



X. BAILLARD

Horloge à réseau optique à atomes de strontium

Optical lattice clock with Strontium atoms

Xavier BAILLARD, Rodolphe LE TARGAT, Mathilde FOUCHÉ, Anders BRUSCH,
Philip G. WESTERGAARD, Arnaud LECALLIER, Jérôme LODEWYCK et Pierre LEMONDE

LNE-SYRTE (Systèmes de Référence Temps Espace),
Observatoire de Paris, 61 Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France, pierre.lemonde@obspm.fr.

Résumé

Les horloges à réseau optique, dont le principe a été imaginé en 2000, devraient permettre d'atteindre des performances inégalées dans le domaine des horloges atomiques. Nous présentons ici l'horloge à strontium développée au LNE-SYRTE. Le principe de fonctionnement, notamment le piégeage dans le régime de Lamb-Dicke et la notion de longueur d'onde magique, est tout d'abord exposé. Nous présentons ensuite les résultats obtenus pour les isotopes ^{87}Sr , avec une exactitude de fréquence de $2,6 \cdot 10^{-15}$, et ^{88}Sr , qui représente la première mesure de fréquence pour une horloge à réseau optique utilisant un isotope bosonique.

MOTS CLÉS : ÉTALON DE FRÉQUENCE OPTIQUE, ATOMES FROIDS, RÉSEAU OPTIQUE.

Abstract

Optical lattice clocks, which were first imagined in 2000, should allow one to achieve unprecedented performances in the domain of atomic clocks. We present here the Strontium lattice clock, developed at LNE-SYRTE. The principle, in particular trapping atoms in the Lamb-Dicke regime and the notion of magic wavelength, is first explained. We then present the results obtained for the ^{87}Sr isotope, with a frequency accuracy of $2,6 \cdot 10^{-15}$, and the ^{88}Sr isotope, with which we perform the first frequency measurement of an optical lattice clock with bosonic atoms.

KEY WORDS: OPTICAL FREQUENCY STANDARD, COLD ATOMS, OPTICAL LATTICE.

1. Introduction

La métrologie temps/fréquence a très largement profité des progrès réalisés en physique atomique durant ces cinquante dernières années. En particulier, le

développement de méthodes de refroidissement et de piégeage de particules atomiques, ainsi que de méthodes de spectroscopie insensibles aux effets du mouvement, a ouvert la voie à des mesures spectroscopiques de très grande précision. Ainsi, l'idée d'utiliser une référence atomique pour définir la seconde du Système international d'unités (SI), apparue durant les années 1930, a pu être mise en œuvre expérimentalement avec le développement, dès les années 1950, d'horloges atomiques à césium. Face au succès de ces dernières, la définition de la seconde a été modifiée en 1967 pour être établie à partir de la fréquence associée à la transition entre les deux sous-niveaux hyperfins du niveau fondamental du ^{133}Cs (à 9,2 GHz).

Actuellement, ce sont les fontaines atomiques qui permettent de réaliser la seconde avec les meilleures performances, grâce aux techniques de refroidissement par laser, et à l'utilisation de la technique d'interrogation de Ramsey, largement insensible au mouvement des atomes. L'incertitude sur l'évaluation de la fréquence de transition, ou exactitude, atteint un niveau proche de 10^{-16} en valeur relative [1], alors que la stabilité de ces horloges, représentative des fluctuations de fréquence relatives du signal délivré par l'horloge, est de l'ordre de 10^{-14} après 1 s de mesure. Cependant, ce niveau de performance, qui fait de la seconde l'unité du SI réalisée avec la plus grande exactitude, atteint désormais des limites fondamentales : plusieurs effets limitent actuellement l'exactitude des fontaines, en particulier l'effet Doppler. Même s'il est en principe possible, en contrôlant encore mieux le mouvement des atomes ou au prix d'améliorations de la cavité micro-onde d'interrogation, de réduire encore ces incertitudes, l'avenir des horloges atomiques réside

maintenant dans les horloges dites optiques, qui utilisent une transition optique, et non plus micro-onde, comme transition atomique de référence.

L'utilisation de ce type de transition est en effet le moyen le plus simple d'améliorer un certain nombre de caractéristiques des horloges. La plupart des effets systématiques ne dépendent pas, en valeur absolue, de la fréquence de transition, et le passage à une fréquence optique peut donc permettre de gagner plusieurs ordres de grandeur sur leur incertitude relative. Cet argument est aussi valable pour le bruit fondamental limitant la stabilité des fontaines atomiques, le bruit de projection quantique. En revanche, l'effet Doppler, proportionnel à la fréquence du laser d'interrogation, n'est pas modifié en valeur relative dans le cas d'une transition optique, à moins de piéger les particules. De plus, des bruits d'ordre technique risquent quant à eux de limiter la stabilité de l'horloge à un moins bon niveau que la limite quantique.

Poussés par ces idées, les premiers projets d'horloges optiques ont commencé il y a plusieurs décennies, mais leur développement a pendant longtemps pâti de l'absence de moyen simple et robuste de comparaison de ces horloges soit à d'autres horloges optiques, soit à des horloges micro-ondes. L'avènement à la fin des années 1990 des peignes de fréquences femtosecondes [2] a complètement résolu ce problème et a considérablement accéléré le développement des horloges optiques.

Les premières horloges optiques à avoir bénéficié des techniques de piégeage sont celles utilisant des particules chargées. On connaît en effet depuis les années 1950 des techniques permettant de piéger des ions (piège de Paul) jusqu'à ce qu'on appelle le régime de Lamb-Dicke. Ce régime correspond à une configuration de confinement fort où l'extension spatiale d'une particule est plus faible que la longueur d'onde de la transition atomique [3]. En vertu du principe d'incertitude d'Heisenberg, l'extension en impulsion de la fonction d'onde atomique est alors beaucoup plus grande que l'impulsion des photons correspondant à la transition, et l'absorption de cette impulsion a donc un effet négligeable sur la particule. On montre alors qu'il n'y a pas de déplacement de fréquence associé. Les meilleures horloges de ce type fonctionnent actuellement avec des ions Hg^+ et Al^+ [4], et présentent déjà des exactitudes meilleures que celles des fontaines, dans la gamme des 10^{-17} . En revanche, ce type d'horloge n'utilise généralement qu'un seul ion en raison de l'interaction coulombienne. La principale conséquence de cette contrainte est le faible rapport signal à bruit de la détection qui limite la stabilité, à un niveau voisin de $10^{-15}\tau^{-1/2}$ où τ est le temps d'intégration en seconde.

Les horloges optiques utilisant comme les fontaines atomiques des atomes neutres, ont d'abord été développées avec des atomes non piégés. Fonctionnant selon un principe proche de celui des fontaines, ces horloges utilisent une interrogation de type Ramsey-Bordé [5]. Grâce à l'utilisation d'un grand nombre d'atomes, ces horloges sont potentiellement très stables, mais leur exactitude est de fait limitée, comme dans le cas des fontaines, par le mouvement des atomes. Dans le cas de

l'horloge à atomes de calcium, qui est la plus performante, l'exactitude actuelle est de $7,5 \cdot 10^{-15}$ [6,7] et semble pouvoir atteindre la gamme des 10^{-16} . On ne gagne donc pas en exactitude par rapport aux fontaines atomiques.

L'étape suivante dans le développement des horloges optiques semble donc être la réalisation d'horloges optiques à atomes neutres piégés, pouvant ainsi combiner l'exactitude des meilleures horloges à ion à la stabilité potentielle des horloges à atomes neutres. Leur mise en œuvre est devenue envisageable à partir des années 1980 avec le développement des techniques de piégeage par laser. En particulier, il est possible d'atteindre le régime de confinement désiré à l'aide d'un réseau optique dans lequel le mouvement des atomes est contrôlé au niveau d'une longueur d'onde optique [8]. Être capable de confiner suffisamment fortement les atomes n'est toutefois pas suffisant pour réaliser une bonne horloge atomique : le mécanisme de piégeage nécessite en effet une intensité laser très élevée, et l'énergie de piégeage associée correspond au déplacement de l'énergie des niveaux. Ainsi, pour une profondeur de piège minimale permettant d'atteindre le régime de Lamb-Dicke dans le cas du strontium, le déplacement de fréquence induit par le piège représente quelques dizaines de kilohertz, soit environ 10^{-10} en valeur relative. Tout l'objet de ce nouveau type d'horloge est donc de contrôler ce déplacement lumineux, en plus des différents effets systématiques. C'est suite à une proposition de Katori en 2001 [9] qu'une solution à ce problème a été apportée pour l'atome de ^{87}Sr : il existe une longueur d'onde particulière pour le piège, dite longueur d'onde magique (présentée plus loin et dans la figure 6), qui permet d'annuler le déplacement lumineux différentiel de la transition [10].

Le projet d'horloge à réseau optique à atomes de ^{87}Sr du LNE-SYRTE a démarré en 2000. La première phase de développement, sans dispositif de piégeage des atomes, a mené en 2003 à la première observation directe de la transition d'horloge, avec une exactitude de $5 \cdot 10^{-11}$ [11]. Suite à la proposition de Katori, le dispositif de piégeage a été ensuite mis en place afin de caractériser les propriétés de cette nouvelle horloge, notamment la dynamique des atomes dans le piège, la longueur d'onde magique, les effets de déplacement lumineux induits par le piège ainsi que les effets du champ magnétique. Cette phase s'est terminée en 2006 avec deux évaluations de l'horloge à atomes piégés et une exactitude de $2,6 \cdot 10^{-15}$ [12]. Cette étape a permis de valider la faisabilité de ce type d'horloge et ouvre la voie à une troisième phase de développement qui vise à optimiser le contrôle des effets systématiques et à effectuer des comparaisons directes entre horloges optiques. Il semble réaliste à terme d'atteindre une exactitude relative de l'ordre de 10^{-17} , limitée par l'effet du rayonnement du corps noir. Cet effet dépend intrinsèquement de la structure atomique et de la sensibilité des niveaux d'horloge au rayonnement thermique. Ainsi, un axe de développement possible pour franchir la barre de 10^{-17} est d'utiliser un atome moins sensible. C'est notamment le cas du mercure, pour lequel une horloge à réseau optique est en cours de développement au LNE-SYRTE. D'autres horloges à

réseau optique sont développées par un certain nombre d'autres laboratoires, notamment à l'Université de Tokyo (Japon) et au JILA (Etats-Unis d'Amérique) avec l'atome de strontium et au NIST (Etats-Unis d'Amérique) avec l'atome d'ytterbium. Les résultats déjà obtenus pour ces horloges, et les perspectives d'amélioration en font un axe de développement en pleine expansion puisqu'elles ouvrent la voie à des performances encore jamais atteintes.

La suite de cet article est organisée de la manière suivante : nous présentons tout d'abord en partie 2 le principe de fonctionnement d'une horloge à réseau optique (régime de Lamb-Dicke, longueur d'onde magique) ainsi que les performances possibles pour ce type d'horloge. La partie 3 s'attache à présenter en détail le dispositif expérimental, puis nous présentons les principaux résultats obtenus pour l'horloge à ^{87}Sr , ainsi qu'avec l'isotope bosonique ^{88}Sr (partie 4).

2. Principe de l'horloge à réseau optique

Les horloges à réseau optique utilisent un mode de fonctionnement original en comparaison des autres dispositifs utilisés par le passé. Même si le piégeage de particules neutres dans un réseau optique est une opération connue, ses conséquences en terme de métrologie le sont moins. C'est la raison pour laquelle il faut caractériser les conditions nécessaires pour atteindre le régime de Lamb-Dicke ainsi que les conséquences sur l'exactitude de l'horloge en terme de déplacement lumineux induit par le piège. Ce sont ces deux effets qui n'ont pas d'équivalent dans les autres horloges atomiques, même dans les horloges à ion piégé pour lesquelles l'effet du piège n'est pas du même ordre de grandeur et a été longuement étudié [13].

2.1. Régime de Lamb-Dicke dans un réseau optique

2.1.1. Réseau horizontal

Dans le cas d'un réseau horizontal, obtenu en rétro-réfléchissant un faisceau laser, l'onde lumineuse crée un potentiel sinusoïdal et le Hamiltonien d'un atome dans le réseau peut s'écrire [14] :

$$\hat{H}_{\text{ext}}^I = \frac{\hbar^2 \hat{\kappa}^2}{2m} + \frac{U_0}{2} (1 - \cos(2k_1 \hat{z})).$$

On a noté $\hat{\kappa}$ l'impulsion de l'atome, U_0 la profondeur et k_1 le vecteur d'onde du laser de piégeage, pour un piège dans une direction Oz. Une unité naturelle pour exprimer

la profondeur du piège est l'énergie de recul $E_r = \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m}$

associée à un photon du laser piège. Cette situation est formellement analogue au problème du mouvement d'un électron dans un cristal périodique en physique du solide. Pour cette raison, on peut déterminer les états propres de \hat{H}_{ext}^I à l'aide du théorème de Bloch [15]. Ces états sont déterminés par deux nombres quantiques n et q représentant respectivement l'indice de bande et la quasi-

impulsion de la particule, définie modulo $2k_1$ et exprimée généralement dans la première zone de Brillouin ($-k_1 < q \leq k_1$).

On observe une certaine largeur pour chaque bande, qui correspond au fait que l'énergie d'un état propre de \hat{H}_{ext}^I dépend de la quasi-impulsion dans une bande donnée [14]. On remarque également que la largeur des bandes diminue lorsque la profondeur augmente. Lorsqu'on ajoute un laser de couplage (ou laser sonde) accordé sur la résonance atomique, on couple un état $|g, n, q\rangle$ aux états $|e, n', q + k_s\rangle$ où k_s est l'impulsion d'un photon de la sonde, en raison de la conservation de l'impulsion (fig. 1b). Les transitions où $n' \neq n$ sont déplacées par rapport à la résonance atomique de l'écart entre bandes (typiquement plusieurs dizaines de kilohertz) et sont donc résolues spectralement. Elles ne posent pas de problème pour la spectroscopie. La transition $n' = n$ est très proche de la résonance atomique mais est tout de même affectée d'un léger déplacement de fréquence égale à la différence d'énergie entre les états externes $|n, q + k_s\rangle$ et $|n, q\rangle$. Ce déplacement de fréquence est du même ordre de grandeur que la largeur de bande et constitue, pour les atomes piégés, l'analogue de l'effet Doppler pour des atomes libres.

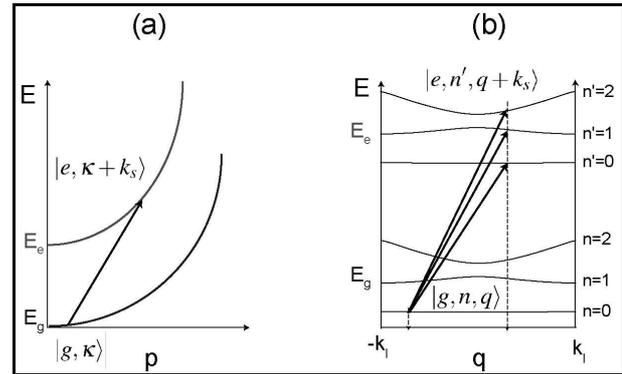


Fig. 1. – Couplage des niveaux internes $|g\rangle$ et $|e\rangle$ dans le cas d'un atome libre (a) et d'un atome piégé (b) ; dans (a), la condition de résonance fait intervenir le décalage Doppler correspondant à la différence d'énergie cinétique ; dans (b), cette différence est caractérisée par un changement de bande.

Pour bien saisir cette analogie, considérons un atome libre d'impulsion κ couplé à l'état $\kappa + k_s$ par le laser sonde du fait de la conservation de l'impulsion (fig. 1a). La transition atomique est déplacée de la différence d'énergie

cinétique entre ces deux états : $\Delta = \frac{\hbar p k_s}{m} + \frac{\hbar^2 k_s^2}{2m}$; c'est

l'effet Doppler traditionnel (l'énergie de recul est ici intégrée dans le terme effet Doppler). Dans le réseau optique, la quasi-impulsion de l'atome piégé joue un rôle analogue à l'impulsion de l'atome libre. Notons enfin qu'il existe un lien direct entre la largeur des bandes d'énergie dans le réseau (dont l'ordre de grandeur donne le déplacement de fréquence de type Doppler pour les

atomes piégés) et l'effet tunnel entre les puits de potentiel formant le réseau [14]. Le déplacement de fréquence associé peut donc s'interpréter comme un effet Doppler provenant du mouvement des atomes par effet tunnel.

Dans la pratique, il se manifeste de différentes manières selon l'état initial du système (c'est-à-dire avant l'interrogation de la transition d'horloge) et selon la profondeur du piège. En supposant que seule la bande fondamentale est peuplée, ce qui est assez bien réalisé expérimentalement, on peut imaginer deux cas extrêmes : soit l'atome est initialement dans un état pur $|0, q\rangle$, soit la bande $n = 0$ est uniformément peuplée en q .

Dans le premier cas, on réalise que la fréquence de la transition dépend de la valeur de la quasi-impulsion initiale, ce qui implique un déplacement de fréquence de l'ordre de la largeur de la bande. Pour réduire ce déplacement au niveau de 5 mHz (soit 10^{-17} en valeur relative), il faudrait une profondeur de piège $U_0 = 90 \times E_r$.

Dans le deuxième cas, il n'y a pas de déplacement en raison de la symétrie en q de la structure de bande, mais on observe un élargissement de la résonance : si on se place dans l'approximation de fort confinement [14], qui s'applique pour un piège de plus de $5 \times E_r$, la largeur de la résonance est reliée au temps moyen mis par un atome pour quitter le puits par effet tunnel. L'allure de la résonance en fonction de la profondeur du piège est tracée sur la figure 2. Il apparaît dans ce cas que, dès lors que le piège à une profondeur inférieure à $40 \times E_r$, la résonance s'élargit.

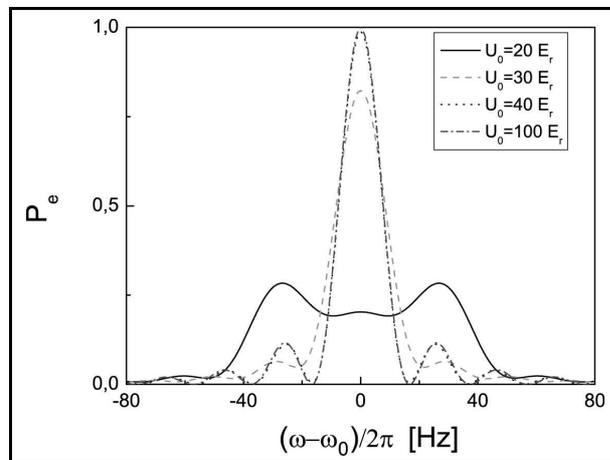


Fig. 2. – Allure de la résonance en fonction de la profondeur du piège si la bande fondamentale est uniformément peuplée.

Si l'on se place dans une situation intermédiaire, les effets du mouvement se traduisent donc par un déplacement et un élargissement de la résonance. Dans ce cas, en considérant qu'on ne peuple que la bande fondamentale, et en supposant que la quasi-impulsion est contrôlée à mieux qu'un dixième de la largeur de la bande, une exactitude de 10^{-17} nécessite une profondeur de $70 \times E_r$. Même si l'on peut ainsi s'affranchir des effets du mouvement, il faut réaliser qu'une telle profondeur est responsable d'un déplacement lumineux des niveaux de

l'horloge qui semble difficilement contrôlable à 10^{-17} , comme on le verra dans § 2.3.1.1. Par ailleurs pour certains atomes (comme le mercure) de telles profondeurs de réseau sont difficiles à atteindre expérimentalement si la longueur d'onde magique se situe dans une gamme spectrale où il n'existe pas de laser de puissance ou du fait de la faible valeur de la polarisabilité atomique à la longueur d'onde magique.

2.1.2. Réseau vertical

Une solution permettant d'utiliser des profondeurs de réseau beaucoup plus faibles consiste à orienter le réseau verticalement et à utiliser le potentiel supplémentaire dû à la gravité terrestre pour réduire fortement l'effet tunnel [14]. Le Hamiltonien externe prend la forme :

$$\hat{H}_{\text{ext}} = \frac{\hbar^2 \hat{k}^2}{2m} + \frac{U_0}{2} (1 - \cos(2k_1 \hat{z})) + mg\hat{z}.$$

Dans cette configuration, les puits de potentiel adjacents sont décalés d'une quantité qui correspond à la différence de potentiel gravitationnel entre deux puits. L'effet tunnel entre puits voisins devient alors non résonant ce qui a pour effet de le réduire d'un facteur considérable. Les états propres de cet Hamiltonien, bien connu des physiciens du solide, sont appelés états de Wannier-Stark et ne présentent pas de structure de bande : ils sont alors quasi localisés dans un puits de potentiel. La figure 3 montre la structure en échelle des niveaux d'énergie, ainsi que les différentes transitions qui sont possibles dans cette configuration.

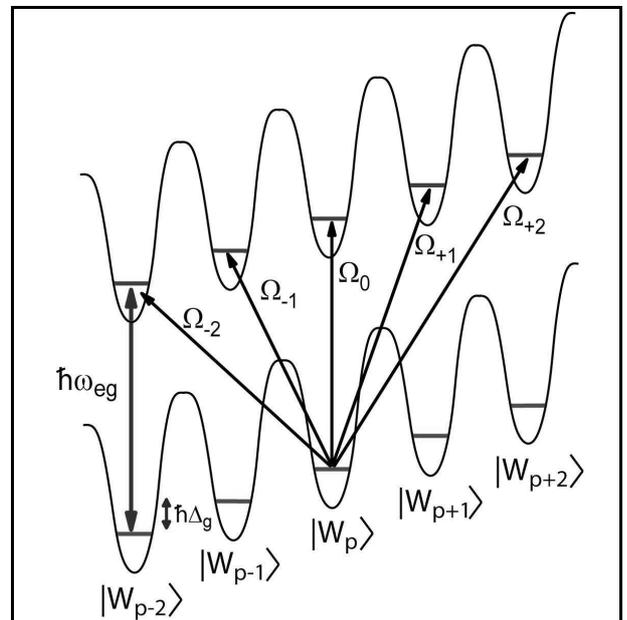


Fig. 3. – Échelle de Wannier-Stark.

On peut voir qu'il existe une porteuse, de pulsation de Rabi Ω_0 , parfaitement accordée avec la résonance atomique ω_{eg} , et des bandes latérales qui correspondent à un effet tunnel induit par laser (fig. 4). Les effets du mouvement dans ce cas se réduisent donc à l'influence de

ces bandes latérales sur la porteuse, qui peuvent conduire à un déplacement de fréquence par effet de *pulling*.

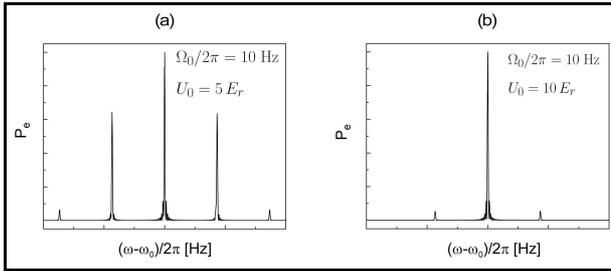


Fig. 4. – Allure de la porteuse et des premières bandes latérales lorsque l'état initial est un état de Wannier-Stark pur.

Néanmoins, cet effet décroît exponentiellement avec la profondeur du réseau et est négligeable même pour des profondeurs très faibles. Avec un piège de profondeur $10 \times E_r$, et une largeur de résonance de 10 Hz, cet effet est inférieur à 10^{-18} [14].

2.2. Déplacement lumineux dans une horloge à réseau optique et longueur d'onde magique

Le choix de la profondeur de piégeage optimale se fait en réalité de manière à réaliser un compromis entre l'annulation des effets du mouvement et le contrôle du déplacement induit par le piège. En effet, contrairement au cas des horloges à ion piégé, ce déplacement est conséquent. Ainsi, dans le cas du ^{87}Sr , si on considère un piège de profondeur $10 \times E_r$ à 813 nm, le déplacement individuel des deux niveaux d'horloge est de 36 kHz, soit 10^{-10} en valeur relative. En ce qui concerne le déplacement lumineux de la fréquence d'horloge, il s'écrit comme la différence de potentiel de piégeage entre les deux niveaux :

$$\Delta v_{\text{hor}} = -\frac{1}{4h} \Delta \alpha(\omega_l, e_l) E_l^2. \quad (1)$$

On voit apparaître la polarisabilité différentielle $\Delta \alpha(\omega_l, e_l)$, fonction *a priori* de la fréquence et de la polarisation du laser, ainsi que l'intensité laser, proportionnelle à l'amplitude du champ électrique de l'onde au carré.

Le principe même des horloges à réseau optique réside dans la possibilité d'annuler ce déplacement lumineux pour une certaine catégorie d'éléments (les alcalino-terreux et les éléments ayant une structure atomique similaire comme le mercure et l'ytterbium). Cette annulation nécessite de réunir un certain nombre de conditions :

- pour s'affranchir de la dépendance en polarisation de la polarisabilité des niveaux, la transition d'horloge doit être une transition entre deux niveaux de moment angulaire total nul (transition $J = 0 - J = 0$). Dans ces conditions, la transition est très fortement interdite. Si ces niveaux sont les deux premiers niveaux d'énergie de l'atome, alors l'état excité est métastable et la transition a une largeur naturelle très faible.
- le déplacement lumineux dans ce cas ne dépend plus que de l'intensité et de la fréquence du laser piège.

Afin de s'affranchir de l'effet du premier ordre, l'idée est donc d'utiliser la dépendance en fréquence pour accorder le laser là où la dépendance en intensité est rigoureusement identique pour les deux niveaux. Ainsi on arrive à remplacer un contrôle délicat de l'intensité du laser par un contrôle de sa longueur d'onde qui est relativement facile, voire trivial si l'on dispose d'une horloge atomique.

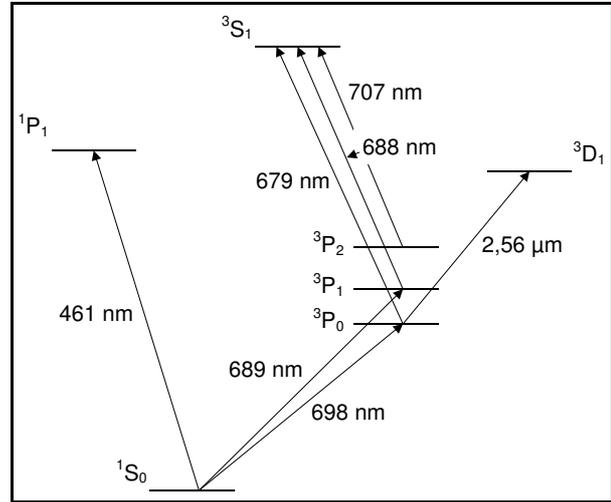


Fig. 5. – Niveaux d'énergie de l'atome de strontium et longueurs d'onde des transitions associées.

Le fait qu'une telle configuration existe dans le cas du strontium vient essentiellement de la structure de ses niveaux de plus basse énergie (fig. 5). Les deux premiers niveaux, 1S_0 et 3P_0 , répondent au critère de moment angulaire nul. D'autre part, le niveau fondamental est essentiellement couplé au niveau 1P_1 (transition à 461 nm), alors que le niveau excité est essentiellement couplé aux niveaux 3S_1 (679 nm) et 3D_1 (2 560 nm). Or le déplacement lumineux des niveaux diverge lorsqu'on s'approche des résonances atomiques (fig. 6). Cette situation donne lieu à l'existence d'un point de croisement des déplacements lumineux des deux niveaux à 813 nm. Cette longueur d'onde est la longueur d'onde magique de l'horloge, pour laquelle la polarisabilité différentielle s'annule.

Enfin, il faut que la transition entre les deux niveaux d'horloges ne soit pas complètement interdite. C'est le cas si l'on travaille avec l'isotope ^{87}Sr qui, en raison de sa structure hyperfine (le moment nucléaire est $I = 9/2$), a une transition d'horloge faiblement permise par couplage hyperfin [16]. Cette structure induit également des effets tensoriels dans le déplacement lumineux dans le cas du strontium, mais leur amplitude est suffisamment faible pour ne pas détériorer le contrôle de cet effet au niveau désiré [16]. En travaillant avec un isotope sans structure nucléaire, ce qui a été fait dans le cas du boson ^{88}Sr , il faut en revanche impérativement ajouter un champ de couplage supplémentaire, comme par exemple un champ magnétique statique [17].

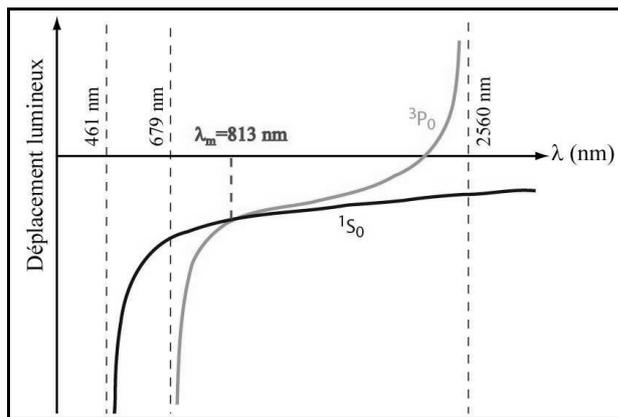


Fig. 6. – Déplacement lumineux des niveaux d'horloge en fonction de la longueur d'onde et longueur d'onde magique.

2.3. Performances attendues

2.3.1. Exactitude de fréquence

Parmi les nombreux effets systématiques qui viennent perturber la mesure, certains ont une importance particulière. C'est le cas en particulier du déplacement lumineux dû au piège, qui est un effet nouveau pour une horloge atomique. L'effet Zeeman, dont les techniques d'annulation sont nombreuses, a également fait l'objet d'une attention particulière. Enfin, c'est l'effet du rayonnement du corps noir qui devrait être à terme l'effet limitant pour l'horloge au strontium.

2.3.1.1. Déplacement lumineux

Même si par définition il n'existe pas de déplacement lumineux au premier ordre à la longueur d'onde magique, il convient néanmoins d'évaluer le contrôle nécessaire sur la longueur d'onde du piège. Pour un piège à $10 \times E_r$, il a été démontré qu'un contrôle de la fréquence à 20 MHz près était suffisant pour s'assurer l'annulation de ce terme du premier ordre à un niveau de 10^{-17} , ce qui est trivial pour une fréquence optique.

En revanche, la longueur d'onde magique ne règle pas le problème des effets d'ordre élevé. La formule (1) est un développement limité au premier ordre, mais il faut potentiellement tenir compte des ordres suivants, notamment du terme d'hyperpolarisabilité qui dépend du carré de l'intensité laser [18]. Cet effet est associé aux couplages à deux photons et n'a lui aucune raison de s'annuler. C'est *a priori* l'effet qui peut menacer la faisabilité de l'horloge et dont l'évaluation a été le but des premières campagnes de mesure de l'horloge à réseau optique. L'évaluation théorique de cet effet, qui avait été effectuée pour une longueur d'onde magique théorique de 800 nm, ne permettait en effet pas de conclure sur l'amplitude de cet effet.

2.3.1.2. Déplacement Zeeman

En raison de sa structure hyperfine, l'isotope ^{87}Sr présente une sous-structure Zeeman avec 10 sous-niveaux pour chacun des niveaux d'horloge. La sensibilité de la fréquence d'horloge au champ magnétique est de quelques

mégahertz par tesla. Pour cette raison, il n'est pas judicieux de travailler en champ nul, puisque les fluctuations du champ magnétique (terrestre notamment, ainsi que celui issu de l'environnement de l'expérience) sont responsables d'un élargissement et/ou d'un déplacement des résonances. En champ quasi-nul, une incertitude de $1 \mu\text{T}$ sur le champ résiduel est responsable d'une incertitude de 5 Hz sur la fréquence de transition en raison du mélange des différentes transitions possibles.

Le choix a donc été fait de procéder à une interrogation en présence d'un faible champ magnétique avec des atomes polarisés sur des raies symétriques. En pratique, on peut facilement pomper optiquement les atomes dans un des deux sous-niveaux extrêmes $m_F = \pm 9/2$, et effectuer une interrogation π ($m_F = 9/2 \rightarrow m_F = 9/2$ et symétrique). De cette manière on peut accéder à différentes informations. D'une part, la moyenne de la fréquence pour deux raies symétriques est insensible à l'effet Zeeman du premier ordre, ce qui supprime l'essentiel de la sensibilité au champ magnétique. D'autre part, en regardant la différence de fréquence entre deux mesures symétriques, on peut accéder à une mesure précise et en temps réel du champ magnétique vu par les atomes. Cette mesure nécessite de connaître le facteur de Landé différentiel, qui est déterminé à la fois théoriquement et expérimentalement avec une grande précision [16].

La mesure du champ magnétique permet en retour de corriger la fréquence moyenne de l'effet Zeeman du second ordre. La dépendance quadratique dans le cas du ^{87}Sr est de $-23,3 \text{ MHz/T}^2$. En travaillant avec un champ magnétique typique de $100 \mu\text{T}$, connu à $1 \mu\text{T}$ près, on peut donc obtenir des raies Zeeman séparées de 110 Hz et une incertitude sur l'effet du second ordre au niveau de 10^{-18} , ce qui règle définitivement le problème de l'effet Zeeman.

2.3.1.3. Rayonnement du corps noir

L'effet du rayonnement du corps noir revêt un intérêt tout particulier puisqu'il est propre à la structure de chaque atome. A ce jour, seules des évaluations théoriques sont disponibles pour le strontium. Le déplacement de fréquence à une température de 300 K est d'environ $-2,35 \text{ Hz}$, soit $-5,5 \cdot 10^{-15}$ en valeur relative [19], trois fois moins que dans le cas du césium, et la dépendance de cet effet en fonction de la température est en T^4 . Sachant qu'il est difficile de contrôler la température de l'environnement à mieux que 0,1 K pour ce genre d'expérience, on peut espérer un contrôle au niveau de 10^{-17} si l'on travaille à température ambiante, mais il faut également tenir compte des incertitudes sur le calcul théorique. Etant donnée la difficulté que représenterait le passage à un environnement cryogénique, c'est vraisemblablement l'effet qui limitera à terme l'exactitude de l'horloge, et la meilleure manière de ne pas être limité par cet effet dans une horloge à réseau optique serait de choisir des atomes moins sensibles. C'est par exemple le cas de l'atome de mercure, pour lequel le déplacement de fréquence dû au rayonnement thermique vaut $2,4 \cdot 10^{-16}$ à température ambiante [20].

2.3.2. Stabilité de fréquence

Face à ces prévisions en terme d'exactitude, l'horloge à réseau optique doit également disposer d'une stabilité de fréquence bien meilleure que celle des meilleures horloges actuelles si on veut accéder à une résolution de mesure suffisante. La limite quantique à la stabilité s'écrit de manière générale, lorsque N atomes non corrélés contribuent au signal [21] :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{\eta}{Q\sqrt{N}} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}}, \quad (2)$$

où η est un paramètre numérique proche de l'unité, Q le facteur de qualité de la transition, T_c la durée d'un cycle de l'horloge, et τ le temps d'intégration.

En réalité cette limite, qui est quasiment atteinte dans le cas des fontaines atomiques, est tellement basse dans les horloges optiques à atomes neutres que d'autres sources de bruit d'origine technique dominant, notamment l'effet Dick [22]. Il correspond à un effet de repliement de spectre par échantillonnage du bruit de fréquence de l'oscillateur d'interrogation aux harmoniques de la fréquence de cycle de l'horloge. Il en résulte alors une dégradation du rapport signal à bruit de la détection. Si l'on veut minimiser cet effet, il faut alors jouer sur deux paramètres : d'une part la pureté spectrale du laser d'horloge (en développant un laser stabilisé) ; d'autre part le rapport cyclique de l'horloge, c'est-à-dire le rapport de la durée de l'interrogation sur la durée du cycle. Avec un bruit de fréquence du laser d'horloge atteignant un palier de bruit blanc au niveau de $10^{-2} \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ et un rapport cyclique supérieur à 0,9, il est en principe possible d'atteindre une stabilité d'environ 10^{-16} après 1 s d'intégration [23].

3. Mise en œuvre expérimentale

L'horloge à réseau optique à strontium fonctionne de manière séquentielle, chaque cycle de mesure se concluant par une mesure de la fréquence d'horloge. Un cycle est typiquement constitué d'une phase de capture (pré-refroidissement et piégeage des atomes dans le réseau optique), une phase de préparation (refroidissement ultime, pompage optique) et d'une phase d'interrogation et de détection. Un cycle a une durée d'environ 400 ms à 600 ms, et une mesure de fréquence, qui permet une évaluation de la valeur de la fréquence d'horloge et de la statistique, dure typiquement 1 h. Le schéma des niveaux de la figure 5 permet de comprendre les différentes étapes.

3.1. Premier refroidissement et chargement

3.1.1. La source d'atomes

On utilise une vapeur atomique produite à partir de pépites de strontium placées dans un four chauffé à 550 °C environ (fig. 7). Les atomes sont ensuite sélectionnés et se propagent vers la zone de capture (ou zone d'horloge) à une vitesse moyenne de l'ordre de 500 m/s. La sélection des atomes ayant des vitesses transverses inférieures à

10 m/s est effectuée en disposant une série d'éjecteurs, des micro-tubes de diamètre intérieur 200 μm , sur le trajet. L'ensemble du dispositif est maintenu dans l'ultra-vide grâce à deux pompes ioniques situées à proximité de la sortie du four. La pression à ce niveau est d'environ 10^{-6} Pa. Comme le niveau de vide doit être encore meilleur dans la zone d'horloge, un tube de diamètre plus faible est inséré sur le trajet, associé à une troisième pompe ionique proche de la zone d'horloge. Ce dispositif permet d'assurer un vide différentiel entre les deux parties, le niveau de vide étant environ 100 fois plus faible dans la zone de capture. Juste après ce tube, les atomes franchissent un ralentisseur Zeeman, composé d'un tube entouré de bobines, et qui a pour but de décélérer les atomes avant leur arrivée dans la zone d'interrogation (voir § 3.1.2). Le tout est enfermé dans un blindage magnétique pour limiter les perturbations en dehors du ralentisseur.

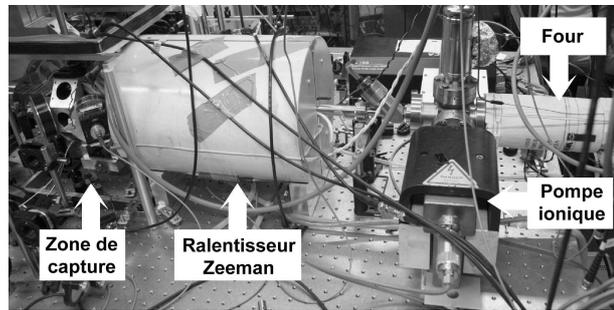


Fig. 7. – Photographie du dispositif principal.

3.1.2. Le piège magnéto-optique

Le ralentissement et le pré-refroidissement des atomes sont réalisés à partir d'un laser bleu à 461 nm accordé sur la transition $^1S_0 - ^1P_1$. Cette transition a une largeur de raie de 32 MHz et est cyclante, ce qui en fait une transition idéale pour refroidir rapidement les atomes. Le laser est réalisé à partir d'un MOPA (*Master Oscillator – Power Amplifier*) à 922 nm qui délivre une puissance d'environ 450 mW et dont la fréquence est ensuite doublée dans un cristal non linéaire de PPKTP (KTP périodiquement polarisé) [24]. Le processus de conversion repose sur une condition de quasi-accord de phase qui autorise une efficacité de conversion relativement élevée. Le cristal est placé dans une cavité de surtension en anneau tout les dimensions et les coefficients de réflexion des différents miroirs ont été calculés de manière à optimiser le processus. On arrive ainsi à disposer de 220 mW de lumière bleue à 461 nm, ce qui est suffisant pour tous les besoins de l'expérience.

La première phase est une phase de ralentissement des atomes, réalisée à l'aide du ralentisseur Zeeman [25], de longueur 30 cm. Un faisceau laser à 461 nm de direction opposée au jet atomique est envoyé vers les atomes et les ralentit par la pression de radiation. Afin de maintenir le laser à résonance avec les atomes au fur et à mesure de la décélération, le champ magnétique généré par les bobines crée un décalage Zeeman qui vient compenser la variation d'effet Doppler liée au ralentissement. De cette manière,

les atomes ont une vitesse moyenne de 25 m/s quand ils entrent dans la zone de capture. La puissance laser nécessaire pour cette opération est d'environ 15 mW, alors que le champ magnétique varie de -30 mT à 30 mT de l'entrée à la sortie du ralentisseur Zeeman.

La deuxième phase est la réalisation d'un piège magnéto-optique (PMO) avec les atomes décélérés. Pour cela, on utilise trois paires de faisceaux lasers contre-propageants et un gradient de champ magnétique qui s'annule au centre du piège. Grâce à un gradient de champ de 2 mT/cm et des faisceaux polarisés circulairement, on est capable de maintenir les atomes au niveau du zéro de champ magnétique. En modifiant les fréquences des différents faisceaux, on peut piéger, soit l'isotope ^{87}Sr (10^6 atomes à une température de 2 mK), soit l'isotope ^{88}Sr (10^7 atomes à une température de 5 mK).

3.1.3. Le drainage atomique

Pendant toute la durée d'un cycle, le réseau optique traverse le centre du PMO. En même temps que cette première phase de refroidissement, on a développé au LNE-SYRTE une méthode originale de drainage atomique permettant de charger les atomes dans le réseau optique directement depuis le PMO.

3.1.3.1. Le réseau optique

Le faisceau laser servant à réaliser le réseau optique est obtenu à partir d'un laser titane-saphir (Ti:saphir) qui émet sur une bande allant de 790 nm à 850 nm. A la longueur d'onde magique (813 nm), il permet de travailler avec une puissance d'environ 1 W. Le faisceau est acheminé vers la zone de capture via une fibre optique. La puissance disponible en sortie est d'environ 450 mW. Il est envoyé vers une cavité linéaire de surtension verticale formée par deux miroirs situés en dehors de la chambre à vide. Les courbures des miroirs sont choisies de manière à focaliser le faisceau au niveau du centre du PMO avec un rayon de 89 μm . Grâce aux coefficients de réflexion choisis (98 % en entrée, 100 % en sortie), on dispose d'une puissance allant jusqu'à 12,5 W au centre du piège.

Ce laser est contrôlé par trois asservissements différents pour assurer la stabilité du dispositif. La longueur de la cavité est contrôlée à l'aide d'un asservissement de type Hänsch-Couillaud [26], qui a l'avantage de ne pas nécessiter de moduler la longueur de la cavité. En agissant sur une cale piézoélectrique située sur le miroir du bas de la cavité, on maintient la cavité Fabry-Pérot à résonance. Deux autres asservissements sont utilisés d'une part pour corriger les défauts du premier asservissement (essentiellement une dissymétrie du signal d'erreur) et d'autre part pour contrôler la puissance, et donc la profondeur des puits de potentiel. Ce dernier contrôle permet notamment de modifier la profondeur du piège et d'évaluer l'horloge dans différentes configurations.

3.1.3.2. Le drainage

Le principe du drainage est le suivant : lors de la phase de piégeage magnéto-optique, on utilise le réseau optique

à sa profondeur maximale ($1\,400 \times E_r$, ce qui correspond à une température de 200 μK) et on ajoute deux lasers verticaux, alignés sur le piège et accordés sur les transitions $^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_1$ (à 689 nm) et $^3\text{P}_1 - ^3\text{S}_1$ (à 688 nm). Les atomes du PMO qui croisent ces faisceaux sont donc pompés vers le niveau $^3\text{S}_1$, qui se désexcite vers les états ^3P . Ces atomes se trouvent donc finalement piégés dans un des deux états métastables $^3\text{P}_0$ et $^3\text{P}_2$; ils ne « voient » donc plus le PMO mais restent soumis au potentiel du réseau optique. Si leur énergie est plus faible que la profondeur du réseau, ils sont capturés et conservés dans les états métastables jusqu'à l'étape suivante. Ce processus est cumulatif en raison de la rethermalisation permanente dans le PMO.

Les deux lasers utilisés sont issus de diodes laser à cavité étendue (DLCE) fonctionnant avec un filtre interférentiel [27]. Leurs fréquences sont asservies sur le jet atomique secondaire, et un système de modulateurs acousto-optiques (MAO) permet d'accorder leur fréquence sur l'isotope ^{87}Sr ou ^{88}Sr . Pour s'assurer d'une bonne superposition avec le réseau, on leur donne un rayon de 50 μm au niveau du centre du piège. Les puissances utilisées sont de 3 μW pour le laser à 689 nm et 30 μW pour celui à 688 nm. Avec une telle configuration, on arrive à accumuler environ 10^4 atomes dans le réseau pendant les quelques centaines de millisecondes que dure la phase de piégeage magnéto-optique.

L'étape de piégeage est suivie d'une courte étape de repompage. On coupe alors tous les faisceaux lasers, à l'exception du réseau optique, et on allume deux faisceaux lasers accordés sur les transitions $^3\text{P}_0 - ^3\text{S}_1$ (à 679 nm) et $^3\text{P}_2 - ^3\text{S}_1$ (à 707 nm). De cette manière, les atomes conservés dans les deux états métastables sont ramenés dans l'état fondamental.

3.2. Préparation des atomes

3.2.1. Refroidissement ultime

Une fois les atomes piégés dans le réseau optique, leur température moyenne est de l'ordre de la profondeur de celui-ci, c'est-à-dire environ 200 μK . Cela signifie que beaucoup de niveaux vibrationnels sont peuplés, et il est donc nécessaire de ramener un maximum d'atomes dans le niveau fondamental, condition requise pour atteindre le régime de Lamb-Dicke. Une technique de refroidissement possible pour des atomes dans un piège est le refroidissement par bandes latérales [28], qui tire parti de la quantification du mouvement externe des atomes. Pour un atome ayant deux niveaux d'énergie interne $|f\rangle$ et $|e\rangle$, on choisit d'accorder le laser de refroidissement sur une transition de type $|f, n\rangle \rightarrow |e, n-1\rangle$ où n est le niveau vibrationnel. L'atome va alors se désexciter essentiellement suivant un processus $|e, n-1\rangle \rightarrow |f, n-1\rangle$ si bien qu'après plusieurs cycles d'absorption - émission, on peut amener l'atome dans le niveau vibrationnel fondamental.

Dans notre cas, la transition $^1S_0 - ^3P_1$ à 689 nm est parfaitement adaptée à ce processus. En utilisant le piège à la profondeur maximum ($1\ 400 \times E_r$), on est capable d'amener les atomes dans le régime de Lamb-Dicke, avec des niveaux vibrationnels séparés de 250 kHz dans la direction longitudinale. La largeur de cette transition étant de 7,6 kHz, on est donc capable de résoudre très largement les différentes transitions entre niveaux vibrationnels, ce qui est nécessaire au refroidissement par bandes latérales. Enfin, cette largeur est compatible avec une durée de refroidissement relativement faible : en seulement quelques dizaines de millisecondes, on peut alors amener plus de 90 % des atomes dans le niveau fondamental du piège.

Il existe cependant une limite à ce type de refroidissement. En effet, à la longueur d'onde magique, les deux niveaux d'horloge voient le même potentiel de piégeage, mais ce potentiel est différent pour le niveau 3P_1 . De plus, en raison de la structure hyperfine, ce niveau comporte trois sous-niveaux hyperfins ($F = 7/2, 9/2, 11/2$) qui eux-mêmes possèdent une structure magnétique. Le déplacement lumineux du niveau 3P_1 dépend donc du sous-niveau magnétique. Il n'est donc pas possible de se placer strictement à résonance pour un refroidissement par bandes latérales. Au lieu de cela, il existe plusieurs longueurs d'ondes suivant le sous-niveau magnétique, qui sont elles-mêmes entrelacées avec des résonances correspondant à des processus de chauffage. Il est néanmoins possible de trouver un compromis qui permet de refroidir les atomes jusqu'à une température de quelques microkelvins dans la direction longitudinale (fig. 9).

3.2.2. *Pompage optique*

Afin de procéder à une interrogation en présence d'un champ magnétique, il est nécessaire d'introduire une étape de pompage optique permettant de polariser les atomes vers un des sous-niveaux Zeeman extrêmes. Le pompage s'effectue à nouveau par le biais de la transition $^1S_0 - ^3P_1$, en appliquant un champ magnétique de 30 μT qui permet de lever la dégénérescence, et en choisissant une polarisation circulaire pour le faisceau laser (on alterne entre σ^+ et σ^- selon la direction de pompage désirée). Comme le niveau 3P_1 est plus sensible au champ magnétique que le niveau fondamental, les différentes transitions sont espacées au maximum de 200 kHz. Pour pouvoir couvrir toutes les transitions sans avoir à moduler la fréquence du laser, une possibilité consiste à élargir la transition par saturation. En utilisant le même laser que pour le refroidissement transverse, on dispose d'un élargissement suffisant pour satisfaire cette condition.

3.3. *Laser d'interrogation et principe de la mesure*

3.3.1. *Laser ultra-stable*

L'interrogation des atomes s'effectue sur la transition $^1S_0 - ^3P_0$ à 698 nm. Afin de profiter de la faible largeur naturelle de cette transition (environ 1 mHz), on souhaite obtenir les résonances les plus fines possibles, ce qui nécessite un laser d'interrogation aussi fin spectralement

que possible. D'autre part, en raison de la dégradation de la stabilité par effet Dick, un travail de stabilisation doit être effectué sur ce même laser. Pour atteindre la longueur d'onde désirée, les lasers commerciaux les plus proches sont des diodes lasers spécifiées autour de 690 nm. Il est possible d'atteindre la longueur d'onde désirée, mais généralement au détriment de la puissance de sortie disponible. Pour cette raison, on a utilisé un dispositif utilisant une cavité étendue avec un filtre interférentiel, qui a pour avantage de limiter les pertes lors de la sélection en longueur d'onde. D'autre part, ce dispositif diminue la sensibilité des réglages et améliore la stabilité du laser, ce qui le rend idéal pour le laser ultra-stable.

La stabilisation du laser est réalisée en plusieurs étapes. Tout d'abord, la fréquence du laser est asservie sur une cavité Fabry-Pérot de très haute finesse (environ 25 000) à l'aide d'un asservissement de type Pound-Drever-Hall [29]. La stabilité de la cavité est assurée en contactant par adhérence moléculaire les deux miroirs du résonateur sur un barreau d'ULE, un verre à très faible coefficient d'expansion thermique. L'ensemble est enfermé dans une enceinte à vide composée de trois blindages thermiques, ce qui permet de limiter les fluctuations de température et d'indice optique. Pour l'asservissement, on module le signal en fréquence à l'aide d'un modulateur électro-optique à 50 MHz. De cette manière, si on couple le signal dans la cavité, les bandes latérales situées à 50 MHz sont réfléchies et permettent de générer un signal d'erreur qui sert à corriger la longueur de la cavité de la diode.

L'ensemble du montage optique du laser ultra-stable est d'autre part installé sur un banc optique séparé qui repose sur une table d'isolation active des vibrations mécaniques. Elle permet d'atténuer le bruit apporté par ces vibrations dans la gamme de fréquence allant de 1 Hz à 100 Hz. L'ensemble est alors enfermé dans un caisson qui protège le montage des perturbations acoustiques et des fluctuations de température. Dans cette configuration, le bruit de fréquence du laser atteint un palier de bruit blanc de fréquence qui vaut $2 \cdot 10^{-1} \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ à partir de 100 Hz. Une évaluation de la largeur de raie peut être effectuée à partir du spectre de bruit de fréquence du laser, et donne une valeur d'environ 10 Hz.

Récemment, une deuxième cavité ultra-stable indépendante a été ajoutée pour améliorer encore le spectre des fluctuations de fréquence du laser d'horloge. On utilise dans ce cas des miroirs en silice, un matériau plus rigide et donc moins sensible au bruit thermique que l'ULE. Sa finesse est de l'ordre de 250 000 et l'effet des fluctuations thermiques représente $3 \cdot 10^{-16}$ en valeur relative à 1 s [30]. D'autre part, la forme de la cavité et la technique utilisée pour la supporter ont été conçues pour limiter la sensibilité aux vibrations mécaniques. La sensibilité résiduelle obtenue est inférieure à $10^{-11}/\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$ selon les trois directions de l'espace. Enfin, un système de blindages thermiques concentriques, polis et dorés a été mis en place pour isoler la cavité des fluctuations de température de l'environnement, et le dispositif est posé sur une table d'isolation passive des vibrations. Il devrait permettre d'atteindre une largeur de raie inférieure à 1 Hz.

3.3.2. Interrogation et détection

L'interrogation de la transition d'horloge a lieu juste après la phase de pompage optique. Avant de commencer, on peut modifier la profondeur du réseau optique en jouant sur son asservissement de puissance, de manière à se rapprocher de la situation $U_0 = 10 \times E_r$. Cette modification de la profondeur est réalisée de manière adiabatique, pour permettre aux atomes de rester dans le même niveau vibrationnel. On modifie également la valeur du champ magnétique pour l'amener à $100 \mu\text{T}$. On réalise typiquement des interrogations de 20 ms avec une intensité de quelques microwatts par centimètre carré, ce qui permet d'observer des résonances dont la largeur est limitée par le laser d'horloge. Un polariseur permet de contrôler le type de transition que l'on souhaite réaliser (π ou σ).

Une fois l'interrogation réalisée, les atomes se trouvent répartis dans les deux niveaux d'horloge. On détecte alors les deux populations grâce à une sonde à 461 nm. Une première impulsion de 2 ms permet d'observer un signal de fluorescence provenant des N_f atomes du niveau 1S_0 . En utilisant une sonde puissante, on éjecte de plus ces atomes du piège. Les atomes du niveau 3P_0 sont alors repompés vers le niveau fondamental en utilisant les deux lasers à 679 nm et 707 nm. On envoie alors une deuxième impulsion à 461 nm qui permet de mesurer la fluorescence (et donc le nombre N_e) de ces atomes. La probabilité de transition est alors déduite de ces deux mesures :

$$P_e = \frac{N_e}{N_f + N_e}.$$

Afin de rester toujours à résonance d'un cycle sur l'autre, un asservissement numérique permet de contrôler la fréquence du laser d'horloge *via* un MAO. On interroge la résonance de part et d'autre de son sommet, et la valeur de la probabilité obtenue pour deux cycles consécutifs permet de générer le signal d'erreur de cet asservissement numérique.

3.3.3. Mesure absolue de fréquence

Afin de pouvoir obtenir une valeur de la fréquence d'horloge et évaluer son bruit de fréquence résiduel, on réalise des mesures d'une durée typique de 1 h. Pour cela, on répète un grand nombre de fois un cycle de mesure. Le principe est d'interroger une résonance pendant 32 cycles, puis d'interroger la résonance symétrique. Ainsi, au bout de 64 cycles, on dispose d'une mesure de la fréquence ainsi que d'une mesure du champ magnétique. On répète alors cette séquence pour atteindre la durée de mesure désirée. Il est également possible d'alterner des mesures pour différents paramètres de l'horloge (par exemple la profondeur du piège) au cours d'une mesure d'une heure.

La fréquence contrôlée par ordinateur est la fréquence d'un MAO qui achemine le laser vers les atomes. La mesure absolue est réalisée en acheminant une partie du laser d'horloge vers un dispositif utilisant un peigne de fréquences femtosecondes [31]. Le transfert est fait à l'aide d'une fibre optique. On fait alors battre le faisceau

du laser d'horloge avec un mode du peigne de fréquence, lui-même référencé sur les fontaines atomiques du laboratoire. De cette manière, on obtient une mesure absolue. Le schéma de fonctionnement de cette mesure est présenté synthétiquement sur la figure 8.

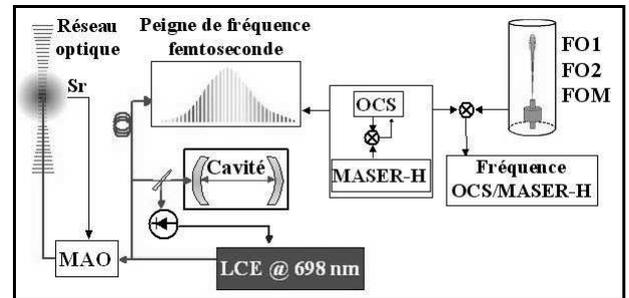


Fig. 8. – Principe de la mesure absolue de fréquence.

4. Résultats expérimentaux

Les résultats obtenus sur l'horloge à strontium concernent essentiellement des mesures effectuées sur l'isotope ^{87}Sr pour lequel l'horloge a été imaginée à l'origine. Cependant, suite à des propositions pour utiliser l'isotope ^{88}Sr [17], plus abondant, une évaluation a également été faite pour cet isotope.

4.1. Caractéristiques de l'horloge

4.1.1. Température des atomes dans le piège

L'observation du spectre de la résonance peut donner des informations sur la population des différents niveaux vibrationnels dans le piège, et donc sur la température des atomes piégés. En effet, en se plaçant dans des conditions où on est capable d'observer le spectre des deux premières bandes latérales (qui correspondent à une transition d'horloge avec changement de niveau vibrationnel $|n\rangle \rightarrow |n \pm 1\rangle$), (fig. 9) on observe une dissymétrie entre la bande latérale « rouge », correspondant à la transition $|n\rangle \rightarrow |n-1\rangle$ et la bande latérale « bleue », symétrique.

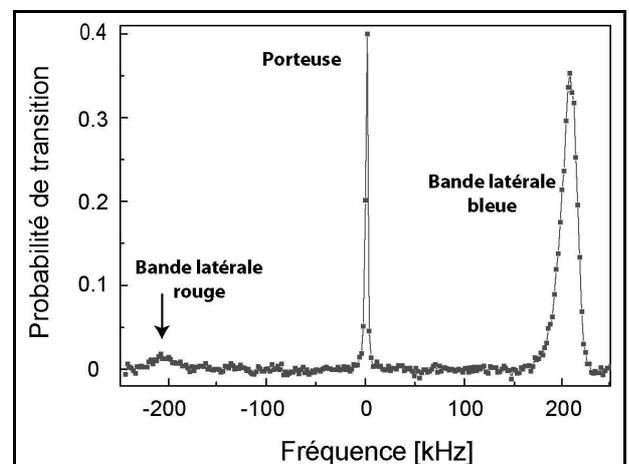


Fig. 9. – Spectre des bandes latérales permettant de déduire la température atomique.

On peut facilement expliquer cette observation en remarquant que les atomes situés dans le niveau vibrationnel fondamental ne participent pas au signal de la bande latérale rouge, alors que tous les atomes contribuent à la bande latérale bleue. La différence de hauteur entre les deux résonances est donc directement reliée à la population du niveau vibrationnel fondamental. En supposant le nuage atomique à l'équilibre thermodynamique, cette détermination permet de déduire la température longitudinale, $T_z = 3 \mu\text{K}$.

D'autre part, la largeur et la forme des bandes latérales peuvent également être reliées à la température transverse, puisqu'il y a une dépendance entre fréquence d'oscillation longitudinale et fréquence d'oscillation transverse. En effet, les atomes dans un niveau d'oscillation transverse élevé voient en moyenne une profondeur de piège moindre, et donc une fréquence d'oscillation longitudinale plus faible. Cette température peut également être mesurée en prenant un profil Doppler des atomes lorsqu'on utilise le laser d'horloge horizontalement. Les deux estimations s'accordent et donnent une température transverse de $10 \mu\text{K}$.

4.1.2. Résonances et stabilité

La majorité des mesures prises lors de la dernière évaluation de l'horloge à ^{87}Sr correspondent à une interrogation de 20 ms et un champ magnétique de valeur $B=87 \mu\text{T}$. Dans cette configuration, on observe des résonances ayant une largeur de raie d'environ 30 Hz (fig. 10) qui est limitée par la durée de l'interrogation et non la largeur de raie du laser. Le facteur de qualité expérimental correspondant est $Q = 1,4 \cdot 10^{13}$. L'intérêt d'élargir la résonance est de pouvoir assurer un meilleur rapport signal à bruit de détection, et donc de faciliter l'asservissement sur la résonance. La figure 10 présente les deux transitions π : $m_F = \pm 9/2 \rightarrow m_F = \pm 9/2$.

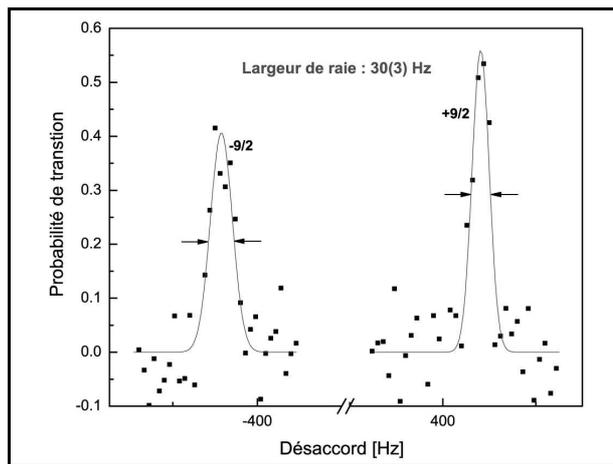


Fig. 10. – Résonances en présence d'un champ magnétique $B = 87 \mu\text{T}$.

La dissymétrie des hauteurs entre ces deux résonances est due à une différence d'efficacité du pompage optique dans les deux directions. Avec cette valeur du champ magnétique, les raies Zeeman adjacentes sont séparées de

96 Hz, et sont donc parfaitement résolues. D'autre part, le pompage optique permet d'avoir 80 % des atomes dans un niveau extrême. On montre alors que le déplacement de fréquence résiduel induit par ces transitions Zeeman adjacentes est inférieur à 10^{-15} en valeur relative.

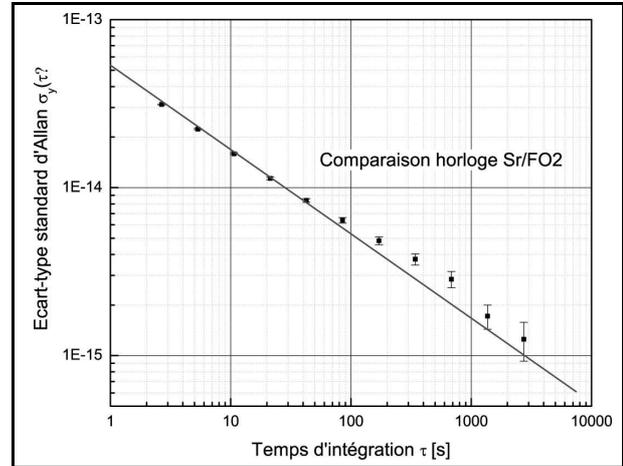


Fig. 11. – Stabilité relative de fréquence de la comparaison horloge à Sr-fontaine atomique FO2.

Avec ces paramètres, et sachant qu'on piège environ $N = 10^4$ atomes, la formule (2) annonce que la limite quantique à la stabilité est d'environ 10^{-15} à 1 s. En réalité, en raison notamment de l'effet Dick, la stabilité observée est nettement moins bonne. La figure 11 représente l'écart type d'Allan de la comparaison entre notre horloge optique et la fontaine atomique FO2 du LNE-SYRTE. On trouve $\sigma_y(\tau) = 6 \cdot 10^{-14} \tau^{-1/2}$, ce qui est caractéristique d'un bruit blanc de fréquence. Sachant que la stabilité à 1 s de la fontaine FO2 est de $3,5 \cdot 10^{-14}$, on voit que les contributions de l'horloge optique et de la fontaine sont à peu près équivalentes. L'écart type d'Allan descend à 10^{-15} en environ 1 h, correspondant à une résolution de mesure de 0,5 Hz.

4.2. Évaluation des effets systématiques

L'évaluation la plus récente de l'horloge a permis de montrer un contrôle de la plupart des effets systématiques dans la gamme des 10^{-16} [12].

4.2.1. Effet Zeeman

Comme il a été expliqué dans le § 2.3.1.2, le principe d'interrogation de raies symétriques en présence d'un champ magnétique permet en principe de s'affranchir de l'effet Zeeman du premier ordre. Il n'est donc *a priori* nécessaire d'évaluer que l'effet du second ordre. Pour cela, on a besoin de la connaissance du champ magnétique vu par les atomes. Ce champ, dont on obtient une mesure tous les 64 cycles à l'aide de la connaissance du coefficient Zeeman du premier ordre, a pu être évalué sur des temps longs. Il s'avère que les fluctuations du champ magnétique, produit par des bobines contrôlées par ordinateur, n'ont pas d'effet visible sur les fluctuations de fréquence de l'horloge, car elles ne sont pas le bruit

dominant. L'incertitude sur le champ magnétique est notamment inférieure à $0,1 \mu\text{T}$ après une heure d'intégration.

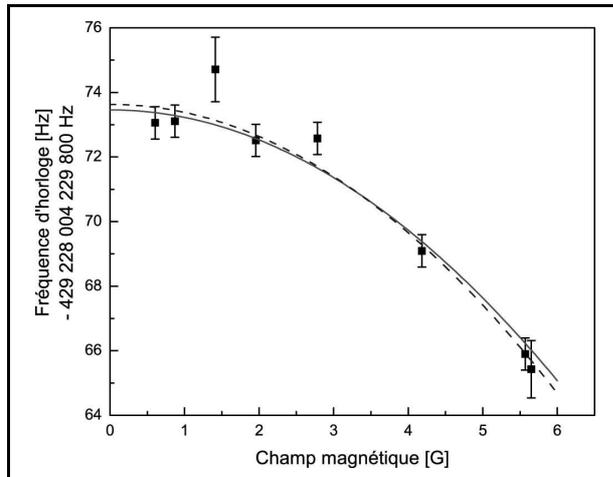


Fig. 12. – Évaluation de l'effet du champ magnétique.

L'évaluation de l'effet du second ordre et de la réjection du terme du premier ordre est faite en regardant la valeur de la fréquence absolue de l'horloge en fonction du champ magnétique. Ce graphe est tracé sur la figure 12 et on observe bien un comportement quadratique. La courbe en trait plein représente un ajustement des données expérimentales pour lequel on a imposé la dépendance quadratique à $-23,3 \text{ MHz/T}^2$, la valeur théorique. On voit bien l'excellent accord des points expérimentaux avec la prédiction théorique. La courbe en pointillés est un ajustement quadratique sans contrainte, qui permet une évaluation expérimentale de l'effet du second ordre : on trouve un coefficient qui vaut $-24,9(1,7) \text{ MHz/T}^2$. Finalement, pour un champ $B = 87 \mu\text{T}$, le déplacement dû à l'effet du second ordre vaut $\Delta_Z = -0,15 \text{ Hz}$. On constate également qu'il n'y a pas de trace visible de l'effet Zeeman du premier ordre.

4.2.2. Déplacement lumineux

Le contrôle des effets du piège, spécifique à ce nouveau type d'horloge, a fait l'objet d'une attention particulière depuis le lancement de l'horloge avec des atomes piégés. Une campagne de mesure a été tout spécialement dédiée à la mesure de la longueur d'onde magique, qui est actuellement connue avec une précision de 10^{-3} nm : $\lambda_m = 813,428(1) \text{ nm}$ [32]. La détermination expérimentale a été faite en mesurant le déplacement lumineux induit par le piège pour différentes longueurs d'onde de celui-ci en variant sa profondeur. Comme on peut le voir sur la figure 13, la longueur d'onde magique correspond à un déplacement lumineux nul. Nous avons par ailleurs évalué le déplacement de fréquence dû à l'hypermolarisabilité atomique dont la dépendance est quadratique en intensité du laser piège. Il ressort que pour une profondeur de piège de $10 \times E_r$, la contribution de ces effets vaut $-1(1) \cdot 10^{-18}$, ce qui est de toute façon très inférieur à l'effet du rayonnement du corps noir et assure la faisabilité de l'horloge.

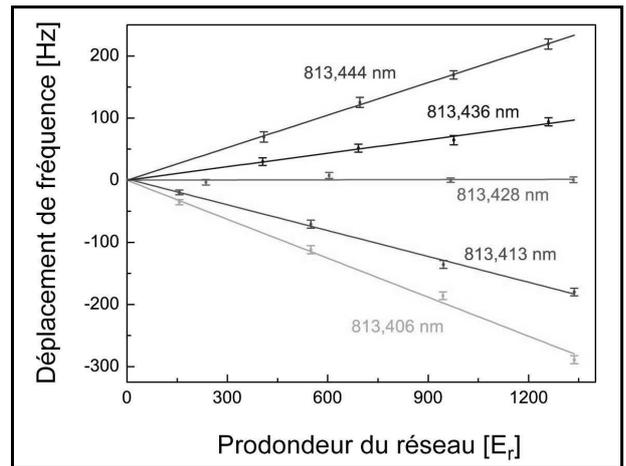


Fig. 13. – Évaluation de la longueur d'onde magique.

Pour déterminer le niveau de réjection du déplacement des niveaux d'énergie par le piège, les mesures ont été prises à différentes profondeurs du réseau optique. La figure 14 montre la dépendance de la fréquence d'horloge en fonction de la profondeur entre $50 \times E_r$ et $500 \times E_r$. Cela correspond à un déplacement lumineux des deux niveaux d'horloge allant jusqu'à $1,8 \text{ MHz}$, alors que le déplacement de la fréquence d'horloge, matérialisé par un ajustement linéaire, n'est pas résolu et vaut, pour la profondeur maximale, $\Delta_L = 0,5(0,5) \text{ Hz}$. En extrapolant cette valeur pour un piège ayant une profondeur de $10 \times E_r$, on trouve un effet systématique à hauteur de $2(2) \cdot 10^{-17}$, soit une exactitude déjà au niveau de ce qu'on souhaite atteindre pour cette horloge.

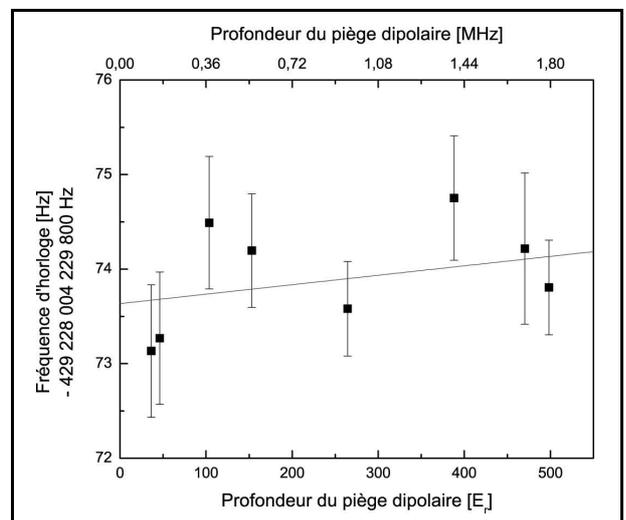


Fig. 14. – Évaluation de l'effet du piège.

4.2.3. Autres effets et bilan

Plusieurs effets systématiques supplémentaires ont été évalués. Le plus important concerne les effets de *pulling* des différentes raies parasites. Ce sont notamment les bandes latérales issues de la quantification du mouvement transverse des atomes dans le piège, ainsi que les raies Zeeman associées aux autres résonances possibles (et la

combinaison des deux types). Une borne supérieure de cet effet a été estimée en prenant en compte la largeur, la hauteur et l'écartement des différentes résonances par rapport à la porteuse. Il en ressort que l'incertitude associée à ces effets ne dépasse pas 0,5 Hz, soit $1,1 \cdot 10^{-15}$ en valeur relative.

L'effet des collisions entre atomes froids a également été étudié [33]. Pour cela, on a varié la densité d'atomes piégés en modifiant la durée du premier refroidissement (PMO). Aucun déplacement de fréquence n'apparaît clairement et une incertitude de 0,1 Hz a été attribuée à ce déplacement. Enfin, l'effet du rayonnement du corps noir a été calculé en mesurant régulièrement la température de l'enceinte de piégeage à l'aide de thermistances en platine. La température étant $T = 301(1)$ K, l'effet correspondant est $-2,39(5)$ Hz.

Le bilan d'exactitude de l'horloge est reporté dans le tableau 1. Il reprend toutes les évaluations, en ajoutant l'exactitude de la fontaine FO2 par rapport à laquelle on effectue la mesure, ainsi qu'un effet technique qui est à l'origine de l'incertitude maximale du bilan (1 Hz). Cet effet correspond à une série de points au comportement statistique anormal et représentée par le point pris avec un champ magnétique de $1,4 \cdot 10^{-4}$ T dans la figure 12. Bien que les autres mesures présentent une statistique normale, car l'effet responsable du comportement anormal de cette série n'a pas été identifié, on a ajouté par prudence cet effet systématique supplémentaire dont l'incertitude correspond à la dispersion des points de cette série anormale.

La fréquence de l'horloge obtenue est alors :

$$\nu(^{87}\text{Sr}) = 429\,228\,004\,229\,873,6(1,1) \text{ Hz.}$$

L'exactitude de l'horloge vaut alors $2,6 \cdot 10^{-15}$.

Tableau 1
Bilan d'exactitude de l'horloge à ^{87}Sr .

Effet	Correction (Hz)	Incertainude (Hz)	Incertainude relative (10^{-15})
Effet Zeeman	0,15	0,1	0,2
Déplacement lumineux	0,1	0,1	0,2
<i>Pulling</i>	0	0,5	1,1
Déplacement collisionnel	0	0,1	0,2
Rayonnement du corps noir	2,39	0,05	0,1
Effet technique	0	1	2,3
Exactitude de FO2	0	0,2	0,4
Total	2,64	1,1	2,6

En comparaison, l'équipe de l'université de Tokyo a publié en 2008 une évaluation avec une exactitude de $5,6 \cdot 10^{-15}$ ($\nu(^{87}\text{Sr}) = 429\,228\,004\,229\,874,1(2,4)$ Hz) [34], limitée par le dispositif de mesure utilisant un lien par GPS. L'équipe du JILA a, quant à elle, récemment

effectué une mesure d'une exactitude de $9 \cdot 10^{-16}$ [35] ($\nu(^{87}\text{Sr}) = 429\,228\,004\,229\,873,65(37)$ Hz).

4.3. Évaluation de l'horloge à ^{88}Sr

Suite à des propositions [17] rendant possible l'étude des horloges à réseau optique pour des isotopes sans structure hyperfine (comme le ^{88}Sr), nous avons décidé d'adapter notre expérience pour pouvoir travailler avec les deux isotopes. La transition d'horloge étant totalement interdite pour les processus à un seul photon dans ce cas, il est nécessaire d'ajouter un champ de couplage supplémentaire pour pouvoir utiliser l'isotope ^{88}Sr . La manière la plus simple d'y arriver est d'utiliser un champ magnétique statique qui a pour effet de mélanger les états $^3\text{P}_0$ et $^3\text{P}_1$. On peut utiliser les mêmes bobines que pour le pompage optique et l'interrogation dans le cas du ^{87}Sr , et les modifications expérimentales sont relativement simples à réaliser.

4.3.1. Motivations

Le principal attrait d'un développement de l'horloge avec du ^{88}Sr vient de la grande richesse que représente l'accès à des isotopes supplémentaires. La première application est la possibilité de mieux étudier les effets systématiques. Par exemple, des mesures de déplacement de fréquence ou de longueur d'onde magique permettent de nous renseigner sur les forces d'oscillateurs de plusieurs transitions. En retour, cette meilleure connaissance peut être directement utilisable pour évaluer le déplacement dû au rayonnement du corps noir avec une plus grande précision. On peut également penser à réaliser d'autres expériences de physique à l'aide des différents isotopes. La mesure de la fréquence d'horloge donne accès à une mesure précise du déplacement isotopique de la transition d'horloge, et donc potentiellement à des renseignements sur la structure du noyau, par exemple.

Un autre avantage à réaliser une horloge à réseau optique à atomes de ^{88}Sr réside dans le fait que son abondance isotopique est plus grande : elle vaut environ 83 %, alors que celle du ^{87}Sr n'est que de 7 %. Cet argument est important en terme de rapport signal à bruit lors de la détection, et donc en terme de stabilité.

Enfin, un dernier argument mis en avant est la relative simplicité de la structure atomique par rapport au fermion. Le spin nucléaire étant nul pour cet ^{88}Sr , il n'existe pas de structure hyperfine. Cette simplification se traduit suivant plusieurs points. Le premier concerne la transition d'horloge, qui dans ce cas est totalement interdite puisqu'il n'y a pas de couplage hyperfin. On dispose donc d'une transition virtuellement infiniment fine, et c'est la manière dont on applique le champ de couplage supplémentaire qui va déterminer la largeur expérimentale, qui de fait est ajustable. Le second point concerne la sensibilité au champ magnétique. Le moment cinétique total est pour les deux niveaux d'horloge $F = 0$, ce qui veut dire qu'il n'y a pas de structure Zeeman pour ces deux niveaux, et donc pas d'effet Zeeman du premier ordre en présence du champ magnétique. En revanche, il existe un effet du second ordre, identique à 10^{-3} près à celui présent dans le

cas du ^{87}Sr , et qui provient d'un couplage entre les niveaux $^3\text{P}_0$ et $^3\text{P}_1$ en présence d'un champ magnétique. C'est d'ailleurs ce couplage qui est utilisé pour observer la transition d'horloge dans notre configuration. Enfin, l'absence de structure hyperfine est également responsable d'une simplification des effets dus au laser de piégeage. Il existe des effets tensoriels dans le cas du fermion qui n'ont pas d'équivalent dans le cas du boson, et qui pourraient rendre le contrôle des effets du piège plus facile.

4.3.2. Évaluation

Sachant que la transition est initialement interdite, il faut appliquer des champs relativement intenses, en comparaison du cas du ^{87}Sr , pour réussir à l'observer [36]. Si on veut par exemple une pulsation de Rabi d'une vingtaine de hertz, il faut une intensité lumineuse d'environ 6 W/cm^2 , trois ordres de grandeurs au-dessus de ce qui est nécessaire pour le fermion, et un champ magnétique de l'ordre de 2 mT. La largeur de raie naturelle équivalente pour cette valeur du champ est alors de l'ordre du microhertz. Pour cette raison, les effets systématiques associés aux champs nécessaires à l'interrogation vont être dominants, puisque avec le laser d'interrogation actuel, d'une largeur de raie de 10 Hz, la fréquence de Rabi doit nécessairement être d'au moins 10 Hz. En plus de ces effets, l'effet des collisions doit être évalué car il est plus problématique dans le cas d'atomes bosoniques. En effet, ne bénéficiant plus du principe d'exclusion de Pauli applicable au ^{87}Sr , les collisions entre atomes de même état interne sont possibles.

4.3.2.1. Déplacement lumineux dû au laser d'interrogation

L'intensité lumineuse vue par les atomes est un paramètre difficile à mesurer avec exactitude. Pour ces raisons, l'intensité d'une situation de référence a été évaluée, puis la fréquence absolue de la transition a été mesurée en fonction de l'intensité relative à cette intensité de référence.

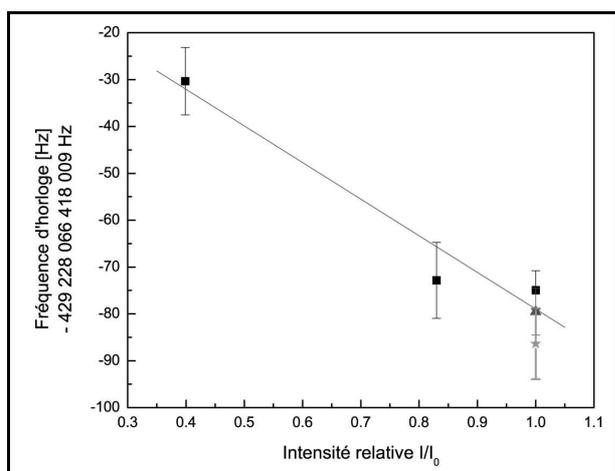


Fig. 15. – Déplacement lumineux.

Avec un champ magnétique de $B_0 = 1,7 \text{ mT}$ et une intensité de référence approximative $I_0 = 6 \text{ W/cm}^2$, les mesures faites en variant l'intensité sont reportées sur la

figure 15. Le déplacement lumineux de la situation de référence est $\Delta_L = -78(11) \text{ Hz}$.

4.3.2.2. Déplacement Zeeman

Pour déterminer l'effet du champ magnétique, on a pu bénéficier de la calibration des bobines réalisée lors de l'utilisation du fermion. Il est donc plus facile d'avoir une estimation précise de sa valeur, la stabilité du champ au cours du temps ayant également été caractérisée. Les mesures de la figure 16 retracent cet effet en fonction du carré du champ. L'ajustement linéaire représente le comportement attendu en utilisant la dépendance théorique, identique à celle de l'effet Zeeman du second ordre pour le fermion. Le déplacement de fréquence pour un champ de 1,7 mT est $\Delta_Z = -65,8(1,3) \text{ Hz}$.

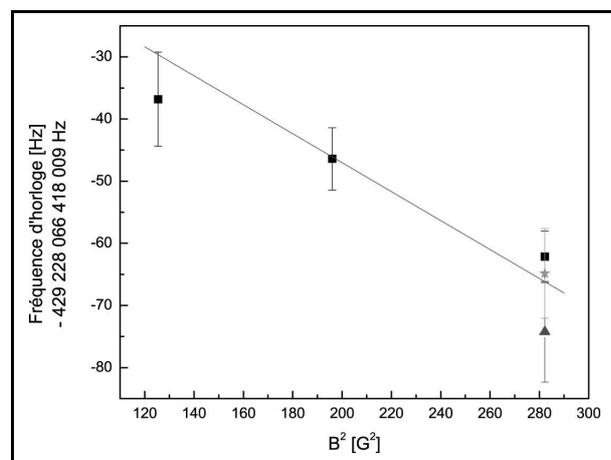


Fig. 16. – Déplacement Zeeman.

4.3.2.3. Exactitude de l'horloge

Le dernier effet à avoir été étudié est celui des collisions entre atomes froids, pour lequel on a pu attribuer une barre supérieure en mesurant la fréquence d'horloge en fonction du nombre d'atomes. Néanmoins, comme la densité atomique n'a pas pu être variée de manière importante, on trouve un effet compatible avec un déplacement nul mais avec une grande barre d'erreur (30 Hz). La valeur absolue de la fréquence d'horloge est alors :

$$\nu(^{88}\text{Sr}) = 429\,228\,066\,418\,009(32) \text{ Hz.}$$

5. Conclusion

Depuis son lancement en 2000, l'horloge à réseau optique à atomes de strontium développée au LNE-SYRTE a produit de nombreux résultats, que ce soit au niveau de l'évaluation des effets du piège ou bien lors de campagnes d'évaluation de l'horloge pour des atomes piégés. En quelques années, il a été possible de s'approcher des performances des horloges à atomes neutres non piégés, et la perspective de dépasser les performances des fontaines atomiques est désormais à portée de main. D'autre part, face à l'évaluation des différents effets systématiques, il semble possible

d'atteindre des performances équivalentes à celles des horloges à ion en terme d'exactitude. Les effets dus au piège, qui étaient *a priori* la plus grande inconnue pour ce nouveau type d'horloge, ne seront pas limitants et sont d'ores et déjà contrôlés à un très bon niveau. En ce qui concerne le champ magnétique, la perspective d'un laser d'interrogation ayant une largeur de raie de 1 Hz offrira la possibilité de travailler en champ plus faible, tout en résolvant les raies Zeeman et en limitant les effets de *pulling*. Il semble donc que la limite en terme d'exactitude sera atteinte quand l'effet de rayonnement du corps noir sera dominant, à un niveau de l'ordre de 10^{-17} . Là encore, une étude approfondie des isotopes ^{87}Sr et ^{88}Sr devrait permettre de mieux évaluer cet effet grâce à la mesure des forces d'oscillateurs des transitions atomiques dominantes. Néanmoins, pour atteindre la gamme d'exactitude des 10^{-18} , il semble que la solution soit de choisir un élément moins sensible à cet effet. C'est le cas en particulier des atomes de mercure, et c'est la raison pour laquelle un projet d'horloge à réseau optique à atomes de mercure est actuellement en cours de développement au LNE-SYRTE.

Actuellement, les projets d'horloge à réseau optique utilisant l'atome de strontium sont nombreux dans le monde, et trois équipes ont déjà publié des évaluations de ces horloges, toutes les trois avec des niveaux de performances comparables. Les meilleures comparaisons sont faites au niveau de 10^{-15} , ce qui est au même niveau que les comparaisons à distance (notamment par GPS) entre horloges micro-ondes au Cs. Pour cette raison, la transition $^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_0$ de l'isotope ^{87}Sr a récemment été proposée pour une représentation secondaire de la seconde par le Comité international des poids et mesures (CIPM). C'est la première étape vers une redéfinition de la seconde référencée sur les horloges à réseau optique, qui ont montré leurs capacités.

Enfin, les bons résultats obtenus avec les horloges à réseau optique et l'existence de mesures indépendantes faites dans des laboratoires différents dans le cas du ^{87}Sr permettent déjà d'envisager leur utilisation pour des applications de haute performance. La première de ces applications réside dans plusieurs tests de physique fondamentale. En effet, on dispose de plusieurs mesures réparties sur une durée de deux ans, ce qui permet de participer à des tests sur l'éventuelle dérive des constantes fondamentales. Le principe de ce test réside dans l'évaluation d'une éventuelle dérive des fréquences d'horloge, fonctionnant avec différentes espèces, par rapport au césium. Cette dérive, si elle existe, peut alors être reliée à la dérive de constantes fondamentales, comme la constante de structure fine α ou le rapport de la masse de l'électron sur la masse du proton μ . Une évaluation prenant en compte les mesures faites avec le ^{87}Sr est présentée en figure 17. Elle a permis une évaluation de cette variation [37] :

$$\frac{\dot{\alpha}}{\alpha} = (-3,1 \pm 3,0) \cdot 10^{-16} / \text{an.}$$

Une évaluation plus récente utilisant une comparaison entre des horloges utilisant les ions Hg^+ et Al^+ a permis d'améliorer la contrainte d'un ordre de grandeur [4]. Les

variations du potentiel gravitationnel entre le périhélie et l'aphélie permettent d'évaluer si les constantes fondamentales sont couplées au champ gravitationnel.

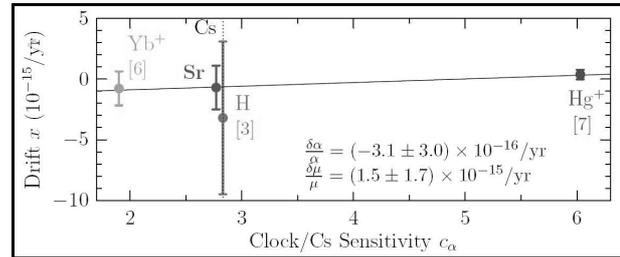


Fig. 17. – Evaluation de l'éventuelle dérive des constantes fondamentales en utilisant différentes espèces atomiques.

Le succès des horloges optiques ouvre également la voie au développement de projets spatiaux. Après le projet PHARAO/ACES [38], qui vise à envoyer une horloge à Cs sur la station internationale pour effectuer ce genre de tests ainsi que des mesures de déplacement gravitationnel, on envisage via le projet SAGAS [39], une sonde gravitationnelle à grande distance, de renforcer ces différents tests ainsi que d'obtenir des informations sur l'origine de l'anomalie Pioneer, qui s'est caractérisé par une accélération anormale des sondes Pioneer au-delà de Jupiter. A l'aide d'une horloge optique et d'un accéléromètre à atomes froids [40], ce projet permettrait donc de déterminer si l'anomalie Pioneer provient d'une distribution de masses inattendue dans le système solaire ou bien un défaut de la théorie de la gravitation à grande distance. Ce serait également un moyen de détecter d'éventuelles ondes gravitationnelles, des oscillations de l'espace-temps se propageant à la vitesse de la lumière et engendrant des perturbations locales de la métrique.

Références

- [1] BIZE S., LAURENT P., ABGRALL M., MARION H., MAKSIMOVIC I., CACCIAPUOTI L., GRÜNERT J., VIAN C., PEREIRA DOS SANTOS F., ROSENBUSCH P., LEMONDE P., SANTARELLI G., WOLF P., CLAIRON A., LUITEN A., TOBAR M. et SALOMON C., "Advances in atomic fountains", *C. R. Physique*, **5**, 2004, 829-843.
- [2] UDEM Th., HOLZSWARTH R. et HÄNSCH T.W. "Optical frequency metrology", *Nature*, **416**, 2002, 233-237.
- [3] DICKE R. H., "The effect of collisions upon the Doppler width of spectral lines", *Phys. Rev.*, **89**, 1953, 472-473.
- [4] ROSEN BAND T., HUME D. B., SCHMIDT P.O., CHOU C.W., BRUSCH A., LORINI L., OSKAY W.H., DRULLINGER R.E., FORTIER T.M., STALNAKER J.E., DIDDAMS S.A., SWANN W.C., NEWBURY N.R., ITANO W.M., WINELAND D.J. et BERGQUIST J.C., "Frequency ratio of Al^+ and Hg^+ single-ion optical clocks; Metrology at the 17th decimal place", *Science*, **319**, 2008, 1808-1811.
- [5] BORDÉ CH.J., SALOMON C., AVRILLIER S., VAN LERBERGHE A. et BRÉANT C., "Optical Ramsey fringes with travelling waves", *Phys. Rev. A*, **30**, 1984, 1836-1848.

- [6] WILPERS G., OATES C.W., DIDDAMS S. A., BARTELS A., FORTIER T.M., OSKAY W. H., BERGQUIST J.C., JEFFERTS S.R., HEAVNER T.P., PARKER T.E. et HOLLBERG L., "Absolute frequency measurement of the neutral ^{40}Ca optical frequency standard at 657 nm based on microkelvin atoms", *Metrologia*, **44**, 2007, 146-151.
- [7] DEGENHARDT C., STOEHR H., LISDAT C., WILPERS G., SCHNATZ H., LIPPHARDT B., NAZAROVA T., POTTIE P.E., STERR U., HELMCKE J. et RIEHLE F., "Calcium optical frequency standard with ultracold atoms : Approaching 10^{15} relative uncertainty", *Phys. Rev. A*, **72**, 2005, 062111.1- 062111.17.
- [8] GRYNBERG G., « Une matrice de lumière pour ranger les atomes », *La Recherche*, **256**, 1993, 896.
- [9] KATORI H., "Spectroscopy of Strontium atoms in the Lamb-Dicke confinement", Sixth Symposium on frequency standards and metrology, Singapore, 2002.
- [10] COURTILLOT I., QUESSADA A., BRUSCH A., KOLKER D., ROVERA G. D. et LEMONDE P., « Transition d'horloge pour une horloge optique à atomes piégés », *Bulletin du Bureau National de Métrologie*, **125**, 2004, 23-32.
- [11] COURTILLOT I., QUESSADA A., KOVACICH R.P., BRUSCH A., KOLKER D., ZONDY J.-J., ROVERA G. D. et LEMONDE P., "Clock transition for a future frequency standard with trapped atoms", *Phys. Rev. A*, **68**, 2003, 030501(R).
- [12] BAILLARD X., FOUCHÉ M., LE TARGAT R., WESTERGAARD P.G., LECALLIER A., CHAPELET F., ABGRALL M., ROVERA G. D., LAURENT P., ROSENBUSCH P., BIZE S., SANTARELLI G., CLAIRON A., LEMONDE P., GROSCHE G., LIPPHARDT B. et SCHNATZ H., "An optical lattice clock with spin-polarized ^{87}Sr atoms", *Eur. Phys. J. D*, **48**, 2008, 11-17.
- [13] DUBÉ P., MADEJ A.A., BERNARD J.E., MARMET L., BOULANGER J.-S. et CUNDY S., "Electric quadrupole shift cancellation in single-ion optical frequency standards", *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 2005, 033001.1-033001.4.
- [14] LEMONDE P. et WOLF P., "Optical lattice clock with atoms confined in a shallow trap", *Phys. Rev. A*, **72**, 2005, 033409.1-033409.8.
- [15] ASHCROFT N. et MERMIN N., "Solid State Physics", Saunders, Philadelphia, 1976.
- [16] BOYD M.M., ZELEVINSKY T., LUDLOW A.D., BLATT S., ZANON-WILLETTE T., FOREMAN S.M. et YE J., "Nuclear spin effects in optical lattice clocks", *Phys. Rev. A*, **76**, 2007, 022510.
- [17] TAICHENACHEV A.V., YUDIN V.I., OATES C.W., HOYT C.W., BARBER Z.W. et HOLLBERG L., "Magnetic field-induced spectroscopy of forbidden optical transitions with application to lattice-based optical atomic clocks", *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 2006, 083001.1-083001.4.
- [18] KATORI H., TAKAMOTO M., PAL'CHIKOV V.G. et OVSIANNIKOV V.D., "Ultrastable optical clock with neutral atoms in an engineered light shift trap", *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 2003, 173005.1-173005.4.
- [19] PORSEV S.G. et DEREVIANKO A., "Multipolar theory of blackbody radiation shift of atomic energy levels and its implications for optical lattice clock", *Phys. Rev. A*, **74**, 2006, 020502.1-020502.4.
- [20] ROSEN BAND T., ITANO W.M., SCHMIDT P.O., HUME D.B., KOELEMEN J.C.J., BERGQUIST J.C. et WINELAND D.J., "Blackbody radiation shift of the $^{27}\text{Al}^+ \ ^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_0$ transition", *arXiv : physics/0611125*, 2006.
- [21] SANTARELLI G., LAURENT P., LEMONDE P., CLAIRON A., MANN A.G., CHANG S., LUITEN A. et SALOMON C., "Quantum projection noise in an atomic fountain: A high stability Cesium frequency standard", *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 1999, 4619-4622.
- [22] DICK G.J., "Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards", *Proc. of precise time and time interval*, 1987, 133-147.
- [23] QUESSADA A., KOVACICH R.P., COURTILLOT I., CLAIRON A., SANTARELLI G. et LEMONDE P., "The Dick effect for an optical frequency standard", *J. Opt. B: Quantum Semiclassical Opt.*, **5**, 2003, S150-S154.
- [24] LE TARGAT R., ZONDY J.-J. et LEMONDE P., "75%-efficiency blue generation from an intracavity PPKTP frequency doubler", *Opt. Comm.*, **247**, 2005, 471-481.
- [25] COURTILLOT I., QUESSADA A., KOVACICH R.P., ZONDY J.-J., LANDRAGIN A., CLAIRON A. et LEMONDE P., "Efficient cooling and trapping of strontium atoms", *Opt. Lett.*, **28**, 2003, 468-470.
- [26] HÄNSCH T.W. et COUILLAUD B., "Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity", *Opt. Comm.*, **35**, 1980, 441-444.
- [27] BAILLARD X., GAUGUET A., BIZE S., LEMONDE P., LAURENT P., CLAIRON A. et ROSENBUSCH P., "Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers", *Opt. Comm.*, **266**, 2006, 609-613.
- [28] PERRIN H., KUHN A., BOUCHOULE I. et SALOMON C., "Sideband cooling of neutral atoms in a far-detuned optical lattice", *Europhys. Lett.*, **42**, 1998, 395-400.
- [29] DREVER R.W.P., HALL J.L., KOWALSKI F.V., HOUGH J., FORD G.M., MUNLEY A.J. et WARD H., "Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator", *App. Phys. B*, **31**, 1983, 97-105.
- [30] MILLO J. *et al.*, "Stable optical cavities : design and experiments at LNE-SYRTE", in *EFTF Proceedings*, 2008.
- [31] KUBINA P., ADEL P., ADLER F., GROSCHE G., HÄNSCH T.W., HOLZWARTH R., LEITENSTORFER A., LIPPHARDT B. et SCHNATZ H., "Long term comparison of two fiber-based frequency comb systems", *Opt. Express*, **13**, 2005, 904-909.
- [32] BRUSCH A., LE TARGAT R., BAILLARD X., FOUCHÉ M. et LEMONDE P., "Hyperpolarizability effects in a Sr optical lattice clock", *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 2006, 103003.1-103003.4.
- [33] LE TARGAT R., BAILLARD X., FOUCHÉ M., BRUSCH A., TCHERBAKOFF O., ROVERA G.D. et LEMONDE P., "Accurate optical lattice clock with ^{87}Sr atoms", *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 2006, 130801.1-130801.4.
- [34] HONG F.L., MUSHI M., TAKAMOTO M., INABA H., YANAGIMACHI S., TAKAMIZAWA A., WATABE K., IKEGAMI T., IMAE M., FUJII Y., AMEMIYA M., NAKAGAWA K., UEDA K. et KATORI H., "Measuring the frequency of a Sr optical lattice clock using a 120-km coherent optical transfer", *arXiv:0811.1816*, 2008.

- [35] CAMPBELL G.K., LUDLOW A.D., BLATT S., THOMSEN J.W., MARTIN M.J., DE MIRANDA M.H.G., ZELEVINSKY T., BOYD M.M., YE J., DIDDAMS S. A., HEAVNER T. P., PARKER T. E. et JEFFERTS S. R. “The absolute frequency of the ^{87}Sr optical clock transition”, *Metrologia*, **45**, 2008, 539-548.
- [36] BAILLARD X., FOUCHÉ M., LE TARGAT R., WESTERGAARD P.G., LECALLIER A., LECOQ Y., ROVERA G.D., BIZE S. et LEMONDE P., “Accuracy evaluation of an optical lattice clock with bosonic atoms”, *Opt. Lett.*, **32**, 2007, 1812-1814.
- [37] BLATT S., LUDLOW A.D., CAMPBELL G.K., THOMSEN J.W., ZELEVINSKY T., BOYD M.M., YE J., BAILLARD X., FOUCHÉ M., LE TARGAT R., BRUSCH A., LEMONDE P., TAKAMOTO M., HONG F.L., KATORI H. et FLAMBAUM V.V., “New limits on coupling of fundamental constants to gravity using ^{87}Sr optical lattice clocks”, *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 2008, 140801.
- [38] LAURENT P., ABGRALL M., JENTSCH C., LEMONDE P., SANTARELLI G., CLAIRON A., MAKSIMOVIC I., BIZE S., SALOMON C., BLONDÉ D., VEGA J.F., GROSJEAN O., PICARD F., SACCOCCIO M., CHAUBET M., LADIETTE N., GUILLET L., ZENONE I., DELAROCHE C. et SIRMAIN C., “Design of th cold atom PHARAO space clock and initial test results”, *Appl. Phys. B*, **84**, 2006, 683-690.
- [39] WOLF P. et al., “Quantum physics exploring gravity in the outer solar system: the SAGAS project”, *arXiv:0711.0304*, 2007.
- [40] CANUEL B., LEDUC F., HOLLEVILLE D., GAUGUET A., FILS J., VIRDIS A., CLAIRON A., DIMARCO N., BORDÉ CH., LANDRAGIN A. et BOUYER P., “Six-axis inertial sensor using cold-atom”, *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 2006, 010402.1-010402.4.

Article reçu le 16 mai 2008 ; version révisée reçue le 10 décembre 2008.