

# optique

Paris 2013

COLOQ HORIZONS JNOG JRIOA CLUB

## Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique



Villetaneuse, 8-11 Juillet 2013

(COLOQ'13)

# Présentations posters

## Session posters COLOQ - Optique & Information Quantique

P1	<b>Génération de paires de photons corrélés par mélange à quatre ondes dans une fibre microstructurée à cœur liquide</b> <i>M. Barbier et P. Delaye</i> Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud .....	52
P2	<b>Vers une diode laser émettrice de photons jumeaux</b> <i>F. Boitier, C. Autebert, A. Orioux, G. Boucher, A. Eckstein, E. Galopin, A. Lemaître, C. Manquest, I. Favero, G. Leo et S. Ducci</i> Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, CNRS-UMR 7162, .....	54
P3	<b>Génération directe d'états de Bell sur une puce semiconductrice III-V à température ambiante</b> <i>G. Boucher, A. Orioux, A. Eckstein, A. Lemaître, P. Filloux, I. Favero, G. Leo, T. Coudreau, A. Keller, P. Milman et S. Ducci</i> Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire MPQ, CNRS-UMR 7162 .....	56
P4	<b>Ensemble de centres NV du diamant pour l'imagerie magnétique</b> <i>M. Chipaux et T. Debuisschert</i> Thales Research & Technology .....	58
P5	<b>Restitution hors d'axe du moment angulaire orbital stocké dans des atomes froids</b> <i>R. De Oliveira, L. Pruvost, D. Felinto, D. Bloch et J. Tabosa</i> Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco .....	60
P6	<b>Interactions entre impulsions quantifiées et systèmes atomique</b> <i>S. Derouault et M.A. Bouchene</i> Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité - UMR5589 .....	62
P7	<b>Détection d'intrication non-gaussienne par mesure directe de la fonction de Wigner</b> <i>T. Douce, A. Eckstein, S. Walborn, A. Houry, S. Ducci, A. Keller, T. Coudreau et P. Milman</i> Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire MPQ, CNRS-UMR 7162 .....	64
P8	<b>Mesure projective temps réel de spins nucléaires individuels dans le diamant à température ambiante</b> <i>A. Dréau, P. Jamonneau, S. Kosen, P. Spinicelli, J. Maze, J.-F. Roch et V. Jacques</i> Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire - ENS Cachan .....	66
P9	<b>Génération de Peignes en Quadrature par Conditionnements Homodynes</b> <i>J. Etesse, R. Blandino, B. Kanseri et R. Tualle-Brouri</i> Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Université Paris Sud .....	67
P10	<b>Distribution de paires de photons basée sur le multiplexage en longueur d'onde</b> <i>J. Ghalbouni, E. Diamanti et I. Zaquine</i> Telecom ParisTech .....	69
P11	<b>Etude Pompe-Sonde de la Relaxation d'un Spin Electronique Individuel dans un Nanocristal de Diamant</b> <i>T. Hingant, J.-P. Tétienne, L. Rondin, A. Cavaillès, J.-F. Roch et V. Jacques</i> Laboratoire Aimé Cotton, CNRS/Université Paris-Sud/ENS Cachan .....	71
P12	<b>Nuage d'atomes froids de rubidium pour la génération de photons uniques et la téléportation quantique</b> <i>A. Issautier, F. Kaiser, O. Alibart, A. Kastberg et S. Tanzilli</i> Laboratoire de Physique de la Matière Condensée .....	73
P13	<b>A versatile source of polarization entangled photons for quantum network applications</b> <i>F. Kaiser, A. Issautier, L.A. Ngah, O. Alibart, A. Martin et S. Tanzilli</i> Laboratoire de Physique de la Matière Condensée .....	75
P14	<b>Détermination de l'orientation d'un nanoémetteur individuel par analyse en polarisation</b> <i>C. Lethiec, J. Laverdant, C. Javaux, B. Dubertret, C. Schwob, L. Coolen et A. Maître</i> INSP .....	77
P15	<b>Optomécanique avec une membrane à cristal photonique</b> <i>K. Makles, T. Antoni, A. Kuhn, R. Braive, S. Deleglise, T. Briant, P.-F. Cohadon, I. Robert-Philip et A. Heidmann</i> Laboratoire Kastler Brossel .....	79
P16	<b>Cross time-bin photonic entanglement for quantum key distribution</b> <i>A. Martin, F. Kaiser, A. Vernier, A. Beveratos, V. Scarani et S. Tanzilli</i> Group of Applied Physics, University of Geneva .....	81
P17	<b>Mesure spatiale 2-D du paradoxe Einstein-Podolsky-Rosen dans des images de fluorescence paramétrique de type II</b> <i>J. Mougín-Sisini, P.A. Moreau, E. Lantz et F. Devaux</i> FEMTO-ST UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté .....	83
P18	<b>Optomécanique en cavité avec des micromiroirs</b> <i>L. Neuhaus, S. Zerkani, A. Kuhn, J. Teissier, D. Garcia-Sanchez, S. Deleglise, P.-F. Cohadon, T. Briant et A. Heidmann</i> LKB .....	84
P19	<b>Indistinguishable ultra-fast photon pair source for advanced quantum protocols</b> <i>L.A. Ngah, V. D'auria, L. Labonté, O. Alibart et S. Tanzilli</i> Laboratoire de Physique de la Matière Condensée .....	86
P20	<b>High-quality polarization entanglement engineering in standard telecom channels</b> <i>L.A. Ngah, F. Kaiser, A. Issautier, H. Herrmann, W. Sohler, A. Martin et S. Tanzilli</i> Laboratoire de Physique de la Matière Condensée .....	88

P21	<b>Génération de couples de photons hyper-intriqués en microcavités couplées</b> <i>S. Portolan</i> Institute of Atomic and Subatomic Physics, TU Wien .....	90
P22	<b>Saturation Attack on Continuous-Variable Quantum Key Distribution System</b> <i>H. Qin, R. Kumar et R. Alléaume</i> TELECOM ParisTech .....	92
P23	<b>Filtrage et analyse passive de peignes de fréquence pour la métrologie projective à la limite quantique</b> <i>R. Schmeissner, V. Thiel, C. Fabre et N. Treps</i> Laboratoire Kastler Brossel .....	95
P24	<b>Optomécanique dans les cristaux photoniques</b> <i>V. Tsvirkun</i> LPN-CNRS .....	97
P25	<b>Détection optique de la résonance magnétique d'un spin individuel dans le diamant : application à l'imagerie magnétique à l'échelle nanométrique</b> <i>J.-P. Tétienne, T. Hingant, S. Rohart, A. Thiaville, J.-F. Roch et V. Jacques</i> Laboratoire Aimé Cotton, CNRS/Université Paris-Sud/ENS Cachan .....	99
P26	<b>Excitation simultanée de deux atomes par deux photons induite par des états corrélés de la lumière</b> <i>Z. Zheng, P. Saldanha, J. Rios Leite et C. Fabre</i> Laboratoire Kastler Brossel .....	101

### Session posters COLOQ - Optique Non Linéaire Avancée

P27	<b>Mesure du signal de second harmonique généré par des fibrilles de collagène de diamètre variable</b> <i>S. Bancelin, C. Aimé, C. Albert, G. Mosser, T. Coradin et M.-C. Schanne-Klein</i> Laboratoire d'Optique et Biosciences - Ecole Polytechnique - CNRS .....	103
P28	<b>Effet Kerr Téràhertz dans un cristal de Phosphore de Gallium</b> <i>M. Cornet, J. Degert, E. Abraham et E. Freysz</i> LOMA Université Bordeaux 1 .....	105
P29	<b>Lumière lente dans les cristaux photoniques</b> <i>P. Grinberg, Y. Dumeige, P. Hamel, S. Haddadi, A. Yacomotti, I. Sagnes, F. Raineri, K. Bencheikh et A. Levenson</i> Laboratoire de Photonique et de Nanostructures LPN-CNRS .....	107
P30	<b>Formation de Solitons Spectraux Incohérents Lors de La Génération de Supercontinuum en Fibre à Cristaux Photoniques</b> <i>B. Kibler, C. Michel, G. Millot, G. Xu, B. Barviau, A. Kudlinski et A. Picozzi</i> Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne .....	109
P31	<b>Renversement Temporel de Signaux Radiofréquence Transférés sur Porteuse Optique</b> <i>H. Linget, T. Chanellière, L. Morvan, J.-L. Le Gouët et A. Louchet-Chauvet</i> Laboratoire Aimé Cotton CNRS UPR 3321 .....	111
P32	<b>Changements Conformationnels dans les Protéines étudiés par Dichroïsme Circulaire Résolu en Temps</b> <i>L. Mendonça et F. Hache</i> Laboratoire d'Optique et Biosciences .....	113
P33	<b>Solitons Temporels Incohérents et Approche Vlasov</b> <i>C. Michel, B. Kibler, J. Garnier, G. Xu et A. Picozzi</i> Laboratoire de Physique de la Matière Condensée .....	115
P34	<b>Excitation cohérente d'une microcavité non linéaire</b> <i>J. Oden, S. Trebaol, M. Hanna, P. Delaye, P. Lalanne, D. Peyrade et N. Dubreuil</i> Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud .....	117

### Session posters COLOQ - Atomes Froids & Métrologie

P35	<b>Laser aléatoire à atomes froids</b> <i>D. Aktas, Q. Baudouin, N. Mercadier, V. Guarrera, W. Guerin et R. Kaiser</i> Institut Non linéaire de Nice .....	119
P36	<b>Interférométrie Atomique et Oscillations de Bloch dans un Réseau Optique</b> <i>M. Andia, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez et F. Biraben</i> Laboratoire Kastler Brossel .....	121
P37	<b>Transfert de Stabilité de Fréquence du Proche au Moyen Infrarouge</b> <i>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</i> Laboratoire de Physique des Lasers - CNRS .....	123
P38	<b>Cristaux de Coulomb géants multi-espèces, un outil spectroscopique</b> <i>V. Bachelet, J.-P. Likforman, L. Guidoni et S. Guibal</i> Univ Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, UMR 7162 .....	125

P39	<b>Extraction d'un signal Ultrastable sur un lien optique fibré</b> <i>A. Bercy, S. Guellati-Khélifa, P.E. Pottie, A. Amy-Klein et O. Lopez</i> Laboratoire de Physique des Lasers - CNRS .....	127
P40	<b>MOT-2D Collimaté par un mode de Laguerre-Gauss</b> <i>V. Carrat, C. Cabrera-Guitierrez, M. Jacquey, J. Tabosa, B. Viaris De Lesegno et L. Pruvost</i> Laboratoire Aimé-Cotton. CNRS, Univ. Paris-Sud, ENS-Cachan .....	129
P41	<b>Prototypage d'horloge atomique compacte à piégeage cohérent de population</b> <i>J.-M. Danet, P. Yun, S. Guerlandel et E. De Clercq</i> LNE-SYRTE, Systèmes de Référence Temps-Espace, Observatoire de Paris.....	131
P42	<b>Dynamique de spin dans un condensat de Bose en réseau</b> <i>A. De Paz, A. Chotia, A. Sharma, E. Maréchal, P. Pedri, L. Vernac, B. Laburthe-Tolra et O. Gorceix</i> Laboratoire de Physique des Lasers, UMR7538, CNRS et Université Paris 13 .....	133
P43	<b>Excitations de Bogoliubov au bord d'un condensat quasi-1D</b> <i>A. Diallo et C. Henkel</i> Institut für Physik und Astronomie, Universität Potsdam .....	135
P44	<b>Un gas de Bose dans un anneau</b> <i>R. Dubessy, P. Pedri et H. Perrin</i> Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire de Physique des Lasers .....	137
P45	<b>Spectroscopie haute résolution de la transition 1S-3S de l'atome d'hydrogène</b> <i>S. Galtier, F. Nez, L. Julien et F. Biraben</i> Laboratoire Kastler Brossel, UPMC, ENS, CNRS .....	139
P46	<b>Mesures des phases topologiques Aharonov-Casher et He-McKellar-Wilkens par interférométrie atomique</b> <i>J. Gillot, S. Lepoutre, A. Gauguet, M. Büchner et J. Vigué</i> Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité - IRSAMC .....	141
P47	<b>Interférométrie atomique sur un condensat de Bose-Einstein</b> <i>R. Jannin, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez et F. Biraben</i> Laboratoire Kastler Brossel .....	143
P48	<b>Dépendance en température de l'interaction longue distance atome-surface dans les conditions de l'équilibre thermique</b> <i>A. Laliotis, T. Passerat De Silans, I. Maurin, M.-P. Gorza, M. Ducloy et D. Bloch</i> Laboratoire de Physique des lasers .....	145
P49	<b>Comparaison d'horloges à réseau optique strontium</b> <i>J. Lodewyck, C. Shi, U. Eismann, J.-L. Robyr, M. Gurov et R. Le Targat</i> LNE-SYRTE, Observatoire de Paris.....	147
P50	<b>Dissémination d'une fréquence ultrastable par lien optique sur le réseau public de télécommunications</b> <i>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</i> Laboratoire de Physique des Lasers - CNRS .....	149
P51	<b>3 configurations de champs magnétiques pour le ralentissement d'atomes ou de molécules</b> <i>R. Mathevet</i> LNCMI-Toulouse .....	151
P52	<b>Mesure de la constante de Boltzmann par spectroscopie laser : vers une contribution au futur Système International d'unités</b> <i>S. Mejri, P.L.T. Sow, S.K. Tokunaga, S. Briaudeau, C. Chardonnet, C. Bordé, B. Darquié et C. Daussy</i> Laboratoire Physique des Lasers .....	153
P53	<b>Excitations collectives d'un condensat de Bose-Einstein à deux dimensions</b> <i>K. Merloti, R. Dubessy, L. Longchambon, A. Perrin, P.E. Pottie, T. Badr, V. Lorent et H. Perrin</i> Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire de Physique des Lasers .....	155
P54	<b>Gyromètre atomique de très grande aire</b> <i>M. Meunier, I. Dutta, A. Landragin et C. Garrido Alzar</i> LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC .....	157
P55	<b>Spectroscopie Sub-Doppler d'une vapeur confinée en opale</b> <i>E. Moufaredj, P. Ballin, I. Zabkov, I. Maurin, A. Laliotis et D. Bloch</i> Laboratoire de Physique des lasers UNMR CNRS 7538 UP 13.....	159
P56	<b>Cristaux de Coulomb simple couche : ions Sr+ refroidis dans un piège surfacique</b> <i>B. Szymanski, R. Dubessy, S. Guibal, J.-P. Likforman et L. Guidoni</i> Univ Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, UMR 7162.....	161
P57	<b>Ions refroidis par laser dans un pièges surfacique micro-fabriqués</b> <i>B. Szymanski, T. Rigaldo, R. Dubessy, M. Woytasik, C. Manquest, S. Guibal, L. Guidoni et J.-P. Likforman</i> Laboratoire Matériaux et Phenomenes Quantiques, Université Paris VII - CNRS UMR 7162.....	163
P58	<b>Jet d'Argon métastable lent pour l'interférométrie atomique</b> <i>T. Taillandier-Loize, S. Aljunid, G. Dutier, F. Perales, J. Baudon et M. Ducloy</i> Laboratoire de Physique des lasers .....	165

P59	<b>Spectroscopie à Ultra Haute Résolution du Methyltrioxorhénium : vers l'observation de la Non Conservation de la Parité dans les Molécules Chirales</b> <i>S.K. Tokunaga, F. Auguste, C. Stoeffler, A. Shelkownikov, C. Daussy, A. Amy-Klein, C. Chardonnet et B. Darquié</i> Laboratoire de Physique des Lasers Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité .....	167
P60	<b>Métrieologie de H2+ - Avancées théoriques, Source d'ions et Laser de Refroidissement</b> <i>V.Q. Tran, A. Douillet, L. Hilico, J. Trapateau, B. Dailly et J.-P. Karr</i> Laboratoire Kastler Brossel .....	169

## **Session posters COLOQ - Derniers Développements Lasers, Interactions**

P61	<b>Propriétés des zones de dégénérescence dans un laser solide pompé longitudinalement.</b> <i>N. Barré, M. Brunel et M. Romanelli</i> Institut de Physique de Rennes .....	171
P62	<b>Formalisme de la Fonction de Transfert Généralisée appliqué à un laser fibré dopé Erbium à rétroaction distribuée et saut de phase central (QWS-DFB)</b> <i>Y. Boucher, N. Nguyen Thi Kim et P. Besnard</i> Laboratoire FOTON, CNRS UMR 6082 .....	173
P63	<b>Emission synchrone de peignes de fréquences de polarisations orthogonales</b> <i>M. Brunel, J. Thévenin et M. Vallet</i> Institut de Physique de Rennes .....	175
P64	<b>Emission bifréquence d'un laser à semiconducteur en cavité externe à 852 nm pour les horloges atomiques à césium</b> <i>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</i> Laboratoire Charles Fabry .....	177
P65	<b>Résistance au flux laser en régime ultracourt de couches minces d'oxydes, de fluorures et de mixtures d'oxy-fluorures</b> <i>D.-B. Douli, L. Gallais et M. Commandre</i> Institut Fresnel CNRS UMR 7149 - Ecole Centrale Marseille .....	179
P66	<b>Laser Er,Yb autorégulé en bruit d'intensité</b> <i>A. El Amili, G. Kervella et M. Alouini</i> Institut de Physique de Rennes .....	181
P67	<b>Zone Sombre au Centre du Spot D'Arago-Poisson</b> <i>O. Emile, A. Voisin, R. Niemiec, B. Varis De Lesegno, L. Pruvost, G. Ropars, J. Emile et C. Brousseau</i> URU 435 Laboratoire de Physique des Lasers .....	183
P68	<b>Guidage de la Lumière dans un Film de Savon</b> <i>O. Emile et J. Emile</i> URU 435 Laboratoire de Physique des Lasers .....	185
P69	<b>Effets de polarisation dans des micro-lasers à base de polymère dopé par des colorants</b> <i>I. Gozhyk, C. Lafargue, V. Tsvirkun, S. Forget, S. Chenais, C. Ulysse, J. Zyss et M. Lebental</i> LPN-CNRS .....	187
P70	<b>Gestion de la thermique dans les structures actives des lasers VECSELS à 850 nm</b> <i>I. Gozhyk, G. Beaudoin, I. Sagnes, A. Garnache, S. Janicot, P. Georges et G. Lucas-Leclin</i> LPN-CNRS .....	189
P71	<b>Emission directionnelle dans les nano-cavités uniques et couplées à cristal photonique</b> <i>S. Haddadi, K. Bencheikh, A. Yacomotti et A. Levenson</i> Laboratoire de Photonique de Nanostructures LPN-CNRS .....	191
P72	<b>Etude de la polarisation de lasers organiques à cavité verticale</b> <i>T. Leang, S. Forget, A. Siove et S. Chenais</i> université paris 13, laboratoire de physique des lasers .....	193
P73	<b>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</b> <i>M. Lopez, R. Bouchendira, J. Courtois, M. Cadoret et J.-J. Zondy</i> Laboratoire Commun de Métrieologie LCM LNE-CNAM .....	195
P74	<b>Dichroïsme magnétique circulaire pour l'étude du moment angulaire de la lumière</b> <i>R. Mathevet, B. Viaris De Lesegno, L. Pruvost et G. Rikken</i> LNCMI-Toulouse .....	197
P75	<b>Laser organique à cavité externe ultra-compact, monomode spatial et spectral, avec un miroir de Bragg volumique</b> <i>O. Mhibik, S. Forget, S. Chenais, D. Ott, M. Segall, I. Divlianski, G. Venus et L. Glebov</i> université paris 13, Laboratoire de physique des lasers .....	199
P76	<b>Conception, Propriétés et Cohérence des VECSELS monofréquence TEM<sub>00</sub> en pompage électrique</b> <i>A. Michon, A. Laurain, M. Sellahi, G. Beaudoin, E. Cambriel, M. Myara, I. Sagnes et A. Garnache</i> Laboratoire de Photonique et de Nanostructures .....	201
P77	<b>Spectroscopie de micro-résonateurs à modes de galerie dopés Erbium</b> <i>A. Rasoloniaina, V. Huet, M. Mortier, Y. Dumeige et P. Féron</i> Université Européenne de Bretagne, CNRS UMR 6082 FOTON .....	203

P78	<b>Régimes de synchronisation d'un laser bifréquence auto-injecté</b> <i>M. Romanelli, L. Wang, M. Brunel et M. Vallet</i> Institut de Physique de Rennes .....	205
P79	<b>Miroir de Bragg concave à base de cristaux photoniques, pour lasers à semiconducteurs de haute cohérence à cavité externe</b> <i>M. Seghilani, M. Sellahi, M. Devautour, I. Sagnes, G. Beaudoin, X. Lafosse, L. Legratiet, P. Lalanne, M. Myara et A. Garnache</i> IES UMR 5214 .....	207
P80	<b>Laser A Semi-Conducteur A Emission Verticale Sans Mode : Emission Cohérente Large Bande</b> <i>M. Sellahi, I. Sagnes, G. Beaudoin, M. Myara et A. Garnache</i> IES UMR 5214 .....	209
P81	<b>Laser a Semiconducteur a Emission Verticale pour Generation de Modes de Haute Coherence dans la Base Laguerre Gauss</b> <i>M. Sellahi, M. Myara, I. Sagnes, S. Blin et A. Garnache</i> IES UMR 5214 .....	211
P82	<b>Réponse Excitable Rapide et Période Réfractaire dans un Micropilier Laser à Absorbant Saturable</b> <i>F. Selmi et S. Barbay</i> Laboratoire de Photonique et de Nanostructures .....	213
P83	<b>Spectromètre Lasers à Cascade Quantique pour la Métrologie des fréquences et la Spectroscopie moléculaire de haute précision autour 10 <math>\mu\text{m}</math></b> <i>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</i> Laboratoire Physique des Lasers .....	215
P84	<b>Etude des effets thermiques dans un laser organique solide à cavité externe verticale</b> <i>Z. Zhao, T. Leang, O. Mhibik, S. Forget et S. Chenais</i> université paris 13, laboratoire de physique des lasers .....	217

## LASER ALÉATOIRE À ATOMES FROIDS

D. Aktas<sup>1</sup>, Q. Baudouin<sup>1</sup>, N. Mercadier<sup>2</sup>, V. Guarrera<sup>3</sup>, W. Guerin<sup>1</sup>, R. Kaiser<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut Non-Linéaire de Nice, CNRS UMR 7335, F-06560 Valbonne, France.

<sup>2</sup> Saint-Gobain Recherche, 39 quai Lucien Lefranc, 93303 Aubervilliers, France

<sup>3</sup> 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 froids 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 suffisamment 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'interagissant 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 épaisseurs 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.

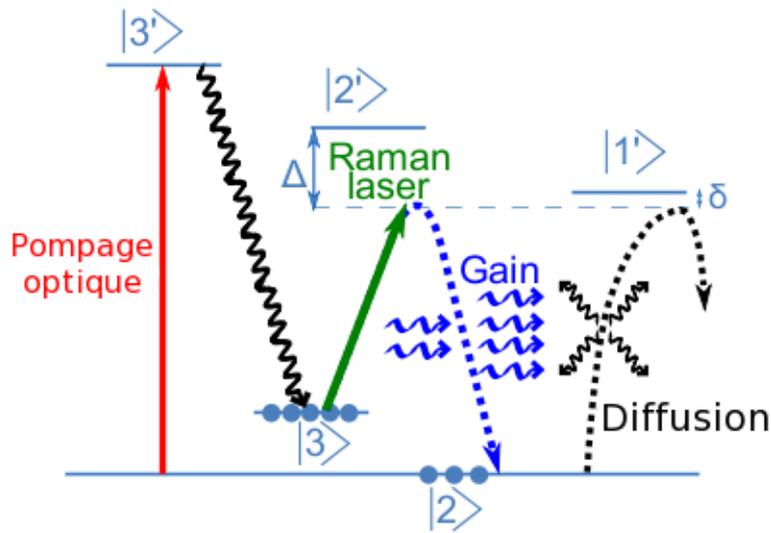


FIGURE 1 : Transition atomique de la ligne D2 du  $^{85}\text{Rb}$  (longueur d'onde  $\lambda = 780 \text{ nm}$ ) pour obtenir un laser aléatoire. Le pompage optique crée une inversion de populations entre les niveaux hyperfins  $|2\rangle$  et  $|3\rangle$ , ce qui permet d'obtenir du gain Raman en désaccordant un laser de  $\Delta$  par rapport à la transition  $|3\rangle \rightarrow |2'\rangle$ . En utilisant  $\Delta = -29 \text{ MHz}$ , la fréquence du gain est alors à la résonance avec la transition fermée  $|2\rangle \rightarrow |1'\rangle$ . Cette transition peut diffuser efficacement et, grâce aux règles de sélection, n'interagit pas avec les faisceaux laser et n'affecte pas le gain Raman.

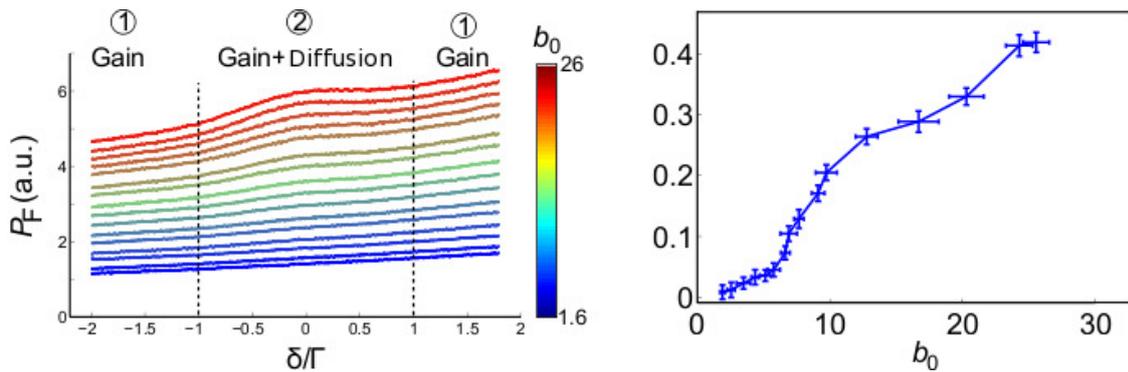


FIGURE 2 : Mesures de la fluorescence. A gauche la fluorescence du nuage pour différentes épaisseurs optiques en fonction du désaccord en unité de  $\Gamma$  (largeur de la transition), à nombre d'atomes constant. L'augmentation générale de la fluorescence provient de l'émission spontanée amplifiée et 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<sup>1</sup>, P. CLADÉ<sup>1</sup>, S. GUELLATI-KHÉLIFA<sup>1,2</sup>, F. NEZ<sup>1</sup>, F. BIRABEN<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire Kastler-Brossel, UMR 8552, Université Pierre et Marie Curie, 4 place Jussieu, 75005 Paris, France

<sup>2</sup> 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  $\alpha$  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  $^{87}\text{Rb}$ ). 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  $\pi$  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  $^{87}\text{Rb}$  et les états  $|g\rangle$  et  $|e\rangle$  correspondent respectivement à  $|F=2\rangle$  et  $|F=1\rangle$  dans le niveau d'énergie  $5^2S_{1/2}$ .

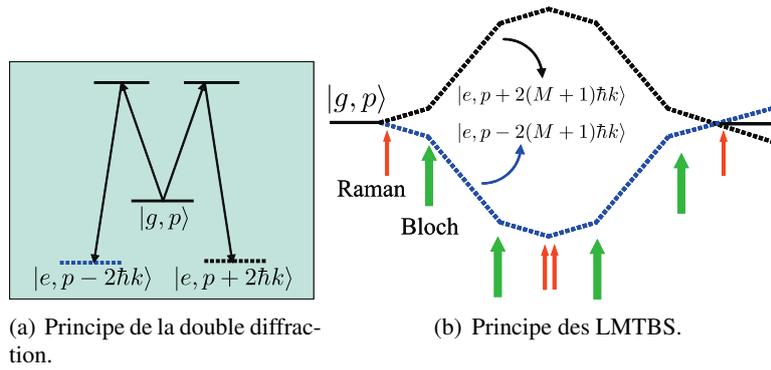


FIGURE 1 : Principe du futur dispositif expérimental. Les états  $|g\rangle$  et  $|e\rangle$  correspondent respectivement à  $|F = 2\rangle$  et  $|F = 1\rangle$  dans la structure hyperfine du  $^{87}\text{Rb}$ .

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  $k = 2\pi/\lambda$  ( $\lambda$  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<sup>1</sup>. 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<sup>2</sup>. 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 "↑" et onde "↓". L'onde "↑" va transformer l'état  $|e, p + 2\hbar k\rangle$  en l'état  $|e, p + (2M+1)\hbar k\rangle$  et l'onde "↓" 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<sup>1</sup>, Bruno Chanteau<sup>1</sup>, Olivier Lopez<sup>1</sup>, Pavel Hernandez<sup>1</sup>, Daniele Nicolodi<sup>2</sup>,  
Giorgio Santarelli<sup>2,3</sup>, Christian Chardonnet<sup>1</sup>, Christophe Daussy<sup>1</sup>, Benoit Darquié<sup>1</sup>, Yann Le  
Coq<sup>2</sup>, Anne Amy-Klein<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> *Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, CNRS, 99 Avenue Jean-Baptiste Clément, 93430 Villetaneuse, France*

<sup>2</sup> *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*

<sup>3</sup> *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](mailto: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  $\mu\text{m}$  est asservi en phase sur un signal optique ultra-stable à 1,54  $\mu\text{m}$ , avec une stabilité relative de fréquence meilleure que  $4 \times 10^{-14}$  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  $8 \times 10^{-13}$ .

**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  $\mu\text{m}$  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  $\mu\text{m}$  est générée en asservissant un laser fibré sur une cavité

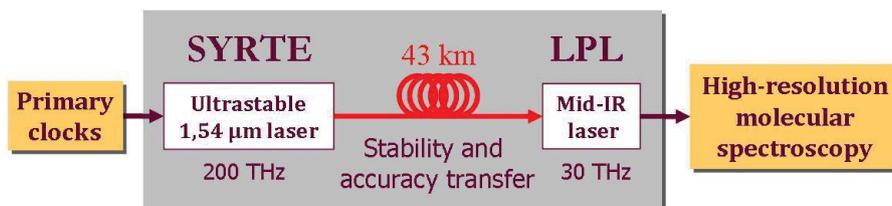


Fig. 1 : Schéma de principe du transfert de fréquence dans le moyen infrarouge.

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  $2 \times 10^{-15}$  à 1 s et  $1 \times 10^{-14}$  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  $1 \times 10^{-15} \tau^{-1}$  [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<sub>2</sub> 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<sub>2</sub> asservi indépendamment sur une transition de la molécule OsO<sub>4</sub> [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  $4 \times 10^{-14}$  à 1 s et atteignant  $1 \times 10^{-14}$  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<sub>4</sub> avec une incertitude à l'état de l'art de 24 Hz, soit  $8 \times 10^{-13}$  en valeur relative. Nous sommes en train d'adapter ce dispositif à un laser à cascade quantique (QCL) émettant également à 10  $\mu\text{m}$  avec une plage d'accordabilité de l'ordre de 30 nm (100 GHz) soit environ mille fois plus que les lasers CO<sub>2</sub>. Ce laser nous donnera alors accès aux régions spectrales situées entre les raies des lasers CO<sub>2</sub> 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  $\mu\text{m}$  sur un signal optique ultra-stable à 1,54  $\mu\text{m}$  à un niveau de stabilité meilleur que  $4 \times 10^{-14}$  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  $\mu\text{m}$ .

### RÉFÉRENCES

- [1] A. Shelkownikov 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<sub>2</sub> 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.

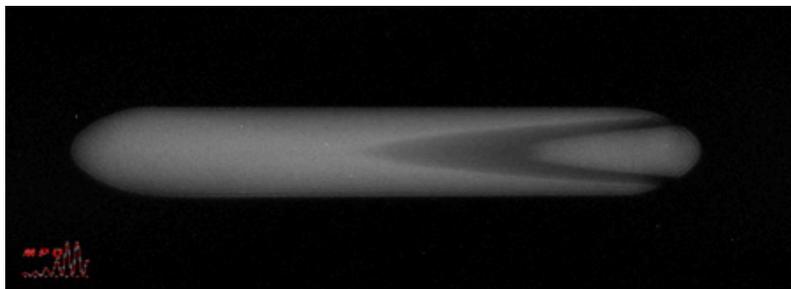


Image de fluorescence d'un cristal d'ions  $Sr^+$  piégés et refroidis par laser. Les différents isotopes naturels sont séparés grâce à la raideur du piège dépendant de la masse et à la pression de radiation différentielle exercées par des lasers de refroidissement distincts. On distingue les couches 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  $^{86}\text{Sr}^+$  refroidis sympathiquement par des ions  $^{88}\text{Sr}^+$  eux-même refroidis par laser. Les ions  $^{86}\text{Sr}^+$  sont ainsi sondés indépendamment du refroidissement. Cette méthode permet une mesure du décalage isotopique des niveaux 5P et 4D de  $\text{Sr}^+$ , 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  $\text{SrH}^+$  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  $\text{Sr}^+$  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  $\text{Sr}^+$  Coulomb crystal, *Proc. SPIE 7727*, 2010, pp. 77270T

## EXTRACTION D'UN SIGNAL ULTRASTABLE SUR UN LIEN OPTIQUE FIBRE

Anthony Bercy<sup>1,2</sup>, Saida Guellati-Khélifa<sup>3</sup>, Paul-Eric Pottie<sup>2</sup>, Anne Amy-Klein<sup>1</sup>, Olivier Lopez<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, CNRS, 99 Avenue Jean-Baptiste Clément, 93430 Villetaneuse, France*

<sup>2</sup> *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*

<sup>3</sup> *Laboratoire Kastler-Brossel, UPMC, ENS, CNRS, 4 place Jussieu, case 74, 75005 Paris, France*

[anthony.bercy@univ-paris13.fr](mailto: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

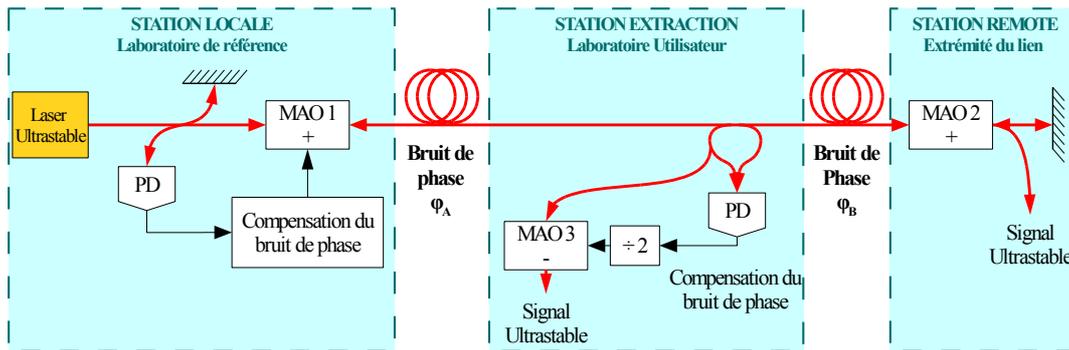


Fig. 1 : Lien optique avec la station locale permettant une correction active du bruit de phase cumulé sur la fibre optique et son dispositif d'extraction en ligne. PD : Photodiode, MAO : Modulateur Acousto-Optique.

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

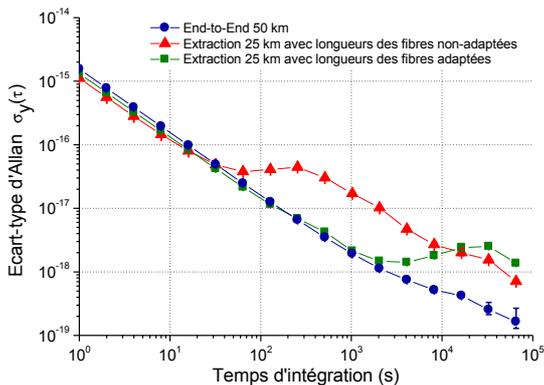


Fig. 2 : Stabilité relative de fréquence obtenue pour un lien de 2x25 km sur bobines, avec dispositif d'extraction (Rouge – Triangle) et sa version améliorée (Vert – Carré) en accord avec le lien principal (Bleu – Rond).

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 :  $1,5 \times 10^{-15}$  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<sup>1</sup>, Citlali Cabrera-Guitierrez<sup>1</sup>, Marion Jacquy<sup>1</sup>, José W Tabosa<sup>2</sup>, Bruno Viaris de Lesegno<sup>1</sup>, Laurence Pruvost<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire Aimé-Cotton. CNRS, Univ. Paris-Sud, ENS-Cachan F-91405, Orsay, France

<sup>2</sup>Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco, 50.670-901 Recife, PE, Brazil

[laurence.pruvost@u-psud.fr](mailto: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  $^{87}\text{Rb}$  montre un gain de  $\sim 200$ .

### 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  $\ell$  est un entier et  $\theta$  l'angle azimutal du faisceau laser.  $\ell$  est aussi l'ordre du mode LG obtenu. Le SLM, adressé par un ordinateur, permet de changer l'ordre  $\ell$  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,  $\ell$  son ordre et  $\phi$  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  $\delta$  est le désaccord à résonance du mode,  $\Gamma$  la largeur naturelle du niveau  $p3/2$  et  $I_s$  l'intensité de saturation de la transition. Comme  $I_{\max}$  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  $U_\ell$  varie comme  $P/\delta \times \ell^{1/2}/\phi^2$ . Avec  $P=300$  mW,  $\phi=0.8$  mm et  $\delta=6$  GHz on a  $U_6=1600$   $\mu$ K.

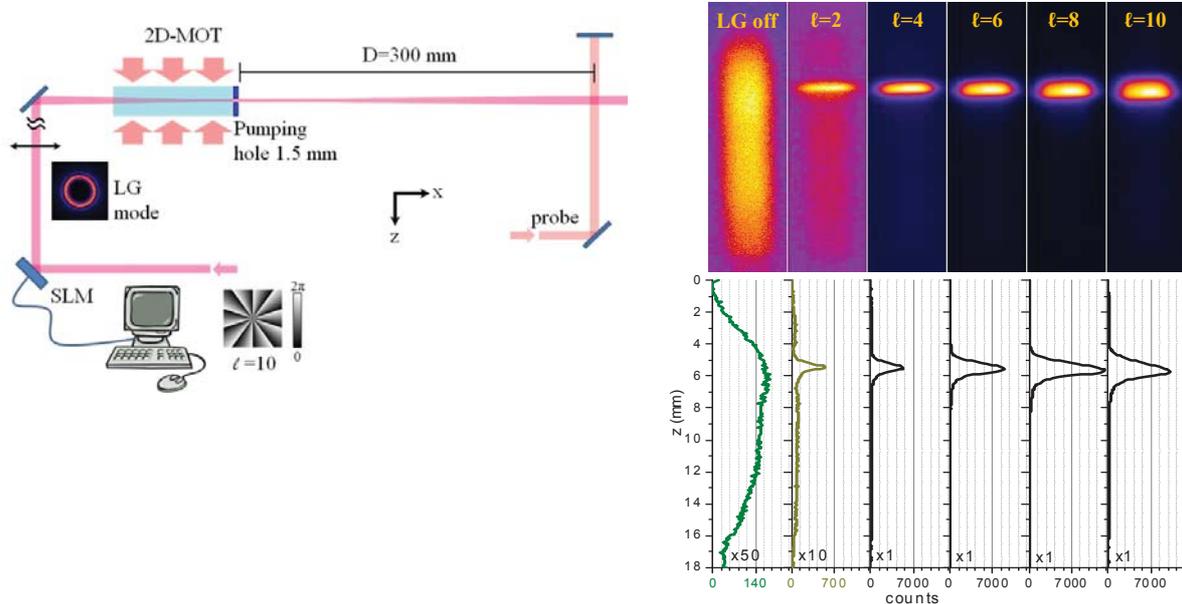


Fig. 1 : à gauche : montage expérimental. A droite : images des atomes prises dans la sonde, en propagation libre ('LG off') et pour des modes LG avec  $\ell=2$  à 10 et  $\delta=6$  GHz. En bas les profils des densités correspondants avec éventuellement des grossissements d'échelles.

### 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  $\ell$  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  $\ell$  augmente. L'optimum est obtenu pour  $\ell=8$ . 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  $\ell=6$  et  $\delta$  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. Auccouturier, 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  $3.2 \times 10^{-13}$  à 1 s et descend jusqu'à  $3.4 \times 10^{-14}$  à 100 s.

**MOTS-CLEFS :** *Temps-fréquence, horloge atomique, piégeage cohérent 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  $\Lambda$ ,  $\sigma\sigma^+$ ) 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  $\Lambda$ , 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.

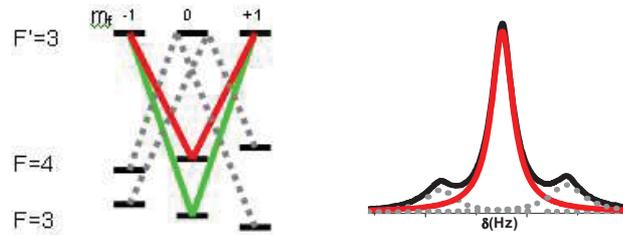


Fig. 1 : Gauche : Schéma des transitions impliquées.  $F=3$  et  $F=4$  ( $F'=3$ ) niveaux hyperfins de l'état fondamental (excité) du Cs, en vert et rouge le schéma double  $\Lambda$ , pointillés transitions  $\Delta m = 2$ . Droite : Signal CPT observé (noir), transition 0-0 (rouge) et  $\Delta m = 2$  (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 fréquence d'horloge (figure 2, en rouge).

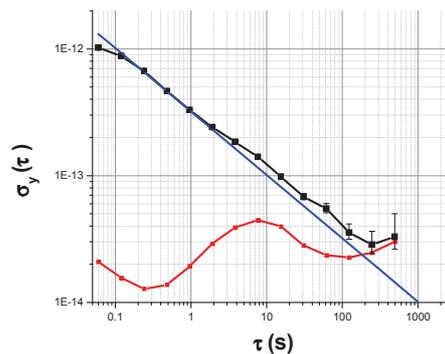


Fig. 2 : Ecart-type d'Allan : Noir stabilité de l'horloge. Bleu : Contribution calculée de l'effet Dick. Rouge : contribution des fluctuations de puissance laser.

### 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  $3.2 \times 10^{-13}$  à 1 s et  $3.4 \times 10^{-14}$  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 Interval conf., pp. 133-147, 1987.

**DYNAMIQUE DE SPIN DANS UN CONDENSAT DE BOSE EN RESEAU**

**A. De Paz<sup>2,1</sup>, A. Chotia<sup>1,2</sup>, A. Sharma<sup>1,2</sup>, E. Maréchal<sup>1,2</sup>, P. Pedri<sup>2,1</sup>, L. Vernac<sup>1,2</sup>,  
B. Laburthe-Tolra<sup>1,2</sup> et O. Gorceix<sup>2,1</sup>**

<sup>1</sup> *Laboratoire de Physique des Lasers, UMR CNRS 7538, Université Paris 13, F-93430  
Villetaneuse, France*

<sup>2</sup> *Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, F-93430  
Villetaneuse, France*

[olivier.gorceix@univ-paris13.fr](mailto: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 apparaît 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 Poissonnienne. 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.

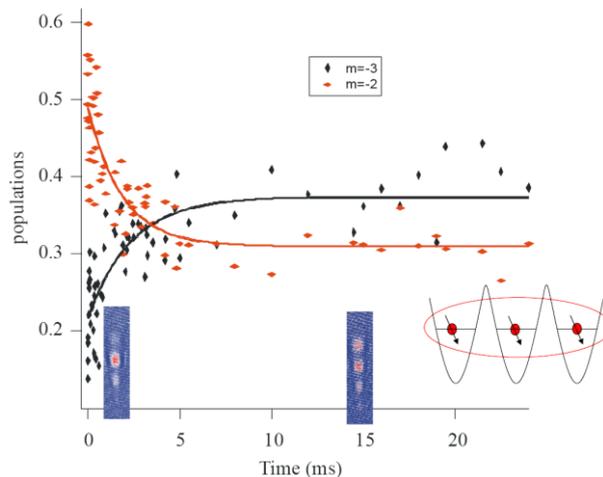


Fig. 1 Evolution des populations dans les états -2 et -3 induite par les interactions dipolaires intersites dans un réseau 3D. Nous préparons le système en sorte que les sites contiennent au plus un atome et qu'il soit majoritairement dans l'état  $m = -2$ . Nous suivons au cours du temps l'évolution 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]

$$\begin{aligned} -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 u + (V + 2g|\phi|^2 - \mu)u + g\phi^2 v &= Eu, \\ -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 v + (V + 2g|\phi|^2 - \mu)v + g\phi^{*2}u &= -Ev. \end{aligned} \quad (1)$$

Ici,  $u$  et  $v$  sont les amplitudes de l'excitation,  $E$  est son énergie,  $\phi$  est le paramètre d'ordre du condensat,  $V$  un potentiel de confinement,  $\mu$  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

$$E = \hbar k \sqrt{c^2 + (\hbar k/2m)^2}, \quad (2)$$

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 développement du potentiel

$$V(z) \approx \mu - Fz, \quad (3)$$

de sorte que les solutions dans la zone diluée ( $z < 0$ ) sont données par des fonctions d'Airy  $\text{Ai}[(E/F - z)/\ell]$  avec une échelle de longueur caractéristique  $\ell = (\hbar^2/2mF)^{1/3}$ . A titre d'exemple,  $\ell \approx 0.3 \mu\text{m}$  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  $\theta$ . Dans les unités naturelles du problème, on trouve alors

$$-\frac{d^2 u}{dz^2} + [E - k^2(z)]u + Lv = Eu, \quad -\frac{d^2 v}{dz^2} + \kappa^2(z)v = -Lv, \quad (4)$$

où les potentiels adiabatiques sont donnés par

$$\left. \begin{array}{l} k^2(z) \\ \kappa^2(z) \end{array} \right\} = \sqrt{E^2 + |\phi|^4 \pm (z - 2|\phi|^2 - (\frac{1}{2}\theta')^2)}. \quad (5)$$

L'opérateur  $L$  donne lieu à un couplage non-adiabatique :

$$(Lu)(z) = \frac{d}{dz}(\theta'(z)u(z)) - \frac{1}{2}\theta''(z)u(z) \quad (6)$$

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 localisés 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  $\lambda_n$  au-dessus de zéro :

$$-\frac{d^2v_n}{dz^2} + \kappa^2(z)v_n = \lambda_nv_n \quad (7)$$

On montre même que  $\lambda_n \geq E$  (voir figure 1).

Un exemple pour le mode  $u(z)$  est représenté 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  $z \rightarrow \infty$  :  $-k^2(z) \sim -E^2/(2z)$ . 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.

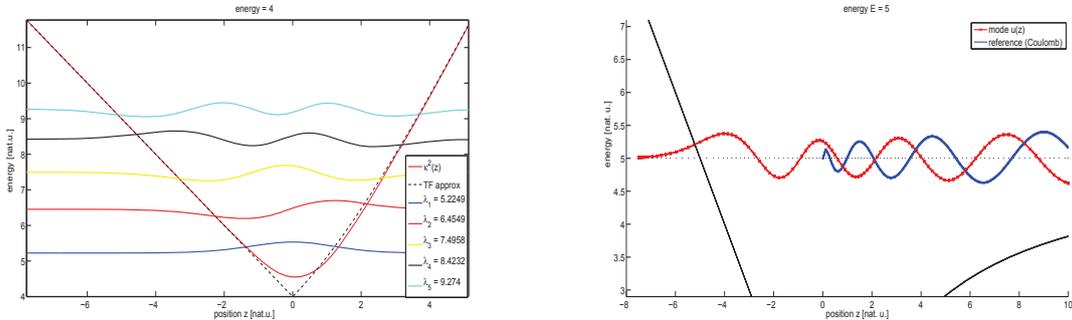


FIG. 1 : (à gauche) États virtuels localisés dans un potentiel de type Hartree-Fock au bord d'un condensat. (à droite) Mode de Bogoliubov  $u(z)$  (rouge avec symboles) qui rejoint une onde de type phonon profondément dans le condensat (se trouvant dans la zone  $0 \leq z$ ). En bleu : solution au seuil 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 :

$$V_{\text{ext}}(r, \theta, z) = \frac{M}{2} (\omega_r^2 (r - r_0)^2 + \omega_z^2 z^2), \quad (1)$$

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  $(r, \theta, z)$ . 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  $(r, \theta)$ . Il est donc judicieux d'introduire les nombres quantiques  $\ell$  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 :

$$E_{\ell, n_z} \psi_{\ell, n_z}(r) = \left[ -\frac{\hbar^2}{2M} \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{\ell^2}{r^2} \right) + \frac{M}{2} \omega_r^2 (r - r_0)^2 + \hbar \omega_z \left( n_z + \frac{1}{2} \right) \right] \psi_{\ell, n_z}(r), \quad (2)$$

et comprend notamment l'effet de la force centrifuge sur le système lorsque le moment cinétique est non nul.

Par la suite nous supposons 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 :

$$E_{n_r, \ell, n_z} = \hbar \omega_r n_r + \frac{\hbar^2 \ell^2}{2M r_0^2} + \hbar \omega_z n_z, \quad (3)$$

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<sup>1</sup> [1] :

$$N = \zeta(5/2) \frac{2\pi r_0}{\lambda_c} \left( \frac{k_B T_c}{\hbar \bar{\omega}} \right)^2 \quad (4)$$

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  $k_B T_c \gg \hbar \omega_r, \hbar \omega_z, \frac{\hbar^2}{2M r_0^2}$

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 :

$$N = \zeta(3/2) \frac{2\pi r_0}{\lambda_c} \frac{k_B T_c}{\hbar \omega_r} \quad (5)$$

estimée en prenant en compte de manière semi-classique les degrés de liberté ( $r, \theta$ ). 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,  $\ell$  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

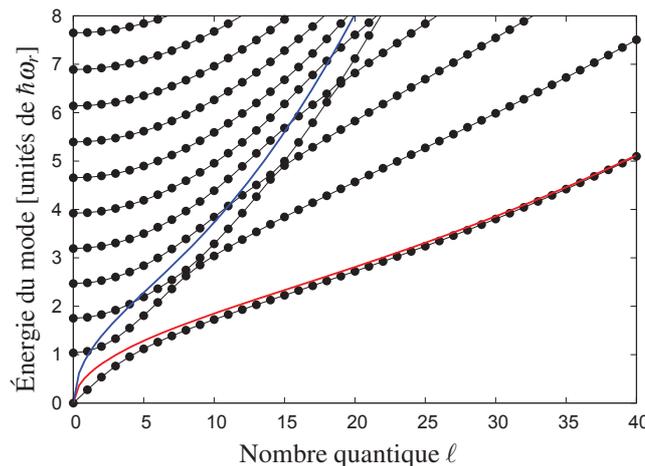


FIGURE 1 : Spectre d'un gaz de bosons en présence d'interactions, dans un piège en anneau bi-dimensionnel. La structure des modes est complexe, les différentes branches correspondant à des excitations radiales. Les courbes bleue et rouge correspondent aux branches attendues pour des modes se propageant à la surface.

présente plusieurs branches et l'étude de la branche de plus basse énergie montre<sup>2</sup> 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 RÉOLUTION DE LA TRANSITION 1S-3S DE L'ATOME D'HYDROGÈNE

S. Galtier<sup>1</sup>, F. Nez<sup>1</sup>, L. Julien<sup>1</sup> et F. Biraben<sup>1</sup>

<sup>1</sup> 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 précisément 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 ( $\vec{B}$ ). Le champ électrique motionnel induit ( $\vec{V} \times \vec{B}$ ) dépend de la vitesse des atomes ( $\vec{V}$ ). 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  $\vec{B}$  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<sub>2</sub> 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<sub>205</sub>. La source laser à 266 nm est réalisée par un laser YAG continu doublé en fréquence

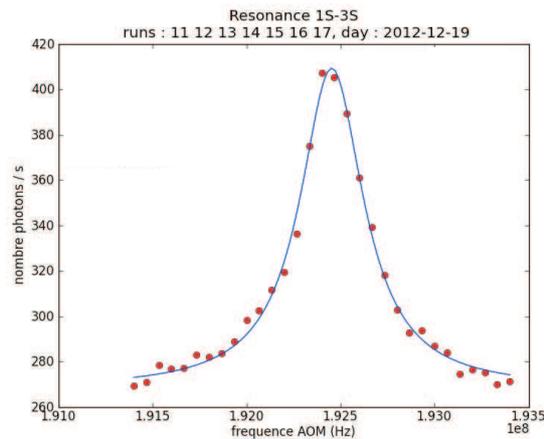


FIG. 1 : Transition 1S-3S de l'hydrogène excitée avec un laser continu à 205 nm. En ordonnée la fluorescence 3S-2P à 656 nm en fonction de la fréquence du laser TiSa balayée à l'aide d'un modulateur acousto-optique.

(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<sub>205</sub> 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<sub>205</sub>, 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 dispositif, 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](mailto: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 Aharonov-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. Tréneç 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<sup>1</sup>, P. Cladé<sup>1</sup>, S. Guellati-Khélifa<sup>2</sup>, F. Nez<sup>1</sup>, F. Biraben<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Laboratoire Kastler Brossel, Université Pierre et Marie Curie, Ecole Normale Supérieure, CNRS, 4 place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05, France*

<sup>2</sup> *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.

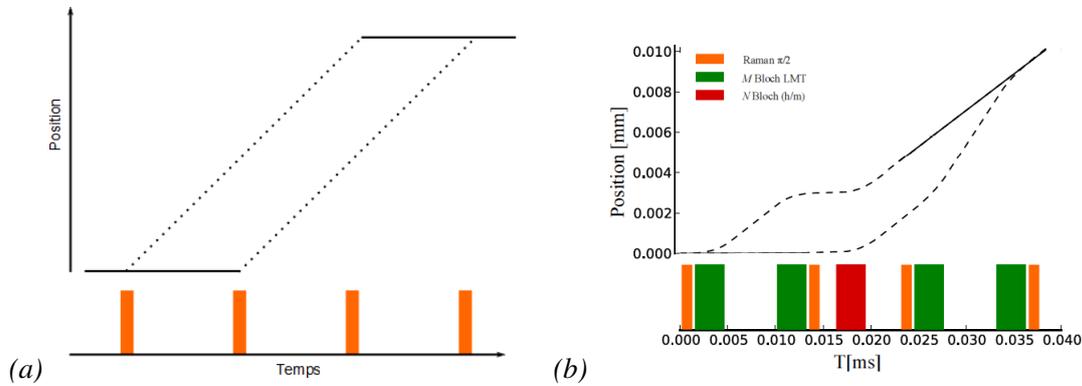


FIGURE 1 : (a) : schéma d'un interféromètre atomique. La superposition d'états est préparée grâce à l'utilisation d'impulsions Raman  $\pi/2$  (orange). Les lignes pleine et pointillée représentent des états internes différents. Une différence de vitesse de  $2v_r$  a été transférée entre ceux-ci. (b) : 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<sup>1</sup>, Thiery Passerat de Silans<sup>1,2</sup>, Isabelle Maurin<sup>1</sup>,

Marie-Pascale Gorza<sup>1</sup>, Martial Ducloy<sup>1</sup>, Daniel Bloch<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique des Lasers, UMR CNRS 7538, Université Paris 13,  
93430 Villetaneuse, France

<sup>2</sup> 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  $\mu\text{m}$  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  $k_B T$ , d'où des effets de température pour les atomes qui possèdent des couplages dipolaires dans cette gamme d'énergie (infrarouge "thermique",  $\sim 50 \mu\text{m}$  pour  $T \sim 300 \text{ K}$ ).

### 3. REALISATION EXPERIMENTALE

Les résultats que nous rapportons ici sont obtenus par spectroscopie de réflexion sélective sur la raie ( $\lambda = 672 \text{ nm}$ ) de Cs ( $6P_{1/2} \rightarrow 7D_{3/2}$ ) permettant essentiellement de sonder - à une distance à la paroi  $\sim \lambda/2\pi \approx 100 \text{ nm}$  - 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  $12.1 \mu\text{m}$  et la transition dipolaire  $7D_{3/2} \rightarrow 5F_{5/2}$  à  $10,8 \mu\text{m}$ , alors que les émissions virtuelles de Cs( $7D_{3/2}$ ) vers Cs( $8P$ ) à  $29$  et  $39 \mu\text{m}$  correspondent à des couplages non résonnants pour le saphir. Ceci impose des conditions expérimentales avec des températures inhabituellement élevées, en pratique jusque  $1000 \text{ K}$ . Une série antérieure d'expériences sur Cs ( $8P_{3/2}$ ) et une surface de  $\text{CaF}_2$  [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.

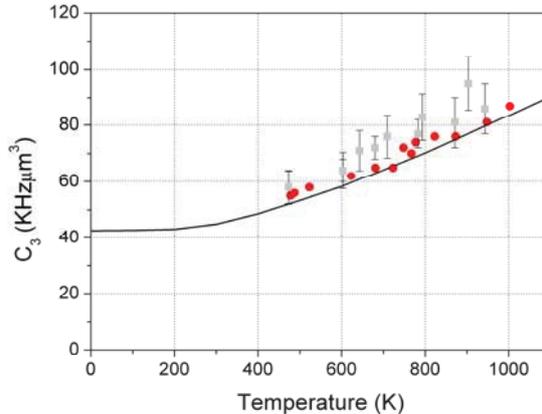


Fig. 1 : Mesures expérimentales et prédictions théoriques pour le coefficient  $C_3$  de l'interaction entre Cs( $7D_{3/2}$ ) et une surface de saphir en fonction de la température. Les points en rouge représentent des mesures sur une fenêtre en saphir "superpoli". Les carrés gris correspondent à des 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  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{BaF}_2$  and  $\text{Al}_2\text{O}_3$ : 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  $\mu$ K. 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 :

$$\Delta f_{\text{Sr}}/f_{\text{Sr}} = 1,2 \times 10^{-16} \pm 0,2 \times 10^{-16} \text{ (stat)} \pm 1,6 \times 10^{-16} \text{ (syst)}.$$

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  $3,1 \times 10^{-16}$  :

$$f_{\text{Sr}} = 429228004229873,10 \pm 0,05 \text{ (stat)} \pm 0,12 \text{ (syst)} \text{ Hz}$$

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  $10^{-17}$ .

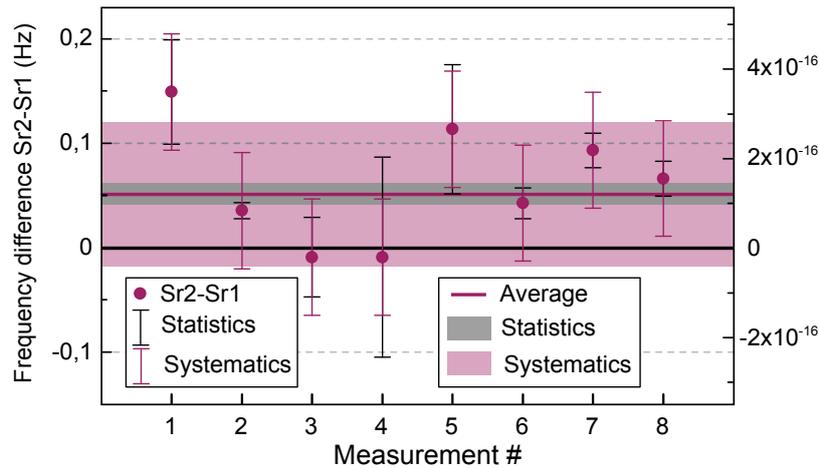


FIGURE 1 : Comparaison entre deux horloges à réseau optique strontium. Les horloges à réseau optique offrent une très bonne résolution statistique, au niveau de quelques  $10^{-17}$  après quelques heures d'intégration (barres d'erreur noires)

### 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<sup>1</sup>, P.E. Pottie<sup>2</sup>, F. Stefani<sup>2</sup>, A. Bercy<sup>1</sup>, B. Chanteau<sup>1</sup>, A. Kanj<sup>2</sup>, D Rovera<sup>2</sup>, J. Achkar<sup>2</sup>, N. Quintin<sup>1</sup>, Ch. Chardonnet<sup>1</sup>, A. Amy-Klein<sup>1</sup> and G. Santarelli<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> *Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, CNRS, 99 Avenue Jean-Baptiste Clément, 93430 Villetaneuse, France*

<sup>2</sup> *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*

<sup>3</sup> *Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences, UMR 5298 Université de Bordeaux I, Institut d'Optique and CNRS, 351 cours de la Libération, 33405 Talence, France*

[amy@univ-paris13.fr](mailto: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  $5 \times 10^{-15}$  pour un temps de mesure de 1 s et de  $6 \times 10^{-19}$  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,

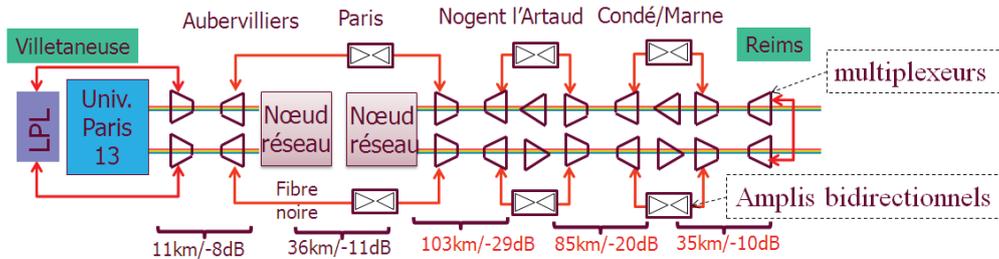


Fig. 1 : lien optique de 540 km (dont 470 km sur réseau Internet) entre le LPL et Reims, et retour.

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].

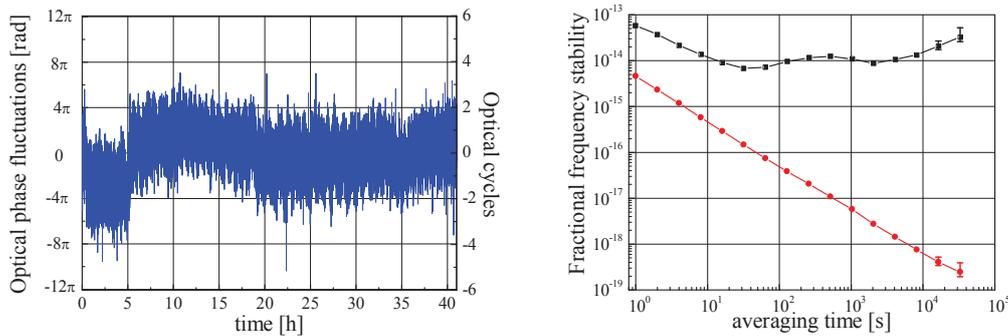


Fig. 1 : A gauche : Fluctuations de phase résiduelles du lien optique compensé de 540-km; à droite : Instabilités de fréquences du lien libre (carrés noir) et compensé (ronds rouges)

### 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<sup>1</sup>

<sup>1</sup> 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 ( $\simeq 10^{5-7} \text{ ms}^{-2}$ ). 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.

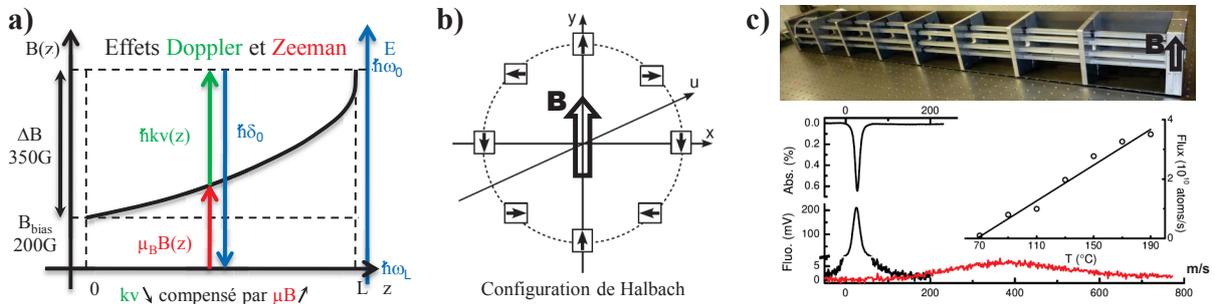


FIGURE 1 : a) Le profil du champ est calculé pour que la diminution de l'effet Doppler (vert) soit compensée par l'augmentation de l'effet Zeeman (rouge). b) Le champ est généré par 8 barres de NdFeB de section  $6 \times 6 \text{ mm}^2$  en configuration Halbach. c) Dispositif expérimental ; flux typique de Rubidium :  $10^{10}$  atomes/s @  $30 \text{ m/s}$ .

#### 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  $B(x,t) = B_0 \cos[2\pi(x/\Lambda - vt)]$ . En principe toute particule possédant un moment magnétique  $\mu$  est alors soumise à un potentiel qui se déplace à la vitesse  $v = \Lambda v$  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  $\nu$  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, Villestaneuse), 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 premiers résultats encourageants en utilisant les pièces du circuit magnétique de deux transformateurs audio légèrement usinés pour ménager un entrefer (Fig. 2).

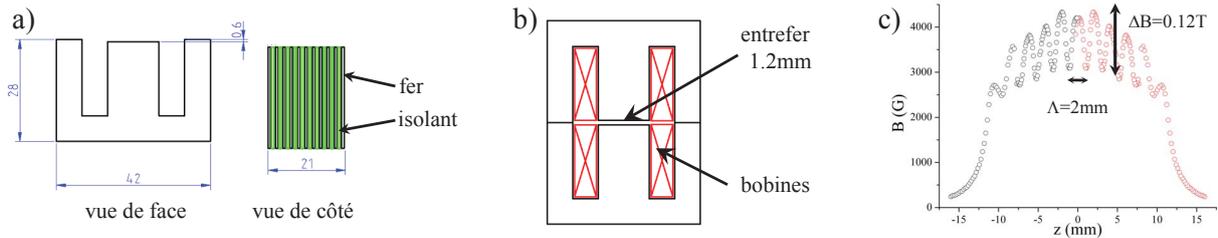


FIGURE 2 : a) empilement de couches de 1 mm d'épaisseur d'isolant et de tôles en forme de E issues d'un transformateur audio. b) Assemblage tête-bêche de 2 empilements. c) Profil de champ mesuré pour  $I = 5$  A.

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.

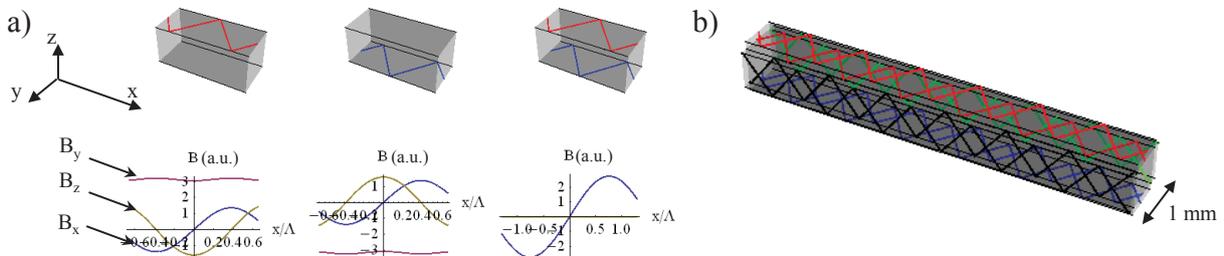


FIGURE 3 : a) Champs magnétiques produits par deux pistes (rouge et bleue) sur des faces opposées. b) Assemblage complet sur 4 côtés. Chaque côté comporte une piste sur chaque face, décalées d'une demie période permettant l'aller et le retour du courant.

## 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<sup>1</sup>, P. L. T. Sow<sup>1</sup>, S. K. Tokunaga<sup>1</sup>, S. Briauudeau<sup>2</sup>, C. Chardonnet<sup>1</sup>, Ch. J. Bordé<sup>1</sup>, B. Darquié<sup>1</sup>, and C. Daussy<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique des Lasers Université Paris13, Sorbonne Paris cité, CNRS, F-93430 Villetaneuse, France

<sup>2</sup> 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

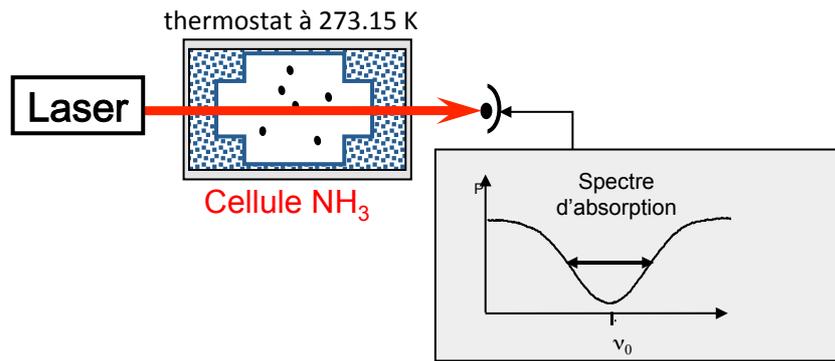
L'unité de température, le kelvin, est définie depuis 1954 à partir de la température du point triple de l'eau. Il serait souhaitable de redéfinir cette unité à partir d'une constante fondamentale de la physique (la constante de Boltzmann  $k_B$ ) dont on fixerait la valeur. Depuis quelques années nous 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 largeur 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 profil 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 :

$$\frac{\Delta v_D}{v_0} = \sqrt{\frac{2k_B T}{mc^2}} \quad (1)$$

avec  $v_0$  la fréquence centrale du profil d'absorption,  $\Delta v_D$  la demi-largeur à 1/e du profil Doppler,  $c$  la vitesse de la lumière,  $T$  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 profil 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 profil 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 inférieure 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 une incertitude inférieure à 10 ppm les effets systématiques liés à la non-linéarité de la chaîne 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.

### RÉFÉRENCES

- [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  $NH_3$  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<sup>1</sup>, L. Longchambon<sup>1</sup>, R. Dubessy<sup>1</sup>, A. Perrin<sup>1</sup>, P-E. Pottie<sup>2</sup>, T. Badr<sup>1</sup>, V. Lorent<sup>1</sup> and H. Perrin<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse, France*

<sup>2</sup> *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  $2 \times 10^5$  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

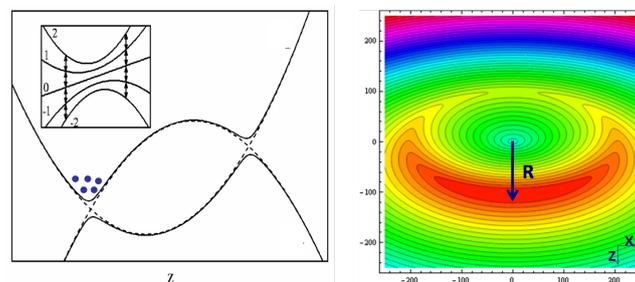


FIG. 1 : À gauche : évolution du potentiel adiabatique en fonction de l'altitude. À droite : équipotentielle adiabatique dans le piège quadrupolaire d'axe  $z$ . Les atomes sont entraînés par la gravité au fond de l'ellipsoïde.

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].

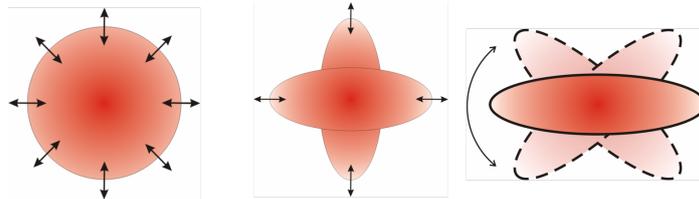


FIG. 2 : De gauche à droite : mode monopolaire, quadrupolaire et ciseau.

## Références

- [1] Dubessy, R. and Merloti, K. and Longchambon, L. and Pottier, 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 Pottier, 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<sup>1</sup>, Indranil Dutta<sup>1</sup>, Carlos Garrido Alzar<sup>1</sup>, Arnaud Landragin<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Systèmes de Référence Temps-Espace, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris France

[matthieu.meunier@obspm.fr](mailto: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 cm<sup>2</sup>, 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 cm<sup>2</sup>. 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  $\mu$ K. 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 recombinaison 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  $\Omega$  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.

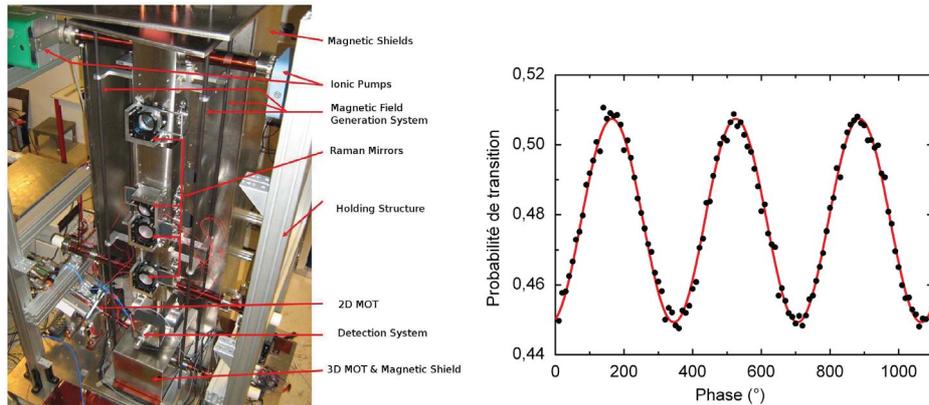


Fig. 1 & 2 : Le Gyromètre et un signal de franges atomiques (Probabilité de transition vers  $F=4$ )

### 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 (accélération, rotations) mais sensible à toutes les autres sources de bruit. Le bruit de phase limite mesuré est alors de **30 mrad.Hz<sup>-1/2</sup>** ce qui conduit à une sensibilité limite pour la rotation de **2.10<sup>-10</sup> 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 mm<sup>2</sup> 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 cm<sup>2</sup>**. 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<sup>3</sup> 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. Viridis, A. Clairon, N. Dimarcq, Ch. J. Bordé, 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 CONFINÉE EN OPALE

E. Moufarej<sup>1</sup>, P. Ballin<sup>1</sup>, I. Zabkov<sup>2</sup>, I. Maurin<sup>1</sup>, A. Laliotis<sup>1</sup>, D. Bloch<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse, France

<sup>2</sup> P.N. Lebedev Physics Institute, Russian Academy of Sciences, 53 Leninsky Prospekt, Moscow 119991, Russia

[daniel.bloch@univ-paris13.fr](mailto: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 ( $\geq 10 \mu\text{m}$ ), même si une contribution spécifique des atomes lents semble diminuer cet élargissement [4].

### 2. EXPERIENCES DE SPECTROSCOPIE AVEC DES OPALES

Éliminer 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 ou 20 couches de billes de  $1 \mu\text{m}$  (et  $400 \text{ nm}$ ) 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 ( $\lambda_1 = 894 \text{ nm}$ ,  $\lambda_2 = 852 \text{ nm}$ ) [7], ont été étendues à la seconde raie de résonance ( $\lambda = 455 \text{ nm}$ ). 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  $\lambda^3$ ). 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 $\text{Sr}^+$ REFROIDIS DANS UN PIÈGE SURFACIQUE.

B. Szymanski<sup>1</sup>, R. Dubessy<sup>1,2</sup>, S. Guibal<sup>1</sup>, J.-P. Likforman<sup>1</sup>, L. Guidoni<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Univ Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, UMR 7162, Bat. Condorcet, 75205 Paris Cedex 13, France

<sup>2</sup> 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  $500 \mu\text{m}$ , réalisé grâce à des techniques standards sur une carte électronique. Le piège peut contenir plusieurs milliers d'ions  $\text{Sr}^+$  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  $< 1 \mu\text{m}$ ) en utilisant des procédés commerciaux. Les ions  $\text{Sr}^+$  sont créés dans la zone de piégeage (taux de création typique  $\sim 20 \text{s}^{-1}$ ) 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  $711 \text{ THz } 5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$  ( $\lambda = 422 \text{ nm}$ ). Pour éviter le pompage optique dans l'état métastable  $4^2D_{3/2}$  nous utilisons un autre laser qui adresse la transition optique à  $275 \text{ THz } 4^2D_{3/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$  ( $\lambda = 1092 \text{ nm}$ ). 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 ( $504 \mu\text{m}$ , 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). 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  $^{88}\text{Sr}^+$  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.

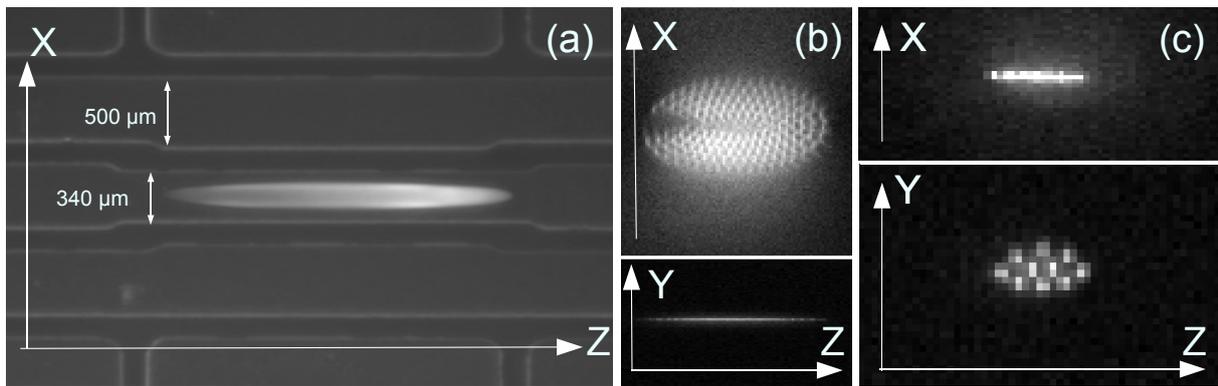


FIGURE 1 : Images de fluorescence des ions  $\text{Sr}^+$  piégés. (a) vue de dessus d'un cristal de Coulomb 3D contenant  $\sim 4500$  ions. (b) Cristal de Coulomb 2D contenant  $\sim 150$  ions arrangés sur un plan parallèle à la surface du piège (la distance entre les ions est de  $11 \mu\text{m}$ ). 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  $9 \mu\text{m}$ ).

## 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. Blakesstad, 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. Schiffrer, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2878 (1998).

## IONS REFROIDIS PAR LASER DANS UN PIÈGE SURFACIQUE MICRO-FABRIQUÉ

**Benjamin Szymanski<sup>1</sup>, Thomas Rigaldo<sup>1</sup>, Romain Dubessy<sup>1</sup>, Marion Woytasik<sup>2</sup>, Christophe Manquest<sup>1</sup>, Samuel Guibal<sup>1</sup>, Luca Guidoni<sup>1</sup>, Jean-Pierre Likforman<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> *Univ Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, UMR 7162, Bat. Condorcet, 75205 Paris Cedex 13, France*

<sup>2</sup> *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  $\mu\text{m}$  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  $\mu\text{m}$  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).

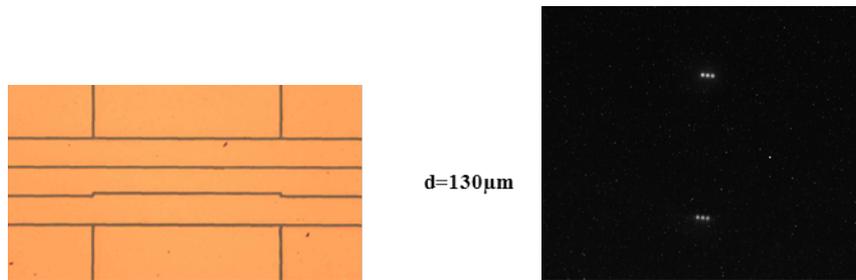


FIGURE 1 : Image d'un piège en cuivre micro-fabriqué. Les ions  $\text{Sr}^+$  (image de droite) sont piégés  $130 \mu\text{m}$  au dessus de l'électrode centrale.

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 parall llement à la surface. La figure 2 présente une section radiale du potentiel qui montre l'inclinaison des axes propres.

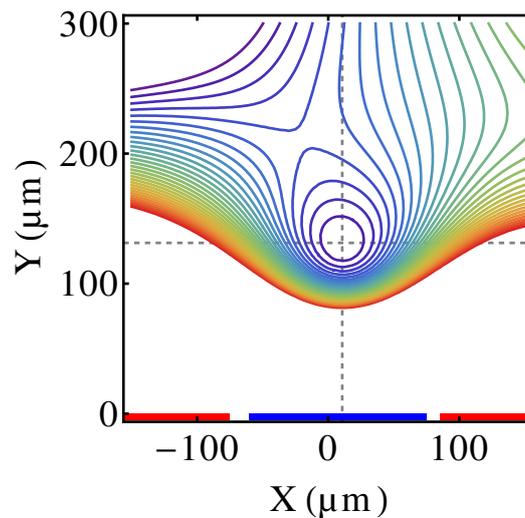


FIGURE 2 : Section radiale du potentiel de piégeage. l'axe  $x$  est parallèle à la surface du piège. Les électrodes radiofréquence (rouge) et l'électrode centrale DC (bleu) sont dessinées en bas de la figure.

#### REFERENCES

- [1] H. H ffner, 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<sup>1</sup>, Syed Aljunid<sup>1</sup>, Gabriel Dutier<sup>1</sup>, Francisco Perales<sup>1</sup>, Jacques Baudon<sup>1</sup> & Martial Ducloy<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse, France

[gabriel.dutier@univ-paris13.fr](mailto: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  $2\Gamma$  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.

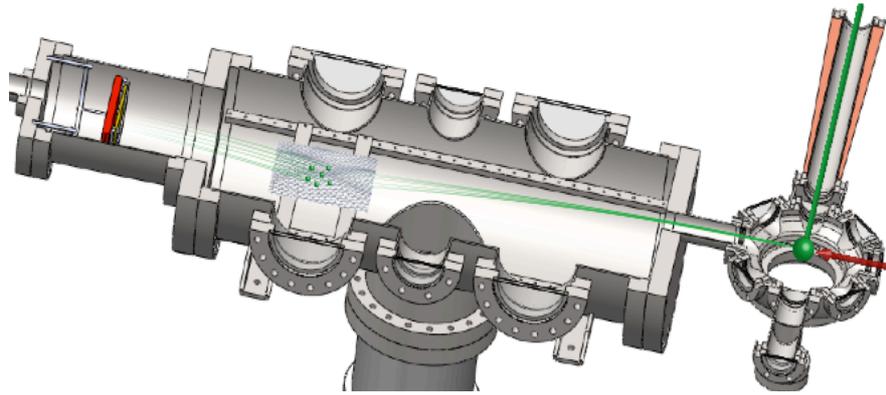


fig.1 Dispositif expérimental

### 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](mailto: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 ( $\sim 10 \mu\text{m}$ ) de la molécule chirale CHFCIBr. La sensibilité de l'expérience, alors de  $\sim 10^{-13}$ , n'était toutefois pas suffisante pour mettre en évidence un déplacement fréquentiel attendu à  $8 \times 10^{-17}$  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 alternativementensemencé 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 ( $\sim 1 \text{ Hz}$  soit  $10^{-13}$  en valeur relative), comparé à CHFCIBr. 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  $975\text{ cm}^{-1}$  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  $\text{CO}_2$  (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  $\text{Re}=0$  du MTO qui a mené à la détermination des paramètres spectroscopiques, y compris hyperfins, des états fondamental et excité ( $\nu=1$ ) [5]. Ce travail montre la faisabilité et l'efficacité de cette procédure.

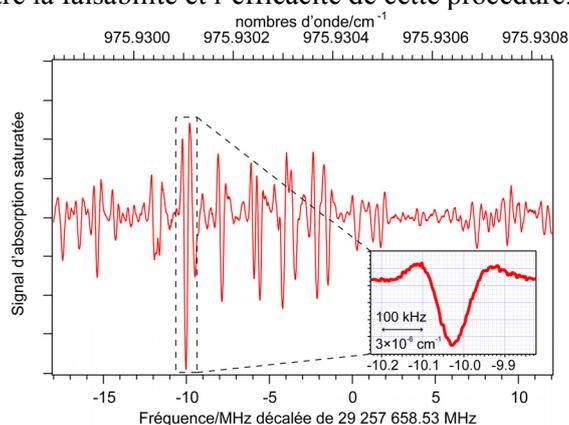


Fig. 1 : Spectre d'absorption saturée du MTO en cellule à 300K (détecté en harmonique 2 après modulation de fréquence).

#### 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.

## MÉTROLOGIE DE $H_2^+$ - AVANCÉES THÉORIQUES, SOURCE D'IONS ET LASER DE REFROIDISSEMENT

Vu Quang Tran<sup>1</sup>, Albane Douillet<sup>1,2</sup>, Laurent Hilico<sup>1,2</sup>, Julien Trapateau<sup>1</sup>, Baptiste Dailly<sup>1</sup>, Jean-Philippe Karr<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire Kastler Brossel, UMR 8552, 4 place Jussieu, France

<sup>2</sup> Université d'Evry Val d'Essonne, rue du père André Jarlan, 91025 Evry

[hilico@spectro.jussieu.fr](mailto:hilico@spectro.jussieu.fr), [karr@spectro.jussieu.fr](mailto:karr@spectro.jussieu.fr), [douillet@spectro.jussieu.fr](mailto: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 une 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  $\mu\text{m}$ ) 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. AVANCÉES THÉORIQUES

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  $\alpha^6$  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  $\alpha^7$  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

$$v=0, L=2, J=3/2 \text{ ou } 5/2 \rightarrow v=1, L=2, J=3/2 \text{ ou } 5/2$$

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 impulsif 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 ( $T \sim mK$ ) 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 sur une somme de fréquences de lasers à fibre (1050 nm + 1550 nm  $\rightarrow$  626 nm) suivi par un doublage de fréquence (626 nm x 2  $\rightarrow$  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](https://arxiv.org/abs/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).