l'état de surface. Cependant, le saphir est nettement plus résistant, mécaniquement et thermiquement que les fenêtres fluorure, et insensible à une possibilité d'attaque chimique par la vapeur alcaline. Nous avons ainsi effectué l'expérience dans une cellule spéciale entièrement en saphir, avec une fenêtre en saphir recuit ("superpoli"), qui assure localement une planéité quasiment à l'échelle atomique. La figure 1, où les mesures du coefficient C_3 sont déduites de paramètres d'ajustement entre courbes expérimentales et courbes modèles de réflexion sélective, montre la qualité de l'accord expérience-théorie, et l'amélioration par rapport à de premières expériences sur une cellule ancienne de saphir.

Remerciements *à D. Sarkisyan, pour la fabrication de cellules, ainsi qu'à G. Pichler pour le prêt initial d'une cellule, et à la coopération franco-brésilienne CAPES-COFECUB Ph 740-12.*

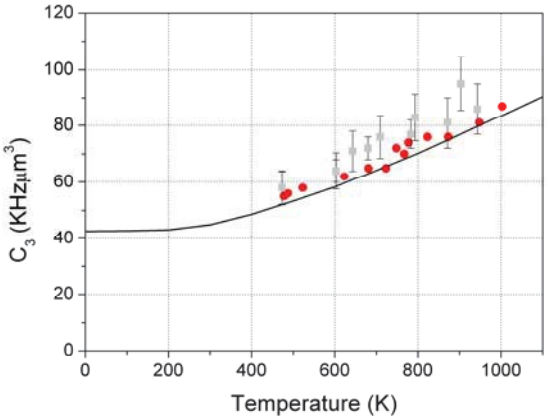


Fig. 1 : Mesures expérimentales et prédictions théoriques pour le coefficient C_3 de l'interaction entre Cs($7D_{3/2}$) et une surface de saphir en fonction de la température. Les points en rouge représentent des mesures sur une fenêtre en saphir "superpoli". Les carrés gris correspondent à des mesures plus anciennes sur des fenêtres de saphir moins bien contrôlées.

RÉFÉRENCES

[1] J. Obrecht *et al*, "Measurement of the Temperature Dependence of the Casimir-Polder Force", Phys. Rev. Lett. **98**, 0632201 (2007).

[2] M-P.Gorza and M. Ducloy,"van der Waals interactions between atoms and dispersive surfaces at finite temperature", Eur.Phys. J. D **40**, 343 (2006).

[3] T. Passerat de Silans *et al*., "Temperature dependence of the dielectric permittivity of CaF_2, BaF_2 and Al_2O_3: application to the prediction of a temperature-dependent van der Waals surface interaction exerted onto a neighbouring Cs($8P_{3/2}$) atom", J. Phys.: Condens. Matter **21**, 255902 (2009).

COMPARAISON D'HORLOGES À RÉSEAU OPTIQUE STRONTIUM

Jérôme Lodewyck, C. Shi, U. Eismann, J.-L. Robyr, M. Gurov, R. Le Targat

LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, 61, avenue de l'observatoire, 75014 Paris, France

jerome.lodewyck@obspm.fr

RÉSUMÉ

Les horloges à réseau optique consistent en la stabilisation d'un faisceau laser ultra-stable sur une transition atomique étroite dans le domaine optique d'un ensemble d'atomes piégés dans un réseau de pièges dipolaires. Elle combinent un très bon contrôle des effets systématiques grâce au principe de la longueur d'onde magique de piégeage pour laquelle les effets de déplacement lumineux sont compensés, et une très bonne stabilité grâce au grand nombre d'atomes simultanément interrogés. Dans cet article, nous présentons la comparaison entre deux horloges à réseau optique avec des atomes de strontium avec un accord compatible avec le bilan d'exactitude établi au niveau de 10^{-16}. La fréquence de la transition d'horloge dans le SI d'unités a été mesurée avec une incertitude totale de $3,1 \times 10^{-16}$.

1. COMPARAISON D'HORLOGES À RÉSEAU OPTIQUE

Nous avons réalisé deux horloges à réseau optique avec des atomes de strontium. Dans ces horloges, des atomes de strontium sont piégés dans un MOT à une température de 2 mK, puis transférés dans un réseau optique à 813 nm et refroidis à une température de quelques μK. Ces atomes sont enfin interrogés par un laser ultra-stable obtenu par stabilisation sur une cavité Fabry-Perot de haute finesse. Les effets systématiques de chaque horloge ont été caractérisés au niveau de $1,1 \times 10^{-16}$ [1]. La comparaison entre les deux systèmes a abouti à une différence de fréquence compatible avec zéro :

$$\Delta f_{\mathrm{Sr}}/f_{\mathrm{Sr}} = 1,2 \times 10^{-16} \pm 0,2 \times 10^{-16} \text{ (stat) } \pm 1,6 \times 10^{-16} \text{ (syst)}.$$

Cet accord a été obtenu après que des effets systématiques inattendus ont été mesurés et corrigés. En particulier, la présence de charges statiques sur les accès optiques de l'enceinte a vide avait initialement introduit un biais de fréquence de 10^{-13} entre les horloges.

2. MESURE DE LA FRÉQUENCE ABSOLUE DE LA TRANSITION D'HORLOGE DU SR

Un série de comparaisons avec les fontaines atomiques césium et rubidium du laboratoire a donné la mesure de la fréquence absolue du strontium avec une incertitude totale de $3,1 \times 10^{-16}$:

$$f_{\mathrm{Sr}} = 429228004229873,10 \pm 0,05 \text{ (stat) } \pm 0,12 \text{ (syst) Hz}$$

Cette mesure est limitée par les fontaines atomiques, aussi bien en stabilité (bruit de projection quantique) qu'en exactitude. La comparaison avec de précédentes mesures du rapport de fréquence entre strontium et césium a permis d'affiner la borne supérieure sur une éventuelle dérive des constantes fondamentales.

3. POLARISABILITÉS DE LA TRANSITION D'HORLOGE

La transition d'horloge, entre les états $^1S_0$ et $^3P_0$, est insensible à la polarisation du réseau de piégeage. Toutefois, le couplage hyperfin, tout en autorisant la transition par excitation dipolaire électrique, introduit une légère dépendance de la fréquence d'horloge avec la polarisation du réseau. Ces effets (polarisabilités vectorielle et tensorielle) ont été mesurés [2], et une étude théorique a permis de confirmer ces mesures. Les effets d'ordre élevé, au delà de l'approximation dipolaire, ont été majorés [2] (effets dipolaire magnétique et quadrupolaire électrique) ou résolus [3] (hyper-polarisabilité). Aucun de ces effets ne limite l'exactitude de l'horloge à un niveau supérieur à 10^{-17}.

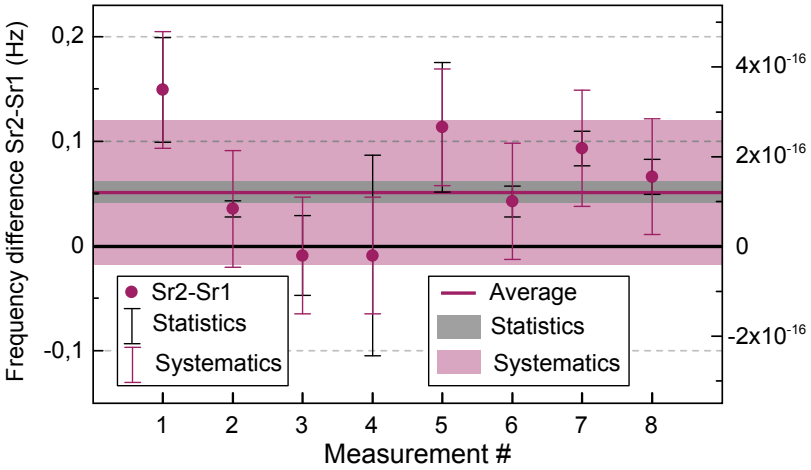


FIGURE 1 : Comparaison entre deux horloges à réseau optique strontium. Les horloges à réseau optique offrent une très bonne résolution statistique, au niveau de quelques 10^{-17} après quelques heures d'intégration (barres d'erreur noires)

CONCLUSION

Les horloges à réseau optique offrent d'excellentes performances, et leur exactitude, actuellement au niveau de 10^{-16} continue de progresser. Le contrôle du rayonnement du corps noir émis par l'environnement des atomes permettra à terme d'atteindre une exactitude de 10^{-17}.

RÉFÉRENCES

[1] R. L. T. et al, "Experimenting an optical second with strontium lattice clocks," *arXiv :1301.6046*, 2013.

[2] P. G. Westergaard, J. Lodewyck, L. Lorini, A. Lecallier, E. A. Burt, M. Zawada, J. Millo, and P. Lemonde, "Lattice-induced frequency shifts in sr optical lattice clocks at the 10^{-17} level," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, p. 210801, May 2011.

[3] R. L. T. et al., "Comparison of Sr optical lattice clocks at the 10^{-16} level," *Proceedings of the EFTF*, 2012.

DISSEMINATION D'UNE FREQUENCE ULTRASTABLE PAR LIEN OPTIQUE SUR LE RESEAU PUBLIC DE TELECOMMUNICATIONS

O. Lopez[1], P.E. Pottie[2], F. Stefani[2], A. Bercy[1], B. Chanteau[1], A. Kanj[2], D Rovera[2], J. Achkar[2], N. Quintin[1], Ch. Chardonnet[1], A. Amy-Klein[1] and G. Santarelli[2,3]

[1] *Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, CNRS, 99 Avenue Jean-Baptiste Clément, 93430 Villetaneuse, France*

[2] *Laboratoire National de Métrologie et d'Essais–Système de Références Temps-Espace, UMR 8630 Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, 61 Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris*

[3] *Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences, UMR 5298 Université de Bordeaux 1, Institut d'Optique and CNRS, 351 cours de la Libération, 33405 Talence, France*

amy@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

L'utilisation des liens optiques fibrés pour la comparaison et la distribution de références ultrastables de fréquence s'est fortement développée ces dix dernières années. Nous présentons ici les performances obtenues sur un lien de 540 km qui utilise les fibres du réseau Internet. Le signal ultrastable se propage en parallèle des données numériques par multiplexage en longueur d'onde. La correction active du bruit de phase apportée par la propagation dans la fibre permet d'obtenir une instabilité de fréquence de 5×10^{-15} pour un temps de mesure de 1 s et de 6×10^{-19} sur 10^4 s. Cette technique ouvre la voie au déploiement d'un réseau optique métrologique ultra-stable au niveau national et international.

MOTS-CLEFS : *lien optique, métrologie temps-fréquence, stabilisation de fréquence*

1. INTRODUCTION

Le développement de liens optiques entre laboratoires distants est un des principaux défis de la métrologie du temps-fréquence, car les progrès en stabilité des horloges atomiques sont telles que les comparaisons de leurs fréquences par liens satellitaires, tels le GPS, ne sont pas assez sensibles. Concrètement, un lien optique doit permettre de transmettre entre deux laboratoires une référence ultra-stable de fréquence avec une résolution meilleure que 10^{-15} pour un temps de mesure de 1 s et meilleure que 10^{-17} sur quelques heures [1-2]. Il est constitué d'une fibre optique dans laquelle on injecte un laser ultrastable qui constitue la référence de fréquence. Une boucle d'asservissement permet de corriger les variations de phase dues aux fluctuations de la longueur optique de la fibre. Cela nécessite que le signal optique circule dans les deux sens sur la même fibre : le signal ayant effectué un aller-retour est comparé avec le signal initial du laser stabilisé et leur différence de phase optique donne directement les fluctuations de phase dues à la propagation aller-retour.

2. PRINCIPE DU TRANSFERT DE FREQUENCE ET DE TEMPS

Dans l'objectif d'étendre cette technique à l'échelle nationale ou internationale, nous avons décidé d'utiliser directement les fibres du réseau académique national, grâce à une collaboration avec RENATER (Réseau National de télécommunications pour la Technologie l'Enseignement et la Recherche). Nous exploitons pour cela la technique du multiplexage en longueur d'onde : le signal ultrastable est transmis simultanément avec les données numériques mais à une longueur d'onde spécifique. Nous disposons donc d'un canal (ou fenêtre spectrale) dédié sur des fibres Internet. La figure 1 présente le schéma d'un lien optique de 540 km entre Villetaneuse et Reims, et retour, qui utilise 470 km du réseau Internet. Afin de maintenir une propagation continue et bidirectionnelle de la phase optique, tous les équipements de télécommunication sont évités grâce à des multiplexeurs qui séparent le signal ultrastable des signaux numériques. Pour la transmission à longue distance,

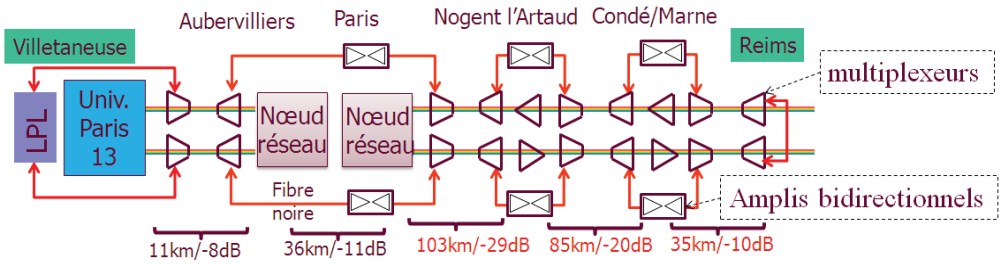


Fig. 1 : lien optique de 540 km (dont 470 km sur réseau Internet) entre le LPL et Reims, et retour.

nous avons aussi développé des stations régénératrices qui permettent de filtrer et d'amplifier le signal ultrastable et de compenser le bruit des deux segments de lien optique qu'elles relient.

3. STABILITE DU TRANSFERT DE FREQUENCE

Les performances du transfert de fréquences sur le lien de 540 km sont présentées sur la figure 1. Les fluctuations de phase résiduelles du lien compensé sont inférieures à quelques radians sur plusieurs dizaines d'heures, soit une variation temporelle de quelques dizaines de fs. Les fluctuations de fréquence du lien libre, de l'ordre de 10^{-14} en valeur relative, sont réduites à moins de 10^{-18} à partir de 10^{4} s [1].

Sur ce même lien de 540 km, nous avons également démontré du transfert de temps par méthode deux-voies. Nous avons obtenu une excellente stabilité de 20 ps et une exactitude meilleure que 250 ps, ce qui va au-delà des performances du GPS d'un ordre de grandeur [3].

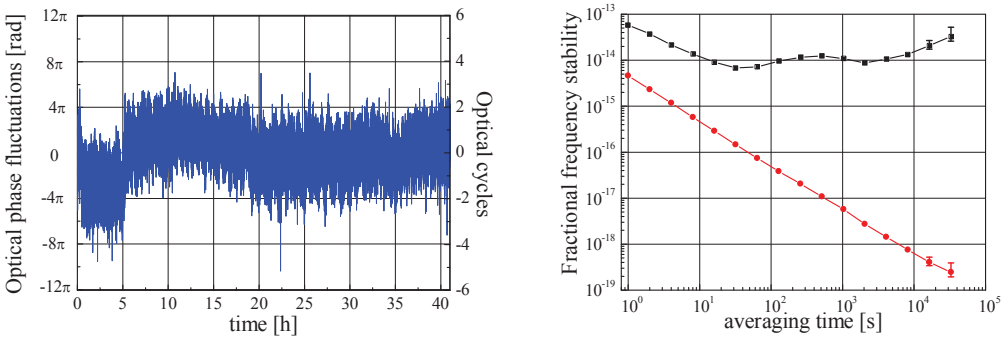


Fig. 1 : A gauche : Fluctuations de phase résiduelles du lien optique compensé de 540-km; à droite : Instabilités de fréquences du lien libre (carrés noir) et compensé (ronds rouges)

CONCLUSION

Ces résultats démontrent la maturité de la technique de lien optique sur réseau public. Nous projetons maintenant de déployer un réseau national, dans le cadre de l'équipement d'excellence REFIMEVE+. L'objectif est également de rejoindre la frontière allemande où une interconnexion sera réalisée avec un signal ultrastable provenant des laboratoires allemands. Les applications dépassent le domaine de la métrologie car les comparaisons à distance d'horloges permettent de réaliser de nombreux tests de physique fondamentale et la mise à disposition d'une référence de fréquence pour de nombreux laboratoires ouvre le champ à une large gamme de mesures de très haute sensibilité.

RÉFÉRENCES

[1] O. Lopez et al., "Ultra-stable long distance optical frequency distribution using the Internet fiber network," Opt.Express vol. 20, pp. 23518-23526, 2012.

[2] K. Predehl et al., "A 920-kilometer optical fiber link for frequency metrology at the 19th decimal place," Science, vol. 336, pp. 441-444, 2012

[3] O. Lopez, A. Kanj, P.E. Pottie, D. Rovera, J. Achkar, C. Chardonnet, A. Amy-Klein, G. Santarelli, "Simultaneous remote transfer of accurate timing and optical frequency over a public fiber network," Appl. Phys. B vol. **110**, pp 3-6, 2013.

3 CONFIGURATIONS DE CHAMPS MAGNÉTIQUES POUR LE RALENTISSEMENT D'ATOMES OU DE MOLÉCULES

Renaud Mathevet[1]

[1] *LNCMI-T, CNRS-INSA-UJF-UPS, Université de Toulouse, 31062 Toulouse, France*

renaud.mathevet@lncmi.cnrs.fr

RÉSUMÉ

La décélération d'un jet atomique est couramment une étape préliminaire à l'obtention d'atomes ultrafroids. Nous présenterons tout d'abord un ralentisseur à effet Zeeman à aimants permanents efficace et très simple à mettre en oeuvre. Nous proposons ensuite deux approches complémentaires basées sur des champs magnétiques *comobiles* applicables en principe à tout atome ou molécule possédant un moment magnétique permanent.

MOTS-CLEFS : *ralentisseur à effet Zeeman; ralentissement de molécules.*

1. RALENTISSEUR À EFFET ZEEMAN À AIMANTS PERMANENTS [1]

La décélération produite par la pression de radiation exercée par un faisceau resonant contrapropageant avec un jet atomique est considérable ($\simeq 10^{5-7}$ ms^{-2}). Un champ magnétique inhomogène permet de maintenir les atomes à résonance en compensant la diminution d'effet Doppler par un effet Zeeman croissant (Fig. 1-a). Ce champ peut être généré par des aimants permanents disposés autour du faisceau atomique en configuration *Halbach* (Fig. 1-b). Il en résulte un dispositif compact, léger, très facile à construire et peu coûteux, qui ne génère ni vibration ni chaleur, que l'on peut monter et démonter sans casser le vide (Fig. 1-c). Le champ étant transverse, un laser repompeur est toutefois nécessaire.

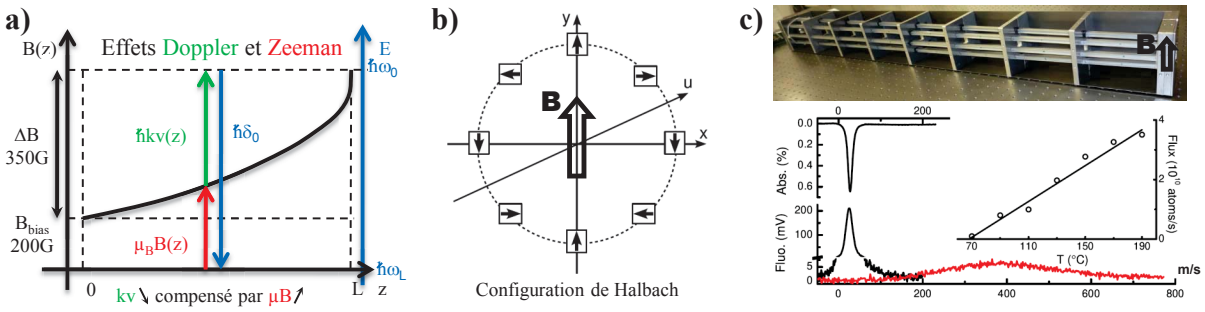


FIGURE 1 : a) Le profil du champ est calculé pour que la diminution de l'effet Doppler (vert) soit compensée par l'augmentation de l'effet Zeeman (rouge). b) Le champ est généré par 8 barres de NdFeB de section 6×6 mm^2 en configuration Halbach. c) Dispositif expérimental ; flux typique de Rubidium : 10^{10} atomes/s @ 30 m/s.

2. RALENTISSEURS À CHAMPS COMOBILES

La technique ci-dessus repose sur l'existence de transitions optiques (quasi) fermées pour les atomes qui ne se rencontrent généralement pas dans les molécules dont pourtant, la variété et la richesse de propriétés ouvrirait de nombreuses perspectives. Nous proposons l'utilisation de champs magnétiques *comobiles* c'est à dire de la forme $B(x,t) = B_0 \cos[2\pi(x/\Lambda - \nu t)]$. En principe toute particule possédant un moment magnétique μ est alors soumise à un potentiel qui se déplace à la vitesse $v = \Lambda\nu$ réglable par l'expérimentateur dans une gamme couvrant les vitesses atomiques ou moléculaires, typiquement jusqu'à quelques km/s [2].

Dans le groupe de Jacques Robert au Laboratoire Aimé Cotton (LAC, Orsay), le ralentissement est obtenu directement par la force magnétique liée au gradient du champ et l'emploi de courants de

fréquence ν décroissante permet de maintenir la particule en phase avec la zone de décélération maximale [3]. A contrario, dans le groupe de Jacques Baudon au Laboratoire de Physique des Lasers (LPL, Villetaneuse), ces champs permettent d'obtenir un meta-milieu d'indice de réfraction négatif qui permet de renverser transitoirement la vitesse de groupe d'un paquet d'onde [4]. Les ordres de grandeur nécessaires dans les deux expériences sont comparables : $B_0 \simeq 0.1 - 1$ T, $\Lambda \simeq 1 - 2$ mm sur des dimensions transverses $\phi \simeq 1$ mm.

Jusqu'à quelques kilohertz, suffisant pour les atomes pré-ralentis du LPL, nous avons obtenu de premiers résultats encourageants en utilisant les pièces du circuit magnétique de deux transformateurs audio légèrement usinés pour ménager un entrefer (Fig. 2).

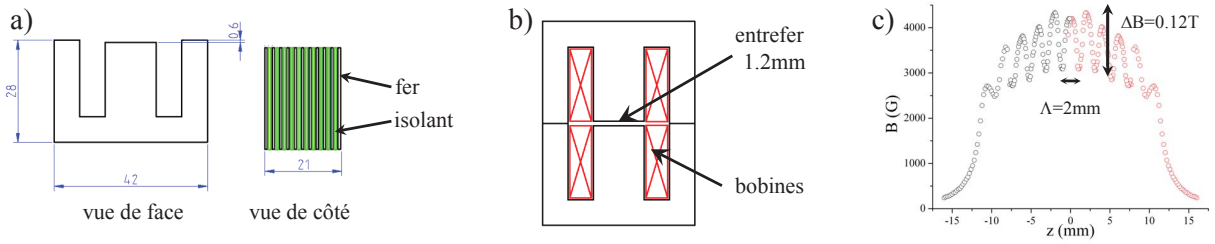


FIGURE 2 : a) empilement de couches de 1 mm d'épaisseur d'isolant et de tôles en forme de E issues d'un transformateur audio. b) Assemblage tête-bêche de 2 empilements. c) Profil de champ mesuré pour I= 5 A.

Les particules thermiques au LAC nécessitent de plus hautes fréquences. Nous étudions une seconde approche radicalement différente inspirée des puces atomiques. Il s'agit de réduire drastiquement la taille du système de fils en gravant directement les pistes sur un substrat approprié qui sert à la fois de support et de puits thermique. Les densités de courant que l'on peut obtenir sont alors considérables. La configuration proposée à la Fig. 3 permet d'éviter que les pistes ne se croisent. Le calcul montre que des gradients de l'ordre de 100 T/m sont envisageables ce qui correspond à l'arrêt de particules thermiques sur 2 m environ.

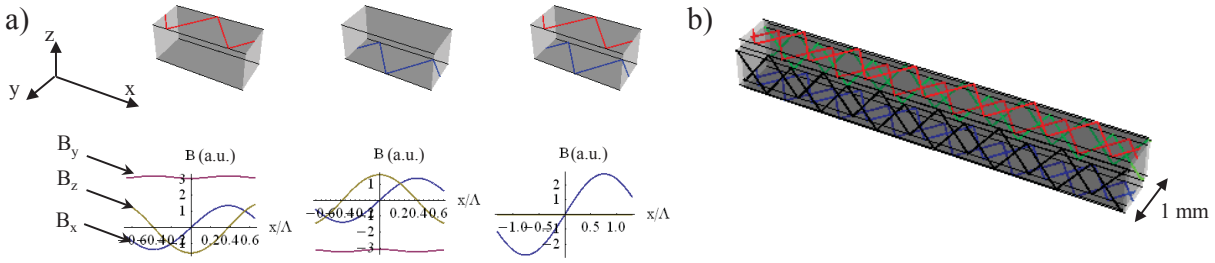


FIGURE 3 : a) Champs magnétiques produits par deux pistes (rouge et bleue) sur des faces opposées. b) Assemblage complet sur 4 côtés. Chaque côté comporte une piste sur chaque face, décalées d'une demie période permettant l'aller et le retour du courant.

RÉFÉRENCES

[1] Réalisé au *Laboratoire Collision Agrégats Réactivité*, UMR5589, CNRS-UPS, Toulouse.
P. Cheiney *et al.*, "A Zeeman slower design with permanent magnets in a Halbach configuration", *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 82, p. 063115, 2011.

[2] R. Mathevet *et al.*, "Atomic interferences in a comoving magnetic field", *Phys Rev A*, vol. 56, p. 2954, 1997.

[3] A. Trimeche *et al.*, "Trapping of a supersonic beam in a traveling magnetic wave", *Eur. Phys. J. D*, vol. 65, p. 263, 2011.

[4] J. Baudon *et al.*, "Negative-Index Media for Matter-Wave Optics", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, p.140403 , 2009.

MESURE DE LA CONSTANTE DE BOLTZMANN PAR SPECTROSCOPIE LASER: VERS UNE CONTRIBUTION AU FUTUR SYSTÈME INTERNATIONAL D'UNITÉS

S. Mejri [1], P. L. T. Sow[1], S. K. Tokunaga[1], S. Briaudeau[2], C. Chardonnet[1], Ch. J. Bordé[1], B. Darquié[1], and C. Daussy[1]

[1] *Laboratoire de Physique des Lasers Université Paris13, Sorbonne Paris cité, CNRS, F-93430 Villetaneuse, France*

[2] *Laboratoire Commun de Métrologie LNE-CNAM, F-93210, La Plaine Saint-Denis, France*

sinda.mejri@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons l'expérience développée au Laboratoire de Physique des lasers avec pour objective de contribuer à la redéfinition du Système International d'unités en mesurant la constante de Boltzmann, k_B, par spectroscopie laser. Le budget d'incertitude global sur les effets systématiques est réduit au niveau de 2.1 ppm. L'ensemble des résultats obtenus et les perspectives envisagées ouvrent la voie vers une mesure optique de k_B avec une incertitude de quelques ppm.

MOTS-CLEFS : *Boltzmann, spectroscopie moléculaire, forme de raie d'absorption*

1. INTRODUCTION

L'unité de température, le kelvin, est définie depuis 1954 à partir de la température du point triple de l'eau. Il serait souhaitable de redéfinir cette unité à partir d'une constante fondamentale de la physique (la constante de Boltzmann k_B) dont on fixerait la valeur. Depuis quelques années nous développons au laboratoire de Physique des lasers une expérience de mesure de la constante de Boltzmann par thermométrie à élargissement Doppler (DBT). La méthode utilisée repose sur la spectroscopie d'absorption linéaire d'un gaz d'ammoniac maintenu à température constante dans un thermostat. La constante de Boltzmann est déduite de la mesure de température du gaz et de la largueur du profil d'absorption enregistré.

2. THERMOMÉTRIE À ÉLARGISSEMENT DOPPLER (DBT)

Le principe de la DBT [1], illustrée sur la Figure1, est d'enregistrer par spectroscopie laser le profile d'absorption linéaire d'une raie isolée d'un gaz atomique ou moléculaire dans une cellule d'absorption maintenue à température constante dans un thermostat. A basse pression, le profil d'absorption observé est dominé par l'élargissement Doppler lié à l'agitation des molécules du gaz. Le profil d'absorption reflète la distribution gaussienne de Maxwell-Boltzmann des vitesses des particules le long de l'axe du faisceau sonde. La constante de Boltzmann est alors directement liée à la largeur du profil Doppler par la relation :

$$\frac{\Delta\nu_D}{\nu_0} = \sqrt{\frac{2k_BT}{mc^2}} \tag{1}$$

avec ν_0 la fréquence centrale du profile d'absorption , $\Delta\nu_D$ la demi-largueur à 1/e du profil Doppler, c la vitesse de la lumiére, T la température du gaz et m la masse des particules du gaz.

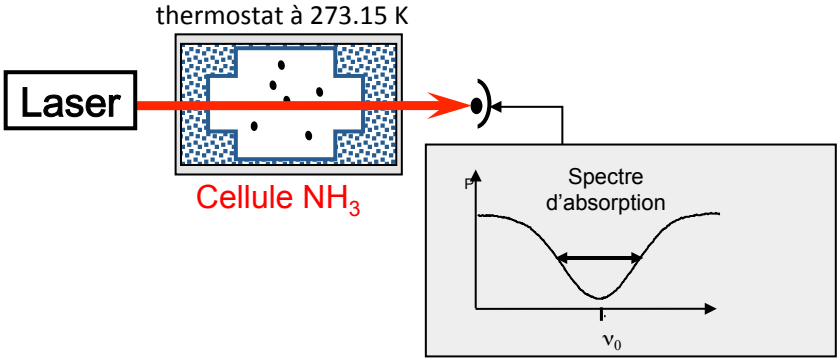


FIGURE 1 : Schéma de principe de la mesure de k_B par DBT.

3. VERS UNE NOUVELLE MESURE DE k_B

Avec l'objectif de préparer une mesure de k_B au ppm avant l'échéance de 2015, on a effectué une étude complète des effets systématiques susceptibles d'affecter la mesure de k_B au niveau du ppm. Nous évaluons l'impact de la composition du gaz d'ammoniac dans la cellule. Nous avons estimé avec des incertitudes de 0.04 ppm et 1.07 ppm respectivement, l'impact de la modulation en amplitude du faisceau laser et de la mesure de température du gaz moléculaire. Nous avons mis en place un dispositif expérimental pour analyser la structure hyperfine de NH_3. A partir de ces données et à l'aide des simulations, nous avons pu déterminer l'impact de la structure hyperfine avec une incertitude de 0.03 ppm. Enfin, un autre point important que nous avons étudié est l'effet systématique lié à la modélisation du profile d'absorption. Nous avons mené une étude poussée de la modélisation des collisions, en enregistrant de nouveaux spectres expérimentaux dans des conditions de différentes pressions (2 à 20 Pa). Cela nous a permis de conclure que le profile de Voigt dépendant des vitesses, qui prend en compte la dépendance en vitesse des paramètres collisionnels, décrit mieux la forme de raie observée [2]. Au final, le budget d'incertitude global sur les effets systématiques est réduit au niveau de 2.1 ppm.

D'autre part, nous sommes en mesure d'atteindre une incertitude statistique sur k_B de 6.4 ppm après 70h de temps d'acquisition.

CONCLUSION

L'ensemble des résultats obtenus ouvre la voie vers une mesure optique de k_B avec une incertitude inférieur à 10 ppm. Afin de garantir un tel niveau d'incertitude il serait cependant nécessaire, dans la configuration actuelle de l'expérience, d'une part d'évaluer avec un incertitude inférieur à 10 ppm les effets systématiques liés à la non-linéarité de la chaine de détection et à un possible décalage en tension résiduel. Pour s'affranchir de ces effets, plusieurs perspectives sont déjà envisagées. En effet un remplacement du laser CO_2 utilisé pour notre expérience par une source laser à cascade quantique stabilisé sur le laser CO_2 est en cours. Le temps d'acquisition des spectres expérimentaux, pourra alors être diminué ce qui participera à la réduction de l'incertitude statistique de mesure sur k_B. Par ailleurs le bruit d'amplitude de la QCL étant potentiellement inférieur à celui du CO_2 ce qui permettra d'augmenter le rapport signal à bruit expérimental, ce qui participera encore à la réduction de l'incertitude statistique de mesure.

RÈFÈRENCES

[1] Daussy, C., et al., Direct Determination of the Boltzmann Constant by an Optical Method. Physical Review Letters, 2007. 98(25) : p. 250801.

[2] Triki, M., et al., Speed-dependent effects in NH3 self-broadened spectra : Towards the determination of the Boltzmann constant. Physical Review A, 2012. 85(6).

Excitations collectives d'un condensat de Bose-Einstein à deux dimensions

K. Merloti[1], L. Longchambon[1], R. Dubessy[1], A. Perrin[1], P-E. Pottie[2], T. Badr[1], V. Lorent[1] and H. Perrin[1]

[1] *Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse, France*

[2] *LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, 75014 Paris, France*

laurent.longchambon@univ-paris13.fr

Résumé

Dans nos travaux nous utilisons les atomes ultra froids comme modèle pour étudier la superfluidité, phénomène complexe mis en évidence à l'origine dans l'hélium liquide. Nous étudions tout particulièrement la superfluidité pour un condensat confiné à deux dimensions. Celui-ci est obtenu dans un piège qui combine champ magnétique statique et radio-fréquence. Dans notre expérience nous observons les modes d'excitations collectives d'un gaz d'atomes de Rubidium 87 refroidi à des températures inférieures à 100 nanoKelvins. Ces modes correspondent à des modes d'oscillation dans le potentiel piégeant et certains d'entre eux sont caractéristiques de la présence d'une fraction superfluide. Leur fréquence est également modifiée par le confinement à deux dimensions, et par la présence de la fraction thermique.

Mots-clefs : *condensat de Bose-Einstein; excitations collectives; dimension deux*

1. Condensat à deux dimensions dans un potentiel adiabatique

Les atomes de $Rb87$ polarisés dans le sous-état Zeeman $5S_{1/2}\,F = 1; m_F = -1$ sont au préalable amenés à la condensation dans un piège quadrupolaire bouché par un potentiel optique répulsif[1]. Cela permet d'avoir 2×10^5 atomes dans un condensat quasi-pur. Les fréquences d'oscillation dans ce piège sont typiquement $220 \times 75 \times 120 Hz$.
Dans le piège quadrupolaire, l'écart entre les sous-niveaux Zeeman du niveau hyperfin $F = 1$ dépend de la distance au centre du piège. Une onde radio-fréquence pourra ainsi coupler sélectivement en position les atomes si l'on varie sa fréquence. Les atomes sont alors « habillés » par le champ RF et les états propres pour le spin atomique sont dépendants de la position. L'énergie qui dépend également de la position peut être prise comme un potentiel adiabatique pour l'état externe de l'atome. Elle présente un minimum aux endroits de croisement évité des énergies des sous-niveaux Zeeman (figure 1). Les atomes se retrouvent piégés sur la surface d'un

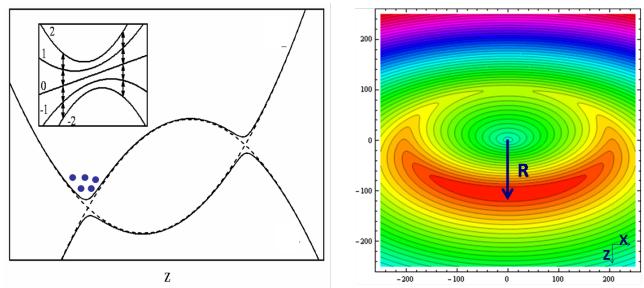


Fig. 1 : À gauche : évolution du potentiel adiabatique en fonction de l'altitude. À droite : équipotentielle adiabatique dans le piège quadrupolaire d'axe z. Les atomes sont entraînés par la gravité au fond de l'ellipsoïde.

ellipsoïde correspondant aux positions de couplage résonant entre les sous-niveaux. On atteint dans ce piège des fréquences d'oscillation $25Hz \times 25Hz \times 2.4kHz$ qui correspondent à un piège très anisotrope[2]. L'énergie $\hbar\omega_z$ associée à un quanta de vibration dans la direction verticale est également supérieure au potentiel chimique du condensat : la dynamique associée au condensat est figée dans cette direction, on parle alors de condensat 2D.

2. Excitations collectives

Nous étudions les fréquences d'oscillation et l'amortissement de différents types d'excitations collectives qui révèlent le comportement superfluide sous-jacent de la fraction condensée du nuage d'atomes froids (figure 2).
L'excitation monopolaire, ou mode de respiration, n'est pas amortie ce qui est le résultat d'une symétrie particulière à l'évolution du condensat en dimension 2[3].
L'excitation quadrupolaire, qui correspond à une oscillation de l'ellipticité du nuage, est dans notre cas de figure caractéristique de la présence d'une fraction superfluide. La fréquence d'oscillation mesurée est en très bon accord avec une valeur théorique déduite d'un modèle de type Castin-Dum.
Dans l'excitation de type ciseaux c'est l'orientation des axes principaux du nuage elliptique qui oscille. Ce mode est également caractéristique de la présence d'une fraction superfluide[4]. Nous observons la fréquence théorique attendue lorsque le nuage thermique devient indétectable. Ce mode présente un amortissement que nous mesurons. Nous nous intéressons tout particulièrement à la variation de la fréquence d'oscillation du mode ciseaux en fonction de la température afin de la comparer à des résultats de simulations numériques prenant en compte la présence du nuage d'atomes thermiques[5].

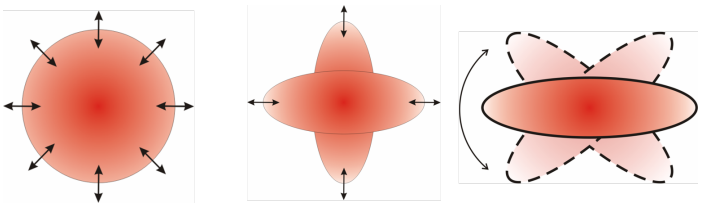


Fig. 2 : De gauche à droite : mode monopolaire, quadrupolaire et ciseau.

Références

[1] Dubessy, R. and Merloti, K. and Longchambon, L. and Pottie, P.-E. and Liennard, T. and Perrin, A. and Lorent, V. and Perrin, H., "Rubidium-87 Bose-Einstein condensate in an optically plugged quadrupole trap", *Physical Review A*, vol. 85, pp.013643, 2012.

[2] Merloti, K. and Dubessy, R. and Longchambon, L. and Perrin, A. and Pottie, P.-E. and Lorent, V. and Perrin, H., "A two-dimensional quantum gas in a magnetic trap", *New Journal of Physics*, vol. 15, pp.033007, 2013.

[3] L. P. Pitaevskii and A. Rosch, "Breathing modes and hidden symmetry of trapped atoms in two dimensions", *Physical Review A* vol. 55, R853 ,1997.

[4] Guéry-Odelin, D. and Stringari, S., "Scissors Mode and Superfluidity of a Trapped Bose-Einstein Condensed Gas", *Physical Review Letters* vol. 83, p. 4452, 1999.

[5] T. Simula *et al*, "Superfluidity of an interacting trapped quasi-two-dimensional Bose gas", *Physical Review A*, vol. 77, pp.023618, 2008.

GYROMETRE ATOMIQUE DE TRES GRANDE AIRE

Matthieu Meunier[1], Indranil Dutta[1], Carlos Garrido Alzar[1], Arnaud Landragin[1]

[1] *Laboratoire de Systèmes de Référence Temps-Espace, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris France*

matthieu.meunier@obspm.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons les premiers résultats d'un nouveau gyromètre à atomes froids de très grande sensibilité. L'interféromètre est basé sur une nouvelle configuration en « papillon » à 4 impulsions Raman contrapropageantes, insensible à l'accélération continue. L'utilisation de 2 faisceaux séparés nous a permis d'atteindre une aire physique de 2,5 cm², soit 50 fois plus grande que pour la précédente expérience [1].

MOTS-CLEFS : *gyromètre ; interférométrie atomique ;*

1. INTRODUCTION

Après avoir démontré une nouvelle configuration de type « papillon » à 4 impulsions Raman utilisant un seul faisceau [1], nous avons développé un nouveau gyromètre de très grande aire, permettant d'atteindre une aire 300 fois plus grande, soit 11 cm². Sur le premier gyromètre, les aberrations de front d'onde ont été identifiées comme étant les principales limitations à l'exactitude et à la sensibilité long terme, et deux nouveaux collimateurs ont été développés pour s'en affranchir. Grâce à une seule source d'atomes froids et une direction de lancement verticale, la configuration est dorénavant plus robuste et plus souple. Cette nouvelle expérience doit nous permettre d'explorer les limites fondamentales de ce type d'interféromètre, le développement du fonctionnement sans temps mort pour la navigation inertielle, l'étude des variations de l'inclinaison de l'axe de rotation de la Terre en géophysique, ou encore être utilisée comme banc de test pour l'expérience MIGA.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Ce nouveau gyromètre est constitué d'une chambre à vide réalisée en titane de 1m de haut, et entourée par deux couches de blindages magnétiques réalisés en mu-métal. Les atomes sont chargés par un Piège Magnéto-Optique 2D (PMO) dans un PMO 3D avec un taux de 1.10^9 atomes/s, où les atomes sont refroidis à une température de 1,5 µK. Les atomes sont lancés verticalement jusqu'à une vitesse de 5 m/s après un temps de chargement de 250 ms.

Les atomes sont manipulés par des transitions Raman stimulées à 2 photons, permettant un couplage entre les niveaux hyperfins de l'atome de Césium et l'impulsion acquise par le transfert d'énergie des photons. Les lasers Raman sont horizontaux, et 4 impulsions ($\pi/2 - \pi - \pi - \pi/2$) sont appliquées pour séparer puis recombiner de manière cohérente les paquets d'ondes. Les atomes en chute libre sont sensibles à l'effet Sagnac, qui crée un déphasage $\Delta\Phi = 2\vec{\Omega}\cdot\vec{A}\cdot\frac{E}{hc^2}$ où A est l'aire de l'interféromètre, E l'énergie des atomes de Césium, et la Ω vitesse de rotation de l'interféromètre par rapport au référentiel de chute libre des atomes.

Nous avons également développé un système de détection de très haute sensibilité, constitué de deux nappes lasers qui mesurent par fluorescence le nombre d'atomes respectivement dans l'état hyperfin F=4 et dans l'état F=3.

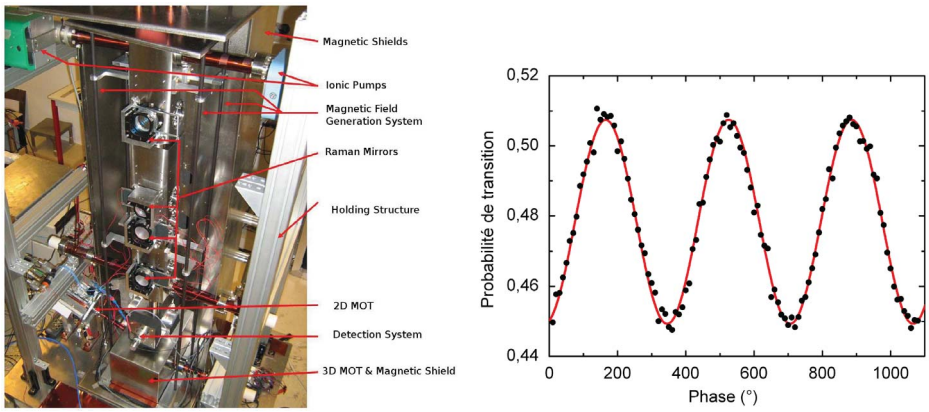


Fig. 1 & 2 : Le Gyromètre et un signal de franges atomiques (Probabilité de transition vers F=4)

3. INTERFEROMETRE ATOMIQUE DE TRES GRANDE AIRE

Nous avons optimisé et caractérisé la sensibilité de l'interféromètre en ne manipulant, dans un premier temps, que l'état interne de l'atome (transitions copropageantes) : on réalise donc un « interféromètre » de 480 ms de temps d'interaction, insensible aux effets inertiels (accélérations, rotations) mais sensible à toutes les autres sources de bruit. Le bruit de phase limite mesuré est alors de **30 mrad.Hz$^{-1/2}$** ce qui conduit à une sensibilité limite pour la rotation de **2.10^{-10} rad/s à 1000s** pour un interféromètre contrapropageant de même durée.

La longueur de cohérence des paquets d'onde (une dizaine de nanomètres) impose d'aligner les deux faisceaux Raman, dans les deux directions, à une précision de quelques microradians. Nous avons procédé pour cela en deux étapes : nous avons tout d'abord exploité la dépendance angulaire de l'effet Doppler de la transition Raman pour aligner finement les deux faisceaux dans cette direction. Nous avons ensuite réalisé un interféromètre de type Ramsey-Bordé dont l'aire physique a pu être augmentée progressivement de 1 à 20 mm² en optimisant le contraste à chaque étape, ce qui a permis de contraindre l'autre angle progressivement [2].

Nous avons donc pu obtenir un interféromètre contra-propageant à 4 impulsions, à deux faisceaux Raman séparés, avec une aire de **2,5 cm²**. Le signal de l'interféromètre est en cours d'optimisation et de couplage avec un accéléromètre et un sismomètre, et une boîte d'isolation acoustique de 8 m^3 vient d'être installée. Celle-ci nous a déjà permis réduire la sensibilité au bruit d'accélération horizontal d'un facteur 3.

REFERENCES

[1] B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguet, J. Fils, A. Virdis, A. Clairon, N. Dimarcq, Ch. J. Bord´e, A. Landragin et P. Bouyer, "Six-axis inertial sensor using cold-atom interferometry", Phys. Rev. Lett. 97, 010402, (2006).

[2] G. Tackmann, P. Berg, C. Schubert, S. Abend, M. Gilowski, W. Ertmer and E. M. Rasel, "Self-alignment of a compact large-area atomic Sagnac interferometer", New Journal of Physics 14 (2012) 015002.

SPECTROSCOPIE SUB-DOPPLER D'UNE VAPEUR CONFINEE EN OPALE

E. Moufarej[1], P. Ballin[1], I. Zabkov[2], I. Maurin[1], A. Laliotis[1], D. Bloch[1]

[1] *Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse, France*

[2] *P.N. Lebedev Physics Institute, Russian Academy of Sciences, 53 Leninsky Prospekt, Moscow 119991, Russia*

daniel.bloch@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

En confinant une vapeur dans les interstices d'une opale composée de nanobilles de verre nous observons des caractéristiques sub-Doppler en spectroscopie linéaire. Ceci ouvre de nouvelles voies pour le développement d'horloges optiques compactes.

MOTS-CLEFS : *opale ; spectroscopie linéaire ; confinement ; sub-Doppler*

1. INTRODUCTION

Les vapeurs atomiques et moléculaires fournissent des références de fréquence naturelles et pratiques, et les développements technologiques créent des besoins croissants d'horloges optiques compactes. Les fibres photoniques creuses [1], ainsi que les milieux poreux divisés [2], ont été récemment utilisés pour emprisonner des gaz d'intérêt spectroscopique. La limite ultime en résolution de ces systèmes est généralement la largeur Doppler, ou les effets d'élargissement collisionnel si les densités de vapeur sont élevées. Jusqu'ici, seule la technique *non linéaire* d'absorption saturée à l'intérieur d'une fibre photonique a permis une résolution sub-Doppler pour ces systèmes de vapeur confinée [3]. De plus, dans ce cas précis, l'élargissement par temps de transit limite sévèrement le diamètre de confinement ($\geq$ 10 µm), même si une contribution spécifique des atomes lents semble diminuer cet élargissement [4].

2. EXPERIENCES DE SPECTROSCOPIE AVEC DES OPALES

Eliminer l'élargissement Doppler par un confinement à des dimensions plus petites que la longueur d'onde est une idée qui remonte à Dicke [5] pour le domaine des radiofréquences. Ceci nous a inspiré pour analyser, avec les outils de la spectroscopie laser à haute résolution, le spectre optique d'un gaz confiné dans les régions interstitielles sub-microniques d'une opale. Une opale est un arrangement cristallin de nanobilles de verre, ce qui est notamment utilisé pour réaliser des cristaux photoniques par "chimie douce". Pour éviter des interactions chimiques vite destructives entre une opale épaisse et une vapeur alcaline chaude, notre approche a utilisé une opale constituée d'un film de seulement quelques couches de billes auto-organisées par une technique de dépôt Langmuir-Blodgett (LB) [6] sur une fenêtre, autour de laquelle est construite la cellule de vapeur. Grâce à un gradient de température surchauffant la fenêtre, on parvient à disposer de cellules de vapeur de Cs constituées de 10 or 20 couches de billes de 1 µm (et 400 nm) de diamètre. Une telle technologie de cellule contraint à effectuer une spectroscopie en réflexion sur la fenêtre recouverte d'opale, pour éviter que la contribution de la vapeur libre environnant l'opale ne soit dominante. Malgré des défauts de structure, qui augmente au fur et à mesure de l'empilement des couches, l'opale ainsi déposée peut être considérée comme une combinaison d'un empilement périodique de couches de billes arrangées de façon compacte, et d'une région de "gap" entre la fenêtre plane et la première demi-couche d'empilements périodiques où les billes ne touchent que ponctuellement la fenêtre. Nos expériences spectroscopiques, initialement effectuées sur le doublet de résonance de Cs (λ_1 = 894 nm, λ_2 = 852 nm) [7], ont été étendues à la seconde raie de résonance (λ = 455 nm). Pour

augmenter la visibilité des contributions étroites, le laser est modulé en fréquence, et le signal réfléchi démodulé par une détection synchrone. Les résultats essentiels, obtenus en spectroscopie purement *linéaire*, sont les suivants : (i) près de l'incidence normale, le spectre de réflexion est plus étroit que la largeur Doppler, et nous attribuons ce rétrécissement à une contribution exaltée, pour la région vide du "gap", des atomes en vol quasi-parallèle à la paroi (ce qui équivaut à un confinement 1-D); (ii) la forme de raie s'élargit notablement avec l'angle d'incidence ; (iii) pour une gamme d'incidences assez élevées (typiquement de 40° à 60° pour l'angle externe d'incidence que la fenêtre), on observe une contribution étroite centrée sur la résonance non élargie par effet Doppler, et qui se superpose à la structure sensible à l'élargissement Doppler : la forme de cette contribution étroite qui combine absorption et dispersion, varie rapidement avec l'angle d'incidence (des variations plus lentes apparaissent sur la partie large du spectre), ainsi qu'avec la polarisation (l'incidence équivalente à un angle de Brewster exalte la contribution étroite).

3. DISCUSSION ET INTERPRETATION

Aux incidences obliques qui permettent d'observer la contribution étroite, des différences quantitatives notables apparaissent en changeant la longueur d'onde. Une analyse de la propagation optique à l'intérieur de l'opale, qui inclut la diffusion partielle du faisceau incident et l'émission résonante des atomes avec leur contributions absorptive et dispersive, montre que la forme de raie atomique associée à la contribution des régions internes de l'opale devraient évoluer rapidement avec les caractéristiques de la propagation (angle d'incidence, polarisation). Ces variations de forme avec l'angle d'incidence sont encore plus rapides aux longueurs d'onde les plus courtes (455 nm). Ceci est conforme à des prévisions d'un calcul qui prend en compte l'accord de phase entre les interférences optiques (qui dépendent de la longueur d'onde) et les contributions atomiques associées aux diverses couches d'interstices selon la géométrie de la distribution périodique propre à l'opale. Cette analyse nous a permis de conclure que les structures spectroscopiques étroites observées aux grands angles proviennent du confinement tridimensionnel dans l'opale.

CONCLUSION

Nos résultats nous autorisent à envisager des références sub-Doppler très compactes, utilisant des raies moléculaires faibles - difficiles à saturer - avec un volume sondé éventuellement limité à quelques sphères (*i.e.* quelques λ^3). Si les mesures en réflexion étaient remplacées par la détection de la lumière diffusée, on pourrait s'attendre à des formes de raie plus uniformes.

Remerciements : ANR (08-BLAN-0031-01), CNRS PICS#5831, et opales produites dans le groupe de S. Ravaine (CRPP-Bordeaux).

RÉFÉRENCES

[1] F. Benabid *et al.*, "Compact, stable and efficient all-fibre gas cells using hollow-core photonic crystal fibres″, Nature **434**, 488 (2005)

[2] T. Svensson *et al.* "Disordered, Strongly Scattering Porous Materials as Miniature Multipass Gas Cells", PRL, **107**, 143901 (2011)

[3] R. Thapa *et al.*, "Saturated absorption spectroscopy of acetylene gas inside large-core photonic bandgap fiber", Opt. Lett. **31**, 2489 (2006)

[4] J. Hald *et al.*, "Saturated Optical Absorption by Slow Molecules in Hollow-Core Photonic Band-Gap Fibers", PRL. **98**, 213902 (2007)

[5] R. H. Dicke, "The effect of collisions upon the Doppler width of spectral lines", Phys. Rev. **89**, 472 (1953); J.P. Wittcke and R.H. Dicke, "Redetermination of the hyperfine splitting in the ground state of the atomic hydrogen", Phys. Rev. **103**, 620 (1956); R.H. Romer and R.H. Dicke, "New technique for high resolution microwave spectroscopy", Phys. Rev. **99**, 532 (1955)

[6] P. Massé *et al.*, "Effects of the Position of a Chemically or Size-Induced Planar Defect on the Optical Properties of Colloidal Crystals", J. Phys. Chem. C, **113**, 14487 (2009).

[7] P. Ballin *et al.*, "Three-dimensional confinement of vapor in nanostructures for sub-doppler optical resolution ", accepté à Appl. Phys. Lett. (2013)

CRISTAUX DE COULOMB SIMPLE COUCHE : IONS SR^+ REFROIDIS DANS UN PIÈGE SURFACIQUE.

B. Szymanski[1], R. Dubessy[1,2], S. Guibal[1], J.-P. Likforman[1], L. Guidoni[1]

[1] *Univ Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, UMR 7162, Bat. Condorcet, 75205 Paris Cedex 13, France*
[2] *Nouvelle adresse : Laboratoire de Physique des Lasers, CNRS-UMR7538, Université Paris 13–Institut Galilée, Villetaneuse, France*

luca.guidoni@univ-paris-diderot.fr

RÉSUMÉ

Nous avons dessiné et exploité un piège à ions surfacique ayant une distance ion-substrat de 500 μm, réalisé grâce à des techniques standards sur une carte électronique. Le piège peut contenir plusieurs milliers d'ions Sr^+ refroidis par laser dans le régime de cristal de Coulomb. La modélisation analytique du pseudo-potentiel nous a permis de déterminer les paramètres optimaux pour faire fonctionner le piège dans des régimes très anisotropes où nous avons obtenu des cristaux purement bi-dimensionnels (2D) contenant jusqu'à 150 ions. Ces cristaux, obtenus dans de simples pièges radiofréquence, ouvrent la voie à des expériences fiables de simulation quantique de systèmes 2D de grande taille.

MOTS-CLEFS : *ions piégés ; cristaux de Coulomb ; Simulation quantique*

Les pièges à ions radiofréquence (rf) basés sur une géométrie surfacique constituent une voie très étudiée pour la réalisation pratique d'ordinateurs quantiques [1, 2]. Dans ces pièges, un puits de potentiel est créé au dessus de la surface d'un substrat par un ensemble d'électrodes métalliques. La plus grande partie des pièges surfaciques développés jusqu'à présent [3, 4] sont dédiés au piégeage et au transport de petites chaînes (cristaux de Coulomb à une dimension). Cependant, la géométrie surfacique peut aussi être exploitée pour créer des cristaux de Coulomb en simple couche qui, comme suggéré par Porras et Cirac, sont des systèmes bien adaptés pour la simulation des transition de phase quantique de systèmes de spin en interaction [5].

Nous présentons ici un piège linéaire surfacique basé sur une carte électronique standard et nous démontrons que ce dispositif, très versatile, permet de piéger des grands ensemble cristallins d'ions. Selon les paramètres de piégeage utilisés, des formes différentes peuvent être obtenues et, en particulier, des cristaux de Coulomb en simple couche contenant plus de 150 ions [6]. Nous utilisons un circuit imprimé (Cu sur FR4) sur lequel les pistes qui forment les électrodes ont été gravées chimiquement et dorées (épaisseur < 1 μm) en utilisant des procédés commerciaux. Les ions Sr^+ sont créés dans la zone de piégeage (taux de création typique ~ 20 s^{-1}) en partant d'un jet atomique par photo-ionisation femtoseconde [7]. Les ions sont refroidis dans le régime Doppler en adressant la transition optique à 711 THz $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ ($\lambda = 422$ nm). Pour éviter le pompage optique dans l'état métastable $4^2D_{3/2}$ nous utilisons un autre laser qui adresse la transition optique à 275 THz $4^2D_{3/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ ($\lambda = 1092$ nm). Le montage expérimental des lasers est pratiquement identique à celui décrit dans la référence [8].

En utilisant l'approche de la référence [9], nous avons calculé analytiquement le pseudo-potentiel créé par les électrodes de piégeage. Ce calcul nous donne les fréquences d'oscillation de l'ion en fonction des paramètres de piégeage V_{rf}, V_{CC}, V_{LC} and V_{EC} qui déterminent aussi les anisotropies axiale et transverse du piège. Nous avons aussi calculé les paramètres de stabilité généralisés q_x, q_y, q_z a_x, a_y and a_z ainsi que la distance de l'ion à la surface (504 μm, imposée par la géométrie) et la profondeur du potentiel de piégeage sont aussi données par le calcul.

La Fig. 1 montre des images par fluorescence des ions piégés obtenues avec différents paramètres de piégeage. Dans la Fig. 1(a) les ions s'organisent dans un grand cristal de Coulomb à trois dimensions (3D)l. Nous avons observé des cristaux 3D contenant jusqu'à quelques milliers d'ions, ce qui est

comparable aux tailles atteintes dans des pièges linéaires macroscopiques [10]. Une autre configuration particulièrement intéressante est le cristal de Coulomb en simple couche de la Fig. 1(b). En utilisant un système d'imagerie aligné le long de la direction x, nous avons vérifié le caractère purement 2D de ces cristaux de Coulomb (image du bas). Les ions non-fluorescents visibles dans l'image par le haut du cristal (côté gauche) sont probablement des isotopes du strontium non adressés par les laser de refroidissement (seulement l'isotope $^{88}Sr^{+}$ est refroidi par laser dans cette expérience). Les calculs du potentiel nous ont permis aussi de trouver des points de fonctionnement très atypiques qui permettent l'obtention de cristaux de Coulomb 2D où la couche est orientée perpendiculairement par rapport au substrat du piège. Nous avons pu piéger jusqu'à 16 ions dans ce type de configuration. Comme nous l'avons mentionné plus haut, ces structures 2D peuvent être exploitées pour la simulation quantique de systèmes de spins à 2D [5]. En particulier l'arrangement "vertical" pourrait permettre un adressage laser simplifié car les faisceaux de contrôle pourraient se propager librement sans diffuser sur la surface du piège.

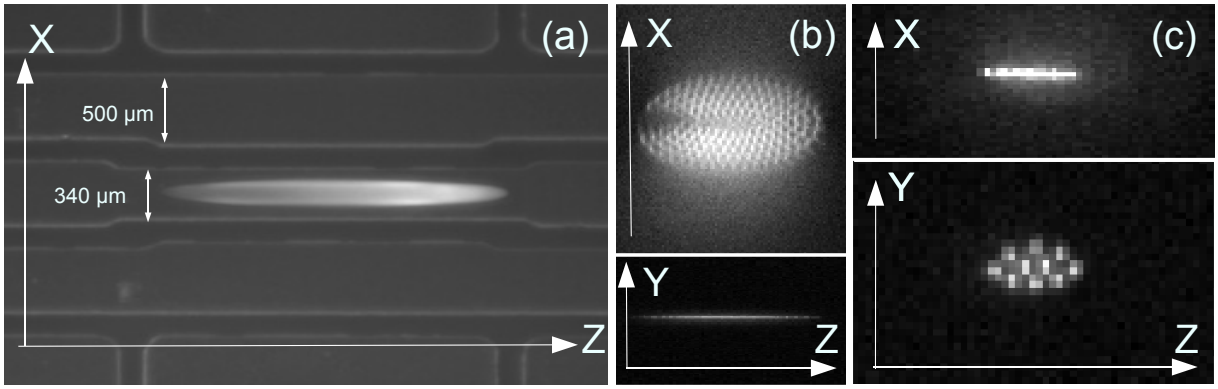


FIGURE 1 : Images de fluorescence des ions Sr^{+} piégés. (a) vue de dessus d'un cristal de Coulomb 3D contenant $\sim$ 4500 ions. (b) Cristal de Coulomb 2D contenant $\sim$ 150 ions arrangés sur un plan parallel à la surface du piège (la distance entre les ions est de 11 μm). Le caractère "simple couche" est mis en évidence par la vue laterale. (c) Cristal simple couche arrangé dans un plan yz perpendiculaire au circuit imprimé (la distance entre les ions est de 9 μm).

RÉFÉRENCES

[1] J. Chiaverini, R. B. Blakestad, J. Britton, J. D. Jost, C. Langer, D. Leibfried, R. Ozeri, and D. J. Wineland, Quantum Inf. Comput. **5**, 419 (2005).

[2] S. Seidelin, J. Chiaverini, R. Reichle, J. J. Bollinger, D. Leibfried, J. Britton, J. H. Wesenberg, R. B. Blakestad, R. J. Epstein, D. B. Hume, W. M. Itano, J. D. Jost, C. Langer, R. Ozeri, N. Shiga, and D. J. Wineland, Phys. Rev. Lett. **96**, 253003 (2006).

[3] J. Britton, D. Leibfried, J. A. Beall, R. B. Blakestad, J. H. Wesenberg, and D. J. Wineland, Appl. Phys. Lett. **95**, 173102 (2009).

[4] D. L. Moehring, C. Highstrete, D. Stick, K. M. Fortier, R. Haltli, C. Tigges, and M. G. Blain, arXiv :1105.1834v1 [quant-ph] (2011).

[5] D. Porras and J. I. Cirac, Phys. Rev. Lett. **96**, 250501 (2006).

[6] B. Szymanski, R. Dubessy, B. Dubost, S. Guibal, J.-P. Likforman, and L. Guidoni Appl. Phys.. Lett. **100**, 171110 (2012).

[7] S. Removille, R. Dubessy, Q. Glorieux, S. Guibal, T. Coudreau, L. Guidoni, and J.-P. Likforman, Appl. Phys. B **97**, 47 (2009).

[8] S. Removille, R. Dubessy, B. Dubost, Q. Glorieux, T. Coudreau, S. Guibal, J.-P. Likforman, and L. Guidoni, Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics **42**, 154014 (2009).

[9] M. G. House, Phys. Rev. A **78**, 033402 (2008).

[10] M. Drewsen, C. Brodersen, L. Hornekær, J. S. Hangst, and J. P. Schifffer, Phys. Rev. Lett. **81**, 2878 (1998).

IONS REFROIDIS PAR LASER DANS UN PIÈGE SURFACIQUE MICRO-FABRIQUÉ

Benjamin Szymanski[1], Thomas Rigaldo[1], Romain Dubessy[1], Marion Woytasik[2], Christophe Manquest[1], Samuel Guibal[1], Luca Guidoni[1], Jean-Pierre Likforman[1]

[1] *Univ Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, UMR 7162, Bat. Condorcet, 75205 Paris Cedex 13, France*
[2] *Institut d'Électronique Fondamentale, UMR CNRS 8622, Université Paris Sud, Centre Scientifique d'Orsay, France*

jean-pierre.likforman@univ-paris-diderot.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons les pièges de Paul linéaires surfaciques que nous avons conçus, réalisés et fait fonctionner. Ce type de pièges, réalisés en salle blanche par des techniques de micro-fabrication, jouent un rôle clé dans le domaine de l'information quantique. Le piège testé présente une distance ion-substrat de 130 μm et a été chargé avec un ou quelques ions qui forment une petite chaîne (cristal de Coulomb à une dimension). Un modèle analytique de calcul du potentiel de piégeage détermine les paramètres permettant un piégeage efficace et nous permet d'orienter les axes du pièges par rapport à la direction de propagation des lasers de refroidissement afin d'optimiser le refroidissement Doppler.

MOTS-CLEFS : *ions piégés ; microfabrication ; piège de surface*

1. INTRODUCTION

Dans le domaine du calcul quantique, les ions atomiques sont parmi les systèmes physiques qui présentent les meilleurs performances pour des critères tels que la fidélité de préparation d'un qubit, de lecture de l'état quantique ou bien de réalisation de portes logiques quantiques [1]. Pour aller au-delà des démonstrations de principe, réalisées par des expériences comportants quelques ions, des architectures plus complexes ont été proposées, basées sur les micro-pièges de surface [2]. Ce type de piège a été largement adopté par la communauté internationale car il présente des avantages en terme de fabrication à grande échelle ainsi qu'en terme de miniaturisation. Un autre intérêt de ces pièges est donné par la possibilité d'utiliser le champ-proche micro-ondes pour adresser des transitions hyperfines dans la gamme du GHz, candidats idéaux pour des qubits [3]. Néanmoins, une limitation à la miniaturisation est donné par le taux de chauffage qui semble augmenter suivant une loi en d^{-4}, ayant noté d la distance de l'ion à la surface du piège [4]. Dans le but de mieux comprendre ce phénomène de "chauffage anormal" nous développons des pièges de surface de différent matériaux et nous avons mis en oeuvre une technique de mesure du taux de chauffage.

L'ensemble des développements technologiques des pièges présentés ici ont été effectués dans la Centrale de Technologie Universitaire MINERVE, de l'Institut d'Electronique Fondamentale, avec un environnement de classe 1000 a 10000. Les différentes étapes de fabrication sont :

- dépôt par pulvérisation cathodique sur un substrat de silice de couches de titane (10nm) puis de cuivre (100nm)
- Lithographie optique
- Croissance électrochimique d'une couche de cuivre d'épaisseur 10 μm environ
- Gravure humide des métaux Ti/Cu ayant permit la croissance, afin de séparer électriquement les électrodes

Dans figure 1 (gauche) nous montrons une photographie (vue de dessus) de la partie centrale d'un piège ou l'on peut reconnaître les segments correspondant aux différentes électrodes. La partie droite de la

figure montre une image de fluorescence vue de côté de trois ions flottant au dessus de la surface. Le reflet des ions par la surface métallique est aussi visible (en bas sur l'image).

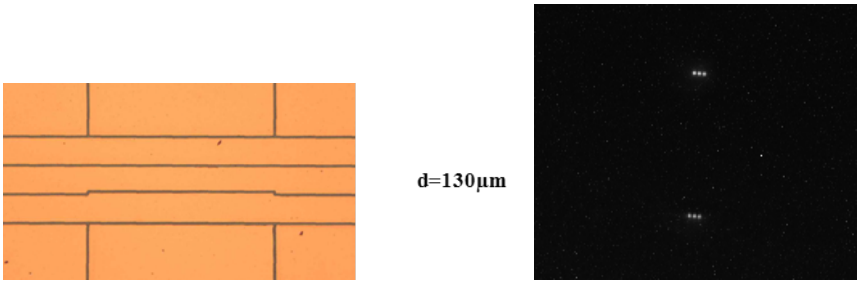


FIGURE 1 : Image d'un piège en cuivre micro-fabriqué. Les ions Sr^+ (image de droite) sont piégés 130 μm au dessus de l'électrode centrale.

Pour identifier les paramètres de fonctionnement du piège (tensions statiques et radiofréquence appliquées aux électrodes) nous utilisons un modèle analytique [5]. Ce modèle nous permet aussi de choisir l'orientation du potentiel de piégeage par rapport à la surface [6], ce qui est nécessaire pour pouvoir refroidir efficacement l'ion avec un faisceau qui se propage parallèlement à la surface. La figure 2 présente une section radiale du potentiel qui montre l'inclinaison des axes propres.

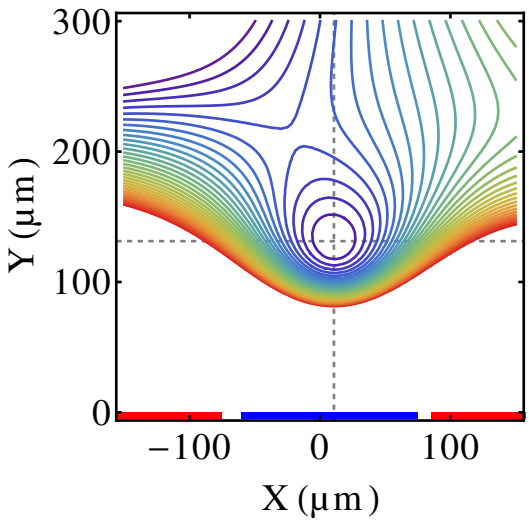


FIGURE 2 : Section radiale du potentiel de piégeage. l'axe x est parallèle à la surface du piège. Les électrodes radiofréquence (rouge) et l'électrode centrale DC (bleu) sont dessinées en bas de la figure.

REFERENCES

[1] H. Häffner, C.F. Roos, and R. Blatt, Phys. Rep. **469**, 155 (2008).

[2] D. Kielpinski, C. Monroe, and D. J. Wineland, Nature **417**, 709 (2002).

[3] C. Ospelkaus, U. Warring, Y. Colombe, K. R. Brown, J. M. Amini, D. Leibfried, and D. J. Wineland, Nature **476**, 181 (2011).

[4] R. Dubessy, T. Coudreau, and L. Guidoni, Phys. Rev. A **80**, 031402 (2009).

[5] M. G. House, Phys. Rev. A **78**, 033402 (2008).

[6] D. T. C. Allcock, J. A. Sherman, D. N. Stacey, A. H. Burrell, M. J. Curtis, G. Imreh, N. M. Linke, D. J. Szwer, S. C. Webster, A. M. Steane, and D. M. Lucas New J. Phys. **12**, 053026 (2010).

JET D'ARGON METASTABLE LENT POUR L'INTERFEROMETRIE

Thierry Taillandier-Loize[1], Syed Aljunid[1], Gabriel Dutier[1], Francisco Perales[1], Jacques Baudon[1] & Martial Ducloy[1]

[1] *Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse, France*

gabriel.dutier@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Deux gammes d'énergie très différentes sont aujourd'hui majoritairement utilisées en régime atomique dilué : les jets atomiques et les atomes froids. Nous proposons un dispositif expérimental intermédiaire qui réalise un jet d'Argon métastables de vitesse ajustable entre 10 et 30 m/s. Une telle source permettra d'étudier l'interaction entre les atomes, dont la longueur d'onde de de Broglie est de l'ordre du nanomètre, et diverses nanostructures (réseaux, surface nanostructurées, graphène). La résolution de la figure d'interférence fournira alors plus ou moins de détails sur l'interaction étudiée.

MOTS-CLEFS : *jet atomique lent, atomes froids, Argon métastable, interférométrie atomique*

1. INTRODUCTION

L'observation directe d'une figure d'interférence formée par une onde atomique ayant traversé un milieu déphasant donne directement accès au potentiel d'interaction. La précision sur la connaissance du potentiel, et donc sur la physique du milieu, dépend alors de celle de la figure d'interférence, celle-ci dépendant principalement de deux paramètres. Le premier est le nombre d'atomes détectés pour le rapport signal à bruit. L'avantage des atomes métastables pour l'interférométrie est ici certain puisque leur détectivité peut atteindre 70% *via* des Micro Channel Plates. Lorsque ceux-ci sont couplés à un détecteur à lignes à retard, ils permettent une résolution temps – position de l'ordre de 100 ns pour 150 micromètre. Le deuxième paramètre est l'ouverture angulaire du faisceau atomique comme résolution intrinsèque du dispositif. En effet, plus la distribution de vitesse atomique est petite, plus les atomes sont cohérents entre eux, et plus la résolution est grande. La température transverse du jet atomique (après filtrage spatial si nécessaire) ou celle des atomes en chute libres est ici déterminante.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

L'utilisation de jets supersoniques a permis la caractérisation de nombreux potentiels d'interaction entre des atomes et *e.g.* des réseaux en transmission mais sans pouvoir profiter de l'avantage considérable de la grande longueur d'onde de de Broglie des atomes froids. Nous proposons une configuration expérimentale qui allierait une partie des avantages de chacune des conditions expérimentales usuelles : un jet d'Argon métastable lent. Pour ce faire, nous disposons d'une source d'Argon métastable sous forme de jet supersonique. Celle-ci est suivie d'un ralentisseur Zeeman puis d'un piège magnéto optique comportant quelques 10^5 atomes dans l'état $^3P_2$. Un faisceau laser pousseur pulsé et décalé vers le rouge de 2Γ produit un jet horizontal de 10^3 atomes/s en vol libre sur un mètre avant le détecteur (MCP). La vitesse moyenne des atomes peut être ajustée entre 10 et 30 m/s avec une dispersion en vitesse de l'ordre de 15%. L'ouverture angulaire est actuellement de 30 mrad et un filtrage spatial sera nécessaire pour augmenter la résolution de la figure de diffraction.

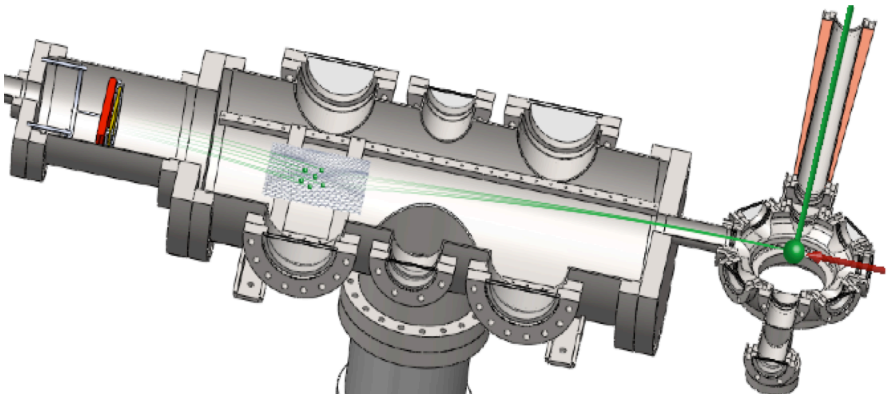


fig.1 Dispositif expérimental

3. INTERFEROMETRIE SUR NANOSTRUCTURES

Le dispositif expérimental est particulièrement bien adapté à l'exploration de milieux déphasant tels que des structures de tailles comparables à la longueur d'onde de de Broglie des atomes, à savoir quelques nanomètres. Des réseaux en transmission peuvent alors être explorés à plus faibles vitesses, exacerbant des phénomènes quantiques de couplage assistés par van der Waals entre niveaux internes de l'atome et propagation libre [1].

L'étude de l'interaction à courte portée de type van der Waals entre un atome et une surface purement à 2 dimensions, telle que le graphène, n'a jamais (à notre connaissance) été effectuée. Elle est attendue en $1/z^4$ (avec z la distance entre l'atome et la surface) alors qu'elle est en $1/z^3$ pour une surface standard à 3 dimensions. L'observation directe de la figure de diffraction comporte le terme de déphasage induit par la surface, ainsi que l'expression de sa loi avec une précision *a priori* suffisante pour étudier clairement ce nouveau potentiel. D'autres expériences deviennent alors expérimentalement accessibles comme *e.g.* le contrôle des vaguelettes du graphène suspendue [2].

RÉFÉRENCES

[1] M. Hamamda, M. Boustimi, V. Bocvarski, T. Taillandier-Loize, G. Dutier, F. Perales, J. Baudon and M. Ducloy, *Atom-surface interaction at the nanometer scale: Van der Waals-Zeeman transitions in a magnetic field,* Europhysic Letter **98**, 23001 (2012)

[2] Sofia Ribeiro & Stefan Scheel "*Controlled ripple texturing of suspended graphene membrane due to coupling with ultracold atoms*" arXiv:1303.1711v2

SPECTROSCOPIE A ULTRA HAUTE RESOLUTION DU METHYLTRIOXORHENIUM : VERS L'OBSERVATION DE LA NON CONSERVATION DE LA PARITE DANS LES MOLECULES CHIRALES

Sean K. Tokunaga, Frédéric Auguste, Clara Stoeffler, Alexander Shelkovnikov, Christophe Daussy, Anne Amy-Klein, Christian Chardonnet et Benoît Darquié

Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, CNRS, F-93430, Villetaneuse, France

sean.tokunaga@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Depuis sa prédiction théorique en 1974, l'observation de la violation de la parité dans les molécules reste un défi expérimental. Nous proposons d'observer une différence dans le spectre rovibrationnel des deux énantiomères d'une molécule chirale par interférométrie de Ramsey à deux photons dans un jet supersonique. Nous présentons ici les premières étapes vers la concrétisation d'une telle expérience, notamment la spectroscopie d'absorption laser en cellule et en jet supersonique d'une molécule test, le méthyltrioxorhénium.

MOTS-CLEFS : *non-conservation de la parité ; spectroscopie laser à ultra-haute résolution ; métrologie*

1. INTRODUCTION

Depuis sa prédiction théorique en 1974 [1], le phénomène de non conservation de la parité (NCP) dans les molécules chirales n'a encore jamais été observé. Cette NCP, induite par l'interaction faible, devrait se traduire par une différence de fréquence si l'on compare la même transition rovibrationnelle de deux énantiomères d'une molécule chirale. Cet effet est cependant très fin et sa mesure est un réel défi expérimental. Le principe de l'expérience que nous proposons ici est d'enregistrer simultanément les spectres de ces deux énantiomères, à l'aide d'une méthode de spectroscopie de très haute résolution.

2. CONTEXTE ET DISPOSITIF EXPERIMENTAL ENVISAGE

Il y a environ 10 ans, notre équipe a tenté d'observer la NCP par une expérience d'absorption saturée en cavité Fabry-Perot sur une transition à 30 THz (~10 µm) de la molécule chirale CHFClBr. La sensibilité de l'expérience, alors de ~10^{-13}, n'était toutefois pas suffisante pour mettre en évidence un déplacement fréquentiel attendu à 8×10^{-17} en valeur relative (soit 2.4 mHz) [2]. Nous développons actuellement une nouvelle expérience de spectroscopie de molécules en jet supersonique, s'appuyant sur la technique des franges de Ramsey. En sondant dans un même dispositif expérimental un jet alternativement ensemencé de molécules droites et gauches, nous devrions atteindre une sensibilité de 10^{-15} sur la mesure de la différence de fréquences entre molécules droites et gauches [3]. En outre, des travaux théoriques récents [3,4] prédisent un effet de NCP 1000 fois plus important pour des molécules organométalliques (~1 Hz soit 10^{-13} en valeur relative), comparé à CHFClBr. Tout ceci permet d'envisager d'obtenir une sensibilité suffisante pour la première observation de la NCP moléculaire.

Ce nouveau projet est rendu possible grâce à une forte collaboration entre différents groupes aux compétences variées : chimistes (théoriciens ou spécialistes de la synthèse chirale), spectroscopistes et physiciens moléculaires. Un point essentiel est de cibler une molécule candidate qui soit stable, facile à synthétiser et à séparer en forme droite et gauche avec une bonne pureté énantiomérique, possédant un effet de NCP mesurable, et à partir de laquelle il soit possible de réaliser un jet supersonique intense et froid.

3. LA SPECTROSCOPIE D'UNE MOLECULE TEST : LE METHYLTRIOXORHENIUM

Les molécules chirales envisagées pour un test de NCP sont spécifiquement synthétisées pour notre expérience. Leur spectroscopie est donc peu connue. Une caractérisation spectroscopique préliminaire est donc indispensable pour la compréhension de la structure de la molécule, et l'identification des transitions d'intérêt pour la mesure finale. Nous présentons des résultats sur une étude préliminaire du méthyltrioxorhénium (MTO), molécule test idéale, parente de molécules chirales envisagées pour le test de NCP récemment synthétisées par nos collaborateurs chimistes [4]. Des spectres de haute résolution du MTO ont été enregistrés autour 975 cm^{-1} dans diverses conditions : (i) par spectroscopie d'absorption linéaire en cellule, à 300 K, avec un nouveau spectromètre à laser à cascade quantique (QCL) largement accordable ; (ii) par spectroscopie d'absorption saturée, également en cellule, avec un spectromètre à laser à CO_2 (figure 1) [3,5] ; (iii) par spectroscopie d'absorption linéaire en jet supersonique à quelques kelvin sur le dispositif destiné à l'observation de la NCP [5]. Une analyse combinée de ces résultats et de données obtenues par nos collaborateurs, par spectroscopie à transformée de Fourier infra rouge et micro onde, a permis une étude détaillée du mode d'élongation antisymétrique Re=0 du MTO qui a mené à la détermination des paramètres spectroscopiques, y compris hyperfins, des états fondamental et excité (v=1) [5]. Ce travail montre la faisabilité et l'efficacité de cette procédure.

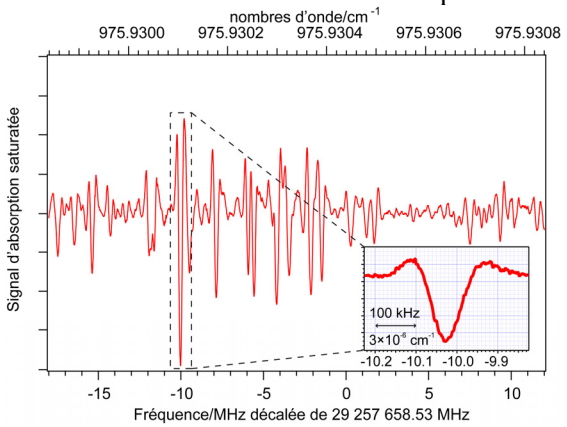


Fig. 1 : Spectre d'absorption saturée du MTO en cellule à 300K (détecté en harmonique 2 après modulation de fréquence).

PERSPECTIVES

Nous mettons actuellement en oeuvre la technique d'absorption saturée en jet supersonique du MTO. Cette étude est indispensable pour passer à l'étape suivante, que constituera l'observation de franges de Ramsey sur l'une des transitions à un photon, étudiée en absorption saturée. Nous démontrerons ainsi que la manipulation cohérente de tels complexes de rhénium est possible, résultat majeur vers le test de NCP. Un travail similaire devra ensuite être entrepris avec les molécules chirales candidates.

RÉFÉRENCES

[1] D. W. Rein, "Some Remarks on Parity Violating Effects of Intramolecular Interactions," J. Mol. Evol., vol. 4, p. 15, 1974.

[2] C. Daussy et al, "Limit on the Parity Nonconserving Energy Difference between the Enantiomers of a Chiral Molecule by Laser Spectroscopy," Phys. Rev. Lett., vol. 83, p. 1554, 1999.

[3] B. Darquié et al, "Progress Toward the First Observation of Parity Violation in Chiral Molecules by High-Resolution Laser Spectroscopy," Chirality, vol. 22, pp. 870-884, 2010.

[4] N. Saleh et al, "A chiral rhenium complex with predicted high parity violation effects: synthesis, stereochemical characterization by VCD spectroscopy and quantum chemical calculations," Phys. Chem. Chem. Phys., Phys. Chem. Chem. Phys., DOI: 10.1039/c3cp50199j, 2013.

[5] C. Stoeffler et al, "High resolution spectroscopy of methyltrioxorhenium: towards the observation of parity violation in chiral molecules," Phys. Chem. Chem. Phys., vol. 13, pp. 854-863, 2011.

METROLOGIE DE H2+ - AVANCEES THEORIQUES, SOURCE D'IONS ET LASER DE REFROIDISSEMENT

Vu Quang Tran[1], Albane Douillet[1,2], Laurent Hilico[1,2], Julien Trapateau[1], Baptiste Dailly[1], Jean-Philippe Karr[1,2]

[1] *Laboratoire Kastler Brossel, UMR 8552,4 place Jussieu, France*

[2] *Université d'Evry Val d'Essonne, rue du père André Jarlan, 91025 Evry*

hilico@spectro.jussieu.fr, karr@spectro.jussieu.fr , douillet@spectro.jussieu.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons les développements récents du projet métrologie de H_2^+, en particulier les progrès théoriques qui permettront d'atteindre un incertitude relative de 0.1 ppb, la source d'ions sélectionnés en état interne et la source laser de refroidissement des ions H_2^+ par des ions Be^+.

MOTS-CLEFS : *ions sélectionnés en état interne, lasers à 313 nm, calculs de QED*

1. INTRODUCTION

Le projet Métrologie de H_2^+ consiste à déterminer le rapport de la masse du proton à celle de l'électron m_p/m_e par spectroscopie vibrationnelle à deux photon (9.2 µm) sans effet Doppler, avec une incertitude relative de 0.1 ppb plus faible que celle du CODATA actuel (0.4 ppb)[1]. La détection d'une transition est effectuée par REMPD (resonance enhanced multiphoton dissociation) en exploitant le fait que les sections efficaces de photodissociation de H_2^+ dépendent très fortement du niveau vibrationnel.

Le projet associe des développements théoriques et expérimentaux dont nous présenterons les avancées récentes.

2. AVANCEES THEORIQUES

Les fréquences de transition entre deux niveaux vibrationnels de H_2^+ dépendent essentiellement de l'unité atomique d'énergie, connue à 10^{-12} près, et du rapport m_p/m_e. La prise en compte des corrections radiatives, relativistes et de structure hyperfine des niveaux jusqu'à l'ordre α^6 inclus a permis d'atteindre une incertitude de 0.37 ppb sur la prédiction des fréquences de transition et donc 0.74 ppb pour une détermination de m_p/m_e [2,3].

Nous présentons le travail théorique et numérique mené depuis trois ans pour prendre en compte les corrections relativistes au Logarithme de Bethe à l'ordre α^7 qui a permis une avancée majeure du projet, portant l'incertitude théorique sur les fréquences de transition à 0.03 pb environ (correspondant à 0.06 ppb sur m_p/m_e) [4].

3. SOURCE D'ION REMPI

Les transitions vibrationnelles à deux photons recherchées dans H_2^+ sont

$$v=0,L=2,J=3/2 \text{ ou } 5/2 \quad \rightarrow \quad v=1,L=2,J=3/2 \text{ ou } 5/2$$

La méthode la plus simple pour produire des ions H_2^+ est l'impact électronique, mais cette méthode n'est pas sélective en état interne et conduit à de faibles populations de l'état vibrationnel v=0 (environ 12%) et rotationnel L=2 (environ 12%).

Un processus d'ionisation multiphotonique résonante (REMPI) à 3+1 photons à 303 nm permet de créer sélectivement des ions H_2^+ dans l'état rovibrationnel souhaité [5]. Nous présentons

la source d'ions H_2^+ et la ligne d'injection dans un piège de Paul linéaire que nous avons conçus, ainsi que la source laser REMPI qui utilise un laser à colorant impulsionnel doublé en fréquence.

4. REFROIDISSEMENT SYMPATHIQUE DES IONS H_2^+

Les techniques de refroidissement sympathique d'ions légers (H_2^+ ou HD^+) par des ions refroidis par laser (Be^+) dans un piège linéaire permettent de produire des cristaux d'ions ultrafroids (T ~ mK) qui présentent plusieurs avantages pour notre expérience.

Tout d'abord, la suppression de l'élargissement et du déplacement des raies par l'effet Doppler du second ordre améliorera significativement la résolution.

Une fois refroidis, les ions légers se trouvent confinés au voisinage de l'axe du piège, ce qui favorise leur recouvrement avec le laser d'excitation et permet donc d'augmenter le taux de transitions à deux photons.

Enfin, le refroidissement sympathique offre une méthode de détection non destructive du signal spectroscopique recherché. La signature de l'excitation d'une transition vibrationnelle à deux photons dans le processus REMPD est une diminution du nombre d'ions H_2^+ qui pourra être mesurée indirectement via la fluorescence des ions Be^+.

Nous présentons la source laser de refroidissement des ions Be^+ à 313 nm largement inspirée du modèle développé par le NIST [6] et reposant une somme de fréquence de lasers à fibre (1050 nm + 1550 nm → 626 nm) suivi par un doublage de fréquence (626 nm x 2 → 313 nm).

CONCLUSION

Les développements expérimentaux dans le cadre de la spectroscopie de H_2^+ seront aussi utiles à deux autres projets développés au LKB ou dans le cadre de collaborations : la spectroscopie laser d'ions multichargés en exploitant des transitions de structure fine dans le domaine visible, et le projet GBAR de mesure de la gravité sur l'antimatière.

RÉFÉRENCES

[1] CODATA http://physics.nist.gov/cuu/Constants/
[2] V. Korobov, L. Hilico, J.-Ph. Karr, Phys. Rev. A **79**, 012501 (2009)
[3] J.-Ph. Karr, L. Hilico, V. Korobov, Canadian Journal of Physics **89**, 103 (2011).
[4] V. Korobov, L. Hilico, J.-Ph. Karr, arXiv:1304.4543 (2013).
[5] M. A. O'Halloran, S. T. Pratt, P. M. Dehmer, J. L. Dehmer, J. Chem. Phys. **87**, 3288 (1987).
[6] A.C.Wilson, C. Ospelkaus, A.P. VanDevender, J.A. Mlynek, K.R. Brown, D. Leibfried, D.J.Wineland**,** Appl. Phys. B **105**, 741 (2011).

PROPRIÉTÉS DES ZONES DE DÉGÉNÉRESCENCE DANS UN LASER SOLIDE POMPÉ LONGITUDINALEMENT.

Nicolas Barré, Marc Brunel, Marco Romanelli

Institut de Physique de Rennes, UMR 6251 Université de Rennes I - CNRS, Campus de Beaulieu, 35042 Rennes Cedex, France

nicolas.barre@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions expérimentalement et numériquement le comportement d'un laser solide pompé axialement, constitué d'une cavité plan-concave longue devant la taille du milieu actif, au travers des zones de dégénérescence. Plus particulièrement, nous mettons en évidence l'effet de la taille du mode de pompe ou d'un petit effet de lentille localisé sur le profil de pompe, sur les profils transverses et la puissance de sortie d'un tel laser.

MOTS-CLEFS : *dégénérescence, profils transverses, laser solide*

1. INTRODUCTION

Les cavités Fabry-Perot sont connues pour avoir des modes propres bien définis, comme les familles de modes Hermite- ou Laguerre-Gauss, dont la longueur d'onde λ et la phase de Gouy Ψ_G doivent être adaptés conjointement afin qu'ils interfèrent constructivement à chaque aller-retour dans la cavité. Il existe des longueurs de cavité bien particulières appelées longueurs de dégénérescence où, λ étant fixée, des modes transverses possédant des phases de Gouy différentes peuvent se combiner pour former un nouveau mode propre. Un tel mode propre a alors la particularité de posséder des profils tranverses différents en chaque plan perpendiculaire à l'axe de propagation z. Lorsqu'on rajoute un milieu amplificateur dans une telle cavité, les points particuliers de dégénérescence correspondant à la cavité vide s'élargissent pour former des zones de dégénérescence [1] dont l'étendue dépend de plusieurs paramètres. Au travers de ces zones de dégénérescence, les profils transverses du mode laser évoluent notablement, et cet effet s'accompagne d'une variation de la puissance de sortie totale du laser [2].

2. MONTAGE EXPÉRIMENTAL, MODÈLE ET RÉSULTATS

Le laser que nous étudions est constitué d'un cristal de Nd :YAG de 1 mm d'épaisseur dont une face joue le rôle d'un miroir plan parfaitement réfléchissant à 1064 cm et l'autre est traitée antireflet à cette même longueur d'onde. Nous utilisons un miroir de sortie sphérique de rayon de courbure $R_c = 20$ cm et de coefficient de réflexion $R = 98\%$. Nous restreignons ici notre étude à la dégénérescence d'ordre 4 ($\Psi_G = 2\pi/4$), atteinte pour une longueur de cavité $L = R_c/2$.

La simulation Fox - Li que nous avons implémenté cherche une solution stationnaire à l'équation paraxiale en cavité, pour une onde monochromatique. Le miroir de sortie est représenté par un masque de phase sphérique, et l'action du milieu actif consiste simplement à multiplier le champ, dans un plan contenu dans le cristal, par l'exponentielle d'un gain saturé dont la formule est celui d'un laser de classe A [3].

La figure expérimentale 1 représente l'évolution de la puissance de sortie du laser dans la zone de dégénérescence d'ordre 4. Dans les régions $\boxed{1}$ et $\boxed{4}$, les modes observés sont gaussiens. Dans la région $\boxed{2}$, on observe une chute significative de puissance, associée à des modes à géométrie cylindrique semblables à ceux observés par Flood et al. [4]. Ces modes ne sont pas rigoureusement identiques aux modes Laguerre-Gauss car ils possèdent des profils différents en champ proche et en champ lointain : le nombre et l'intensité des anneaux peut changer. Enfin, dans la région $\boxed{3}$, on observe des modes dits *géométriques* déjà observés et décrits par Chen et al. [5]. Ces modes ne sont pas non plus invariants au cours de la propagation (voir l'insert de la figure 1).

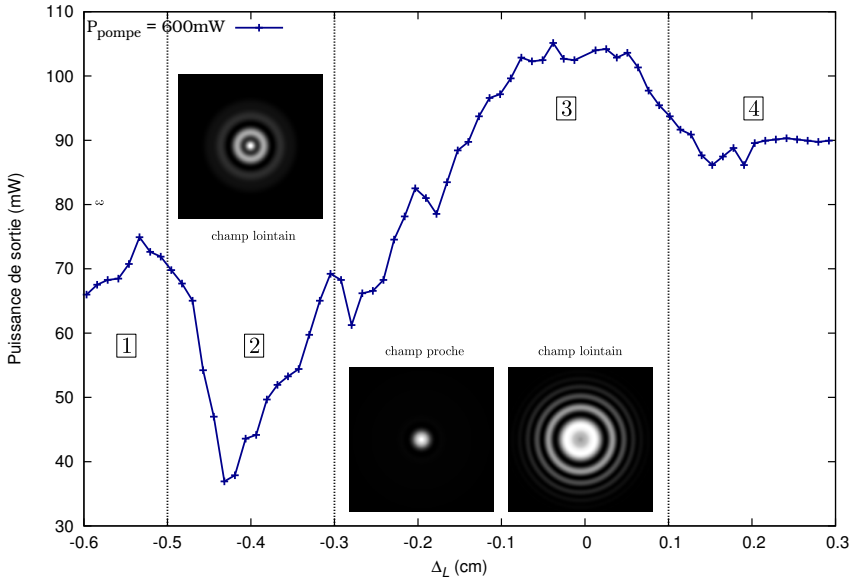


FIGURE 1 : Puissance de sortie du laser en fonction de la longueur de cavité relative $\Delta_L = L - R_c/2$. Inserts : profils transverses calculés.

Ces résultats sont confirmés par la simulation qui permet de rendre compte de la présence de régions particulières autour des points de dégénérescence de la cavité vide. On constate que l'étendue de ces zones augmente dans le même sens que les pertes associées au miroir de sortie, mais ne varie pas lorsqu'on augmente la puissance de pompe du laser. De plus, on remarque que plus le profil de pompe est petit, plus les zones de type $\boxed{2}$ sont creusées et plus le nombre d'anneaux dans le mode est important. Pour un profil de pompe trop large, ces zones disparaissent totalement. L'introduction d'un petit effet de lentille convergente localisé autour du profil de pompe, n'apportant que des modifications de l'ordre de 10^{-2} sur la phase de l'onde dans le milieu actif, permet de reproduire la dyssimétrie observée autour de $\Delta_L = 0$. Physiquement, un tel effet est vraisemblablement d'origine thermique.

CONCLUSION

À dégénérescence, le laser est capable de produire un mode élaboré dont on peut supposer qu'il sera mieux adapté au profil de pompe que le mode fondamental gaussien, maximisant ainsi la puissance de sortie. C'est effectivement le cas pour les modes géométriques, mais il existe également une région dans laquelle la dégénérescence entraine une chute notable de la puissance de sortie du laser, lorsque le profil de pompe est petit.

RÉFÉRENCES

[1] J. Dingjan, M. van Exter, and J. Woerdman, "Geometric modes in a single-frequency Nd :YVO4 laser," *Optics Communications*, vol. 188, no. 5-6, pp. 345–351, 2001.

[2] Q. Zhang, B. Ozygus, and H. Weber, "Degeneration effects in laser cavities," *The European Physical Journal - Applied Physics*, vol. 6, no. 03, pp. 293–298, 1999.

[3] M. Endo, M. Kawakami, K. Nanri, S. Takeda, and T. Fujioka, "Two-dimensional simulation of an unstable resonator with a stable core," *Appl. Opt.*, vol. 38, no. 15, pp. 3298–3307, May 1999.

[4] C. J. Flood, G. Giuliani, and H. M. van Driel, "Preferential operation of an end-pumped Nd :YAG laser in high-order laguerre-gauss modes," *Opt. Lett.*, vol. 15, no. 4, pp. 215–217, Feb 1990.

[5] C.-H. Chen, P.-T. Tai, W.-F. Hsieh, and M.-D. Wei, "Multibeam-waist modes in an end-pumped Nd :YVO4 laser," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 20, no. 6, pp. 1220–1226, Jun 2003.

FORMALISME DE LA FONCTION DE TRANSFERT GENERALISEE APPLIQUE A UN LASER FIBRE DOPE ERBIUM A RETROACTION DISTRIBUEE ET SAUT DE PHASE CENTRAL (QWS-DFB)

Yann G. Boucher[1,2], Ngân Nguyen Thi Kim[1,2], Pascal Besnard[1,2]

[1] *Laboratoire FOTON, UMR CNRS 6082, CS 80518, 22305 Lannion Cedex, France*

[2] *Université Européenne de Bretagne, France*

boucher@enib.fr

RÉSUMÉ

Nous adaptons le formalisme semi-classique de la Fonction de Transfert Généralisée à un laser fibré dopé Erbium à rétroaction distribuée et saut de phase central, sous pompage optique unidirectionnel. Siège d'un rayonnement monomode longitudinal, la structure est subdivisée en m sections supposées uniformes par morceaux, chacune caractérisée par une seule variable interne α_m liée à l'inversion de population locale. Le comportement spectral et énergétique de l'ensemble est déterminé de manière auto-cohérente par la résolution simultanée de m équations non-linéaires à m inconnues.

MOTS-CLEFS : *couplage de modes ; formalisme matriciel étendu ; fonction de transfert généralisée ; modélisation semi-classique.*

INTRODUCTION

Depuis les travaux pionniers de Kogelnik & Shank [1], le laser à rétroaction distribuée (DFB pour *Distributed Feed-Back*) est reconnu pour ses propriétés spectrales attractives. Quel que soit son support physique, semi-conducteur ou fibre, un saut de phase central (QWS pour *Quarter Wave Shift*) confère naturellement à toute structure active périodique un caractère monomode longitudinal. Le formalisme semi-classique de la Fonction de Transfert Généralisée (FTG) apparaît donc tout indiqué pour décrire ses propriétés spectrales et énergétiques [2-3], sous réserve d'adaptations qui font l'objet de la présente contribution.

FONCTION DE TRANSFERT GENERALISEE D'UN QWS-DFB

Rappelons brièvement le principe de la FTG d'un laser monomode. Le milieu actif entre les réflecteurs d'extrémité est responsable non seulement du gain stimulé, mais aussi de l'émission spontanée, source même du rayonnement émis. La FTG, qui exprime la densité spectrale de puissance interne, porte la signature spectrale caractéristique des résonances de cavité. Sous réserve que le milieu actif, dans son ensemble, puisse être représenté par une seule variable interne (intensité saturante ou inversion de population), cette dernière est susceptible d'une détermination auto-cohérente, paramétrée par le seul paramètre expérimental accessible : le taux de pompage.

Dans un QWS-DFB, l'hypothèse d'homogénéité du champ est moins réaliste ; il est d'usage de subdiviser la structure en sections dont les paramètres structurels représentatifs, tous sans dimension, sont constants par morceaux [4]. Une section de longueur d est ainsi totalement déterminée par la force du couplage κd, sa phase ψ, et le gain modal αd. Le milieu actif (ions Er^{3+}) est assimilé à un système à trois niveaux idéal. Il est aisé de montrer que, le couplage étant imposé *a priori* par le réseau d'indice, le terme αd constitue une variable interne pertinente dont la valeur détermine sans ambiguïté toutes les propriétés optiques de la section considérée (absorption de la pompe, gain stimulé, niveau d'émission spontanée).

En retour, la valeur de αd résulte d'un équilibre dynamique entre le taux de pompage, les recombinaisons non stimulées, et les recombinaisons stimulées par l'intensité du champ total

(intégrée sur toute la largeur de raie). Comme ce dernier comporte à la fois une contribution propre à la section et des contributions en provenance des autres, l'équilibre est intrinsèquement non-local. À titre d'illustration, considérons la structure simplifiée de la Fig. 1, limitée à deux sections.

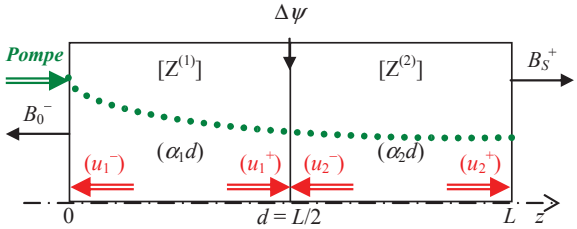


Fig. 1 : Schéma de principe d'une structure à rétroaction distribuée et saut de phase central (QWS-DFB) soumis à un pompage optique. Dans le contexte d'une subdivision en deux sections supposées uniformes, la structure est totalement déterminée en régime stationnaire par la donnée de la séquence ($\alpha_1 d$, $\alpha_2 d$), elle-même imposée par le seul paramètre expérimental disponible : le taux de pompage en $z = 0$. Les termes (u_p^+), (u_p^-) désignent les champs équivalents d'émission spontanée couplés dans le mode aux extrémités de la section p.

La description des champs internes dans la structure active multisection est facilitée par le recours au formalisme matriciel étendu (3×3) incluant les sources, initialement proposé par Weber & Wang [5] puis développé par nos soins en régime non-linéaire [6]. Le point-clef réside en le calcul analytique explicite des contributions des champs équivalents d'émission spontanée, qui se ramènent aux seuls termes quadratiques suivants (en valeur moyenne temporelle) :

$$\left\langle |(u_p^+)|^2 \right\rangle, \left\langle |(u_p^-)|^2 \right\rangle, \left\langle (u_p^+)(u_p^-)^* \right\rangle. \quad (1)$$

En raison de la non cohérence spatiale des sources, les produits croisés entre sections p et q distinctes, de la forme $\left\langle (u_p^+)(u_q^-)^* \right\rangle$, sont tous nuls par construction.

CONCLUSION

Dans l'espace paramétrique à p dimensions des variables internes, la donnée d'une séquence ($\alpha_1 d$, $\alpha_2 d$, ..., $\alpha_p d$) définit sans ambiguïté les propriétés de l'émetteur multisection. La séquence réelle n'est pas une donnée *a priori* du problème. La résolution simultanée de p équations non linéaires à p inconnues donne accès à *la seule* séquence compatible avec les conditions initiales imposées par l'expérience (le taux de pompage en $z = 0$).

REMERCIEMENTS

Ces travaux ont été partiellement financés dans le cadre du programme FUI « ATOS ».

REFERENCES

[1] H. Kogelnik, C.V. Shank, "Coupled-Wave Theory of Distributed Feedback Lasers", J. Appl. Phys., Vol. 43 (5), pp. 2327-2335, 1972.

[2] G.M. Stéphan, "A semi-classical theory of the laser transition", Phys. Rev. A, Vol. 55 (2), pp. 1371-1384, 1997.

[3] M. Bondiou, R. Gabet, G.M. Stéphan, P. Besnard, "Linewidth of an optically injected semiconductor laser", J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt., Vol. 2 (1) pp. 41-46, 2000.

[4] G.P. Agrawal, A.H. Bobeck, "Modeling of Distributed Feedback Semiconductor Lasers with Axially-Varying Parameters", IEEE J. Quantum Electron., Vol. 24 (12), pp. 2407-2414, 1988.

[5] J.-P. Weber, S. Wang, "A New Method for the Calculation of the Emission Spectrum of DFB and DBR Lasers", IEEE J. Quantum Electron., Vol. 27 (10), pp. 2256-2266, 1991; J.-P. Weber, "Correction to "A New Method for the Calculation of the Emission Spectrum of DFB and DBR Lasers"", IEEE J. Quantum Electron., Vol. 29 (1), p. 296, 1993.

[6] Y.G. Boucher, "Theoretical Investigation of Amplified Spontaneous Emission in an Active Structure by Extended (3×3) Transfer Matrix Formalism: the Case of a Non-uniform Longitudinal Distribution of Emitters", J. Europ. Opt. Soc. Rap. Public. 06027, Vol. 1, 2006.

Emission synchrone de peignes de fréquences suivant deux polarisations orthogonales

M. Brunel, J. Thévenin, et M. Vallet
Institut de Physique de Rennes, Université de Rennes 1– CNRS UMR 6251, Campus de Beaulieu, F-35042 Rennes Cedex, France
marc.brunel@univ-rennes1.fr

Résumé : Un laser à modes bloqués contenant deux lames quart d'onde émet de façon synchrone deux peignes de fréquences associés aux deux états propres de polarisation de la cavité. Les expériences sont en accord avec une analyse modale qui permet de prédire les séquences de polarisations du train d'impulsion.

Mots-clefs: Lasers à modes-bloqués, Polarisation, Mise en forme d'impulsion

1. Introduction

L'état de polarisation des lasers solides à impulsions brèves est généralement imposé par des anisotropies de pertes, telles que les fenêtres de Brewster ou l'anisotropie de gain dans les milieux cristallins. Certaines applications des lasers à impulsions brèves, telles que l'analyse d'une biréfringence transitoire [1], la dynamique quantique des trous lourds/légers [2], où le contrôle optique de moteurs moléculaires chiraux [3], tirent bénéfice d'une maîtrise de la polarisation impulsion par impulsion. Plutôt que d'utiliser un contrôle externe de la polarisation, on peut se demander si un oscillateur ne pourrait pas générer directement des séquences de polarisation variables et ajustables.

Si le rôle de la polarisation a déjà été mis en évidence dans les fibres lasers, où les solitons vectoriels ont des dynamiques particulières [4,5], la polarisation de lasers solides massifs à mode bloqués, où les anisotropies peuvent être soigneusement contrôlées, a reçu peu d'attention [6]. Puisque les solides massifs dopés aux terres-rares conviennent à l'oscillation simultanée de deux état de polarisation, la question est de savoir si le régime de verrouillage de modes pourrait donner lieu à des séquences de polarisation. De plus, on sait que les états hélicoïdaux, proposés à l'origine pour se défaire du *hole-burning* spatial [7], entraînent l'émission stable de polarisations linéaires orthogonales ayant une différence de fréquence accordable [8]. Le but de cette communication est donc de présenter un laser Nd:YAG à verrouillage de modes passif par SESAM, contenant deux lames quart d'ondes (QWPs), qui émet de façon synchrone deux peignes de fréquences associés aux deux états propres de polarisations orthogonales, et de décrire les séquences de polarisation qui en résultent.

2. Analyse modale basée sur le formalisme matriciel de Jones

Comme toutes les interfaces sont traversées à l'incidence normale, les états propres de polarisation de la cavité sont déterminés par les lames quart-d'onde et la biréfringence résiduelle du milieu actif. Les axes neutres de la première lame QWP1 sont fixés alignés avec les axes neutres de la biréfringence résiduelle du Nd:YAG, alors que les axes neutres de la seconde lame QWP2 sont orientés d'un angle α variable par rapport aux axes de QWP1. On détermine les états propres de la cavité par une condition de résonance écrite pour un vecteur de Jones sur un aller-retour de cavité. Ils sont (i) linéaires dans le Nd:YAG, à 45° des axes de QWP1, (ii) hélicoïdaux droit et gauche entre les QWPs, et (iii) linéaires à 45° des axes de QWP2 à la sortie du laser. L'anisotropie de phase induite par les deux QWPs sur un aller-retour est égale à 4α. Ainsi, la condition de résonance prédit que les états de polarisation sont décalés en fréquence d'une quantité $\delta\nu = 2\alpha/\pi \times c/2L$. La Figure 1(a) schématise le double-peigne de fréquences attendu.

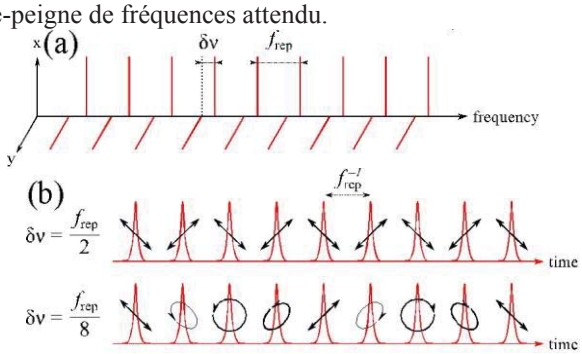


Fig. 1 Analyse modale du double peigne. (a) Image spectrale : les deux peignes de fréquences de polarisations orthogonales partagent le même intervalle spectral libre mais sont décalés de $\delta\nu$. (b) Image temporelle: le taux de répétition est fixe et les impulsions sont synchrones mais le décalage de fréquence provoque des séquences de polarisation.

Puis, en supposant que les phases modales sont identiques (verrouillage de modes impulsionnel), on peut calculer analytiquement l'évolution de la polarisation du train d'impulsions. Les impulsions ont un état de polarisation dont l'ellipticité varie dans le temps. Si on note f_{rep} le taux de répétition, le vecteur de Jones aux instants $t = p / f_{rep}$ (p entier) s'écrit:

$$\vec{J}_p = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ \exp(i(2\pi p \frac{\delta\nu}{f_{rep}} + \psi)) \end{bmatrix}, \qquad (1)$$

où ψ est une phase relative globale. L'équation (1) indique que l'état de polarisation évolue d'une impulsion à la suivante, le train pouvant ainsi former une séquence périodique de polarisation de période $\delta\nu^{-1}$. Deux cas particuliers de ce type sont représentés sur la Figure 1(b).

3. Résultats expérimentaux

Les expériences réalisées avec un laser Nd:YAG laser à verrouillage passif des modes par SESAM (miroir à semi-conducteur absorbant saturable) sont en parfait accord avec le modèle [10]. Derrière un polariseur, on observe des séquences stables et ajustables d'intensité, qui sont le résultat des interférences (battement) entre les deux peignes. De telles séquences sont reproduites sur la Figure 2.

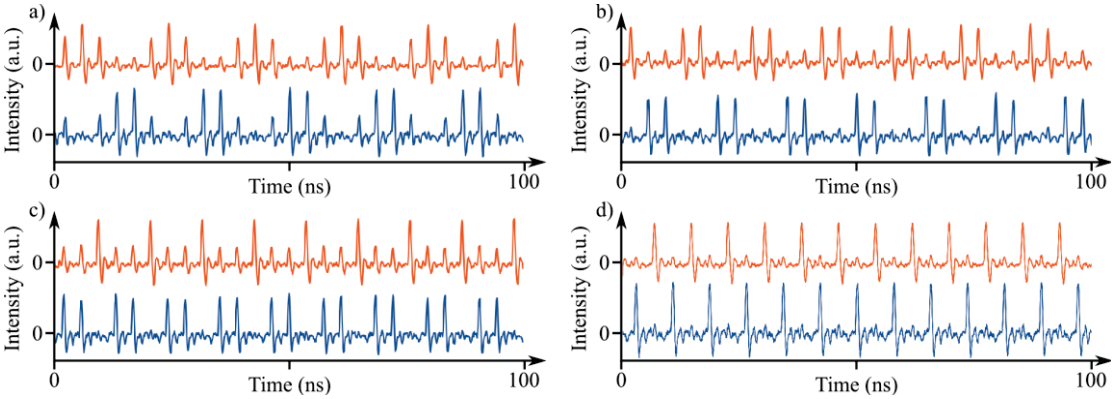


Fig. 2 Trains d'impulsions expérimentaux observés derrière un polariseur à +45° (rouge) et –45° (bleu) des axes propres de polarisation en sortie de laser, et pour des fréquences de battement (a) $f_{\text{rep}}/5$, (b) $f_{\text{rep}}/4$, (c) $f_{\text{rep}}/3$, et (d) $f_{\text{rep}}/2$ ($f_{\text{rep}} = 271$ MHz).

De plus, nous avons observé un phénomène d'accrochage entre les deux peignes de fréquence pour des valeurs particulières de la différence de fréquence, par exemple à $\delta\nu = f_{\text{rep}}/2$. Dans la zone d'accrochage, la polarisation des impulsions est alors définie uniquement par la phase relative globale entre les deux peignes. En accord avec le modèle analytique, on trouve alors que deux impulsions successives sont toujours orthogonales.

4. Conclusion

Nous avons mis au point un laser bi-polarisation à impulsions brèves. Le laser émet simultanément deux peignes de fréquences associés aux états de polarisation orthogonaux de la cavité. Le battement de ce double peigne forme une séquence de polarisation -ou d'intensité après un polariseur- ajustable par simple rotation des axes d'une lame quart-d'onde. Ce principe peut être appliqué à n'importe quel laser vectoriel à verrouillage de modes.

Références

[1] K. Hartinger et R. A. Bartels, Opt. Lett. **31**, 3526 (2006).
[2] A. L. Smirl, X. Chen, et O. Buccafusca, Opt. Lett. **23**}, 1120 (1998).
[3] M. Yamaki, K. Hoki, H. Kono, et Y. Fujimura, Chem. Physics **347**, 272 (2008).
[4] S. T. Cundiff, B.C. Collings, et W.H. Knox, Opt. Express **1**, 12 (1997).
[5] L. M. Zhao, D. Y. Tang, X. Wu, H. Zhang, et H. Y. Tam, Opt. Lett. **34**, 3059 (2009).
[6] Q. Yang, Opt. Commun. **238**, 329 (2004).
[7] V. Evtuhov et A. E. Siegman, Appl. Opt. **4**, 142 (1965).
[8] M. Brunel, F. Bretenaker, et A. Le Floch, Opt. Lett. **22**, 384 (1997)
[9] M. Brunel et M. Vallet, Opt. Lett. **33**, 2524 (2008).
[10] J. Thévenin, M. Vallet, et M. Brunel, Opt. Lett. **37**, 2859 (2012)

EMISSION BIFREQUENCE D'UN LASER A SEMICONDUCTEUR EN CAVITE EXTERNE A 852 NM POUR LES HORLOGES ATOMIQUES A CESIUM

F. A. Camargo[1*], P. Dumont[1], G. Lucas-Leclin[1], P. Georges[1], J.-M. Danet[2], D. Holleville[2], S. Guerandel[2], I. Sagnes[3], G. Baili[4], L. Morvan[4] et D. Dolfi[4]

[1] *Laboratoire Charles Fabry, CNRS, Univ Paris-Sud XI, Palaiseau*
[2] *LNE-SYRTE, Systèmes de Référence Temps-Espace, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Paris*
[3] *Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, CNRS UPR20, Marcoussis*
[4] *Thales Research and Technology, Palaiseau*

* fabiola.camargo@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Nous décrivons l'émission simultanée en phase, sur deux fréquences optiques polarisées perpendiculairement, d'un laser à semiconducteur en cavité externe pompé optiquement. L'émission est accordable autour de la raie D_2 du césium à 852,14 nm avec une puissance optique d'environ 13 mW sur chaque polarisation. La différence de fréquence est ajustée grâce à un modulateur électro-optique autour de 9,2 GHz. Nous évaluons la source réalisée en vue de son application au piégeage cohérent de population d'atomes de césium dans une horloge atomique.

MOTS-CLEFS : *laser à semiconducteur ; VECSEL ; horloges atomiques.*

1. INTRODUCTION

Le piégeage cohérent de population (CPT) est d'un grand intérêt pour la réalisation d'horloges atomiques compactes. Cette technique repose sur le couplage de deux niveaux de la structure hyperfine de l'état fondamental de l'atome de césium par excitation sur un niveau atomique commun. Elle nécessite l'utilisation de deux faisceaux laser en phase, accordables sur une transition atomique du Cs, et dont la différence de fréquence est réglable à 9,192 GHz. Une solution pour obtenir une source de grande pureté spectrale, présentant des bruits d'intensité et de phase faibles, consiste à réaliser un laser à semiconducteur à émission par la surface en cavité externe (VECSEL) produisant une émission laser bifréquence et bipolarisée. Ce fonctionnement a déjà été démontré avec un VECSEL émettant à 1 µm [1] puis à 852 nm [2]. Nous décrivons un VECSEL pompé optiquement, émettant simultanément deux modes longitudinaux polarisés perpendiculairement autour de 852 nm dont l'écart de fréquence est réglable à 9,2 GHz.

2. DESCRIPTION DU VECSEL BIFREQUENCE

La cavité laser est constituée d'une structure active semiconductrice et d'un miroir de sortie de rayon de courbure R = 15 mm et de transmission 0,5% à 852 nm monté sur une céramique piézo-électrique. La structure semiconductrice est composée d'un miroir de Bragg hautement réfléchissant à 852 nm et du milieu à gain formé de 7 puits quantiques en GaAs placés entre des barrières d'$Al_{0,2}Ga_{0,8}As$ [2]. La cavité laser, longue de 10 mm, impose le diamètre du faisceau laser sur la structure à ~70µm et assure un intervalle spectral libre d'environ 12 GHz, supérieur à la différence de fréquence $\Delta\nu_0$ = 9,192 GHz visée. La source de pompage est une diode laser émettant une puissance de 1,5 W à 670 nm et couplée dans une fibre multimode. Les dimensions du faisceau de pompe sont 70 µm × 110 µm sur la structure.

L'émission bipolarisée est obtenue grâce à une lame biréfringente de vanadate d'yttrium (YVO_4) de 500µm d'épaisseur dont l'axe optique est incliné à 45°; la lame induit une différence de chemin optique ainsi qu'une séparation spatiale des deux faisceaux de polarisations croisées de 50 µm sur la structure qui favorise l'émission bifréquence et bipolarisée en réduisant le couplage entre

les deux modes (Fig. 1a). Un étalon Fabry-Perot (FP) en silice, de 50µm d'épaisseur, impose un fonctionnement laser monofréquence sur chaque polarisation. Les deux faisceaux partagent ainsi la même cavité laser, et sont soumis aux mêmes fluctuations thermiques et mécaniques, ce qui assure leur très grande cohérence relative.

L'écart de fréquence entre les deux faisceaux polarisés Δν dépend de l'intervalle spectral libre de la cavité et de la biréfringence des éléments de la cavité [2]. Il est possible de contrôler cette biréfringence grâce au modulateur électro-optique (EO, lame de titanate de strontium MgO:SLT) en modifiant sa température ou la tension appliquée à celui-ci (Fig. 1a).

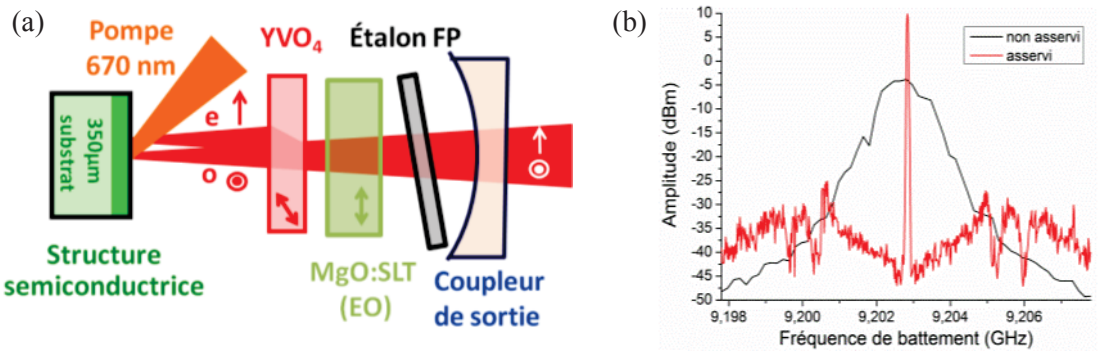


Fig. 1 : (a) Schéma de la cavité du VECSEL; (b) Fréquence de battement du VECSEL.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET CONCLUSION

Sans élément intracavité, le laser émet une puissance de 83 mW sur un spectre multimode autour de 855 nm avec un seuil de 0,25 W de puissance de pompe incidente. Avec tous les éléments intracavité, la puissance chute à 13 mW à 852 nm sur chaque polarisation et le seuil laser augmente à 0,35 W à cause de l'ajout de pertes dans la cavité.

La mesure de la fréquence de battement entre les deux faisceaux polarisés permet de connaitre précisément Δν. La température de l'EO permet de régler grossièrement Δν de ~1 GHz/K et la tension plus finement avec ~1 MHz/V. En modifiant ces paramètres, nous avons observé une accordabilité de l'écart de fréquence Δν sur une bande continue de ~3 GHz. La longueur d'onde d'émission est accordable sur une plage de 5 nm par rotation de l'étalon. La céramique piézo-électrique permet d'ajuster la longueur de cavité pour régler finement la longueur d'onde. La fréquence absolue et Δν sont asservis simultanément pour garantir la stabilité de fonctionnement du laser. Un montage d'absorption saturée du césium est utilisé pour verrouiller la longueur d'onde du mode polarisé ordinairement à 852,14 nm, tandis que Δν est asservi sur un oscillateur radiofréquence bas bruit. Une fois les fréquences asservies, la largeur du spectre de battement de fréquence est inférieure à 10 kHz, limitée par la résolution de l'analyseur de spectre (Fig. 1b).

Le bruit d'intensité relatif (RIN) du faisceau laser, sur chaque polarisation, atteint -120 dB/Hz sur la gamme de fréquences 10 Hz - 100 kHz et est limitée par celui de la diode laser de pompe.

Les performances obtenues sont compatibles avec les besoins des horloges atomiques CPT à césium. Nous souhaitons désormais approfondir l'analyse spectrale en mesurant le bruit de phase du laser avant d'envisager une expérience de piégeage cohérent d'atomes de césium.

REMERCIEMENTS : Les auteurs remercient le Triangle de la Physique et l'Agence Nationale de la Recherche pour leur soutien financier à ce projet.

REFERENCES

[1] G. Baili et al, "Experimental demonstration of a tunable dual-frequency semiconductor laser free of relaxation oscillations", Opt. Lett. 34, 3421 (2009).

[2] F. A. Camargo et al, " Coherent Dual-Frequency Emission of a Vertical External-Cavity Semiconductor Laser at the Cesium D_2 line ", IEEE PTL 24, 1218 (2012).

[3] B. Cocquelin et al, « Tunable Single-frequency operation of a diode-pumped Vertical-External Cavity Laser at the Caesium D_2 line», App. Phys. B 95, 315 (2009)

Résistance au flux laser en régime ultracourt de couches minces d'oxydes, de fluorures et de mixtures d'oxy-fluorures

Dam-Bé L. DOUTI, Laurent GALLAIS, Mireille COMMANDRE
Institut Fresnel UMR CNRS, Aix-Marseille Université, Ecole Centrale Marseille, Campus de St Jérôme, 13013 Marseille, France
dam-be.douti@fresnel.fr

RÉSUMÉ

La tenue au flux des traitements de surfaces optiques est une limitation majeure pour le développement des lasers de puissance à très courtes durées d'impulsion. Des couches minces d'oxydes ou de fluorures sont traditionnellement utilisées pour la fabrication de ces optiques. Les couches minces de mixtures constituent aujourd'hui une alternative prometteuse pour le développement des optiques de haute tenue au flux. Dans cet article, une étude de la dépendance du seuil d'endommagement en fonction des propriétés du matériau considéré est présentée pour des couches de mixtures d'Al_2O_3 et AlF_3 de différentes compositions. Nous observons que le seuil d'endommagement de certains mélanges peut être supérieur au seuil d'endommagement des matériaux de base. Les résultats sont comparés avec ceux obtenus pour des couches d'oxydes simples. Sur ces derniers échantillons, une étude de la résistance au flux laser sous tirs multiples en fonction de la fréquence de tir est également présentée. Nous montrons que le seuil d'endommagement dépend peu de la fréquence de tir jusqu'à 50kHz, ce qui peut autoriser des tests accélérés pour les grands nombres de tirs et la prédiction de la durée de vie des optiques.

1. INTRODUCTION

L'étude des interactions laser-matière en régime sub-picoseconde a montré que l'initiation de l'endommagement laser est essentiellement due aux processus électroniques et aux interactions non linéaires (photo-ionisation, ionisation par impact et avalanche électronique). Les phénomènes d'endommagement sont aujourd'hui une limitation au développement des lasers de puissance et de leurs applications. L'étude de l'endommagement en fonction des différents paramètres laser (longueur d'onde, durée d'impulsion, nombre de tirs, fréquence de répétition...) et pour différents matériaux est nécessaire pour une meilleure compréhension des mécanismes d'endommagement et la conception de nouvelles optiques avec des durées de vie accrues et une grande stabilité dans le temps. Les couches minces optiques sont souvent le maillon faible des systèmes laser. Les mixtures de matériaux simples outre le fait qu'elles permettent une réelle ingénierie des indices optiques représentent une voie prometteuse pour le développement de composants à haute tenue au flux. Des études (1) (2) ont montré que la fluence seuil à la limite d'endommagement (F_{th}) dépend de la durée d'impulsion du faisceau laser (τ_p), de la longueur d'onde (λ), et de la largeur de bande interdite (E_g) de la couche qui interagit avec le laser. En monotir, il est établi des lois d'évolution empirique de la forme

$$F_{th} \cong (C_1 E_g + C_2)\tau_p^k \quad (1)$$

où C_1, C_2 et k dépendent du matériau de la couche en interaction. Ceci correspond à ce qui peut être simulé par des modèles simples décrivant l'évolution de la densité d'électrons libres dans le matériau sous irradiation (3)

Dans ce papier une étude en monotir de la résistance au flux laser est présentée pour des mixtures d'Al_2O_3/AlF_3. Les résultats sont comparés avec ceux obtenus pour des couches d'oxydes simples (SiO_2, HfO_2 et Nb_2O_3), et la dépendance du seuil à la largeur de bande interdite Eg du matériau est étudié. Nous présentons aussi une étude en multitirs sur la variation du seuil d'endommagement en fonction de la fréquence de tir afin de répondre à une question pratique: peut-on faire un test d'endommagement multi-tirs à fréquence élevée à la place de la fréquence recommandée à l'usage du composant afin de gagner du temps ?

2. EXPERIENCES

Nous avons étudié dans ce travail un oxyde et un fluorure (Al_2O_3 et AlF_3) qui ont tous deux un seuil d'endommagement plutôt élevé. Une série de mixtures a été réalisée en faisant différents mélanges de ces deux matériaux. Ces mixtures ont été déposées sur un substrat de MgF_2 par IBS (Ion Beam Sputtering) au LZH (Laser Zentrum Hannover) (4). La série de mixtures couvre la gamme 6.24 - 7.58eV de largeur de bande interdite. Dans une première expérience, des mesures ont été faites pour des durées d'impulsion de 400fs et 1030nm (2). Le diamètre du faisceau est de 75 micromètres. Dans l'infrarouge il a été montré (1) que la fluence seuil ne changeait pas pour des fréquences de répétition comprises entre 1Hz et 1KHz. Les phénomènes dans le domaine UV et le visible pouvant être différents de ceux dans l'IR, l'étude de l'influence de la fréquence de répétition en UV s'avère donc importante. Dans cette deuxième expérience, il a été utilisé une série d'échantillons choisis pour couvrir une large gamme d'énergie de bande interdite: 3 - 9eV. Les mesures ont été effectuées au VULRC (Vilnius Laser Research Center) sur une ligne de mesure dont le laser, doublé en fréquence, est centré à 515nm avec une durée d'impulsion de 404fs. Des tests de type 1000on1 à 50Hz et à 50KHz ont été réalisés sur ces échantillons dans les mêmes conditions.

3. RESULTATS

Les résultats de la détermination du seuil d'endommagement pour les tests de type 1on1 sont représentés sur la figure (1). On remarque que seul les oxydes et oxy-fluorures suivent la loi empirique et que le fluorure est le seul à s'en écarter. On constate aussi, que le seuil d'endommagement de certains mélanges peut être nettement supérieur au seuil d'endommagement des matériaux de base. Dans la deuxième expérience sur l'étude en multitirs (figure 2), nous montrons que la différence entre les seuils aux deux fréquences est très petite, et que compte tenu des erreurs de mesure, les tests à haute fréquence peuvent se substituer à ceux faits à basse fréquence.

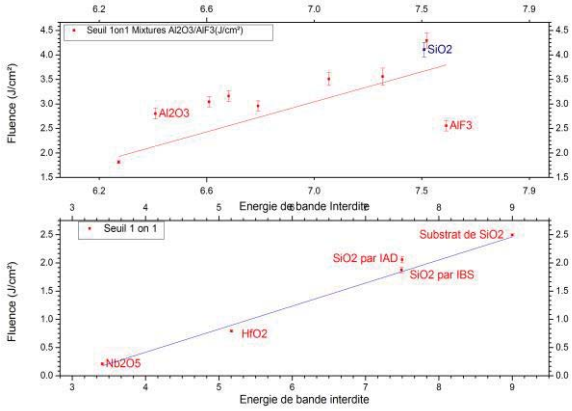


Figure 1 : Seuils d'endommagement a) des mixtures Al2O3/AlF3 (1), b) d'une série de matériaux simples suivant la loi empirique

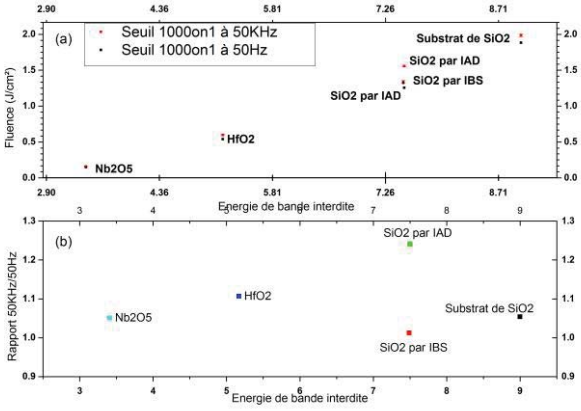


Figure 2 : a) Seuils d'endommagement de type 1000on1 à 50 KHz et 50Hz. b) Le rapport des deux seuils

RÉFÉRENCES

1. *On the damage behavior of dielectric films when illuminated with multiple femtosecond laser pulses.* **Mero, et al., et al.** 051107, May 2005, Optical Engineering, Vol. 44(5).

2. *A high accuracy femto-/picosecond laser damage test facility dedicated to the study of optical thin films.* **Mangote, et al., et al.** 83, 2012, Review Of Scientific Instruments. 013109.

3. *Femtosecond laser damage resistance of oxide and mixture oxide optical coatings.* **Mangote et al.** 9, May 1, 2012, Optics Letters, Vol. 37.

4. *Laser damage resistance of ion-beam sputtered Sc2O3/SiO2 mixture optical coatings.* **M. Mende, S. Schrameyer, H. Ehlers, D. Ristau, L. Gallais.** 2013, Applied Opics, Vol. 52, pp. 1368-1376.

LASER Er ,Yb AUTOREGULE EN BRUIT D'INTENSITE

Abdelkrim El Amili[1], Gaël Kervella[1], Mehdi Alouini[1]

[1] *Institut de Physique de Rennes, Université de Rennes 1, CNRS, Campus de Beaulieu, 35042 Rennes, France,*

abdelkrim.elamili@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

La réduction du bruit d'intensité d'un laser Er,Yb:Verre par absorption à deux photons intracavité est explorée expérimentalement et théoriquement. Les résultats montrent que le temps de réponse du processus à deux photons joue un rôle primordial sur le spectre de bruit d'intensité du laser. Un modèle théorique incluant une troisième équation d'évolution tenant compte de ce temps de réponse est proposé pour expliquer le comportement du laser.

MOTS-CLEFS : *Laser Er ,Yb; Bruit d'intensité ; absorption à deux photons*

1. INTRODUCTION

Les lasers à état solide à faible bruit présentent un grand intérêt pour un grand nombre de domaines tels que les communications optiques, la photonique microonde, la spectroscopie haute résolution et la métrologie. La plupart de ces applications nécessitent des sources laser ayant de très faibles largeurs de raie mais aussi de très faibles niveaux de bruit d'intensité sur une large bande spectrale. Bien que les lasers à état solide présentent de faibles largeurs spectrales, ils souffrent néanmoins d'un excès bruit d'intensité au voisinage de la fréquence des oscillations de relaxation. Le phénomène d'oscillations de relaxation est inhérent aux lasers de classe-B dans lesquels la durée de vie de l'inversion de population est grande devant la durée de vie des photons dans la cavité. La réduction de ce bruit d'intensité résonant est habituellement obtenue d'une contre-réaction sur le laser de pompe. Une autre technique repose sur l'utilisation d'un laser semi-conducteur dans un régime de fonctionnement de classe A [1]. Une telle approche est, néanmoins, limitée en termes de puissance potentiellement accessible comparé à un laser solide. Or, il a été démontré récemment que l'insertion d'un mécanisme d'absorption à deux photons (TPA) dans un laser Er ,Yb:Verre produisait une réduction significative de bruit [2]. Nos observations expérimentales suggèrent que le temps de réponse du mécanisme d'absorption à deux photons joue un rôle essentiel sur le comportement du bruit d'intensité du laser. Nous démontrons ici comment ce temps de réponse peut être modélisé, et comment un tel modèle permet d'interpréter le spectre de bruit du laser.

2. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET THEORIQUES

Nous avons développé un laser Er ,Yb mono-fréquence dans lequel une lame de silicium a été insérée pour induire des pertes nonlinéaires par TPA. L'insertion d'un tel élément dans le laser engendre des pertes optiques dépendantes de l'intensité intra-cavité. De ce fait, les pertes induites par le mécanisme de TPA conduisent à une réduction significative des fluctuations d'intensité du laser. Cette réduction est d'autant plus importante que le niveau de l'intensité intra-cavité est élevé. Pour étudier la façon dont les pertes nonlinéaires affectent l'excès de bruit résonant, nous avons mesuré le spectre de bruit d'intensité, à un taux de pompage fixe, en variant la densité de photons sur la lame de silicium (Fig. 1 (a)). Lorsque la densité de photons sur cette lame augmente, on observe bien une diminution du niveau de bruit. Cependant, il est accompagné d'un décalage du maximum vers les hautes fréquences. Nous montrons que ce comportement peut être décrit simplement en introduisant dans le système une équation d'évolution additionnelle qui régit les pertes par TPA (Eq.3) :

$$\frac{dN}{dt} = -2\sigma IN - (w_p + \gamma)N + (w_p - \gamma)N_E, \quad (1)$$

$$\frac{dI}{dt} = \frac{c}{2L} 2e\sigma IN - \gamma_c I - \gamma_{TPA} I, \quad (2)$$

$$\frac{dP_{TPA}}{dt} = \psi I - \gamma_P P_{TPA}. \quad (3)$$

Les équations (1) et (2) habituelles décrivent l'évolution de l'inversion de population et de l'intensité intra-cavité du laser. Dans l'équation (2), γ_{TPA} représente le taux de pertes nonlinéaires. L'équation (3), quant à elle, décrit l'évolution des pertes nonlinéaires qui dépendent de l'intensité intra-cavité du laser, de la section efficace d'absorption à deux photons et du temps de réponse du mécanisme. Ce modèle prédit que si le temps de réponse du processus d'absorption à deux photons est très court devant le temps caractéristique des oscillations de relaxation, alors le pic de résonance diminue sans décalage en fréquence. En revanche, si le temps de réponse du processus nonlinéaire est comparable au temps caractéristique des oscillations de relaxation, alors la réduction de bruit est moins efficace et elle est accompagnée d'un décalage en fréquence du pic. Comme l'illustre la figure 1 (a), ce modèle permet de prédire à la fois la réduction et le décalage du pic à la fréquence des oscillations de relaxation. Les fonctions de transfert théoriques sont, en effet, en très bon accord avec les spectres expérimentaux. En outre, nous trouvons que la durée de vie de recombinaison des porteurs dans la lame de silicium utilisée doit être de l'ordre de 3 µs. Pour valider ce point, nous avons remplacé le silicium par une lame de GaAs intrinsèque dans laquelle le temps de recombinaison des porteurs est de l'ordre de la nanoseconde. Ainsi, le processus d'absorption à deux photons doit réagir instantanément aux fluctuations d'intensité du laser. Comme le prédit le modèle, lorsque la densité de photons augmente, on assiste bien à une diminution du pic des oscillations de relaxation mais sans décalage vers les hautes fréquences (Figure 1 (b)).

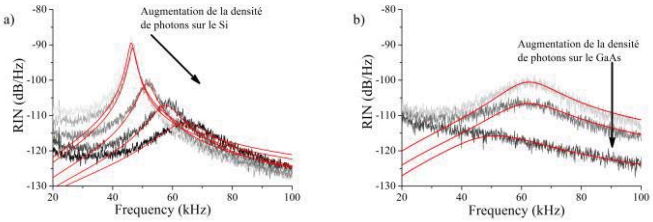


Fig. 1 : a) Spectres de bruit d'intensité relatif pour différentes densités de photons sur le Si. b) spectres obtenus avec une lame de GaAs. Les courbes en rouge représentent les fonctions de transfert théoriques.

CONCLUSION

Nos études expérimentales et théoriques sur la réduction du bruit d'intensité d'un laser Er,Yb :Verre nous ont permis de comprendre comment le mécanisme de TPA gouverne le bruit d'intensité du laser [3]. En particulier, nous avons montré que le temps de réponse de ce mécanisme joue un rôle important dans l'allure du spectre de bruit du laser. Le très bon accord entre les résultats expérimentaux et théoriques permet de valider le modèle proposé dans lequel une équation d'évolution additionnelle est introduite.

REFERENCES

[1] G. Baili, M. Alouini, D. Dolfi, F. Bretenaker, I. Sagnes, and A. Garnache, "Shot-noise-limited operation of a monomode high-cavity-finesse semiconductor laser for microwave photonics applications," Opt. Lett., vol. 32, pp. 650-652, 2007.

[2] R. van Leeuwen, B. Xu, L. S. Watkins, Q. Wang, and C. Ghosh, "Low noise high power ultra-stable diode pumped Er-Yb phosphate glass laser," Proc. SPIE 6975, 2008.

[3] A. El Amili, G. Kervella, and M. Alouini, " Experimental evidence and theoretical modeling of two-photon absorption dynamics in the reduction of intensity noise of solid-state Er:Yb lasers," Opt. Express, vol. 21, pp. 8773-8780, 2013.

ZONE SOMBRE AU CENTRE DU SPOT D'ARAGO-POISSON

Olivier Emile[1], Alexis Voisin[1], Ronan Niemiec[1,2], Bruno Varis De Lesegno[3], Laurence Pruvost[3], Guy Ropars[1], Janine Emile[4] et Christian Brousseau[2]

[1] *URU 435 LPL, Université de Rennes 1-F-35042 Rennes Cedex, France*
[2] *UMR CNRS 6164, IETR, Université de Rennes 1-F-35042 Rennes Cedex, France*
[3] *UPR 3321, LAC, B505 Campus d'Orsay- 91405 Orsay Cedex, France*
[4] *UMR CNRS 6251, IPR, Université Rennes 1 - F-35042 Rennes Cedex, France*

olivier.emile@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

La figure de diffraction d'un faisceau de Laguerre-Gauss par un disque opaque est étrange. En effet, pour une charge topologique non nulle, nous observons une petite tâche sombre au centre du spot d'Arago-Poisson habituellement brillant. Pour ces faisceaux, les diamètres des tâches sombres sont de l'ordre 20 μm et les faisceaux étudiés ainsi que les tâches peuvent se propager sans diffracter sur des dizaines de mètres, sans utiliser de lentilles de focalisation.

MOTS-CLEFS : *laser ; diffraction ; spot d'Arago-Poisson ; faisceau de Laguerre-Gauss*

1. INTRODUCTION

Le spot d'Arago-Poisson est très souvent mentionné dans les manuels d'optique [1]. C'est une démonstration spectaculaire du caractère ondulatoire de la lumière. Un spot lumineux brillant apparaît dans l'ombre d'un disque éclairé uniformément par une onde plane. Curieusement, ce spot se propage plus vite que la lumière [2]. Parallèment, de nouveaux types de faisceaux sont apparus récemment [3, 4] appelés faisceaux de Laguerre-Gauss. Ces faisceaux ont une phase qui varie de $2\pi l$ lorsque que l'on fait un tour complet autour de l'axe de propagation du faisceau. l est appelé la charge topologique ou ordre du faisceau. On peut se demander qu'elle sera la forme de la figure de diffraction d'un tel faisceau après un obstacle circulaire. Cette contribution se propose d'explorer les propriétés de ces faisceaux diffractés.

2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

La source est un laser He-Ne rouge ($\lambda = 632,8$ nm, waist $w = 620$ μm). Une lame de phase spirale (RPC photonics) transforme le mode fondamental en mode de Laguerre-Gauss d'ordre variant de $l = 1$ à $l = 8$. Un télescope permet ensuite d'adapter la taille du faisceau à la taille de l'objet diffractant. Nous avons utilisé un disque opaque de diamètre $2R = 7$ mm. Nous observons la tâche de diffraction à une distance d sur un écran ou à l'aide d'une caméra CCD. Le champ électrique s'écrit

$$E(r,\theta) = J_l(\alpha r)\exp(il\theta), \tag{1}$$

r et θ sont les cordonnées polaires usuelles, J_l est la fonction de Bessel d'ordre l et

$$\alpha = 2\pi R/(\lambda d). \tag{2}$$

Une telle fonction est nulle à l'origine et le champ diffracté a bien une phase qui varie autour de l'axe de propagation. Ce faisceau est toujours un faisceau "twisté". On remarque également dans l'équation 2 que, plus la taille de l'objet diffractant est grande plus la tâche sombre est petite. Plus la distance d'observation est grande, plus la tâche sombre est grande. Bien sûr, la taille de la zone sombre augmente aussi avec l.

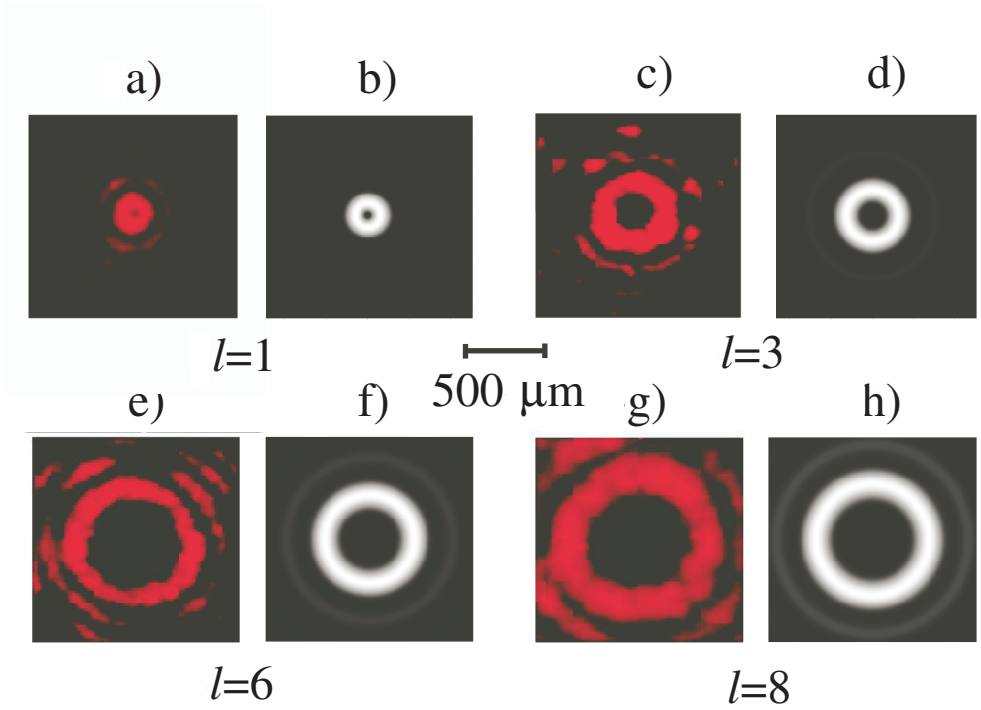


FIGURE 1 : a) Profils expérimentaux (a, c, e, g) et théoriques (b, d, f, h) de la figure de diffraction pour différents ordres l.

3. RÉSULTATS

La figure 1 présente des images des spots de diffraction à une distance de $3,5$ m pour des faisceaux de Laguerre Gauss avec différents ordres ($l = 1$, $l = 3$, $l = 6$, $l = 8$). On observe, comme attendu, un spot sombre au centre du faisceau diffracté. La taille du spot augmente avec l'ordre du faisceau. Les profils théoriques (obtenus d'après l'équation 1) correspondent bien aux profils expérimentaux.

Indépendemment, nous avons vérifié que la taille de la zone sombre reste dans la gamme des micromètres sur plusieurs mètres de distance. Cette taille diminue lorsque la taille de l'objet diffractant augmente [5]. De plus ces phénomènes de diffraction ne dépendent pas de la polarisation de la lumière.

CONCLUSION

Nous avons observé expérimentalement une zone sombre très petite au centre du spot lumineux diffracté par un disque opaque circulaire, éclairé par un faisceau de Laguerre-Gauss. La distribution d'intensité varie comme la fonction de Bessel associée à l'ordre du faisceau. Pour des ordres élevés, la distribution d'intensité de la zone sombre est proche d'une distribution présentant un profil carré. Ce type de distribution pourrait trouver des applications dans le guidage d'atomes par la zone sombre d'un faisceau lumineux [6].

RÉFÉRENCES

[1] A. Sommerfeld, *Optics*, Academic Press, New York, 1954.

[2] D. Chauvat, O. Emile, M. Brunel and A. Le Floch, *Phys. Lett. A*, vol. 295, 78, 2002.

[3] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, and J. P. Woerdman, *Phys. Rev. A*, vol. 45, 8185, 1992.

[4] L. Allen, S.M. Barnett, and M. Padgett (Editeurs) *Optical Angular Momentum*, IOP, Bristol, 2003.

[5] O. Emile, A. Voisin, R.Niemiec, B. Viaris de Lesegno, L. Pruvost, G. Ropars, J. Emile, and C. Brousseau *EPL*, vol. 101, 54005, 2013.

[6] M. Mestre, F. Diry, B. Viaris de Lesegno, L. Pruvost, *Eur. Phys. J. D.*, vol. 57, 87, 2010.

GUIDAGE DE LA LUMIÈRE DANS UN FILM DE SAVON

Olivier Emile[1] et Janine Emile[2]

[1] *URU 435 LPL, Université de Rennes 1-F-35042 Rennes Cedex, France*
[2] *IPR, UMR 6251, CNRS-Université Rennes 1 - F-35042 Rennes Cedex, France*

olivier.emile@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Un faisceau laser injecté dans un film de savon en position horizontale est dévié de façon aléatoire. La présence du laser perturbe la dynamique de l'amincissement du film. La polarisation du laser y influe également mais pas sa puissance. Le liquide à l'intérieur du film est éjecté vers les ménisques mais l'organisation moléculaire du film reste inchangée. De plus il semble que la présence du laser le stabilise dans la zone d'injection.

MOTS-CLEFS : *laser ; film de savon ; injection ; guidage*

1. INTRODUCTION

L'optofluidique cherche à mettre au point de nouveaux dispositifs dont les propriétés optiques sont principalement imposées par le composant fluide [1]. Des microgouttes dans lesquelles se propagent des modes de galerie, des micro-lasers liquides, et des fibres ont déjà été envisagés ou réalisés. De plus il a été montré expérimentalement que l'injection d'un laser dans un film de savon liquide induisait l'apparition de "moustaches" lumineuses ou "balais" [2]. Dans tous ces dispositifs optofluidiques, le guidage de la lumière se fait par l'indice optique dans des matériaux fluides. Or, il a été observé récemment que la réflection totale et les ondes évanescentes pouvaient déformer les interfaces air/liquide [3]. On peut donc se demander si cela ne peut pas induire un changement des propriétés de guidage de la lumière. Le but de cette communication est d'étudier la propagation de la lumière dans un film de savon en position horizonale.

2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

La solution moussante est composée de 5,4 % de sodium lauryldioxyethilene sulphate (SLES, Cognis) diluée dans de l'eau pure (indice optique n=1,33). Le film de savon est formé sur un support horizontal (afin de s'affranchir de la gravité) de forme toroïdale en verre de diamètre 4 cm. Le laser ($\lambda = 532$ nm, P = 4 mW, waist $w = 360$ μm) est injecté par la tranche du film. Le support en verre se comporte comme une lentille qui focalise le faisceau lumineux à une distance de 1,52 mm du bord du support avec une taille $w = 2$ μm. Il est possible de modifier la polarisation de la lumière grâce à une lame demi-onde. On mesure l'épaisseur du film via sa transmission en utilisant un interféromètre optique [4]. L'ensemble du dispositif est maintenu à une température constante $T = 20,0 \pm 0,5°$C.

3. OBSERVATIONS

Lors de l'injection du laser, on peut remarquer que quelque soit l'épaisseur du film, la lumière est systématiquement déviée (voir Fig.1) La déflection se fait aléatoirement d'un côté ou de l'autre de la direction initiale de propagation avec une constante de temps de l'ordre d'une fraction de seconde. L'angle de déflection varie de 15° à 50°. On observe également des "moustaches" lumineuses ou "balais" [2]. Ce balai ne correspond pas à un guidage de la lumière, mais plutôt à de la lumière refractée à l'interface liquide/air. Elle se propage ensuite quasiment parallèlement à l'interface air/liquide, avant d'être diffusée. Ce phénomène est lié au fait que les interfaces ne sont pas rigoureusement parallèles.

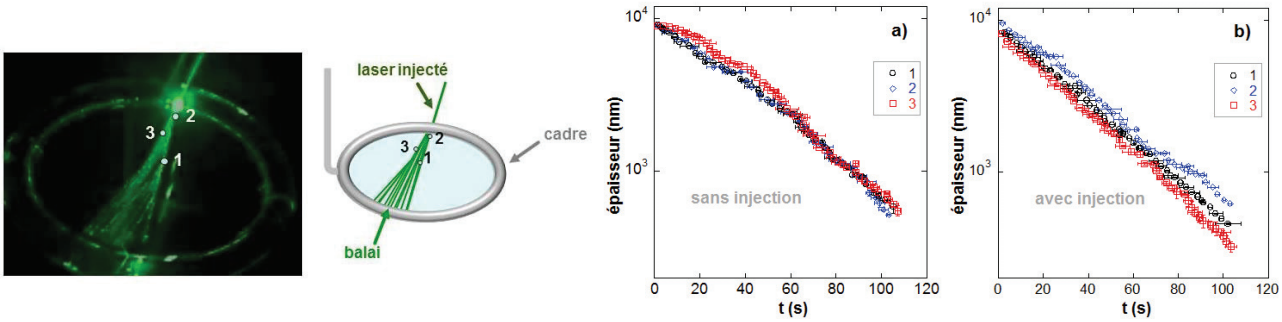


FIGURE 1 : Photographie et schéma de principe du dispositif expérimental. Les chiffres correspondent aux zones sondées. Courbes de drainage sans injection (a) et avec injection (b) pour les différentes zones sondées.

4. RÉSULTATS ET DISCUSSION

Cette déflection est due à un effet récomment mis en évidence [3]. En réflexion totale sur une interface liquide/air, un faisceau lumineux crée une petite déformation en forme de creux. Dans notre cas, le film se trouve comprimé au passage de la lumière, créant ainsi une sorte de goulot d'étranglement. La lumière évite ce goulot d'étranglement en étant guidée vers les zones d'épaisseur plus importante. La contrainte lumineuse sur le film s'étant déplacée, le film relâche et la lumière peut ainsi se propager, entraînant de nouveau une contrainte. Il s'en suit une variation aléatoire de la direction de propagation de la lumière.

Nous avons aussi sondé l'épaisseur du film à l'aide d'une technique optique que nous avons développée [4]. L'épaisseur du film apparaît sur la figure1b, en fonction du temps pour différents points du film. En l'absence d'injection, l'amincissement du film suit la même loi pour tous les points. En présence d'injection, le film devient plus fin au centre du film, et plus épais sur les bords. Le liquide se déplace vers les ménisques sans pour autant changer la structure stratifiée du film. De plus, le film est plus stable dans le temps dans les zones où passe la lumière [5]. Enfin il a aussi été observé que l'effet est plus important pour la polarisation TM que pour la polarisation TE, et est indépendant de la puissance injectée, en accord avec des travaux antérieurs [3].

CONCLUSION

Nous avons observé que l'injection de la lumière dans un film en configuration horizontale entraîne une déflection aléatoire de la lumière, due à la pression de radiation qui s'y exerce. Ceci a une conséquence sur la dynamique de l'amincissement du film. Le liquide tend à s'écouler vers les ménisques. De plus, la présence de la lumière stabilise le film. Ce type de comportement pourrait être néfaste dans les problèmes de guidage de la lumière à l'interface liquide/liquide [6]. Une telle déflection pourrait exister pour d'autres types d'ondes (acoustiques, sismiques) [7, 8].

RÉFÉRENCES

[1] D. Psaltis, S. R. Quake, and C. Yang, *Nature*, vol. 442, 381, 2006.
[2] A. V. Startsev and Y. Y. Stoilov, *Quantum Electron.*, vol. 34, 596, 2004.
[3] O. Emile and J. Emile, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, 183904, 2011.
[4] J. Emile, F. Casanova, G. Loas, and O. Emile, *Soft Matter*, vol. 8, 7223, 2012.
[5] J. Emile and O. Emile, *EPL*, vol. 101, 34005, 2013.
[6] H. Schmidt and A. R. Hawkins, *Microfluid. Nanofluid*, vol. 4, 3, 2008.
[7] B. Issenman, A. Nicolas, R. Wunenburger, S. Manneville, and J. P. Delville, *EPL*, vol. 83, 34002, 2008.
[8] Y.-G. Li, K. Aki, D. Adams, A. Hasemi, and W. H. K. Lee, *J. Geophys. Res.*, vol. 99, 705, 1994.

EFFETS DE POLARISATION DANS DES MICRO-LASERS À BASE DE POLYMÈRE DOPÉ PAR DES COLORANTS

Iryna Gozhyk[1,2], Clément Lafargue[1], Victor Tsvirkun[1], Sébastien Forget[3], Sébastien Chénais[3] Christian Ulysse[2], Joseph Zyss[1], Mélanie Lebental[1]

[1] Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire, CNRS UMR 8537, Institut d'Alembert FR 3242, Ecole Normale Supérieure de Cachan, 94235 Cachan, France

[2] Laboratoire de Photonique et de Nanostructures UPR CNRS 20, 91460 Marcoussis, France

[3] Laboratoire de Physique des Lasers, CNRS UMR 7538, 93430, Villetaneuse, France

iryna.gozhyk@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Le contrôle des états de polarisation d'un laser est important pour les applications pratiques ainsi que pour la recherche fondamentale. De manière générale, l'état de polarisation de l'émission laser dépend de façon combinée des propriétés du milieu de gain et de la structure des modes électromagnétiques. Dans ce travail, nous étudions l'état de polarisation de micro-lasers à base de polymère dopé par des colorants. Ils permettent en effet la variation indépendante et simultanée du gain et des propriétés modales.

MOTS-CLEFS : *état de polarisation; micro-laser; colorant ; anisotropie.*

1. INTRODUCTION

Les micro-résonateurs planaires sont utilisés dans différents domaines en photonique (otique intégrée [1] et physique fondamentale). Pour ces applications, les matériaux organiques possèdent de nombreux avantages : vaste choix de matériaux potentiellement utilisables, accordabilité de la longueur d'onde d'émission dans une vaste bande spectrale et techniques de fabrication relativement simples et peu onéreuses (spin-coating et lithographie).

Les micro-cavités étudiées dans ce travail sont des structures quasi 2D (vers 600 nm d'épaisseur), trop grandes pour les simulations électromagnétiques ($\propto$100µm taille planaire), mais permettant l'analyse de l'émission par des méthodes semi-classiques [2]. Dans cette communication, nous proposons une étude des états de polarisation dans des micro-lasers organiques solides, et nous démontrons la possibilité de modifier la polarisation d'émission par la variation de la forme de la cavité ainsi que par la variation des paramètres liés au milieu de gain. Ce travail a donné lieu à la publication [3].

2. POLARISATION D'EMISSION

Les micro-cavites étudiées sont gravées directement dans le polymère. Elles ne contiennent pas de miroirs externes, le rôle du résonateur est effectué par le contour diélectrique lui-même. Les cavités sont quasi-2D, fabriquées à partir d'une couche mince de polymère dopé par un colorant organique commercial (DCM) ou non (MD7). La couche est déposée par spin-coating. Le motif 2D (cf. les photos au microscope optique présentées sur la Fig.1) est transféré sur la couche par lithographie optique ou par électronique, si une précision importante s'avère nécessaire. Différentes formes de résonateurs sont étudiées : Fabry-Pérot, carré, pentagone, stade, disque et cerf-volant (Fig.1).

Les matériaux organiques sont connus pour leur émission anisotrope (connue sous le nom d'anisotropie de fluorescence). La direction du propagation et l'état de polarisation de la pompe et de l'émission ne sont pas a priori pareils. L'état de polarisation d'émission est donc défini par la statistique sur les orientations de toutes les molécules dans le système, ainsi que les paramètres intrinsèques des molécules émettrices (dipôle d'absorption et d'émission).

Le degré de polarisation P (paramètre d'anisotropie égal à 1 pour une émission polarisée dans le plan du couche et -1 pour une émission polarisée perpendiculairement au plan) est donc défini par le milieu de gain ainsi que par la pompe (polarisation, longueur d'onde).De plus, la forme de cavité laser joue un rôle important sur le degré de polarisation suite à la variation du temps de vie du photon dans la cavité et à la structure des modes résonants. Nous avons étudié la possibilité d'influencer l'état de polarisation des micro-lasers par le transfert d'énergie entre molécules et par la pompage des molécules à l'état excité plus haut (Fig.1).

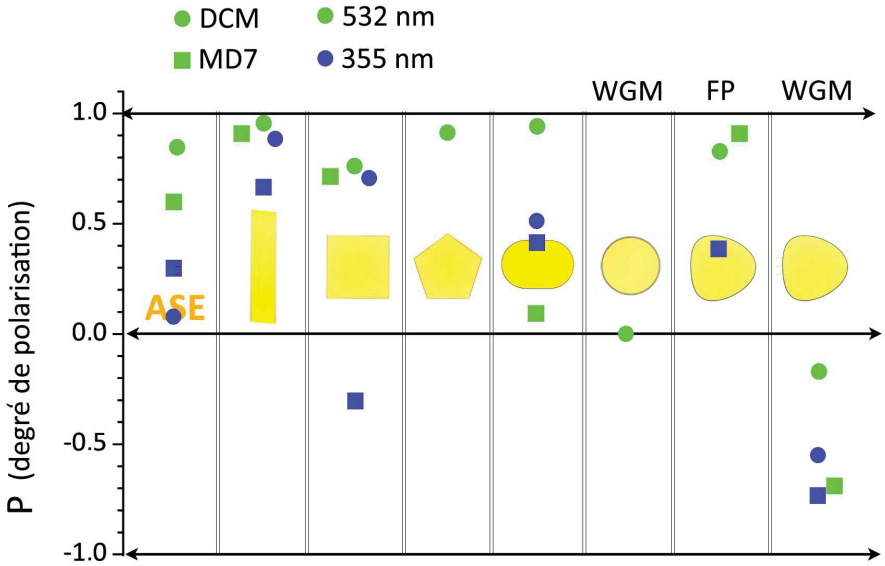


Fig. 1 : Degré de polarisation P en fonction de la forme de cavité pour des lasers à base de PMMA dopé par 5 wt% de DCM (ronds) ou MD7 (carrés), sous pompage à 532 nm (couleur vert) ou à 355 nm (bleu). (De gauche à droite) ASE, Fabry-Perot, carré (diamant inscrit), pentagone (pentagone inscrit), stade (WGM – mode de galerie), disque (WGM), disque (mode Fabry-Perot), cerf-volant (WGM), et cerf-volant (mode Fabry-Perot).

CONCLUSION

Nous avons démontré que l'anisotropie de fluorescence intrinsèque des molécules de colorant gouverne la polarisation de tels systèmes lasers. Nous avons aussi étudié le rôle de la géométrie de la cavité sur l'état de polarisation du laser et différents moyens de contrôler cet état.

RÉFÉRENCES

[1] Practical applications of micro-resonators in optics and photonics, edited by A. Matsko (CRC, Boca Raton, 2009).

[2] E. Bogomolny, N. Djellali, R. Dubertrand, I. Gozhyk, M. Lebental, C. Schmit, C. Ulysse, and J. Zyss, "Trace formula for dielectric cavities II: Regular, pseudo-integrable, and chaotic examples" Phys. Rev. E 83, 036208 (2011).

[3] I. Gozhyk, G. Clavier, R. Méallet-Renault, M. Dvorko, R. Pansu, J.-F. Audibert, A. Brosseau, C. Lafargue, V. Tsvirkun, S. Lozenko, S. Forget, S. Chénais, C. Ulysse, J. Zyss, and M. Lebental, "Polarization properties of solid-state organic lasers" Phys. Rev A 86, 043817 (2012).

GESTION DE LA THERMIQUE DANS LES STRUCTURES ACTIVES DES LASERS VECSELS A 850 NM

Iryna Gozhyk[1, 2], Grégoire Beaudoin[1], Isabelle Sagnes[1], Arnaud Garnache[3], Sylvie Janicot[2], Patrick Georges[2], Gaëlle Lucas-Leclin[2]

[1] *Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, CNRS, Marcoussis*
[2] *Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud, Palaiseau*
[3] *Institut d'Electronique du Sud, Univ Montpellier 2, Montpellier*

iryna.gozhyk@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

L'échauffement des structures actives semiconductrices dans les lasers VECSELs constitue une forte limitation à l'émission de puissances élevées. Nous évaluons théoriquement et expérimentalement les effets thermiques dans ces composants, et mettons en œuvre une technologie de report sur substrat Au développée pour améliorer leur résistance thermique.

MOTS-CLEFS : VECSEL ; laser à semiconducteur ; résistance thermique.

1. INTRODUCTION

Les lasers à semiconducteur à émission par la surface en cavité externe (VECSEL) sont des sources qui allient les avantages des lasers à solides traditionnels et ceux des diodes laser. En effet, la structure semiconductrice impose la longueur d'onde d'émission, tandis que l'utilisation d'une cavité externe permet de contrôler finement les propriétés de l'émission laser (spectre, profil transverse). Dans ces sources, le composant-clef est la structure semiconductrice, constituée d'une alternance de couches qui réalisent la fonction de miroir de Bragg et de milieu amplificateur. Nous nous intéressons ici à l'évaluation de structures conçues pour une émission à 852 nm [1][1], et cherchons à améliorer leurs propriétés thermiques.

2. GESTION DE LA THERMIQUE DANS LES STRUCTURES ACTIVES

Les puissances obtenues à partir de sources VECSELs émettant à 850 nm sont relativement modestes, typiquement de l'ordre de 150 mW pour des structures sur substrat de GaAs et à température ambiante [1][1]. La puissance optique émise est limitée par l'échauffement important de la structure sous l'effet du pompage, qui induit une forte diminution du gain optique et un décalage du spectre de gain. Cela se traduit expérimentalement par une saturation thermique de la puissance laser ("roll-over"). Ainsi, la gestion des effets thermiques dans les structures semiconductrices est indispensable pour le développement de VECSELs de puissance à 850 nm.

Expérimentalement, la température des puits T_{QW} peut être évaluée à partir de la longueur d'onde d'émission du laser. Celle-ci est imposée par la structure : elle découle d'une part du spectre de gain intrinsèque des puits quantiques utilisés, d'autre part du filtrage spectral introduit par la structure elle-même. La longueur d'onde évolue proportionnellement à la variation de température, avec un taux caractéristique résultant de ces deux effets, et estimé dans le cas de notre étude à 0,2 nm/K. Nous avons alors accès à une résistance thermique rapportée à la puissance incidente de pompe – et non à la seule charge thermique – en comparant l'évolution de la longueur d'onde avec la puissance de pompe P_P à celle avec la température du substrat T_S :

$$R'_{th} = \frac{(\partial\lambda/\partial P_P)}{(\partial\lambda/\partial T_S)}$$

De plus, la saturation thermique de la puissance se produit à une température T_{RO} caractéristique de la structure active. Ainsi, l'évolution de la puissance de pompe à la saturation, P_{RO}, en fonction de la température du substrat fournit une estimation expérimentale complémentaire de R'_{th} [1][2].

Pour les structures étudiées ici, le substrat de GaAs est la principale contribution à la résistance thermique; le miroir de Bragg contribue également pour 13% (pour un diamètre de pompe de 85 µm). Plusieurs solutions ont été proposées dans la littérature pour diminuer la résistance thermique globale des structures, par ajout d'un radiateur intracavité [1][3] ou par retrait du substrat et report sur un matériau de forte conductivité. C'est cette deuxième approche que nous avons mise en œuvre : la face supérieure de la structure active est collée avec la resine (BCB) sur un substrat d'InP (Fig.1), et le substrat de GaAs est retiré par attaque chimique. Une couche d'or d'épaisseur environ 50 µm est déposée par évaporation suivie d'un dépôt électrolytique; finalement, le substrat d'InP est retiré chimiquement. La résistance thermique effective R'_{th} de la structure sur or est estimée théoriquement à environ 35 K/W pour un diamètre de pompe de 85 µm.

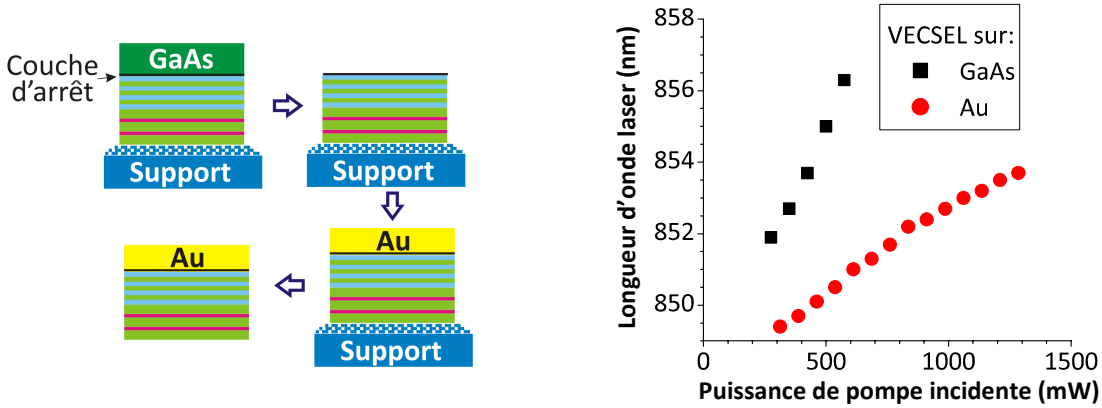


Fig. 1 : (gauche) Procedé de report de substrat; (droite) évolution de la longueur d'onde émise pour une même structure sur substrat GaAs et sur Au (T_{hs}=15°C, T_{oc}=0,5%, $2W_p$ = 84µm).

3. EVALUATION EXPERIMENTALE

Dans la structure étudiée, le miroir de Bragg est constitué de 32,5 paires de couches alternées $AlAs/Al_{0.22}Ga_{0.78}As$, assurant une réflectivité supérieure à 99,5% sur une plage de 70 nm autour de 850 nm. La couche active, d'épaisseur 29 λ/4, contient 7 puits quantiques en GaAs dans des barrières en $Al_{0.22}Ga_{0.78}As$; les puits sont positionnés aux nœuds du champ électrique dans la structure, et sont répartis de sorte à assurer une densité de porteurs excités homogène. Les structures sont réalisées par épitaxie MOCVD, et une couche anti-reflet (Si_3N_4) est déposée en surface.

La comparaison du comportement de deux structures similaires sur substrat de GaAs et sur substrat Au sont présentées en Fig. 1, dans les mêmes conditions expérimentales : les structures sont pompées par le faisceau issu d'une diode laser de puissance à 670 nm, focalisé sur un diamètre de $2W_P$ = 84 µm. Nous constatons une basse significative de la pente $(\partial\lambda/\partial P_P)$, de 15 nm/W pour la structure sur GaAs à 4,7 nm/W, qui traduit une réduction d'un facteur trois de la résistance thermique effective R'_{th}. Ceci est confirmé par l'augmentation de la puissance de pompe maximale tolérée par la structure sur Au (P_{RO} = 1,2 W), supérieure à la structure sur GaAs (P_{RO} = 0,6 W), avant saturation thermique. Toutefois, le processus de collage et report introduit des pertes optiques supplémentaires, conduisant à une augmentation significative du seuil laser. Ainsi, la puissance laser émise par la structure sur Au n'est pas supérieure à celle sur GaAs. Nous cherchons à rendre le processus de report moins agressif, afin d'améliorer ces performances. L'analyse détaillée des propriétés thermiques des structures sera détaillée à la conférence.

REMERCIEMENTS : Les auteurs remercient le RTRA/Triangle de la Physique pour le financement de ce travail dans le cadre du contrat POWER852 (AO'12).

RÉFÉRENCES

[1] Cocquelin et al, Appl Phys B **95**, P. 315 (2009)
[2] Heinen et al, IEEE Journal of Quantum Electronics, **48**, p.934-940 (2012).
[3] Hastie et al, IEEE Photon. Techn. Lett., **15**, p. 894-896 (2003).

EMISSION DIRECTIONNELLE DANS LES NANO-CAVITÉS UNIQUES ET COUPLÉES A CRISTAL PHOTONIQUE

S.Haddadi, K.Bencheikh, F.Raineri, I.Sagnes, A.M.Yacomotti, J.A.Levenson

Laboratoire de Photonique et de Nanostructures UPR 20, CNRS, 91460 Marcoussis, France

alejandro.giacomotti@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Nous démontrons la réalisation de nanocavités à Cristal Photoniques (CP) semi-conducteurs III-V, possédant une émission directionnelle. Nous étendons la démonstration à des nanocavités couplées constituant des « molécules » photoniques.

MOTS-CLEFS : *nanocavités, molécules photoniques, cristal photonique, champs proches et lointain.*

1. INTRODUCTION

Les nano-cavités à cristal photonique ont été largement étudiées au cours de la dernière décennie du fait de leur aptitude à fortement confiner la lumière (faible volume modal) et de leurs faibles pertes optiques (grand facteur de qualité). Parmi le grand nombre de géométries existantes, nous nous intéresserons ici au cas de la cavité L3 (trois trous manquants dans la direction ΓK) utilisée dans plusieurs applications et notamment pour la réalisation de nano-lasers ou d'interrupteurs optiques [1]. L'injection ou l'extraction de lumière dans de telles nanocavités s'avère néanmoins extrêmement difficile du fait de la diffraction importante dans ces structures dont la taille est inférieure à λ. Différentes approches en champ proche ont été récemment développées et notamment le couplage evanescent utilisant des guides nanostructurés ou des fibres optiques étirées [2]. Dans le but de pallier à la faible efficacité de couplage à l'espace libre dans ces cavités, nous avons utilisé un design proposé récemment afin de changer radicalement le diagramme de rayonnement. De plus nous l'avons étendu aux cas de molécules photoniques et démontré le couplage evanescent inter-cavités.

2. EMISSION DIRECTIONNELLE D'UNE NANO-CAVITÉ A CRISTAL PHOTONIQUE (ATOME PHOTONIQUE)

Le diagramme de rayonnement est modifié en utilisant la méthode de repliement de bande [3]. Cette approche consiste à introduire au sein du réseau triangulaire de période (a), un nouveau réseau de trous supplémentaire de rayon différent et de période (2a).

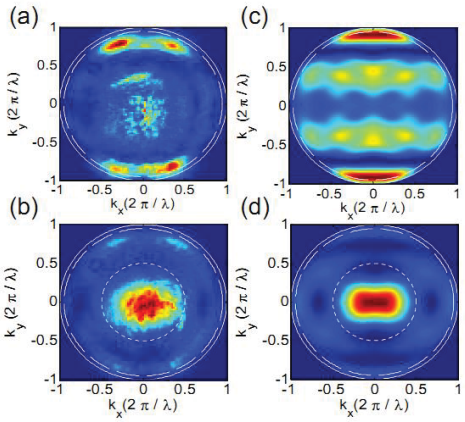


Fig. 1 : Diagramme de rayonnement expérimental et calculé d'une nanocavité L3 non repliée (a et c) et repliée (b et d). On peut constater la forte directionnalité obtenue dans le cas de la nanocavité repliée.

Elle permet d'accroitre considérablement l'efficacité de couplage dans la direction verticale et d'obtenir des efficacités de l'ordre de η=15 %. On peut trouver dans la littérature des mesures de facteurs de qualité Q et d'efficacité de couplage η [4]. Cependant, aucune amélioration de la directionnalité par la mesure du diagramme de champ lointain des nanocavités L3 à CP n'a été rapportée avant nos travaux. Nous avons étudié différents types de cavités L3 à cristal photonique [5]. Les diagrammes de rayonnement de cavités repliées ou non ont été mesurées et comparées (Fig. 1). Les cavités à cristal photonique de cette étude sont fabriquées dans des membranes suspendues en InP présentant quatre puits quantiques InGaAsP / InGaAs et émettant à ~1.5 µm. Un bon accord entre les simulations et les diagrammes de rayonnement expérimentaux a été obtenu montrant, dans les deux cas, une émission directionnelle avec un lobe central selon la normale à la surface de l'échantillon. Ces résultats valident l'approche pour obtenir des nanocavités à faible volume modal et à grand facteur de qualité et une grande efficacité de couplage.

2. EMISSION DIRECTIONNELLE DANS LES MOLÉCULES PHOTONIQUES

Nous avons également appliqué la technique de repliement de bande à un système de deux nano-cavités couplées à CP [6] et démontré l'amélioration drastique de la directionnalité de l'émission grâce à cette approche, compatible avec de hauts facteurs de qualité Q (Fig. 2).

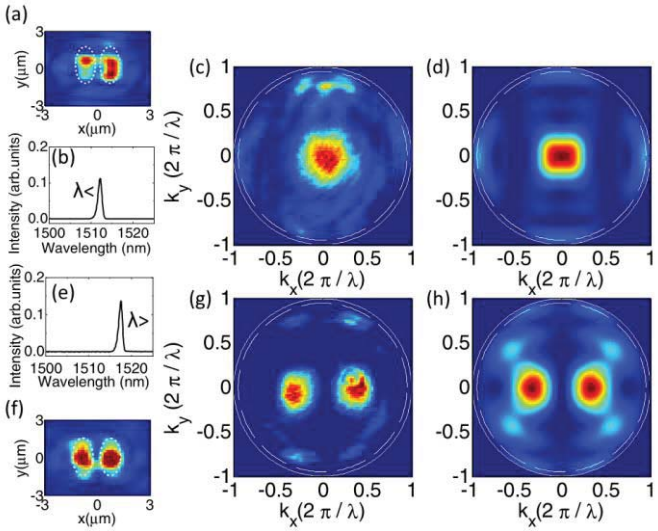


Fig. 2 : Champs proches, spectres de photoluminescence et diagrammes de rayonnement expérimentaux et calculés des modes symétriques (a, b, c et d) et antisymétriques (e, f, g et h) de deux nanocavités L3 couplées à CP repliées.

Les modes symétriques et antisymétriques du système couplé sont identifiés directement via les mesures de profils de champ proche et de champ lointain. La comparaison entre les cavites repliées ou non montre une grande redirection de l'émission. Une émission laser très directionnelle avec un faible seuil a également été démontrée. De plus, le couplage résonnant à l'espace libre dans les modes hybrides symétriques et antisymétriques de la molécule photonique a été réalisé.

REFERENCES

[1] M.Brunstein et al., Photonics Journal, IEEE, Vol.2,Issue 4, 642 – 651 (2010).
[2] P.E.Barclay et al., J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 20, No. 11 (2003).
[3] N-V-Q Tran et al., Phys. Rev. B 79, 041101 (R) (2009).
[4] S.L.Portalupi et al., Optics Express Vol.18, No 15, 16068 (2010).
[5] S.Haddadi et al., Optics Express, Vol. 20, Issue 17, pp. 18876-18886 (2012).
[6] S.Haddadi et al., Appl. Phys. Lett. 102, 011107 (2013).

Etude de la polarisation de lasers organiques à cavité verticale

T. Leang, S. Forget, A. Siove and S. Chénais

Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse, France

tatiana.leang@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Nous avons étudié la polarisation de la fluorescence et de l'émission stimulée dans des matériaux organiques solides (DCM et pyrromethene 650 dans une matrice de PMMA) pompées de manière sélective dans leur niveau singulet S1 ou S2. Alors que la polarisation de l'émission spontanée est un outil d'analyse bien maîtrisé, il y a peu d'études sur la polarisation de l'émission *stimulée* d'émetteurs organiques. Grâce à une structure de laser organique à cavité verticale (VECSOL), nous montrons qu'en pompant dans l'état S2 le rayonnement laser est seulement partiellement polarisé, avec une composante majoritaire orthogonale à la polarisation de la pompe dans le cas du Pyrromethene 650.

MOTS-CLEFS : *laser organique ; polarisation ; fluorescence*

L'intérêt grandissant pour les lasers organiques solides ces dernières années [1] a donné lieu a de nombreuses études concernant leur stabilité, leur puissance, leur finesse spectrale ou encore leur accordabilité. Cependant, si la polarisation de la fluorescence est une technique souvent employée pour extraire des informations pertinentes sur la structure et le comportement dynamique de molécules organiques [2], il existe en revanche peu d'études en régime d'émission stimulée, c'est-à-dire sur la polarisation des lasers organiques [3]. Contrôler la polarisation d'un laser organique pourrait à terme servir pour des applications comme la transmission de données par fibre optique plastique, les capteurs, et d'un point de vue plus fondamental éclairer sur la photophysique des émetteurs ou la nature des interactions intermoléculaires.

Nos travaux dans ce cadre portent sur l'étude et la comparaison de l'anisotropie de polarisation en régime d'émission spontanée (fluorescence) et d'émission stimulée (en configuration laser VECSOL pour *Vertical External Cavity Surface Emitting Organic Laser*, cf. figure 1 et [4]) dans des colorants organiques DCM et Pyrrométhène 650 insérés dans une matrice solide de PMMA, pour deux longueurs d'onde de pompe (355 et 532 nm).

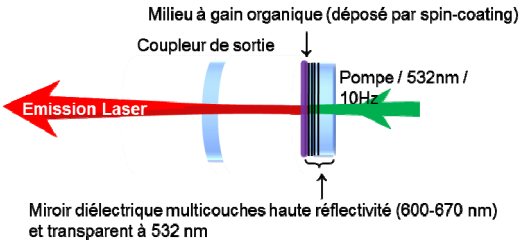


Figure 1. Schéma d'un VECSOL pompé à

Une étude systématique de l'influence de chacun de ces paramètres sur la polarisation de l'émission lumineuse a été menée *via* la mesure du taux de polarisation P défini par $P = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}}$ où $I_{\parallel}$ *et* $I_{\perp}$ sont

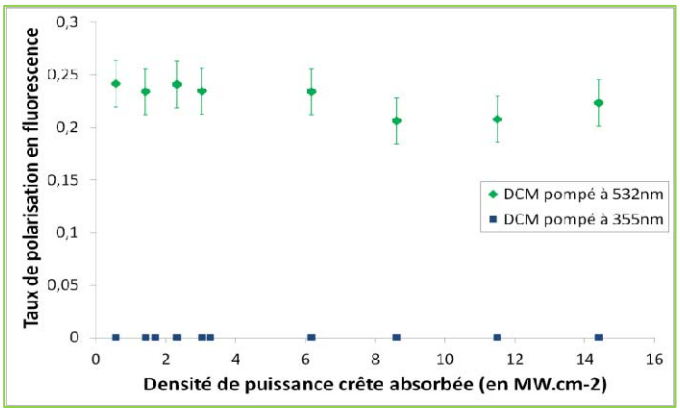


Figure 2. Influence de l'énergie de pompage sur la polarisation de la fluorescence, ici pour le DCM.

respectivement l'intensité dans la direction parallèle et perpendiculaire à la polarisation de la pompe. La fluorescence est complètement dépolarisée (P=0) lorsque l'excitation se fait dans l'état

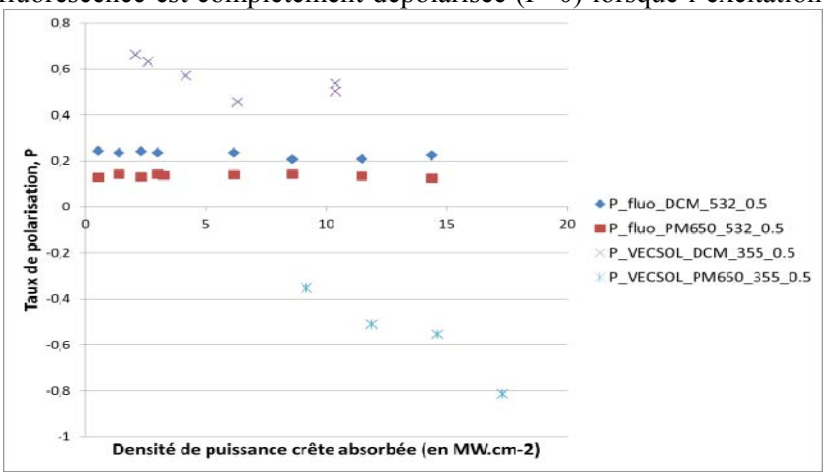


Figure 3. Quelques résultats sur les expériences de polarisation en régime d'émission spontanée (« P_fluo ») et stimulée (« P_VECSOL »)

S2, à 355 nm (voir l'ex. du DCM, fig. 2). Nous avons ensuite comparé le taux de polarisation en régime d'émission spontanée (sans cavité) et stimulée (en cavité laser au-dessus du seuil, fig. 3) en fonction de la puissance absorbée. Alors que le degré de polarisation de fluorescence pour le DCM est constant autour de 0.2 sous excitation dans le premier état singulet S1 (à 532 nm), on observe qu'en régime d'émission stimulée, la polarisation du laser VECSOL est complète, linéaire et parallèle à la polarisation de la pompe (P = 1). La longueur d'onde de pompe influence aussi grandement le degré de polarisation du laser : lorsqu'on pompe dans l'état S2 (dans l'UV à 355 nm) un film de Pyrromethene 650, la fluorescence est partiellement polarisée avec une composante majoritaire dans la direction de la pompe (P≈0.15), tandis que l'émission laser est plus fortement polarisée avec une composante majoritaire orthogonale à la polarisation de la pompe (P < -0.4). Des pistes pour l'interprétation de ces résultats sont à l'étude et seront présentées.

RÉFÉRENCES

[1] Sébastien Chénais and Sébastien Forget, „Recent advances in solid-state organic lasers" - Polymer International - 61: 390–406.DOI: 10.1002/pi.3173 (2012)

[2] Bernard VALEUR, *Invitation à la fluorescence moléculaire*, édition de boeck, 2004.

[3] I. Gozhyk, G. Clavier, R. Meallet-Renault, M. Dvorko, R. Pansu, J.-F. Audibert, A. Brosseau, C. Lafargue, V. Tsvirkun, S. Lozenko, S. Forget, S.Chenais, C. Ulysse, J. Zyss, M. Lebental, „Polarization properties of solid-state organic lasers" Physical Review A, vol.86, 043817 (2012)

[4] H. Rabbani-Haghighi, S. Forget, A. Siove, S. Chenais, „Highly-efficient, diffraction-limited laser emission from a Vertical External Cavity Surface-emitting Organic Laser" Opt. Lett., 35, 12, 1968-1970 (2010)

DEVELOPPEMENT D'UN OSCILLATEUR PARAMETRIQUE OPTIQUE MONOFREQUENCE ET RAPIDEMENT ACCORDABLE SUR 2.25 THZ DANS LE MIR : APPLICATION A LA SPECTROSCOPIE D'ABSORPTION DU METHANE

Marcio Lopez[1], Rym Bouchendira[1], Jérémie Courtois[1], Malo Cadoret[1], Jean-Jacques Zondy[1]

[1]*Laboratoire Commun de Métrologie LNE-CNAM, 61 rue du Landy, 93210 La Plaine Saint-Denis, France*

malo.cadoret@cnam.fr

RÉSUMÉ

Nous avons développé un spectromètre laser infra-rouge à 3.3µm, basé sur un oscillateur paramétrique optique (OPO) simplement résonant (SRO), balayable continûment (sans saut de mode) sur un intervalle spectral de 2,25 THz (75 cm^{-1}) en 0.5 s (4.5 THz/s). Les performances de la source sont démontrées à l'aide d'une spectroscopie d'absorption de la bande ν_3 de CH_4.

MOTS-CLEFS : *optique non-linéaire ; oscillateur paramétrique optique ;spectroscopie*

1. INTRODUCTION

Le domaine du MIR (Moyen infrarouge) est particulièrement intéressant puisqu'il correspond à la région dite « d'empreintes digitales » du spectre électromagnétique où de nombreuses molécules possèdent de fortes raies rovibrationnelles d'absorption. Il est par conséquent important de bénéficier de sources lasers continues et accordables, en particulier dans la région 3-4 µm pour venir sonder certaines molécules d'interêt.atmosphérique et environnemental comme le méthane sur leur bande de transition fondamentale. Pour ce faire un SRO utilisant un cristal de niobate de lithium périodiquement polarisé (PPMgCLN) et pompé à λ_p=1064nm constitue une source idéale pour la spectroscopie IR moyenne ou haute résolution pourvu que l'on arrive à garantir le caractère monofréquence de son émission. Dans un SRO, le balayage sans saut de mode de l'onde complémentaire (*idler*) est aisément obtenue par balayage de l'onde pompe : la longueur de cavité étant inchangée, la fréquence de l'onde résonante *signal* reste fixe, permettant ainsi le transfert total de l'excursion pompe vers l'idler. Jusqu'à aujourd'hui, la plus grande plage de balayage jamais obtenue avec un SRO pompé à 1064 nm a été de 900 GHz (30 cm^{-1}) [1] par balayage synchrone de la température T du PPMgCLN et de la longueur d'onde de pompe λ_p, de façon à maintenir un accord de phase parfait du processus non linéaire [$\Delta k(T,\lambda_p)$ =0]. Un tel processus de balayage faisant appel à un changement de température du cristal est par conséquent très lent, et peut par ailleurs induire des sauts de mode intempestifs. A l'inverse lorsqu'on ne balaie que λ_p (à T constant) la plage spectrale idler maximale est limitée par la variation de l'accord de phase Δk (λ_p) dont dépend le gain paramétrique de l'onde signal. Lorsque l'interaction non linéaire est dite *non critique* (i.e. $\partial\Delta k/\partial\lambda_p$= 0) l'excursion pompe tolérée avant que l'onde signal ne saute de mode peut être très étendue. Nous présentons dans cette communication un balayage mono-fréquence et ultra-rapide (4.5THz/s) sans précédent sur 2,25 THz à 3.3µm en utilisant un balayage de λ_p à T constant. Cette performance repose d'une part sur l'utilisation d'un laser de pompe constitué par une diode laser ECDL commerciale accordable sans sauts de mode sur 20 nm, à des vitesses de balayage pouvant atteindre 6 THz/s (réduisant ainsi la probabilité qu'un saut de mode du SRO puisse se produire au cours du balayage pompe) et d'autre part sur les propriétés dispersives du PPMgCLN pompé à une longueur d'onde proche de λ_p=1063 nm [2] pour laquelle le processus non linéaire est quasi non critique ($\partial\Delta k/\partial\lambda_p\approx 0$).

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental du spectromètre OPO est représenté sur la figure 1. Il se distingue de la plupart des dispositifs rapportés dans la littérature par son laser de pompe (diode laser ECDL New Focus *Velocity* Model 6300-LN). La longueur d'onde de pompe peut être contrôlée électroniquement via une interface GPIB. Ce laser ECDL est amplifié par une fibre dopée à l'Ytterbium (Yb:fibre), fournissant jusqu'à 10W de puissance. Le seuil d'oscillation du SRO est de 3 W et pour les applications spectroscopiques l'OPO est pompé à 2 fois son seuil, fournissant ~500-600mW de puissance idler à ~3µm. Une fraction de l'onde idler traverse une cellule contenant 0.5 mbar de méthane (CH_4) et l'autre fraction est envoyée sur un étalon solide Ge à des fins de calibration relative des spectres ainsi que pour contrôler le caractère continu du balayage.

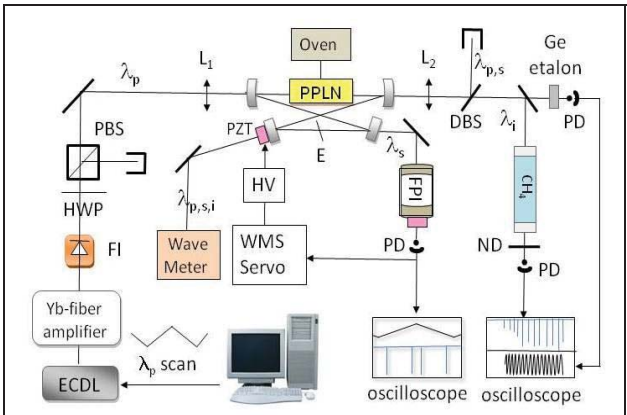


Fig 1 : . Dispositif experimental. (P_{th}=3W) is P_i~0.4W. FI: Isolateur; PBS: Cube polariseur; DBS:séparatrice dichroique; FPI: Interferométre de Fabry-perot; PD: photodiode; ND: filtre à densité neutre.

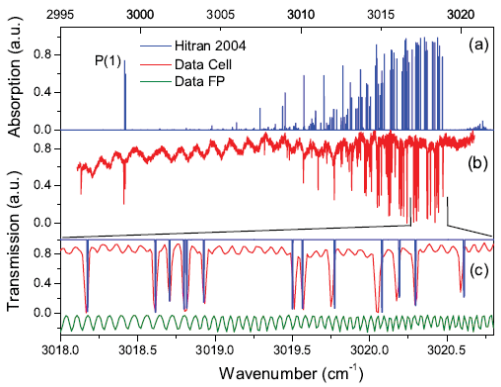


Fig 2 : (b) Spectre Doppler d'une portion de ~30cm^{-1} de la bande ν_3 de CH_4 (la structure dense est la branche Q. Le spectre en bleu (a) est une simulation HITRAN. La modulation sur la ligne de base est due au traitement AR imparfait du semiconducteur du laser ECDL.

3. RESULTATS

Nous présentons à titre d'exemple sur la figure 2.un spectre instantané continu de 30 cm^{-1} correspondant à l'entièreté de la branche Q de la bande ν_3 du méthane. Les franges d'un étalon Ge enregistrées de façon synchrones (en vert) démontrent la continuité du balayage. Nous avons également pu acquérir avec cette technique, des spectres Doppler de la branche R de la bande ν_3 sur ~70 cm^{-1} [3].

CONCLUSION

Il s'agit de la première démonstration au niveau mondial d'un balayage monofréquence sur une plage spectrale aussi importante (>70 cm^{-1}), obtenue par un spectromètre OPO. Cette source permettra de sonder les bandes ro-vibrationnelles de liaisons C-H, N-H ou O-H entre 3 et 4 µm.

REFERENCES

[1] X.Hong, X.Shen, M. Gong, and F. Wang, Opt. Lett. 37, 4982 (2012)

[2] R. Das, S.C. Kumar, G.K. Samanta and M. Ebrahim-Zadeh , "Broadband,high power, continuous-wave, mid-infrared source using extended phase-matching bandwidth in MgO:PPLN", Opt. Lett. **34,** 3836 (2009).

[3] J. Courtois, R. Bouchendira, M. Cadoret, I. Ricciardi, S. Mosca, M. De Rosa, P. De Natale and J.-J Zondy „High speed multi-THz-range mode-hop-free tunable mid-IR laser spectrometer" Opt Lett (accepted May 2013). http://www.opticsinfobase.org/ol/upcoming_pdf.cfmid=187982

DICHROÏSME MAGNÉTIQUE CIRCULAIRE POUR L'ÉTUDE DU MOMENT ANGULAIRE DE LA LUMIÈRE

Renaud Mathevet[1], Bruno Viaris de Lesegno[2], Laurence Pruvost[2], and Geert L. J. A. Rikken[1]

[1] *LNCMI-T, CNRS-INSA-UJF-UPS, Université de Toulouse, 31062 Toulouse, France*
[2] *Laboratoire Aimé Cotton, CNRS/Univ. Paris-Sud/ENS-Cachan, 91405 Orsay, France*

renaud.mathevet@lncmi.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Le dichroïsme circulaire est l'absorption différentielle des composantes polarisées circulaire droite et gauche de la lumière. Il se rencontre naturellement pour des composés chiraux. Un champ magnétique externe permet de briser la symétrie de systèmes achiraux qui peuvent manifester alors un Dichroïsme Magnétique Circulaire (DMC). Nous présentons deux expériences utilisant cet effet dans des cristaux de Nd-YAG autour de 808 nm, chacune relative à un type de moment angulaire de la lumière: intrinsèque ou orbital.

MOTS-CLEFS : *dichroïsme magnétique circulaire; moment angulaire orbital de la lumière.*

1. POLARISATION D'UN FAISCEAU FOCALISÉ

On considère un faisceau gaussien de divergence θ se propageant selon l'axe Oz. Il est asymptotiquement polarisé linéairement dans le plan xOz (voir Fig. 1-a).

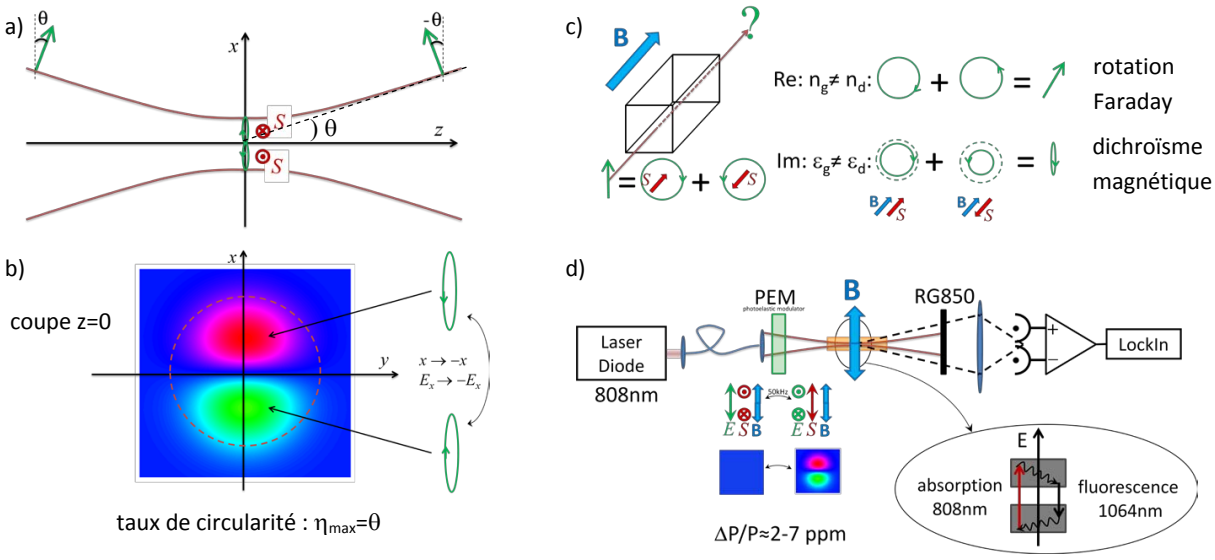


FIGURE 1 : a) Faisceau gaussien de divergence θ, asymptotiquement polarisé linéairement dans le plan de la figure. b) Taux de circularité η de l'onde (du vert $\eta = -\theta$ au rouge $\eta = +\theta$) . c) Effet Faraday et dichroïsme circulaire magnétique. d) Dispositif expérimental.

Lors de la propagation, la polarisation tourne de θ à $-\theta$ pour la partie $x > 0$ du faisceau et inversement pour sa partie $x < 0$. On a donc $\partial E_z/\partial z \neq 0$. On montre alors [1] que dans la zone de Rayleigh le faisceau acquiert une composante circulaire, *perpendiculaire* au plan xOz et anti-symétrique par rapport à $x = 0$ (Fig. 1-b). Localement, la densité de moment angulaire intrinsèque associée est donc *perpendiculaire* à la direction de propagation. Le moment angulaire intrinsèque total, obtenu par intégration sur la section du faisceau, reste toutefois nul quelque soit z.

Le dichroïsme circulaire est la différence d'absorption des composantes polarisées circulaire droite et gauche de la lumière elles-mêmes associées au *spin* ou à l'hélicité des photons. Le dichroïsme circulaire est associé à la partie imaginaire de l'activité optique induite par un champ magnétique tandis que sa partie réelle (biréfringence) donne lieu à l'effet Faraday bien connu (Fig. 1-c).

Enfin, la Fig. 1-d présente un schéma de l'expérience. Le faisceau d'une diode laser émettant autour de 808 nm est injectée dans une fibre monomode qui sert de filtre spatial. Sa polarisation est ensuite basculée alternativement ($f_p \simeq 100$ kHz) par un modulateur photoélastique (PEM) entre les directions perpendiculaire et parallèle au champ magnétique B pour lesquelles l'effet est respectivement maximal et nul. Le champ magnétique est lui-même modulé à $f_B \simeq 2$ kHz. Le point de focalisation du faisceau à l'intérieur d'un cristal de Nd-YAG est imagé sur un détecteur à deux cadrans. La différence d'absorption entre les parties $x > 0$ et $x < 0$ se traduit par une différence de fluorescence et donc de photocourants démodulée par deux détections synchrones avec f_p puis f_B.

2. Dichroïsme Magnétique Orbital[3]

Les faisceaux de Laguerre-Gauss possèdent un terme de phase $e^{i\ell\phi}$ où ϕ représente l'azimuth autour de l'axe de propagation moyen et $\ell \in \mathbb{Z}$ est l'ordre du mode (Fig. 2-a). Ils sont générés à l'aide d'un modulateur spatial de lumière, dispositif contenant une matrice à cristaux liquides qui imprime la phase désirée sur le front d'onde du faisceau incident (Fig. 2-c). A ces faisceaux il est associé un moment angulaire orbital autour de l'axe $L = \ell\hbar$. Par analogie avec le dichroïsme magnétique circulaire, nous avons recherché un dichroïsme magnétique orbital. Les situations sont en effet identiques du point de vue des symétries et des ordres de grandeur mis en jeu (Figs. 2-b et 1-c). L'expérience montre toutefois que celui-ci est au moins 4 ordres de grandeur plus faible (Fig. 2-d).

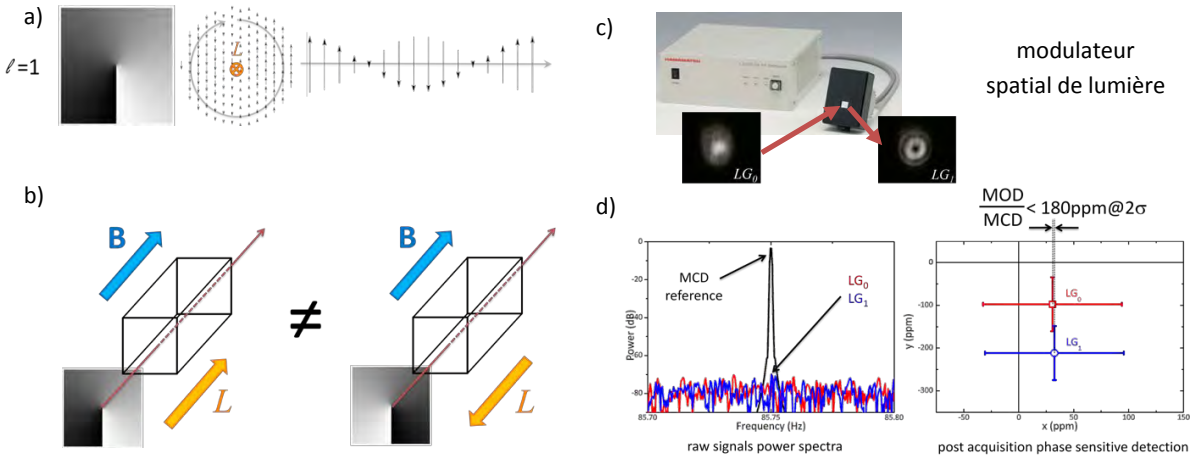


FIGURE 2 : a) Phase dans le plan transverse d'un faisceau $\ell = 1$ (du noir au blanc de 0 à 2π). Lors d'un trajet autour de l'axe du faisceau la polarisation est en tout point rectiligne ; seule la phase, et donc l'amplitude à un instant donné, varie . b) Du point de vue des symétries, les situations pour un champ B donné et $L = \pm\hbar$ sont différentes de même que pour $S = \pm\hbar$ dans la Fig. 1-c. c) Les faisceaux de différents ℓ sont générés à l'aide d'un modulateur spatial de lumière. d) Les mesures montrent que le dichroïsme magnétique orbital (MOD) est au moins 4 ordres de grandeurs plus faible que le dichroïsme magnétique circulaire (MCD).

Références

[1] Davis, L. W., "Theory of Electromagnetic Beams", *Phys. Rev. A*, vol. 19, p. 1177, 1979.

[2] Yang, Nan and Cohen, Adam E., "Local Geometry of Electromagnetic Fields and Its Role in Molecular Multipole Transitions", *J. Phys. Chem. B*, vol. 115, p. 5304, 2011.

[3] R. Mathevet, B. Viaris de Lesegno, Laurence Pruvost, and Geert L. J. A. Rikken, "Negative experimental evidence for magneto-orbital dichroism", *Optics Express*, vol. 21, p. 3941, 2013.

Laser organique à cavité externe ultra-compact, monomode spatial et spectral, avec un miroir de Bragg volumique

Oussama Mhibik[1,2], Sébastien Forget[1,2] et Sébastien Chénais[1,2]

Dan Ott[3], Marc SeGall[3], Ivan Divliansky[3], George Venus[3], et Leonid Glebov[3]

[1] Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire de Physique des Lasers, F-93430, Villetaneuse, France
[2] CNRS, UMR 7538, LPL, F-93430, Villetaneuse, France
[3]CREOL, The College of Optics and Photonics, University of Central Florida, P.O. Box 162700, Orlando, Florida 32816-2700, USA
Corresponding author: Oussama.mhibik@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons un laser organique à base de film mince, à cavité externe, utilisant un miroir de Bragg volumique (VBG) comme coupleur de sortie. Nous démontrons ainsi qu'il est possible d'obtenir un fonctionnement monomode, à la fois spatial et spectral. La largeur de raie, déduite d'une mesure de longueur de cohérence, est < 600 MHz. La très grande sélectivité angulaire du VBG permet d'obtenir un faisceau laser limité par la diffraction au sein d'une cavité plan-plan instable, ce qui ouvre une voie originale vers de nouveaux types de lasers à cavité instable.

MOTS-CLEFS : *Laser organique ; Miroir de Bragg volumique*

Les lasers solides visibles à base de cristaux semi-conducteurs inorganiques dominent le marché du laser en raison de leur efficacité, leur fiabilité et leur compacité, mais ils ne fonctionnent qu'à des longueurs d'onde fixes ou avec une plage d'accord limitée à quelques nm. Cependant, pour des applications telles que la spectroscopie, la mesure à distance ou la biophotonique, une agilité en longueur d'onde dans le spectre visible est souhaitable. À cet égard, les lasers solides à base de colorants ou de semi-conducteurs organiques présentent un grand intérêt, en particulier lorsque le milieu de gain prend la forme *d'un film mince*, qui peut alors être produit à un coût de fabrication très faible.

Parmi les architectures laser existantes [1] pour les lasers organiques pompés optiquement, les cavités externes permettent d'obtenir une excellente efficacité optique-optique et une qualité de faisceau parfaite, c'est-à-dire limitée par la diffraction (M^2=1). Néanmoins, dans la plupart des cas, ce ne sont pas des films minces qui sont utilisés mais des matériaux massifs dont les techniques de fabrication sont complexes et qui nécessitent une étape de polissage [2]. Récemment, nous avons démontré un laser organique à cavité externe et à émission par la surface, baptisé VECSOL (Vertical External Cavity Surface-emitting Organic Laser en référence aux VECSELs, qui réunit simplicité de fabrication, excellente efficacité (jusqu'à 60%) et faisceau de sortie limité par la diffraction [3]. Toutefois, le spectre d'émission d'un VECSOL n'est pas monochromatique mais composé de plusieurs pics larges, le milieu à gain étant peu discrimant et la couche active déposée sur le miroir de fond de cavité (voir figure 1) agissant comme un étalon intracavité. De plus, s'il est aisé d'augmenter l'énergie de sortie du VECSOL (jusqu'au mJ) en augmentant la taille du spot de pompe pour conserver une densité d'énergie incidente sur le milieu organique constante, cela se fait au détriment de la qualité spatiale du faisceau laser émis.

Dans cet article, nous montrons qu'il est possible d'améliorer à la fois la qualité spectrale (jusqu'à une émission monomode) et spatiale (M^2=1 même pour de grands modes laser) d'un VECSOL compact (longueur de cavité < 1 cm) grâce à l'utilisation de réseaux de Bragg volumiques (VBGs).

Les VBGs sont enregistrés dans un verre photo-thermo-réfractif (PTR). Ils ont suscité récemment de nombreux travaux en raison de leur polyvalence et de leurs propriétés optiques uniques telles qu'une très grande sélectivité spectrale et angulaire, une haute efficacité de diffraction, une bonne stabilité thermique, ainsi qu'une transparence élevée sur une grande gamme de longueurs d'ondes et un haut seuil de dommage laser (typiquement > 40 J/cm²) [4,5]. La figure 1 montre le dispositif expérimental du système VECSOL intégrant un VBG comme coupleur de sortie. Il est constitué d'un miroir plan diélectrique hautement réfléchissant (R> 99,5% dans la plage 600-660 nm), sur lequel un film amorphe (~ 18 µm d'épaisseur) de poly (méthacrylate de méthyle) (PMMA) dopée avec 1% de Rhodamine 640 est directement déposé par dépôt à la tournette. Le VBG de 8 mm d'épaisseur présente une efficacité de diffraction ~ 98% à 632,8 nm. L'ensemble est pompé par un laser Nd :YAG doublé en fréquence (20 ns, 10 Hz, 532 nm) focalisé sur la couche active sur un diamètre de 200 µm. Dans cette configuration, un faisceau limité par la diffraction (M^2 = 1,09) (Fig. 1) est obtenu, avec un rendement optique-optique de 11%. Une image typique du profil de faisceau TEM_{00} mesurée à la sortie du laser est représenté figure 1. La cavité n'est pas ici stabilisée par lentille thermique ou par un autre effet de lentille, le remplacement du VBG par un coupleur diélectrique plan conduisant à un profil de faisceau très dégradé (M^2 ~74). Il s'agit donc bien d'un laser opérant en cavité instable et limité par la diffraction grâce à la sélectivité angulaire extrêmement fine (21 mrad FWHM) du VBG.
Le spectre d'émission du laser est enregistré par un spectromètre (Jobin Yvon SPEX 270M) et représenté sur la figure 2. Sa largeur correspond à la résolution du spectromètre de 80 pm. Afin de quantifier correctement la largeur de la raie laser, nous avons mesuré la longueur de cohérence avec un interféromètre de Michelson en faisceaux légèrement obliques. La visibilité des franges centrales de coin d'air, représentée sur la figure 2, présente une décroissance mono-exponentielle en fonction de la différence de chemin optique. Avec cette méthode, nous avons mesuré une longueur de cohérence à 1/e de 460 mm soit une largeur spectrale d'environ 600 MHz FWHM correspondant à une émission clairement monomode longitudinale.

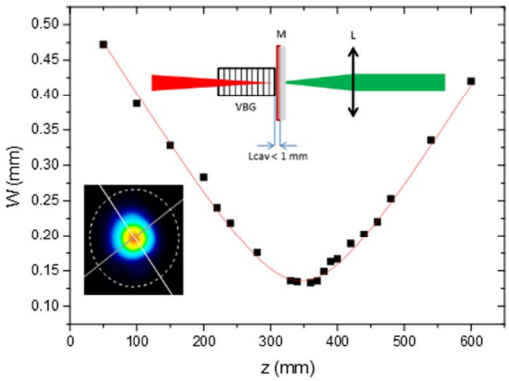


Fig.1 : mesure de facteur M^2 . En insert, en haut : schéma de la cavité. En bas : profil du faisceau.

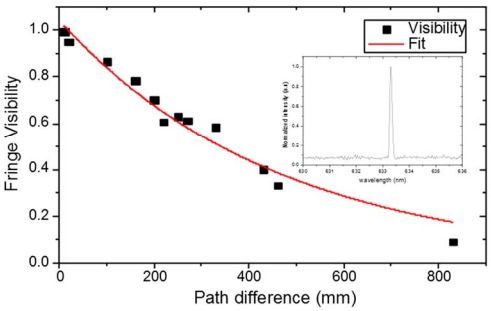


Fig.2 : Visibilité des franges d'interférence de coin d'air de Michelson, en fonction de la différence de chemin optique.

[1] S. Chénais and S. Forget, "Recent Advances in Solid-State Organic Lasers", Polym. Int. **61**, 390 (2012).
[2] W. Hu, Hui Ye, C. Li, Z. Jiang, and F. Zhou, "All-solid-state tunable DCM dye laser pumped by a diode-pumped Nd:YAG laser", Appl. Opt. **36**, 579 (1997).
[3] H. Rabbani-Haghighi, S. Forget, S. Chénais, A. Siove, "Highly efficient, diffraction-limited laser emission from a vertical external-cavity surface-emitting organic laser", Opt. Lett. **35**, 1968 (2010).
[4] O. M. Efimov, L. B. Glebov, L. N. Glebova, K. C. Richardson, and V. I. Smirnov, "High-efficiency bragg gratings in photothermorefractive glass," Appl. Opt. **38**, (1999).
[5] O. M. Efimov, L. B. Glebov, and V. I. Smirnov, "High-frequency Bragg gratings in a photothermorefractive glass," Opt. Lett. **25**, 1693 (2000).

CONCEPTION, PROPRIÉTÉS ET COHÉRENCE DES VECSELS MONOFRÉQUENCE TEM_{00} EN POMPAGE ÉLECTRIQUE.

A. Michon[2], A. Laurain[1], M. Sellahi[1], G. Beaudoin[2], E. Cambril[2], M. Myara[1], I. Sagnes[2] and A. Garnache[1]

[1] *Institut d'Electronique du Sud, CNRS UMR5214, Université Montpellier 2, France*
[2] *Laboratoire de Photonique et Nanostructures, CNRS UPR20, 91460 Marcoussis, France*

arnaud.garnache@ies.univ-montp2.fr

RÉSUMÉ

Nous proposons un design de VeCSEL pompé électriquement. Celui-ci permet de surpasser de plusieurs ordres de grandeur la plupart des caractéristiques des diodes laser et en particulier des VCSELs, avec des puissances élevées ($50mW$) avec un faisceau TEM_{00} à la limite de diffraction, une polarisation linéaire, un fonctionnement monofréquence ($SMSR > 37dB$), avec un fonctionnement faible bruit (classe A) et une largeur de raie étroite ($< 50kHz$ sur 1ms).

MOTS-CLEFS : *VeCSEL ; pompage électrique ; haute cohérence ; faible bruit*

1. OBJECTIFS ET MOTIVATIONS

Bien qu'affichant des propriétés remarquables (qualité de faisceau, régime monofréquence, compacité), les diodes laser à émission verticale (VCSEL : Vertical Cavity Surface Emitting Laser) sont limitées physiquement car elles reposent sur un fonctionnement par guide d'onde (induit thermiquement). Le résultat est une puissance réduite ($< 5mW$) en régime TEM_{00} avec une faible durée de vie du photon limitant les propriétés de cohérence temporelle (largeur de raie $> 10MHz$, bruit d'intensité élevé). Ces limites peuvent être largement dépassées par l'exploitation d'une cavité externe stable optiquement, débouchant sur un design de type VeCSEL (Vertical External Cavity Surface Emitting Laser). En effet, les VeCSELs pompés optiquement (OP-VeCSELs) sont connus pour leurs propriétés de cohérence à forte puissance [1, 2]. Afin d'associer dans un même composant les bénéfices d'une cavité externe et la compacité permise par les diodes laser, nous proposons ici un design de VeCSEL pompé électriquement (EP-VeCSEL), mesurons ses caractéristiques et étudions ses propriétés de cohérence.

2. DESIGN, TECHNOLOGIE ET CARACTÉRISTIQUES

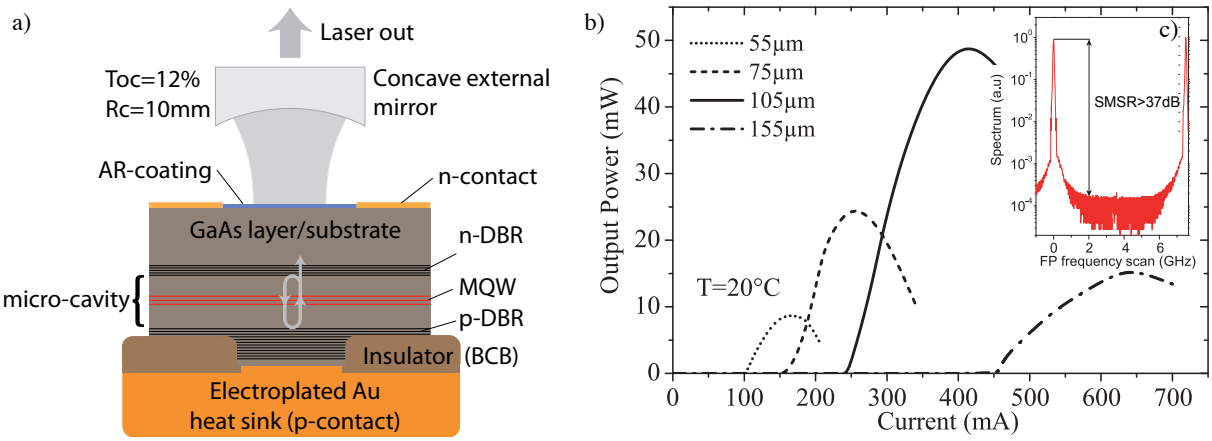


FIGURE 1 : Design proposé (a), puissance (b) et spectre obtenu par Fabry-Perot scan(c)

Pour atteindre un régime TEM_{00} à forte puissance, une distribution assez homogène des porteurs doit être obtenue sur un large mesa ($> 50\mu m$) avec une faible impédance thermique. Pour cette raison, nous avons choisi une configuration "bottom emitting" (fig. 1-a), avec un contact-disque en or déposé au niveau du DBR de face arrière (contact p) et un contact annulaire déposé sur le substrat (contact n). Le substrat se trouve alors intracavité et impose des pertes assez élevées. Pour cette raison le substrat a été supprimé et remplacé par une couche de contact (dopée n) de 5 μm, réalisée par épitaxie ; de plus, le gain a été renforcé par la réalisation d'une microcavité, obtenue en déposant quelques paires de DBR du côté n. Le gain ainsi obtenu est de l'ordre de 20%, permet un fonctionnement avec un seuil bas, et joue aussi le rôle de filtre spectral. La cavité est alors refermée autour d'un gap d'air (typiquement 7 mm) avec un miroir diélectrique du commerce (transmission = 12%), formant une cavité optiquement stable.

Nous avons pu extraire des puissances allant jusqu'à $50mW$ (fig. 1-b), un fonctionnement TEM_{00} (fig. 2-a), une polarisation linéaire (taux d'extinction de la polarisation perpendiculaire $> 20dB$, limité par la mesure) et un spectre monofréquence avec un $SMSR > 37dB$ limité par la mesure fig. 1-c).

3. Cohérence temporelle

Les EP-VeCSELs testés démontrent un fonctionnement faible bruit avec un régime dynamique de classe A pour le bruit d'intensité et une fréquence de coupure de l'ordre de 200 MHz, au dela de laquelle le bruit est au shot-noise (vs résonance de classe B à quelques GHz pour un VCSEL). La limite de Schawlow-Townes est 5 ordres de grandeurs plus faible que pour un VCSEL en microcavité (fig. 2-b).

Parallèlemet, les technologies laser pompées électriquement sont très intéressantes car il est possible de fournir au laser un courant dont le bruit relatif est très faible (sous-poissonien) par rapport au bruit apporté par une pompe optique. Toutefois il faut aussi considérer les effets du transport électronique (effets de pièges) dans la puce à semiconducteur, apportant du bruit aux basses fréquences. Ce bruit trouve son origine dans des variations localisées de la densité de porteurs qui elle-même va induire des variations directes de la puissance optique, ainsi que des variations d'indice qui vont conduire à du bruit de fréquence. Malgré cela, nous obtenons un bruit de fréquence très faible, débouchant sur une largeur de raie $< 50kHz$ pour des temps de $1\,ms$.

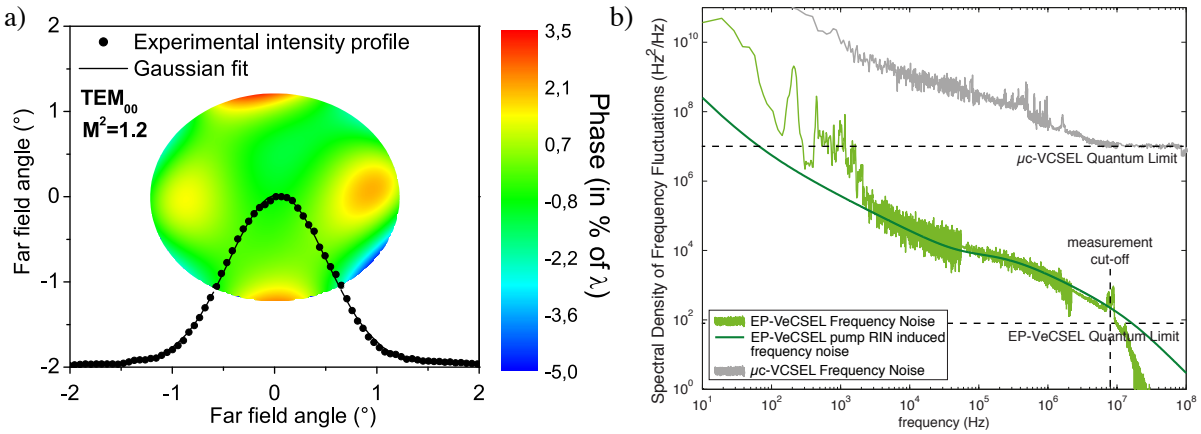


FIGURE 2 : (a) Carte du front de phase (variation RMS $< 2\lambda/100$) démontrant une haute qualité de faisceau (b) bruit de fréquence, correspondant à une largeur de raie $< 50kHz$ pour $1ms$ de temps d'intégration

[1] A. Laurain, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes, and A. Garnache. Multiwatt–power highly–coherent compact single–frequency tunable vertical–external–cavity–surface–emitting–semiconductor–laser. *Optics Express*, 14(18) :14631, July 2010.

[2] A. Laurain, M. Scheller, T. Wang, J. Hader, J. Moloney, B. Heinen, B. Kunert, and W. Stolz. Recent advances in power scaling of high-power optically-pumped semiconductor lasers for ultrashort pulse generation and continuous wave single frequency operation. *Defense Security+ Sensing*, 16 :280, 2013.

SPECTROSCOPIE DE MICRO-RÉSONATEURS À MODES DE GALERIE DOPÉS ERBIUM

Alphonse Rasoloniaina[1], **Vincent Huet**[1], **Michel Mortier**[2], **Yannick Dumeige**[1] **et Patrice Féron**[1]

[1] *Université Européenne de Bretagne, CNRS UMR 6082 FOTON, 6 rue de Kerampont, 22300 Lannion*
[2] *LCMCP, UMR CNRS 7574, ENSCP, 11 rue Pierre et Marie Curie, 75231 Paris Cedex*

patrice.feron@enssat.fr, yannick.dumeige@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Des micro-lasers à modes de galerie en verres fluorés (ZBLALiP) dopés Erbium sont utilisés sous leur seuil comme résonateurs très sélectifs en fréquence. Le facteur de qualité intrinsèque de ces micro-résonateurs est mesuré en utilisant une méthode de ”cavity ring down”. Des facteurs de qualité jusqu'à 10^{10} ont pu être ainsi mesurés dans une microsphère de 220 μm de diamètre. Ce type de dispositif pourrait permettre d'intégrer des fonctions de ligne à retard ou des filtres très sélectifs pour des applications opto-hyperfréquence.

MOTS-CLEFS : *Micro-résonateur à modes de galerie ; Facteur de qualité ; Micro-lasers.*

1. INTRODUCTION

Les micro-résonateurs optiques à modes de galerie de fort facteur de qualité ($Q > 10^8$) présentent un grand intérêt dans les domaines de la métrologie, l'optoélectronique ou la physique fondamentale [1, 2]. Ils trouvent par exemple des applications comme filtre optique, convertisseur de fréquences non-linéaire à très faible seuil, capteur ultra-sensible ou comme laser intégré de très grande cohérence. Plusieurs méthodes sont utilisées pour obtenir des résonateurs à modes de galerie de très haute qualité : fusion et trempe rapide de verres, polissage de matériaux monocristallins ultra-purs ou micro-fabrication de résonateurs intégrés. Dans tous les cas les limitations proviennent la plupart du temps des imperfections de fabrication et de l'absorption résiduelle due à des espèces chimiques piégées à la surface du résonateur. La méthode que nous utilisons pour atteindre de très haut facteurs de qualité consiste à doper le micro-résonateur afin de compenser les pertes liées aux défauts technologiques par du gain optique.

2. PROPRIÉTÉS LINÉAIRES D'UN MICRO-RÉSONATEUR OPTIQUE

La figure 1(a) schématise le micro-résonateur à mode de galerie et sa ligne d'accès. En faisant l'approximation de grande finesse, il est possible d'isoler chaque résonance et de les traiter indépendamment les unes des autres. On peut alors considérer le résonateur comme monomode. Le mode d'amplitude $a(t)$ est caractérisé par la durée de vie du champ τ_0 limitée par les pertes, par le taux de couplage avec la ligne d'accès qui lui est proportionnel à $1/\tau_e$ et par la fréquence angulaire de résonance ω_0. L'amplitude du signal d'entrée est notée $s_{in}(t)$, on peut alors calculer l'amplitude du signal de sortie $s_{out}(t) = -s_{in}(t) + \sqrt{\frac{2}{\tau_e}}a(t)$ en intégrant [3] :

$$\frac{da(t)}{dt} = \left(j\omega_0 - \frac{1}{\tau}\right)a(t) + \sqrt{\frac{2}{\tau_e}}s_{in}(t), \tag{1}$$

où $\tau = (\tau_0^{-1} + \tau_e^{-1})^{-1}$ est la durée de vie du champ dans la cavité reliée au facteur de qualité par $Q = \omega_0\tau/2$. En considérant un signal d'entrée harmonique de la forme : $s_{in}(t) = S_{in}e^{j\omega t}$ et un signal de sortie $s_{out}(t) = S_{out}e^{j\omega t}$, la transmission du résonateur $T(\omega) = |s_{out}/s_{in}|^2$ présente un caractère Lorentzien et la mesure de sa largeur à mi-hauteur $\delta_{1/2}$ permet de déterminer expérimentalement le facteur de qualité du résonateur par $Q = \omega_0/\delta_{1/2}$. Une autre méthode de mesure du facteur de qualité consiste à utiliser

volontairement un signal d'entrée chirpé de la forme $s_{in}(t) = S_{in}e^{j(\omega_i+\pi V_S t)t}$ et de mesurer la réponse transitoire du résonateur. La comparaison de la mesure à l'expression de la transmission donnée par [3] :

$$a(t) = \sqrt{\frac{2}{\tau_e}} S_{in} \exp\left(j\omega_0 t - \frac{t}{\tau}\right)\left[f(t) - f(0) + \frac{1}{j\delta_i + 1/\tau}\right] \tag{2}$$

$$f(t) = -\sqrt{\frac{j\pi}{2V_S}} \exp\left[\frac{-j\left(2\pi\delta_i - j/\tau\right)^2}{2V_S}\right] \mathrm{erf}\left(\frac{j/\tau - 2\pi\delta_i - V_S t}{\sqrt{2jV_S}}\right), \tag{3}$$

permet de déduire les valeurs de τ_0, τ_e ainsi que de la vitesse de balayage V_S (on notera que $\delta_i = \omega_i - \omega_0$). En conclusion, la méthode donne non seulement la valeur du facteur de qualité global Q du résonateur mais également celle du facteur de qualité intrinsèque $Q_0 = \omega_0\tau_0/2$.

3. Spectroscopie d'un micro-résonateur dopé

Cette méthode est appliquée à une microsphère de 220 μm de diamètre en verre ZBLALiP dopé Erbium (0.1 % molaire). Le signal à 1550 nm est couplé au micro-résonateur à l'aide d'une fibre étirée de 1 μm de diamètre [4] alors que le signal de pompe (à 1480 nm) permettant d'obtenir du gain optique est inséré dans la microsphère à l'aide d'un demi-taper. Les résultats de la mesure et de l'ajustement

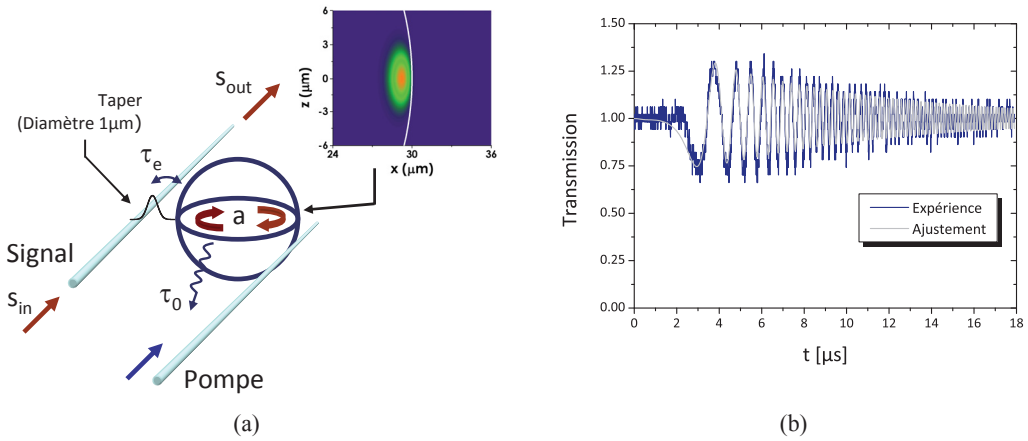


FIGURE 1 : (a) Microsphère à modes de galerie dopée couplée par onde évanescente à deux tapers permettant de coupler le signal et la pompe. (b) Spectre de transmission et son ajustement théorique : Eqs. (2) et (3).

sont présentés dans la figure 1(b) ; on obtient en comparant le modèle et l'expérience une valeur de $\tau_0 = 17.3$ μs ce qui correspond à un facteur de qualité $Q_0 = 1.05 \times 10^{10}$.

Conclusion

L'utilisation de verres fluorés dopés permet d'obtenir, par simple fusion, des micro-résonateurs dont le facteur de qualité dépasse les 10^{10}. Ce travail est soutenu par l'ANR à travers les projets ORA et CALIN, par le CNES (action R&T SHYRO) ainsi que par la DGA.

Références

[1] K. J. Vahala, *Nature (London)*, vol. 424, p. 839, 2003.

[2] V. Ilchenko and A. Matsko, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 12, pp. 15 – 32, 2006.

[3] Y. Dumeige, S. Trebaol, L. Ghişa, T. K. N. Nguyên, H. Tavernier, and P. Féron, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 25, pp. 2073–2080, 2008.

[4] A. Rasoloniaina, S. Trebaol, V. Huet, E. L. Cren, G. N. Conti, H. Serier-Brault, M. Mortier, Y. Dumeige, and P. Féron, *Opt. Lett.*, vol. 37, pp. 4735–4737, 2012.

REGIMES DE SYNCHRONISATION D'UN LASER BIFREQUENCE AUTO-INJECTE

Marco Romanelli, Lihua Wang, Marc Brunel, Marc Vallet

Institut de Physique de Rennes, Université de Rennes 1 – CNRS UMR 6251, Campus de Beaulieu, 35042 Rennes Cedex, France

marco.romanelli@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions expérimentalement et numériquement les régimes de synchronisation du battement d'un laser bifréquence sur un oscillateur externe de référence. En plus de l'accrochage de phase classique, nous mettons en évidence un régime de phase bornée : la phase relative oscille au cours du temps, mais la fréquence de l'oscillateur esclave reste accrochée sur celle du maître. La mesure des spectres de bruit de phase montre que la stabilité à long terme est la même dans les deux cas : même si la phase relative n'est pas fixe, la pureté spectrale du maître est reportée sur l'esclave. Ces résultats sont confirmés par des simulations numériques.

MOTS-CLEFS : *synchronisation ; laser bifréquence*

1. INTRODUCTION

Nous avons étudié récemment la possibilité de verrouiller passivement le battement entre les deux modes d'un laser bifréquence sur une référence donnée par un oscillateur local radiofréquence [1]. A cette fin, nous avons mis en œuvre une boucle de rétroaction tout optique, comportant une réinjection décalée en fréquence d'un mode dans l'autre. Cette technique permet d'obtenir un signal d'horloge RF sur porteuse optique, pour des applications en optique micro-onde.

Il est apparu que deux régimes de synchronisation distincts sont possibles. Lorsque la différence de fréquence $\Delta\nu$ entre le battement laser (esclave) et l'oscillateur local (maître) est inférieure à une fréquence f_A déterminée par le taux de réinjection, il y a verrouillage de phase entre les deux oscillateurs, c'est-à-dire que la phase entre le battement et la référence est constante. Pour $\Delta\nu > f_A$, un régime d'accrochage de fréquence sans accrochage de phase apparaît. Dans ce régime, appelé aussi *phase bornée* [2,3], la phase relative n'est pas stationnaire, mais oscille au cours du temps. Cependant aucun des deux oscillateurs ne prend jamais « un tour d'avance » sur l'autre ; l'accrochage en fréquence est donc préservé. Le régime de phase bornée étend la plage de synchronisation au delà de f_A, jusqu'à une valeur f_B du désaccord. f_B est typiquement de l'ordre de $\sqrt{2}\, f_A$. Enfin, lorsque $\Delta\nu > f_B$, les deux oscillateurs ne sont plus synchronisés, et la phase relative dérive indéfiniment.

Dans cette contribution, nous caractérisons expérimentalement les trois régimes, et comparons les résultats à des simulations numériques.

2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous utilisons un laser bifréquence Nd:YAG laser émettant à 1064 nm, décrit dans la référence [1]. La cavité laser contient un étalon pour obtenir une émission monofréquence sur les deux polarisations linéaires x et y. Deux lames quart d'onde permettent d'ajuster la fréquence de battement $\nu_y - \nu_x$. Nous choisissons $\nu_y - \nu_x$ autour de 200 MHz. La cavité externe de réinjection contient un modulateur acousto-optique, alimenté par un synthétiseur à la fréquence f_{AO}, et une lame quart d'onde qui permet d'injecter la lumière émise dans la polarisation x sur l'état propre de polarisation y après réflexion sur un miroir. La fréquence optique du faisceau réinjecté est donc égale à $\nu_x + 2f_{AO}$, et le désaccord $\Delta\nu$ entre l'esclave et le maître s'écrit $(\nu_y - \nu_x) - 2f_{AO}$.

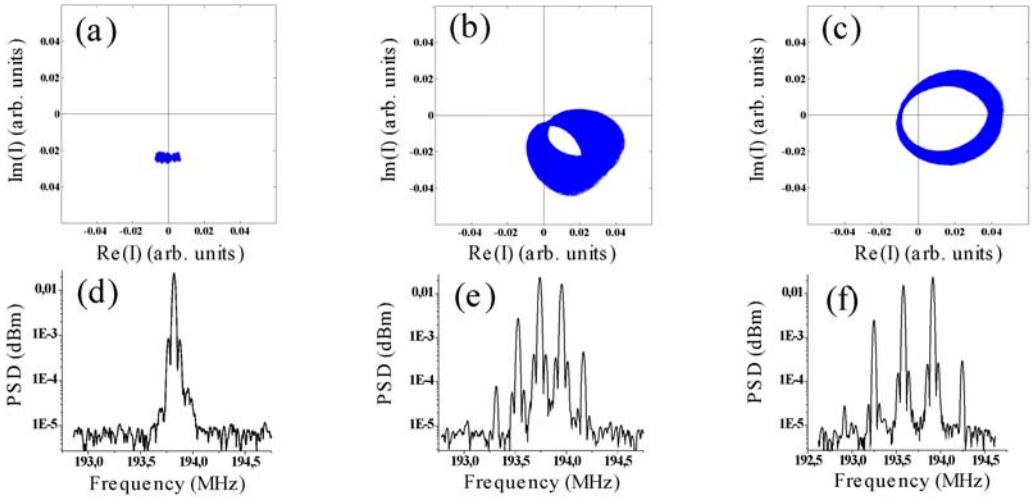


Fig. 1: Diagrammes de Fresnel expérimentaux du signal de battement dans le référentiel tournant à la fréquence $2f_{AO}$, et spectres de puissance correspondants pour les trois régimes. (a,d) $\Delta\nu < f_A$: accrochage de phase ; (b,e) $f_A < \Delta\nu < f_B$: accrochage de fréquence sans accrochage de phase ; (c,f) $\Delta\nu > f_B$: dérive de phase, c.-à-d. absence de synchronisation.

Expérimentalement, on a accès à tout instant à l'amplitude et à la phase du battement généré par les deux modes laser. Il est alors commode de représenter graphiquement ce battement au moyen d'un diagramme de Fresnel, c.-à-d. dans un référentiel tournant à la fréquence de l'oscillateur local. Dans le plan de Fresnel, le régime de verrouillage de phase apparaît comme un point fixe (Fig.1 (a)). Ce point fixe devient un cycle limite qui n'entoure pas l'origine du plan lorsque $\Delta\nu$ devient supérieur à f_A (Fig.1 (b)). Autrement dit, la transition phase constante-phase bornée est une bifurcation de Hopf. Quand $\Delta\nu$ augmente, le cycle limite se rapproche de plus en plus du point origine, jusqu'à le contenir quand $\Delta\nu = f_B$ et puis l'entourer lorsque $\Delta\nu > f_B$ (Fig.1 (c)). Aucun changement qualitatif de la dynamique ne se produit à la transition phase bornée-décrochage complet, comme le mettent en évidence les spectres de puissance aussi (Fig.1 (d-e-f)) ; f_B n'est donc pas un point de bifurcation, contrairement à f_A.

Cependant, la mesure du spectre de bruit de phase du battement montre que sa pureté spectrale est essentiellement la même en régime de phase verrouillée et de phase bornée. Dans les deux cas, la stabilité de phase sur le long terme de l'oscillateur local est reportée sur le battement optique. Au contraire, la transition phase bornée-décrochage complet est marquée par une brusque remontée du bruit de phase, qui devient essentiellement celui du battement en régime « libre ». Ce comportement est confirmé par nos simulations.

CONCLUSION

Les résultats expérimentaux et numériques montrent que le régime de phase bornée est un régime de synchronisation à part entière. La plage de synchronisation est donc bien plus large que l'intervalle $-f_A < \Delta\nu < f_A$ dans lequel la phase relative est constante.

Enfin, nous avons également étudié numériquement un modèle minimal faisant intervenir un oscillateur de van der Pol forcé. Ce modèle montre essentiellement les mêmes comportements, ce qui indique leur robustesse et leur généralité.

REFERENCES

[1] J. Thévenin, M. Romanelli, M. Vallet, M. Brunel, and T. Erneux, Phys. Rev. A, vol. 86, 033815 (2012).
[2] B. Kelleher, D. Goulding, B. Baselga Pascual, S. P. Hegarty, and G. Huyet, Phys. Rev. E, vol.85, 046212 (2012).
[3] S. Wieczorek, B. Krauskopf, T. B. Simpson, and D. Lenstra, Phys. Rep., vol. 416, 1 (2005).

MIROIR DE BRAGG CONCAVE A BASE DE CRISTAUX PHOTONIQUES, POUR LASERS A SEMI-CONDUCTEURS DE HAUTE COHERENCE A CAVITE EXTERNE.

***M.S Seghilani*[1]*, M. Sellahi ,M.Devautour*[1]*,I. Sagnes*[2]*, G. Beaudoin*[2]*, X. Lafosse*[2]*, L. Legratiet*[2]*, P. Lalanne*[3]*, M. Myara*[1] *and A. Garnache*[1]**

1. IES-CNRS UMR5214, Université Montpellier 2, 34090 Montpellier, France

2. LPN-CNRS, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

3. Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences, Institut d'Optique-Bordeaux, 33405 Talence, France

RÉSUMÉ

Dans ce travail nous démontrons un miroir de Bragg concave en technologie planaire, à base de cristaux photoniques, pour les lasers à semiconducteur à cavité externe de haute cohérence et de forte puissance. Nous présentons la conception et la caractérisation d'un VCSEL à cavité externe utilisant ce miroir à cristaux photoniques de haute efficacité. Les résultats montrent des performances laser similaires à celles obtenues avec des miroirs diélectriques commerciaux de qualité laser.

MOTS-CLEFS : *VECSEL ; Cristaux Photoniques ; Miroir de Bragg ;*

1. INTRODUCTION

La réalisation des lasers à semiconducteurs de haute cohérence et de forte puissance nécessite l'utilisation des cavités stables et de haute finesse, qui sont généralement réalisées à l'aide des miroirs concaves diélectriques du commerce. Une autre solution est l'utilisation de la lentille thermique [1] mais elle est difficile à contrôler et elle introduit souvent des aberrations dans le faisceau. Par ailleurs les deux solutions sont limitées et ne permettent pas d'ajouter des fonctionnalités au miroir, Dans ce travail nous présentons le design et la réalisation puis la caractérisation, d'un miroir de Braggconcave à CP de haute efficacité et sans aberrations, en technologie III-V planaire. Ce miroir est réalisé à base de cristaux photoniques 2D sur un miroir de Bragg, pour utilisation dans les lasers à semiconducteur à cavité externe de haute cohérence.

2. CONCEPTION ET REALISATION

Nous avons simulé numériquement la structure à cristaux photoniques afin d'obtenir les courbes de dispersion de la phase en fonction du facteur de remplissage donné par le diamètre des trous sur la période du cristal (cf.fig 2b). Ces courbes ont été utilisées par la suite pour obtenir le profil radial du facteur de remplissage correspondant à la fonction qu'on veut introduire dans le miroir.La structure qui porte le cristal photonique a été réalisée par croissance (MOCVD) sur un substrat GaAS, le miroir de Bragg est formé par une alternance de couches AlAs/GaAs la dernière étant une couche de séparation en GaAs. Puis une couche de SiN a été déposée par pulvérisation cathodique ; à la fin, après une lithographie par faisceau d'électrons de la couche SiN les trous de CP ont été obtenus par gravure ionique réactive. La structure à gain ½-VCSEL est réalisée par MOCVD également sur substrat GaAs, le miroir de Bragg est formé par une alternance de couches AlAs/GaAs ; la zone active résonante est une structure à puits quantiques à base de GaInAs/GaAsPémettant à 1µm.

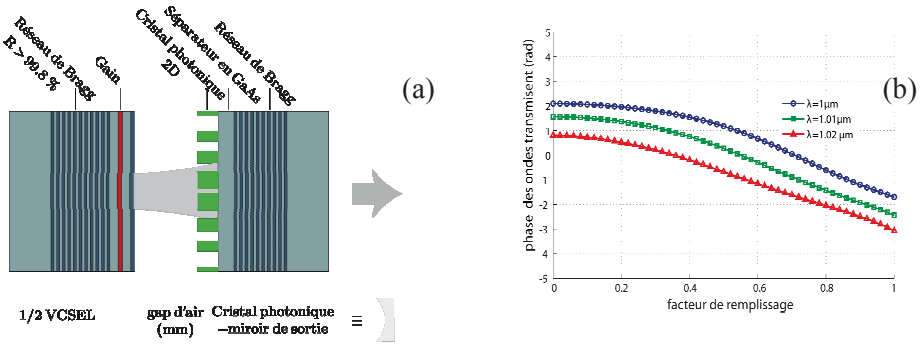


Fig.1 (a) VECSEL de haute cohérence à base d'un miroir de Bragg concave à cristaux photoniques (b) Courbes de dispersion de la phase du cristal photonique en fonction du facteur de remplissage.

3. CARACTERISATION

La figure 3 montre la structure à CP obtenu avec deux facteurs de remplissage. Nous avons utilisé le miroir concave obtenu avec la structure à gain ½-VCSEL que nous avons décrit dans la section précédente, pour former un laser accordable mono-mode longitudinal et transversale (TEM_{00}) (cf.fig1 a). Les résultats expérimentaux montrent que les performances laser obtenues sont équivalentes à ceux des VECSELs de haute cohérence à base des miroirs concave diélectrique [1] : une faible densité au seuil de 2.1KW/cm², un bon rendement, et un faisceau monomode TEM_{00} proche de la limite de diffraction avec des fluctuation rms du front de phase inférieure à 2% de λ (fig 3), une polarisation linéaire (>32dB) et un SMSR >45dB.

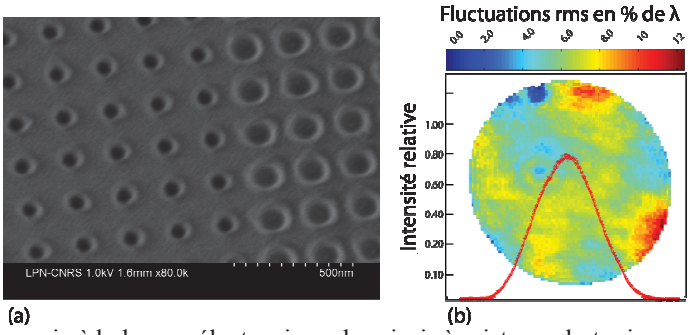


Fig. 1 (a) : Microscopie à balayage électronique du miroir à cristaux photoniques avec 2 facteurs de remplissage. (b) : carte de phase et l'intensité correspondante du faisceau TEM_{00} obtenu.

CONCLUSION

Nous avons démontré un miroir de Bragg concave à base de cristaux photoniques pour laser à semi-conducteurs de haute cohérence, le miroir est réalisé en technologie planaire, et permet de surmonter un verrou technologique qui est la fonctionnalisation du miroir dans un laser de haute cohérence en utilisant une technologie de semi-conducteur planaire mature et reproductible. Ouvrant la voie à la réalisation des laser de haute cohérence, de forte puissance avec des fonctionnalité intégrées comme la génération active des faisceau de Bessel-gauss, la sélection des modes transverses d'ordre supérieur, filtrage de polarisation et spectrale sans perte…etc[3]...

REFERENCES

[1] A. Laurain, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes, and A. Garnache. "Multiwatt–power highly–coherent compact single–frequency tunable vertical–external–cavity–surface–emitting–semiconductor–laser."Optics Express, **18**(14):14627–14636 (2010)

[2] M. Kuznetsov, M. Stern, and J. Coppeta, "Single transverse mode optical resonators, " Opt. Express **13**, 171–181(2005)

[3] W. P. Putnam, D. N. Schimpf, G. Abram, and F. X. Kärtner, "Bessel-Gauss beam enhancement cavities for high-intensity applications." Optical Society of America, **20**, no. 22, pp. 24429–43 (2012).

LASER A SEMI-CONDUCTEUR A EMISSION VERTICALE SANS MODE : EMISSION COHERENTE LARGE BANDE

M. Sellahi[1], I. Sagnes[2], G. Beaudoin[2], M. Myara[1] and A. Garnache[1]

[1] *IES-CNRS UMR5214, Université de Montpellier 2, Place Eugène Bataillon,34090 Montpellier, France*

[2] *LPN-CNRS, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France*

sellahi@ies.univ-montp2.fr

RÉSUMÉ

Nous démonterons le premier laser à semi-conducteur sans mode à base de la technologie VCSEL. Nous avons obtenu un fonctionnement laser en continu à température ambiante avec une émission continuum de haute cohérence sur une largeur spectrale de 300GHz autour de 1µm, ceci avec une polarisation linéaire et > 30 mW sur le mode fondamental TEM00.

MOTS-CLEFS : *VeCSEL ; Laser à décalage de fréquence intracavité ;émission large bande cohérente.*

A modeless laser is a device which provides intense coherent broadband light fields. It finds applications in areas such as high resolution spectroscopy, medicine, radar-lidar, metrology [1] where a coherent broadband radiation is needed.

In a modeless laser, the constructive interference of the optical wave, which would lead to spectral mode structure, is prevented by the insertion of an intra-cavity frequency shift on each round trip. In order to eliminate the mode structure, the frequency shift should occur by a mechanism which does not simultaneously change the cavity length. A common technique to achieve this is to use an acousto optic frequency shifter device (AOM) that will cause a discrete frequency shift of $\Delta = 2*\nu_{AOM}$ on each round trip. We note that in order to achieve broadband continuous emission the ratio of $\Delta/FSR > 0.01$[2] where FSR is the free spectral range of the cavity without AOM.

In this paper, we demonstrate for the first time a 300GHz bandwidth (FWHM) continuous wave operation of a modeless Vertical External Cavity Surface Emitting Laser (VECSEL). The laser cavity design (fig.1) is based on a frequency-shifted-feedback laser design using an intracavity acousto optic frequency shifter with ν_{AOM} = 110 MHz and ~ 92% 1st order diffraction efficiency. The gain is provided by high gain GaAs based multiple quantum well (12QW) semiconductor chip emitting at 1070nm. This semiconductor structure includes a backside DBR HR mirror (99.9%). It is pumped with a 250mW single-mode pump (785nm), focused on the semiconductor chip with a 50µm waist. To reach a low laser threshold operation, a M-shaped cavity has been designed (overall length of 1.5 m) as it permits two passes per round trip in the gain medium, compared to linear cavities. The emitted power reached 30mW, with TEM00 emission and strongly linear polarization (>20dB).

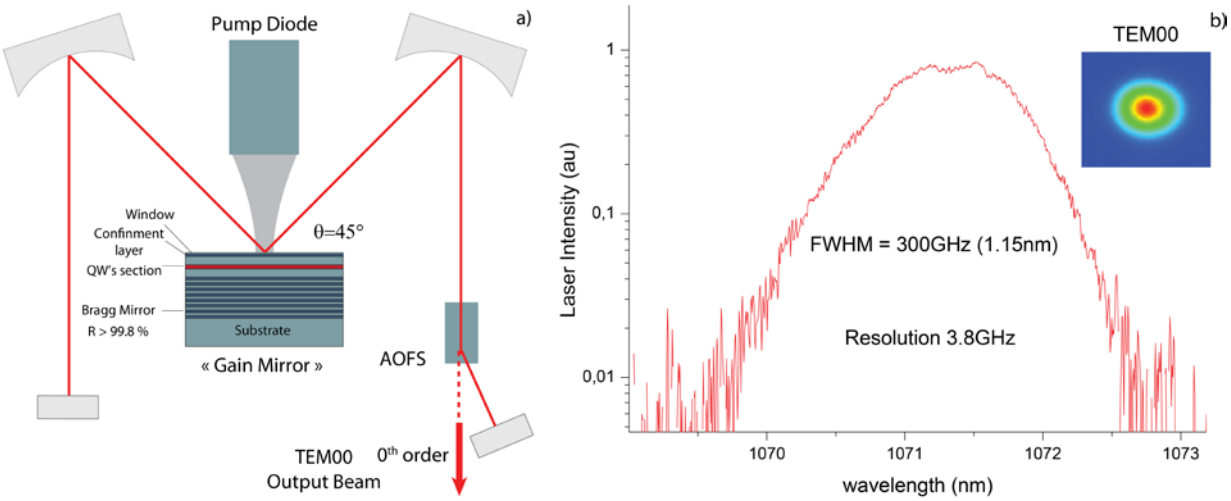


Fig. 1 a) FSF-VeCSEL design. b) FSF-VeCSEL spectrum and TEM00 emitted beam profile.

RÉFÉRENCES

[1] L.P. Yatsenko a, B.W. Shore b, K. Bergmann., *Ranging and interferometry with a frequency shifted feedback laser*, Optics Communications (2004)

[2] Guillet de Chatellus, H.; Lacot, E.; Glastre, W.; Jacquin, O. & Hugon, O., *The hypothesis of the moving comb in frequency shifted feedback laserss, Optics Communications (2011)*

LASER A SEMICONDUCTEUR A EMISSION VERTICALE POUR GENERATION DE MODES DE HAUTE COHERENCE DANS LA BASE LAGUERRE GAUSS

M. Sellahi[1], M. Myara[1], I. Sagnes[2], S. Blin[1], and A. Garnache[1]

[1] *IES-CNRS UMR5214, Université de Montpellier 2, Place Eugène Bataillon,34090 Montpellier, France*

[2] *LPN-CNRS, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France*

sellahi@ies.univ-montp2.fr

RÉSUMÉ

Nous démontrons la génération de modes transverses d'ordre supérieur de haute cohérence dans la base de Laguerre Gauss avec un laser à semi-conducteur III-V de puissance à cavité externe émettant par la surface (VeCSEL). Cela a été réalisé en introduisant des pertes sélectives intra-cavité via des masques métalliques déposés sur la surface de la structure à gain à puis quantiques à base de GaAs, émettant à 1µm . De plus, en exploitant la dynamique non-linéaires du laser (Spatial Hole Burning transverse) , le VeCSEL permet la stabilisation d'un seul état de la lumière caractérisé par un mode longitudinal et transverse unique et une polarisation linéaire unique.

MOTS-CLEFS : *VeCSEL ; mode Laguerre Gauss ; Dynamique transverse ;*

Laser beams operating at high-order Laguerre-Gauss (LG) modes have lots of applications in many areas including laser drilling and writing, optical manipulation, trapping and guiding of atoms [1,2]. In fact, the LG modes are the natural modes for a linear cavity using spherical mirrors and having axial symmetry of revolution[3]. We demonstrated that the Vertical External Cavity Surface Emitting Laser (VECSEL) is a very promoting laser technology for the generation of this kind of light beams [4]. Indeed, the VeCSEL design relies on small thickness quantum-well (QW) gain medium which minimizes non-linear optical interactions, thermal effects and possible astigmatism inside the semiconductor structure. The interplay of this 2 (2D) dimensions transverse gain medium with a low-loss cavity design permits the generation of single frequency high quality diffraction limited beam profiles.

Our strategy for selecting a given transverse mode with fixed intensity and phase profiles consists in introducing, on the surface of the semiconductor chip, radially and azimuthally selective losses via a sub-wavelength metallic mask while adjusting the pump beam size. Moreover, by exploiting the non-linear dynamics of the laser (Spatial Hole Burning), the VECSEL can select a single light state characterized by a unique longitudinal and transverse mode with single linear field polarization state. These physical points were investigated thanks to the modeling of VeCSEL transverse non-linear dynamics, as well as experiments.

In this work, the first demonstrations were carried out on a GaAs-based QW VECSEL on which we deposited a very thin metallic masque (~ 5nm) see figure 1.

We demonstrate single frequency operation for a VECSEL emitting on single high-order transverse LG mode. The laser is operating at room temperature at 1µm wavelength. The power efficiency, the transverse E-field profile, the optical spectrum and the polarization state of the emitted beam as well as the relative intensity noise and the frequency noise are studied.

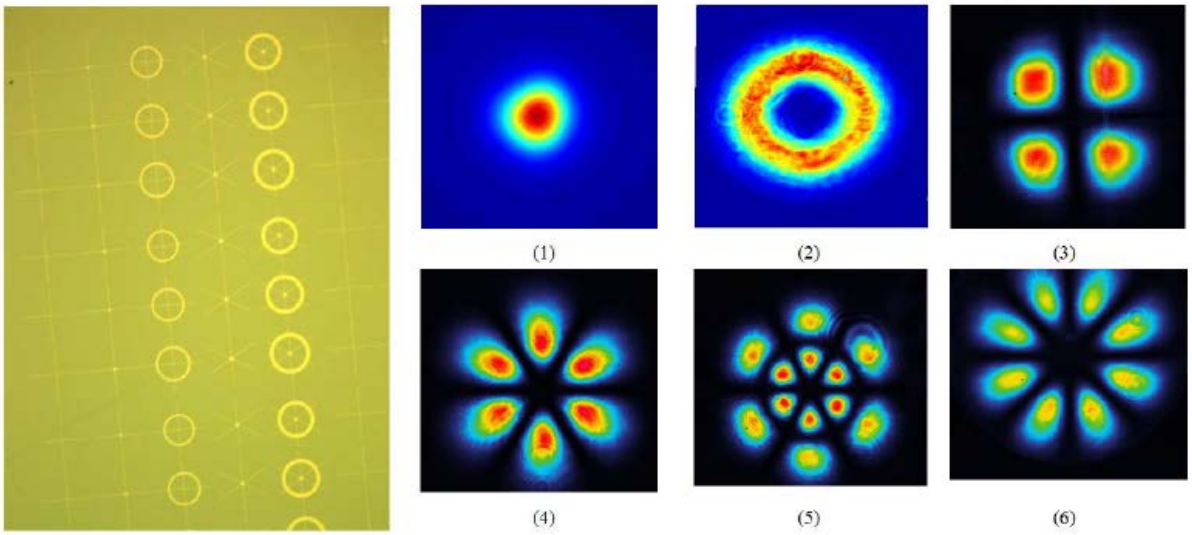


Fig. 1 (Left) Technology for the metallic masks realized on the 1/2 VCSEL structure. (Right) Experimental transverse intensity output beam distribution : (1) TEM00, (2) Donut-shaped non-degenerated LG02 beam, and degenerated (3) LG02, (4) LG03, (5) LG13, (6) LG04 beams.

RÉFÉRENCES

[1] V Nesterov, V G Niziev, and V P Yakunin. Generation of high-power radially polarized beam. Journal of Physics D: Applied Physics, 32(22):2871, 1999.

[2] Ozeri, Lev Khaykovich, Nir Friedman, and Nir Davidson. Large-volume single-beam dark optical trap for atoms using binary phase elements. J. Opt. Soc. Am. B, 17(7):1113–1116, Jul 2000.

[3] A.E. Siegman. Lasers. University Science Books, 1986.

[4] A. Laurain, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes, and A. Garnache. Multiwatt–power highly–coherent compact single–frequency tunable vertical–external–cavity–surface–emitting–semiconductor–laser. Optics Express, 18(14):14627–14636,2010.

Réponse Excitable Rapide et Période Réfractaire dans un Micropilier Laser à Absorbant Saturable

Foued Selmi, Sylvain Barbay

Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, CNRS-UPR20,
Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

sylvain.barbay@lpn.cnrs.fr

Résumé

Nous étudions un micropilier laser à absorbant saturable en matériau semi-conducteur. Sous certaines conditions, ce système présente une réponse excitable très rapide (~190 ps). Nous mettons en évidence une période réfractaire pendant laquelle le système ne peut pas répondre à deux impulsions de perturbation consécutives. Nous étudions le lien entre le régime excitable et le régime de commutation de gain. Les résultats sont comparés à des simulations numériques et les deux sont en bon accord.

Mots-clefs : *Non-Linéaire ; Lasers ; Semi-conducteur ; Excitabilité.*

1. Introduction

Un système excitable est caractérisé par une réponse calibrée, non-linéaire et de type tout-ou-rien à une perturbation. Les systèmes excitables optiques sont intéressants pour des applications au traitement tout-optique de l'information de type classique (remise en forme d'impulsions, portes logiques) ou neuro-inspiré. Les micropiliers lasers à absorbant saturable (AS) sont des systèmes qui peuvent être excitables [1] et qui ont l'avantage d'être rapides et compacts comparés à d'autres types de systèmes optiques nécessitant une rétro-injection ou une injection optique. Ils peuvent en outre être couplés facilement pour à terme construire des circuits excitables pour la propagation d'ondes non-linéaires. Dans la suite, nous démontrons une réponse excitable rapide et mettons également en évidence l'existence d'une période réfractaire caractéristique de ce régime. Enfin, nous concluons et donnons des perspectives pour cette étude.

2. Résultats Expérimentaux

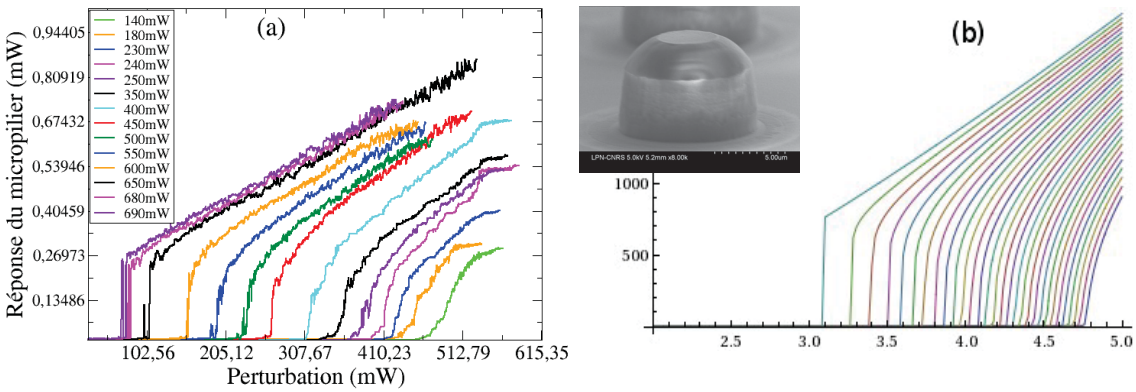


Fig. 1 : (a) : Amplitude de la réponse d'un micro-pilier à AS en fonction de l'amplitude de la perturbation pour différents points de fonctionnement : passage d'une réponse excitable à une réponse de type commutation de gain. (b) : Simulations numériques avec le modèle de Yamada. Encart : Image au microscope électronique à balayage d'un micropilier de diamètre 4μm enrobé dans une couche de Nitrures.

L'amplitude de la réponse à une perturbation pour différents points de fonctionnement en fonction de l'amplitude de la perturbation est montrée sur la Figure 1.a. Il existe clairement un seuil (seuil d'excitabilité) au delà duquel les perturbations déclenchent une réponse non nulle. La transition entre les deux régimes se fait soit par un saut brusque dans le cas excitable, soit continûment dans le régime de commutation de gain. Ces mesures sont en excellent accord avec nos simulations numériques (Fig. 1.b)[2]. Les impulsions de réponse excitable émises par le micro-pilier sont très rapides (190ps), ce qui en fait à notre connaissance le système excitable optique le plus rapide qui existe à ce jour.

Nous avons également perturbé le micropilier avec deux impulsions consécutives séparées par un délai variable (Fig. 2.a, 2.a'). Si le délai est supérieur à 200ps, deux impulsions de réponses sont générées, sinon une seule est générée ce qui est caractéristique de la période réfractaire dans ce type de système.

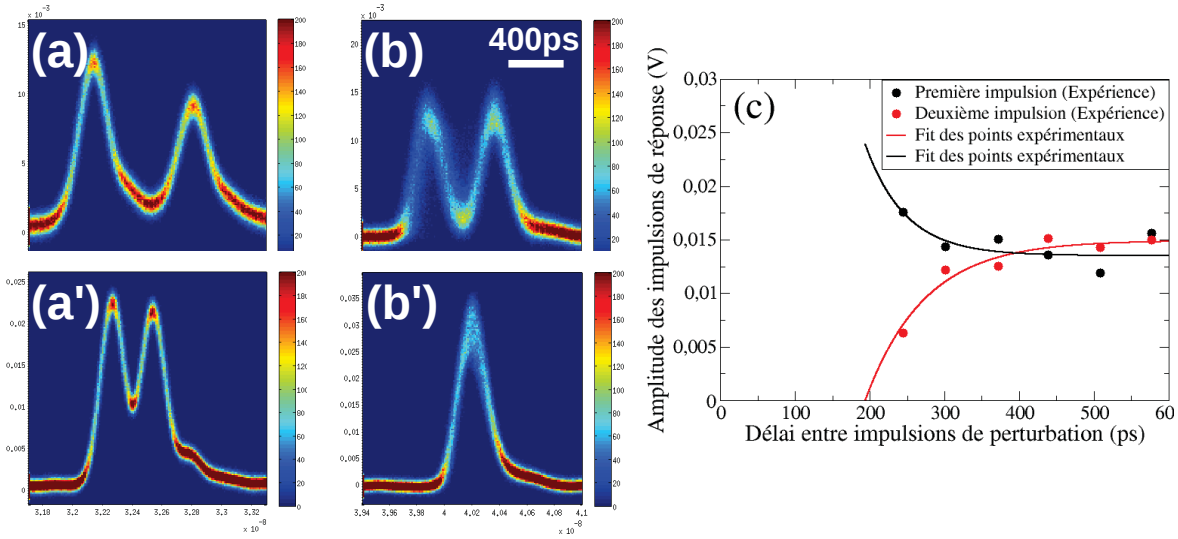


Fig. 2 : (b, resp. b') :Réponse du micro-pilier à deux impulsions de perturbation séparées de 700ps (resp. 260ps) (a, resp. a'). (c) : Évolution de l'amplitude des réponses excitables du micropilier en fonction du délai entre les impulsions de perturbation.

La période réfractaire est le temps suivant une première perturbation pendant lequel le système ne peut pas répondre à une deuxième impulsion. Quand le délai approche la période réfractaire, l'amplitude de la réponse à la seconde perturbation diminue jusqu'à son extinction complète (Fig. 2.c).

3.Conclusion

Nous avons démontré expérimentalement une réponse excitable rapide (190ps) sur un micro-pilier à AS ainsi que l'existence d'une période réfractaire caractéristique des systèmes excitables. Ces mesures ouvrent la voie à la mise au point de portes logiques excitables, ainsi qu'à l'étude de la propagation d'ondes excitables dans des chaînes de micro-piliers couplés.

Références

[1] S. Barbay, R. Kuszelewicz and A. Giacomotti, “Excitability in a semiconductor laser with saturable absorber,“ Opt. Lett., vol. 36, pp. 4476, 2011.

[2] J. L. Dubbeldam, B. Krauskopf, “Self-Pulsations of lasers with saturable absorber,” dynamics and bifurcations,” Opt. Commun., vol. 159, pp. 325, 1999.

SPECTROMETRE LASERS A CASCADE QUANTIQUE POUR LA METROLOGIE DES FREQUENCES ET LA SPECTROSCOPIE MOLECULAIRE DE HAUTE PRECISION AUTOUR DE 10 µM

P. L.T .Sow, S. Mejri, A. Goncharov, O. Lopez, S. K. Tokunaga, F. Auguste, C. Chardonnet, A. Amy-Klein, B. Darquié, C. Daussy*

Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, CNRS, F-93430, Villetaneuse, France
*christophe.daussy@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Les lasers à cascade quantique (QCL) constituent une technologie émergente d'un grand intérêt pour la spectroscopie moléculaire dans le moyen-infrarouge du fait de leur grande accordabilité et d'un vaste choix de longueurs d'onde couvrant continûment l'intervalle 3-25 µm [1]. Afin de lever la contrainte forte que constitue le domaine spectral étroit des lasers à CO_2 utilisés dans notre équipe pour des applications en métrologie ou en physique fondamentale (mesure optique de la constante de Boltzmann, effet de violation de la parité dans les molécules chirales,…), nous développons actuellement un spectromètre compact et accordable basé sur un QCL. Un contrôle ultra précis de la fréquence du laser via un peigne de fréquence est envisagé de manière à approcher ou dépasser les performances métrologiques record de nos lasers à CO_2 actuels.

1. INTRODUCTION

Notre équipe a développé depuis de nombreuses années un spectromètre à haute résolution dans l'infrarouge autour de 30 THz (10 µm) en utilisant des lasers à CO_2 stabilisés en fréquence. Une stabilité de 1 Hz pour un temps de mesure de 1 s est atteinte. Cependant ce spectromètre possède deux défauts majeurs : son accordabilité est très limitée et ses dimensions sont telles qu'il n'est pas possible de le déplacer vers d'autres laboratoires. Pour pallier ces défauts un spectromètre transportable et accordable utilisant un QCL est en cours de réalisation. Un tel spectromètre profitera à l'ensemble des projets de notre équipe. Il s'agit d'un saut technologique majeur ouvrant la voie à l'étude de n'importe quelle espèce ayant une signature spectrale entre 3 et 25 µm.

2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Nous nous concentrons actuellement sur l'étude d'un QCL à ~10 µm, que l'ont peut comparer à notre laser à CO_2. Nous présenterons les premiers résultats obtenus, sur la caractérisation d'un QCL DFB (Distributed FeedBack) libre fonctionnant en mode continu et proche de température ambiante. L'analyse du signal de battement entre le QCL et un laser à CO_2 a permis de montrer que le QCL libre a une largeur de raie de l'ordre de 200 kHz. Dans un deuxième temps, les spectres de bruit de fréquence et d'amplitude du QCL ont été enregistrés en utilisant comme discriminateur de fréquence le profil d'absorption linéaire d'une transition rovibrationnelle de l'ammoniac.

Cette caractérisation nous a ensuite permis de mettre en œuvre l'asservissement en phase du battement entre le QCL et le laser à CO_2 sur une référence radiofréquence (avec une bande passante de plus de 1 MHz, fig. 1). Nous avons ainsi pu transposer au QCL la grande stabilité et la faible largeur en fréquence de la raie d'émission du laser à CO_2, lui-même asservi sur une référence moléculaire. Le résultat est un QCL de largeur de raie inférieure à 100 Hz, un record mondial à notre connaissance.

Enfin ce spectromètre nous a permis d'enregistrer des spectres d'absorption linéaires à haute résolution sur une plage de plusieurs gigahertz. Pour ce faire, le QCL est asservi sur une bande latérale du laser à CO_2, générée à l'aide d'un modulateur électro-optique pilotable entre 8 et 18 GHz. La figure 2 présente un exemple de spectre de l'ammoniac enregistré sur une plage de 5 GHz, montrant l'intérêt de ce nouvel instrument pour le projet, mené au sein de notre équipe, de mesure optique de la constante de Boltzmann, par spectroscopie Doppler du NH_3 [2]. Nous avons également

enregistré des spectres du méthyltrioxorhénium (MTO) molécule test idéale, pour un autre projet de l'équipe, d'observation de la violation de la parité dans des molécules chirales dérivées du MTO [3].

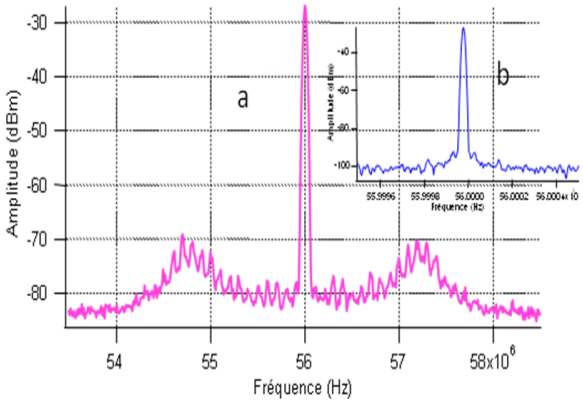


Fig. 1 : Signal de battement (hors boucle d'asservissement) entre le QCL et laser à CO_2 asservi en phase sur une référence radiofréquence : a) résolution 30 kHz ; b) résolution 10 Hz

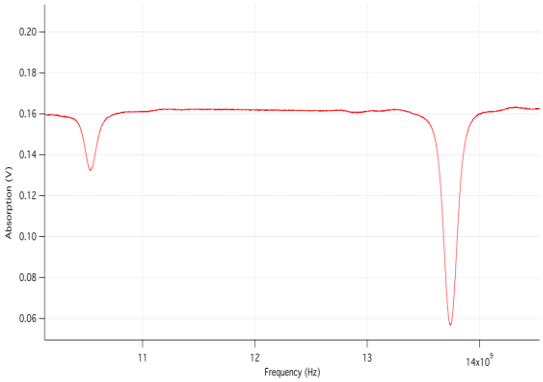


Fig.2 : Spectroscopie d'absorption linéaire du NH_3 sur une plage de 5 GHz obtenu avec un QCL asservi en phase sur un laser à CO_2 stabilisé en fréquence

PERSPECTIVES

Dans le futur, nous comptons nous affranchir du laser à CO_2, en asservissant le QCL sur un mode de résonance d'une cavité Fabry-Pérot ultra-stable ou une transition moléculaire. Enfin, le contrôle direct de la fréquence du QCL avec un peigne de fréquences sera visé. Si le peigne est lui-même contrôlé avec un signal de référence provenant du laboratoire LNE-SYRTE, nous devrions aboutir au contrôle de la fréquence du QCL avec une incertitude de $\sim 10^{-15}$.

RÉFÉRENCES

[1] Y. Yao, A. J. Hoffman and C. F. Gmachl, "Mid-infrared quantum cascade lasers,". Nature Photonics, vol. 6, pp. 432–437, 2012.
[2] Lemarchand et al "Progress towards an accurate determination of the Boltzmann constant by Doppler spectroscopy" New Journal of Physics 13 073028 (2011)
[3] Darquié et al "Progresses toward a first observation of parity violation in chiral molecules by high-resolution laser spectroscopy", Chirality, 22, 870-884 (2010)

ETUDE DES EFFETS THERMIQUES DANS UN LASER ORGANIQUE SOLIDE A CAVITE EXTERNE VERTICALE

Zhuang Zhao[1], Tatiana Leang[1], Oussama Mhibik[1], Sébastien Forget[1] and Sébastien Chénais[1]

[1] *Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse, France*

zhuang.zhao@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Nous proposons d'étudier les effets thermiques dans un laser organique en cavité verticale externe (VECSOL), sous pompage optique impulsionnel. Une cartographie des températures, résolue spatialement et temporellement, a été calculée par éléments finis dans une couche mince organique pompée avec des impulsions nanosecondes. Elle montre que dans des conditions classiques d'éclairement, la chaleur n'est pas totalement dissipée entre deux impulsions successives à haute cadence, ce qui présente une voie permettant d'expliquer en partie la photodégradation rapide des molécules organiques.

MOTS-CLEFS : *lasers organiques; effets thermiques; photodégradation*

Les lasers organiques solides sont des sources très prometteuses pour le développement de lasers accordables sur l'ensemble du spectre visible, compactes, et de faible coût. Elles peuvent avoir un impact significatif sur un certain nombre de technologies stratégiques comme la détection, le stockage des données ou la xérographie [1, 2]. Pour ces applications, des taux élevés de répétition élevés et/ou de fortes énergies laser sont souhaitées. Malheureusement, les matériaux organiques souffrent d'une photostabilité réduite (conduisant à une durée de vie limitée des dispositifs) et de mauvaises propriétés thermiques. Si l'étude de l'influence de l'atmosphère (oxygène…) sur la photo dégradation des molécules organiques est bien documentée, il n'en est pas de même pour les effets thermiques, ces derniers étant négligeables dans les milieux liquides ayant bercé les colorants dans le plupart des lasers organiques depuis la fin des années 60. Dans notre groupe, nous avons démontré une nouvelle géometrie de laser organique solide à cavité externe verticale (VECSOL) permettant d'obtenir une grande efficacité optique-optique (plus de 60%), un faisceau limité par la diffraction et un « power scaling » potentiel jusqu'à plusieurs mJ par impulsion [3]. Cette structure est un banc d'essai idéal pour les études de gestion thermique et peut aider à améliorer notre compréhension des limites thermiques dans les lasers à semi-conducteurs organiques.

Nous avons étudié la température transitoire en modélisant un VECSOL avec une méthode d'analyse par éléments (FEA). La structure est décrite dans la figure 1. Elle se compose d'un film organique de polyméthacrylate de méthyle (PMMA) dopé avec de la rhodamine 640, puis déposé à la tournette sur le miroir de haute réflectivité d'un résonateur plan-concave. Le faisceau laser de pompe incidente est modélisé comme un flux thermique gaussien. Les paramètres du faisceau de pompage utilisés pour cette étude sont celles d'un laser Nd: YAG doublé en fréquence émettant à 532 nm avec des impulsion de 20 ns et un diamètre du faisceau focalisé ~ 100 µm.

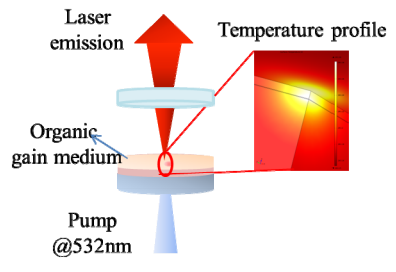


Figure 1. Schema du resonateur VECSOL et profil de temperature dans la couche organique.

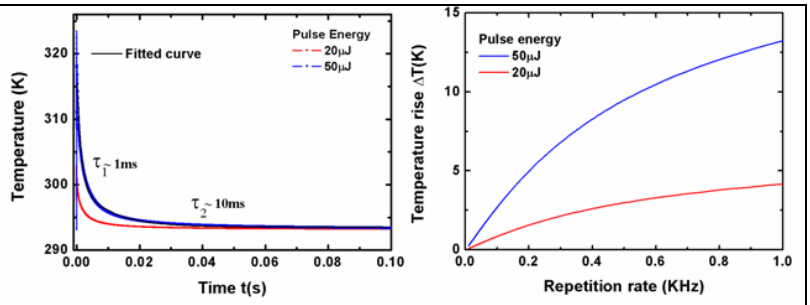


Figure 2. : (a) profil temporal de température dans la couche organique après une unique impulsion de pompe, pour plusieurs énergies. (b) Elévation de température en fonction de la cadence du laser.

Nous avons étudié la température dans le milieu à gain organique en fonction de différentes énergies de pompes, pour une excitation mono-impulsion. La figure 2a montre le profil temporal obtenu. La dynamique de relaxation de la température peut être décrite par une double fonction exponentielle, avec une composante rapide (τ_1 ~1ms) et une composante plus lente (τ_2 ~10ms). La figure 2b montre l'augmentation de température ΔT en fonction de la cadence du laser. Pour des taux de répétition supérieurs à 100 Hz, l'accumulation de chaleur dans le matériau organique devient conséquente et mesurable avec une camera infrarouge (étude en cours).

La simulation montre que l'élévation de température peut devenir suffisante pour dépasser le point de transition vitreuse du PMMA (autour de 105 degrés Celsius, sans doute moins pour du PMMA dopé comme ici). Un banc de mesure de thermographie infrarouge est en cours de montage pour compléter cette approche théorique par une validation expérimentale. Nous serons alors en mesure d'étudier, pour la première fois à notre connaissance, l'influence précise de tous les paramètres expérimentaux (cadence, énergie, durée d'impulsion de la pompe, nature du matériau organique, influence de l'effet laser....) sur la température, puis de corréler ces résultats à la vitesse de dégradation des matériaux organiques.

[1] D. W. Samuel and G. A. Turnbull, Chem. Rev. 107, 1272 (2007).
[2] Sébastien Chénais and Sébastien Forget, "Recent advances in solid-state organic lasers" - Polymer International - 61: 390–406 (2012)
[3] H. Rabbani-Haghighi, S. Forget, S. Chenais, and A. Siove, Opt. Lett. 35,1968 (2010).

INDEX DES AUTEURS

Abraham, E. 105
Achkar, J. 149
Aimé, C. 103
Aktas, D. 119
Albert, C. 103
Alibart, Olivier 86
Alibart, Olivier 73, 75
Aljunid, S. 165
Alléaume, R. 92
Alouini, M. 181
Amy-Klein, A. 31, 123, 127, 149, 167, 215
Andia, M. 121
Antoni, T. 79
Argence, B. 31, 123
Auguste, F. 167, 215
Autebert, C. 54
Bachelet, V. 125
Badr, T. 155
Baili, G. 177
Ballin, P. 159
Bancelin, S. 103
Barbay, S. 213
Barbier, M. 52
Barré, N. 171
Barviau, B. 109
Baudon, J. 165
Baudouin, Q. 119
Bäuerle, C. 30
Beaudoin, Gregoire 189, 201, 209
Beaudoin, Gregoire 207
Bencheikh, K. 107, 191
Bercy, A. 31, 127, 149
Besnard, P. 173
Beveratos, A. 81
Biraben, F. 13, 121, 139, 143
Bismut, G. 21
Blandino, Rémi 25
Blandino, Rémi 67
Blin, S. 211
Bloch, D. 60, 145, 159
Boitier, F. 54
Bordé, C. 153
Bouchendira, R. 13, 195
Bouchene, M.A. 62
Boucher, G. 54, 56
Boucher, Y. 173
Braive, R. 79
Briant, T. 79, 84
Briaudeau, S. 153
Brousse, G. 5
Brousseau, C. 183
Brunel, M. 171, 175, 205
Bruno, N. 28
Büchner, M. 23, 141
Cabrera-Guitierez, C. 129
Cadoret, M. 195
Camargo, F. 177
Cambril, E. 201
Caradec, F. 5
Carrat, V. 129
Casagrande, O. 5
Cavaillès, A. 71
Chalus, O. 5
Chanelière, T. 111
Chanteau, B. 31, 123, 149
Chardonnet, C. 31, 123, 149, 153, 167, 215
Chenais, S. 187, 193, 199, 217
Chipaux, M. 58
Chotia, A. 21, 133
Cladé, P. 13, 121, 143
Cohadon, P.-F. 79, 84
Commandre, M. 179
Coolen, L. 77
Coradin, T. 103
Cornet, M. 105
Coudreau, T. 36, 56, 64
Courtois, J. 195
D'auria, V. 86
Dailly, B. 169
Danet, J.-M. 131, 177
Daniault, L. 7
Darquié, B. 31, 123, 153, 167, 215
Daussy, C. 123, 153, 167, 215
De Clercq, E. 131
De Oliveira, R. 60
De Paz, A. 21, 133
Debuisschert, T. 58
Degert, J. 105
Delaye, P. 52, 117
Deleglise, S. 79, 84
Derouault, S. 62
Derycke, C. 5
Devautour, M. 207
Devaux, F. 83
Diallo, A. 135
Diamanti, E. 69
Divlianski, I. 199
Dolfi, D. 177
Douce, T. 64
Douillet, A. 169
Douti, D.-B. 179
Dréau, A. 66
Druon, F. 7
Dubertret, B. 77
Dubessy, R. 137, 155, 161, 163
Dubreuil, N. 117
Ducci, S. 54, 56, 64
Ducloy, M. 2, 145, 165
Dudley, J. 46
Dumeige, Y. 107, 203
Dumont, P. 177
Dutier, G. 165
Dutta, I. 157
Eckstein, A. 54, 56, 64

Eismann, U. 147
El Amili, A. 181
Emile, J. 183, 185
Emile, O. 183, 185
Etesse, Jean 25
Etesse, Jean 67
Fabre, C. 95, 101
Faist, J. 3
Fatome, J. 46
Favero, I. 54, 56
Felinto, D. 60
Ferdinand, P. 33
Féron, P. 203
Filloux, P. 56
Finot, C. 46
Forget, S. 187, 193, 199, 217
Freysz, E. 105
Frisquet, B. 46
Gallais, L. 179
Galopin, E. 54
Galtier, Sandrine 139
Garcia-Sanchez, D. 84
Garnache, Arnaud 189, 201, 209
Garnache, Arnaud 207
Garnache, Arnaud 211
Garnier, J. 40, 115
Garrido Alzar, C. 157
Gauguet, A. 23, 141
Georges, P. 7, 177, 189
Ghalbouni, J. 69
Gillot, J. 23, 141
Gisin, N. 28
Glebov, L. 199
Goncharov, A. 215
Gorceix, O. 21, 133
Gorza, M.-P. 145
Gozhyk, I. 187, 189
Grinberg, P. 107
Guarrera, V. 119
Guellati-Khélifa, S. 13, 121, 127, 143
Guerandel, S. 131, 177
Guerin, W. 119
Guéry-Odelin, D. 11
Guibal, S. 125, 161, 163
Guichard, F. 7
Guidoni, L. 125, 161, 163
Gurov, M. 147
Hache, F. 113
Haddadi, S. 107, 191
Hamel, P. 107
Hammani, K. 46
Hanna, M. 7, 117
Haroche, S. 1
Heidmann, A. 79, 84
Henkel, C. 135
Hermelin, S. 30
Hernandez, P. 123
Herrmann, H. 88
Hilico, A. 9
Hilico, L. 169
Hingant, T. 71, 99
Holleville, D. 177
Huet, V. 203
Issautier, A. 73, 75, 88
Jacques, V. 27, 66, 71, 99
Jacquey, M. 129
Jamonneau, P. 66
Janicot, S. 189
Jannin, R. 143
Javaux, C. 77
Jougla, P. 5
Julien, L. 139
Kaiser, F. 36, 73, 75, 81, 88
Kaiser, R. 119
Kanj, A. 149
Kanseri, Bhaskar 25
Kanseri, Bhaskar 67
Karr, J.-P. 169
Kastberg, A. 73
Keller, A. 56, 64
Kervella, G. 181
Khoury, A. 64
Kibler, B. 40, 46, 109, 115
Kosen, S. 66
Kudlinski, A. 109
Kuhn, A. 79, 84
Kumar, R. 92
Labonté, L. 86
Laburthe-Tolra, B. 21, 133
Lafargue, C. 187
Lafosse, Xavier 207
Lalanne, Philippe 117
Lalanne, Philippe 207
Laliotis, A. 145, 159
Landragin, A. 157
Lantz, E. 83
Laurain, A. 201
Laux, S. 5
Laverdant, J. 77
Le Coq, Y. 31, 123
Le Gouët, J.-L. 111
Le Targat, R. 147
Leang, T. 193, 217
Lebental, M. 187
Lefèvre, Hervé 18
Legratiet, L. 207
Lemaître, A. 54, 56
Leo, G. 54, 56
Lepoutre, S. 23, 141
Letartre, X. 48
Lethiec, C. 77
Levenson, A. 107, 191
Likforman, J.-P. 125, 161, 163
Linget, H. 111
Lodewyck, J. 147
Longchambon, L. 155
Lopez, M. 195
Lopez, O. 31, 123, 127, 149, 215
Lorent, V. 155
Louchet-Chauvet, A. 111
Lucas-Leclin, G. 177, 189
Lureau, F. 5

Maître, A. 77
Makles, K. 79
Manquest, C. 54, 163
Maréchal, E. 21, 133
Martin, A. 28, 75, 81, 88
Mathevet, R. 151, 197
Maurin, I. 145, 159
Maze, J. 66
Mejri, S. 153, 215
Mendonça, L. 113
Mercadier, N. 119
Merloti, K. 155
Meunier, M. 157
Meunier, T. 30
Mhibik, O. 199, 217
Michel, C. 40, 109, 115
Michon, A. 201
Millot, G. 40, 46, 109
Milman, P. 36, 56, 64
Monat, C. 44
Moreau, P.A. 83
Mortier, M. 203
Morvan, L. 111, 177
Mosser, G. 103
Moufarej, E. 159
Mougin-Sisini, J. 83
Myara, Mikhael 207
Myara, Mikhael 211
Myara, Mikhael 201
Myara, Mikhael 209
Neuhaus, L. 84
Nez, F. 13, 121, 139, 143
Ngah, Lutfi Arif 75, 86
Ngah, Lutfi Arif 88
Nguyen Thi Kim, N. 173
Nicolodi, D. 31, 123
Niemiec, R. 183
Oden, J. 117
Orieux, A. 54, 56
Ostrowsky, D. 36
Ott, D. 199
Papadopoulos, D. 7
Paques, M. 51
Pasquiou, B. 21
Passerat De Silans, T. 145
Pedaci, F. 39
Pedri, P. 21, 133, 137
Pelle, B. 9
Perales, F. 165
Pereira Dos Santos, F. 9
Perrin, A. 155
Perrin, H. 137, 155
Peyrade, D. 117
Picozzi, A. 40, 109, 115
Portolan, S. 90
Pottie, P.E. 31, 127, 149, 155
Pruvost, L. 60, 129, 183, 197
Qin, H. 92
Quintin, N. 31, 149
Radier, C. 5
Raineri, F. 107
Randoux, S. 40
Rasoloniaina, A. 203
Rigaldo, T. 163
Rikken, G. 197
Rios Leite, J. 101
Robert-Philip, I. 79
Robyr, J.-L. 147
Roca I Cabarrocas, P. 17
Roch, J.-F. 66, 71, 99
Rohart, S. 99
Romanelli, Marco 205
Romanelli, Marco 171
Rondin, L. 71, 99
Ropars, G. 183
Rovera, D. 149
Sagnes, Isabelle 201, 211
Sagnes, Isabelle 207
Sagnes, Isabelle 107, 177, 189, 209
Saldanha, P. 101
Saminadayar, L. 30
Sangouard, N. 28
Santarelli, G. 31, 123, 149
Scarani, V. 81
Schanne-Klein, M.-C. 103
Schmeissner, R. 95
Schwob, C. 77
Segall, M. 199
Seghilani, M. 207
Sekatski, P. 28
Sellahi, Mohamed 211
Sellahi, Mohamed 201, 209
Sellahi, Mohamed 207
Selmi, F. 213
Sharma, A. 21, 133
Shelkovnikov, A. 167
Shi, C. 147
Simon Boisson, C. 5
Siove, A. 193
Sirven, J.-B. 15
Sohler, W. 88
Sow, P.L.T. 153, 215
Spinicelli, P. 66
Stefani, F. 31, 149
Stoeffler, C. 167
Suret, P. 40
Szymanski, Benjamin 161
Szymanski, Benjamin 163
Tabosa, J. 60, 129
Tackmann, G. 9
Taillandier-Loize, T. 165
Takada, S. 30
Tanzilli, Sébastien 81, 86, 88
Tanzilli, Sébastien 36, 73, 75
Tarucha, S. 30
Teissier, J. 84
Tétienne, J.-P. 71, 99
Thévenin, J. 175
Thew, R. 28
Thiaville, A. 99
Thiel, V. 95
Tokunaga, S.K. 153, 167, 215

Tran, V.Q. 169
Trapateau, J. 169
Trebaol, S. 117
Treps, N. 95
Tsvirkun, V. 97, 187
Tualle-Brouri, Rosa 67
Tualle-Brouri, Rosa 25
Ulysse, C. 187
Vallet, M. 175, 205
Varis De Lesegno, B. 183
Venus, G. 199
Vernac, L. 21, 133
Vernier, A. 81
Viaris De Lesegno, B. 129, 197
Vigué, J. 23, 141
Voisin, A. 183
Walborn, S. 64
Wang, L. 205
Wieck, A. 30
Woytasik, M. 163
Xu, G. 40, 109, 115
Yacomotti, A. 42, 107, 191
Yamamoto, M. 30
Yun, P. 131
Zabkov, I. 159
Zaouter, Y. 7
Zaquine, I. 69
Zerkani, S. 84
Zhao, Z. 217
Zheng, Z. 101
Zhou, M.-K. 9
Zondy, J.-J. 195
Zyss, Joseph 187

Conception - impression : direction de la communication et de l'édition Université Paris 13 - juillet 2013