



HAL
open science

Analyse et réduction des sources d'instabilité de fréquence dans une horloge CPT compacte

Francois Tricot

► **To cite this version:**

Francois Tricot. Analyse et réduction des sources d'instabilité de fréquence dans une horloge CPT compacte. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Sorbonne Université, 2018. Français. NNT : 2018SORUS037 . tel-02121083v2

HAL Id: tel-02121083

<https://theses.hal.science/tel-02121083v2>

Submitted on 6 May 2019

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

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

SORBONNE UNIVERSITÉ
École doctorale Physique en Île de France

Laboratoire Systèmes de Référence Temps-Espace

Thèse de Doctorat de Physique

Analyse et réduction des sources d'instabilité
de fréquence dans une horloge CPT compacte

présentée par
François Tricot

Le 27 mars 2018 devant le jury composé de :

Mme.	Agnès	Maître	Présidente du jury
M.	Frédéric	Du Burck	Rapporteur
M.	Vincent	Giordano	Rapporteur
M.	Virgile	Hermann	Examineur
M.	Jean-Marc	Lesage	Examineur
M.	Stéphane	Guérandel	Directeur de thèse

Table des matières

Introduction	1
1 Principe d'une horloge atomique et description de l'expérience	5
1.1 Introduction	5
1.2 Horloge atomique	5
1.2.1 Principe	5
1.2.2 Définitions	7
1.3 Horloges miniatures et compactes	9
1.3.1 Piégeage cohérent de population	9
1.3.1.1 Histoire	9
1.3.1.2 CPT	10
1.3.2 Etat de l'art	13
1.4 Dispositif expérimental	15
1.4.1 Les lasers	17
1.4.1.1 Description de l'asservissement de fréquence du laser Maître	17
1.4.1.2 Description de l'asservissement du laser Esclave	18
1.4.1.3 Modulateur acousto-optique	18
1.4.1.4 Polarisation	19
1.4.2 Chaîne micro-onde	21
1.4.3 Nouveau résonateur atomique	24
1.4.3.1 Cellule	26
1.4.3.2 Température	27
1.4.3.3 Blindage et champ magnétique	28
1.5 Séquence d'horloge	30
1.5.1 Interrogation pulsée	31
1.5.2 Asservissement de l'horloge	34
1.6 Conclusion	34
2 Limitations de la stabilité de fréquence à court terme	35
2.1 Introduction	35
2.2 Effet Dick	36
2.2.1 Description mathématique	36
2.2.2 Fonction de sensibilité	37
2.2.3 Bruit de fréquence et bruit de phase	39
2.3 Mesure de bruit de phase	40
2.3.1 Méthode par comparaison	40
2.3.2 Méthode des deux voies corrélées croisées	41

2.4	Réduction du bruit de phase	43
2.4.1	Oscillateur local à 100 MHz	43
2.4.2	Synthèse du signal à 9400 MHz	46
2.4.3	Oscillateur accordable à 9392 MHz	48
2.4.4	Boucle à verrouillage de phase optique	51
2.4.4.1	Battement optique	51
2.4.4.2	Plancher de bruit de phase	54
2.4.5	Bilan	56
2.5	Bruit d'intensité relative	58
2.5.1	Conversion bruit d'amplitude - bruit de fréquence	58
2.5.1.1	Écart type du bruit	58
2.5.1.2	Conversion en bruit de fréquence	60
2.5.2	Asservissement de puissance	62
2.5.2.1	Principe	62
2.5.2.2	Circuit électronique	63
2.5.2.3	Interaction acousto-optique	65
2.5.2.4	Puissance prélevée	66
2.5.2.5	Bruit dans la boucle	67
2.5.2.6	Résultats	68
2.6	Bruits non limitant la stabilité de fréquence	71
2.6.1	Bruit de fréquence optique	71
2.6.2	Champ magnétique	73
2.6.3	Bruit de grenaille	73
2.7	Mesures de stabilité de fréquence	73
2.8	Conclusion	75
3	Limitations de la stabilité de fréquence à moyen terme	77
3.1	Introduction	77
3.2	Effets limitants	77
3.2.1	Dissymétrie du signal d'horloge	77
3.2.2	Stabilité de la puissance laser	80
3.2.2.1	Circuit électronique	80
3.2.2.2	Bruit du photodétecteur dans la boucle	83
3.2.2.3	Influence du modulateur acousto-optique	84
3.3	Autres sources d'instabilité de fréquence	88
3.3.1	Fluctuations de température de la cellule	88
3.3.2	Champ magnétique	89
3.3.3	Température du modulateur acousto-optique commun	90
3.4	Bilan	91
3.4.1	Compensation des déplacements de puissance	95
3.5	Conclusion	96
4	Sources laser pour un prototype compact d'horloge CPT	97
4.1	Introduction	97
4.2	Sources Laser	98
4.2.1	Nouveaux Lasers à cavité étendue	98
4.2.1.1	Caractérisations	98

4.2.1.2	Bruit de fréquence	100
4.2.1.3	Bruit d'intensité	102
4.2.1.4	Bilan	102
4.2.2	Laser bifréquence	104
4.2.2.1	Introduction	104
4.2.2.2	Montage expérimental	105
4.2.2.3	Bruit d'intensité du VECSEL bifréquence	106
4.2.2.4	Bruit de phase	110
4.2.3	Comparaisons d'horloges compactes	111
4.3	Double modulation CPT	112
4.3.1	Dispositif expérimental	112
4.3.2	Paramètres de l'horloge	112
4.3.3	Mesure de la stabilité de fréquence	114
4.4	Conclusion	115
	Conclusion	120
	A Structure hyperfine de l'atome de césium	121
	B Échantillonnage du bruit de puissance laser	123
	C Mesures de la stabilité de la référence de tension	125
	C.1 Rappels	125
	C.2 Stabilité de la référence de tension	127
	D Alimentation de courant bas bruit	131
	E Mesure de la largeur de raie des lasers VHG	133
	Bibliographie	135

Introduction

Avant que la seconde ne soit définie par une référence atomique, la mesure du temps était basée sur le caractère périodique des phénomènes astronomiques visibles : les saisons, les cycles de la Lune, le mouvement des étoiles, etc. Il était alors facile de se repérer par rapport à la position du soleil dans le ciel, de l'ombre portée sur les cadrans, afin de mesurer des durées. Définie tacitement [1] comme une fraction du jour moyen ($1/86400$), la seconde est ensuite définie en 1960¹ comme une fraction ($1/31556925,9747$) de l'année tropique 1900 pour tenir compte du ralentissement de la rotation de la terre sur elle-même. Les technologies mesurant le temps se perfectionnant à chaque époque – clepsydre, sablier, bougie, horloge mécanique, horloge à quartz – les travaux sur les transitions atomiques ont montré une certaine reproductibilité et précision des mesures. Si bien que la seconde est maintenant définie, depuis 1967², par rapport à l'atome de césium : « La seconde est la durée de 9 192 631 770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de césium 133 ».

Les horloges atomiques du monde entier sont dorénavant comparées afin de définir un temps de référence, le temps atomique international (TAI). Ce TAI simplifie les échanges d'informations (banque, télécommunication, transports, etc). Les horloges atomiques servent aussi à tester les lois de la physique, comme les constantes fondamentales, la relativité générale ou encore chercher une signature de la matière noire [2–4]. Avec un compromis entre volume et performance, des horloges ont pu être embarquées pour la navigation par satellite. Pour les diverses applications de positionnement (sous-marins, GPS, etc.), les prochaines générations d'horloges devront présenter des performances améliorées, en étant à la fois plus compactes et moins consommatrices que celles déjà existantes.

C'est bien dans ce contexte que se développent dans les laboratoires des horloges plus compactes et compétitives avec les horloges embarquées. Les horloges atomiques compactes développées au SYRTE exploitent le piégeage cohérent de population (CPT, pour

1. Page 16 de la 11^e Conférence Générale des Poids et Mesures.

2. Page 23 de la 13^e Conférence Générale des Poids et Mesures.

Coherent Population Trapping) [5] à fort contraste³ [6] et l'interrogation pulsée tout optique afin de garantir une réduction de volume et de la consommation, tout en affichant des performances d'horloge proches de 10^{-13} à 1 s. Sur la Figure 1 est tracé un objectif d'instabilité de fréquence en $2 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusque 10 000 s que nous nous sommes fixés au laboratoire en prévision des besoins futurs des systèmes embarqués (GNSS (*Global Navigation Satellite System*) de génération suivante, navigation dans l'espace lointain [7], etc). Les performances visées sont meilleures que celle du maser passif à hydrogène (PHM) et celle de l'horloge à rubidium spatiale (RAFS). Ces deux dernières horloges sont embarquées, les performances présentées dans la figure ont été mesurées à bord des satellites [8]. L'horloge à pompage optique sur jet de césium (OSCC) [9] développée

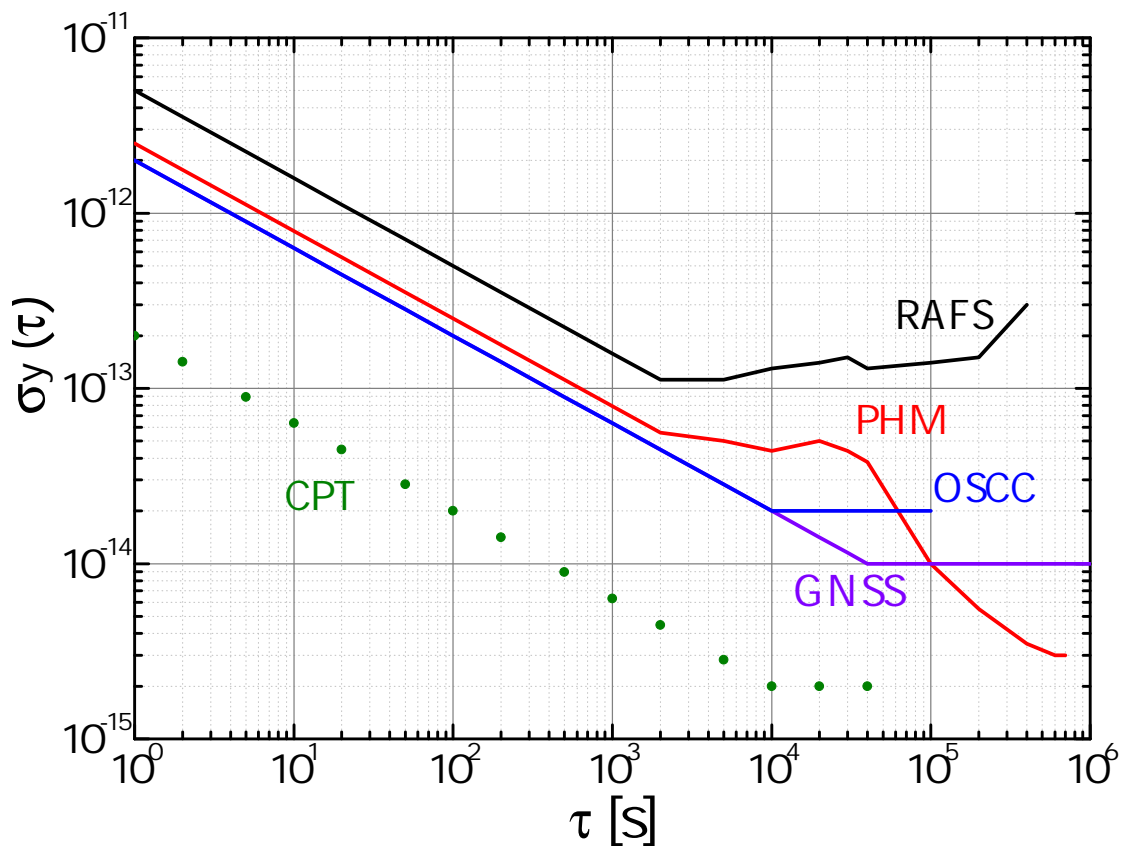


FIGURE 1: Stabilités de fréquence d'horloges compactes. Stabilité de fréquence requise au temps τ pour des applications GNSS actuelles (violet).

par Thales est aussi représentée sur la figure. Pour les systèmes de navigation par satellite, les exigences de performance de stabilité de fréquence sont de l'ordre de 10^{-14} à 10 000 s. Aussi, les laboratoires travaillent à obtenir des stabilités de fréquence meilleures que les PHM dans un volume susceptible d'être réduit par l'industriel. Au SYRTE et à FEMTO-ST, des horloges CPT sont à l'étude où l'interrogation atomique tout optique devrait permettre de compacter le système.

3. Par rapport à la polarisation circulaire utilisée habituellement qui ne favorise pas la transition d'horloge.

Depuis les premiers développements de l'horloge CPT au SYRTE, les différentes études ont permis une meilleure compréhension et exploitation du piégeage cohérent de population et de son utilisation métrologique dans le cadre d'un développement d'horloges compactes. L'interrogation originale proposée [10] permet une résolution spectrale suffisamment fine de 125 Hz pour un signal de 9,2 GHz, soit un facteur de qualité $Q \sim 7,3 \times 10^7$. Un tel facteur de qualité a ouvert la voie à des performances d'horloge qui se sont améliorées avec le temps, grâce à la compréhension des bruits au cours des différents travaux qui se sont succédés [11–13]. Les études présentées dans ce mémoire sont la suite de ces travaux antérieurs. Ces études ont été effectuées à l'aide d'un contrat CIFRE-Défense, n° 008/2014/DGA, avec Thales comme partenaire, afin de démontrer des performances de laboratoire avant des études industrielles.

À partir des études précédentes, nous avons tâché de réduire les principaux bruits limitant la stabilité de fréquence de l'horloge. Ce mémoire se décompose en quatre chapitres. Le premier décrit le principe d'une horloge atomique ainsi que les outils qui permettent de la caractériser. Nous rappelons ensuite le principe du piégeage cohérent de population, puis nous présentons l'état de l'art des horloges compactes. Enfin, ce premier chapitre présente le dispositif expérimental de l'horloge.

Le deuxième chapitre est consacré à la réduction des bruits limitant la stabilité à court terme de l'horloge, c'est-à-dire entre 1 et 100 s d'intégration. Les deux bruits limitants sont le bruit de fréquence de l'oscillateur local, dû à l'échantillonnage, et le bruit d'intensité des lasers. Nous verrons qu'une réduction de ces bruits a permis une amélioration de la stabilité de fréquence d'horloge à court terme.

Le troisième chapitre, à l'image du deuxième, est consacré à la compréhension et la réduction des effets pouvant limiter la stabilité de fréquence à moyen terme, c'est-à-dire au delà de 100 s d'intégration. Après un rappel sur les effets à l'origine des fluctuations de fréquence, nous verrons que les principales limitations sont causées par les fluctuations de puissances laser et celles du champ magnétique. Nous verrons alors que ces fluctuations de puissance laser sont dues à des fluctuations de température dans l'enceinte de l'expérience.

Enfin, le dernier chapitre est consacré à l'étude de trois sources lasers alternatives pour le développement d'horloge CPT. Nous présentons, entre autre, les travaux en cours réalisés dans différents laboratoires pour le projet d'horloge utilisant un laser bifréquence et bipolarisation. Bien que les difficultés résident encore dans les bruits du laser bifréquence, nous verrons que cette solution pourrait être prometteuse pour réduire et simplifier le montage optique.

Chapitre 1

Principe d'une horloge atomique et description de l'expérience

1.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous expliquons dans un premier temps le principe d'une horloge atomique et présentons une revue non exhaustive des horloges compactes en introduisant le phénomène de piégeage cohérent de population. Dans un second temps, nous présentons les éléments constitutifs de l'expérience : les lasers, la chaîne micro-onde et le résonateur atomique. Nous présentons finalement la séquence temporelle ainsi que le fonctionnement de l'asservissement de l'horloge.

1.2 Horloge atomique

1.2.1 Principe

Le principe d'une horloge atomique peut être schématisé par la Figure 1.1. Elle se décompose en plusieurs parties : un oscillateur macroscopique aussi appelé oscillateur local (OL), une référence atomique, un système d'asservissement et un signal utile pour l'utilisateur.

L'oscillateur local est l'objet macroscopique qui délivre un signal périodique de fréquence $\nu(t)$. Cette fréquence est naturellement mal définie et instable. La fréquence de l'oscillateur local évolue dans le temps, elle ne peut constituer à elle seule une référence de fréquence pour un utilisateur. Par conséquent, la fréquence de l'oscillateur local est asservie sur celle de la référence atomique.

La référence atomique est une transition atomique connue qui, contrairement à l'oscillateur local, ne délivre pas de signal. Elle repose simplement sur le fait que la différence d'énergie entre les niveaux atomiques est stable et connue. Cette différence d'énergie est proportionnelle à une fréquence ν_0 : $E_2 - E_1 = h\nu_0$. Avec h la constante de Planck. E_1 et E_2 sont deux niveaux atomiques d'énergie différents. Les références atomiques sont pour l'instant parmi les meilleures références de fréquence.

La réponse atomique à l'interrogation de l'OL permet d'obtenir un signal de correction δ_c proportionnel à la différence de fréquence entre $\nu(t)$ et ν_0 . Un système d'asservissement (PC, circuit électronique, etc.) annule le désaccord et maintient la fréquence de l'oscillateur local égale à la fréquence ultra-stable de la transition atomique. La fréquence de l'oscillateur local asservi est comptée pour définir une base de temps et donc une horloge.

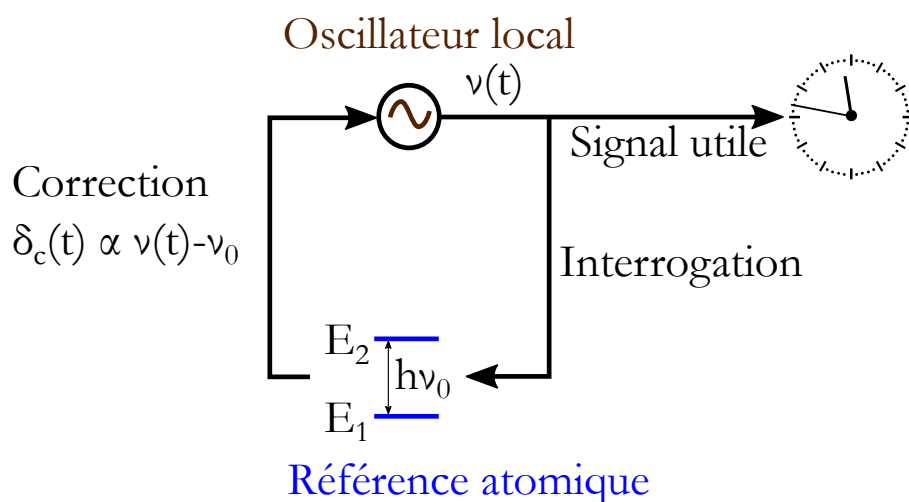


FIGURE 1.1: Schéma de principe d'une horloge atomique. Un oscillateur local (OL) ayant une fréquence $\nu(t)$ proche de la référence atomique ν_0 sonde l'atome. La réponse atomique obtenue définit un désaccord entre les deux fréquences. Une correction δ_c est appliquée à la fréquence de l'OL par un asservissement. La fréquence de l'OL étant asservie et stabilisée sur la réponse atomique, un compteur génère une base de temps à partir du signal utile.

Pour une horloge atomique, c'est l'immuabilité des transitions atomiques qui est transférée à l'oscillateur local. C'est bien grâce à ce caractère immuable, et grâce au succès des premières expériences à jet de césium développées dans les années 1950 [14, 15], que la seconde a été définie en 1967 [16] sur la transition de l'écart hyperfin de l'état fondamental de l'atome de césium.

Les horloges micro-ondes (rubidium, césium, hydrogène) et les horloges optiques (calcium, ytterbium, strontium, mercure, aluminium, etc.) sont pour l'instant les deux « familles » d'horloges atomiques principales. C'est le domaine de fréquence de la transition d'horloge qui les distingue. Un troisième type d'horloge est aussi à l'étude, ce sont les horloges nucléaires [17].

1.2.2 Définitions

Avant de décrire les horloges compactes et de les comparer aux autres horloges atomiques, nous définissons quelques notions et outils qui servent à caractériser les horloges atomiques.

Inexactitude et instabilité de fréquence

L'oscillateur local délivre une fréquence $\nu(t)$ asservie sur la transition atomique ν_0 . Idéalement, la fréquence de l'oscillateur serait rigoureusement égale à celle de la référence atomique. Ce n'est pas le cas, la fréquence fluctue au cours du temps (Figure 1.2). La fréquence de l'oscillateur local peut être écrite :

$$\nu(t) = \nu_0 \times (1 + \epsilon + y(t)). \quad (1.1)$$

Avec ϵ l'écart relatif de la fréquence moyenne de $\nu(t)$ par rapport à ν_0 et $y(t)$ les fluctuations relatives de fréquence par rapport à la fréquence moyenne. Ces deux quantités caractérisent la fréquence de l'horloge atomique.

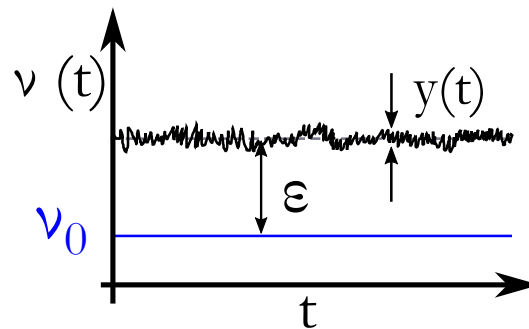


FIGURE 1.2: Fréquence de l'horloge au cours du temps. La fréquence de l'horloge $\nu(t)$ présente un bruit $y(t)$. En moyenne elle ne vaut pas exactement la référence atomique ν_0 mais est décalée d'une quantité ϵ .

L'écart ϵ dans une horloge vient du fait que l'atome n'est pas isolé de son environnement thermique, magnétique ou autres sources de perturbation. Ces effets systématiques sont évalués et corrigés sur les horloges. L'inexactitude d'une horloge est définie par l'incertitude de la quantité ϵ . Pour donner deux exemples, au SYRTE, les fontaines atomiques ont une incertitude de quelques 10^{-16} et l'horloge optique utilisant le strontium a une incertitude de quelques 10^{-17} .

Les fluctuations relatives de fréquence $y(t)$ du signal d'horloge définissent l'instabilité de l'horloge. C'est la capacité de l'horloge à reproduire la même fréquence au cours du temps. Nous décrivons ci-après l'outil mathématique qui caractérise l'instabilité de fréquence d'une horloge atomique.

Variance d'Allan

La variance d'Allan [18] est un outil d'analyse statistique couramment utilisé pour caractériser la stabilité de l'horloge. C'est avec cet outil que sont évaluées les performances d'une horloge. Contrairement à la variance classique qui calcule l'écart à la moyenne de l'ensemble de la mesure, la variance d'Allan calcule l'écart entre deux échantillons moyennés successifs adjacents. Elle s'exprime comme suit :

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \langle (\overline{y_{k+1}} - \overline{y_k})^2 \rangle. \quad (1.2)$$

Avec $\overline{y_k}$ la valeur moyenne des fluctuations d'un échantillon de $y(t)$ sur un intervalle temporel $\tau = t_{k+1} - t_k$ (Figure 1.3) tel que :

$$\overline{y_k} = \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_{k+1}} y(t) dt. \quad (1.3)$$

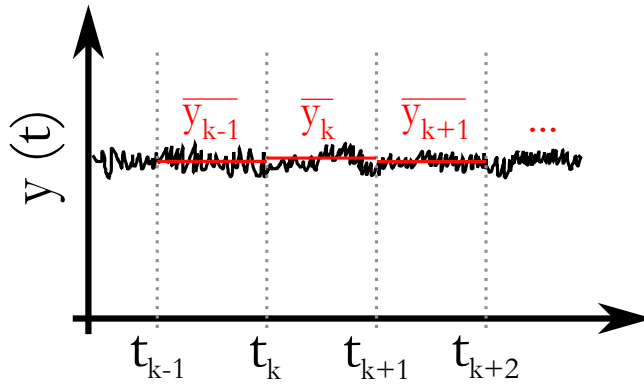


FIGURE 1.3: Fluctuations relatives de fréquence au cours du temps. $\overline{y_k}$ est la moyenne du signal $y(t)$ sur un intervalle de durée $\tau = t_k - t_{k+1}$.

L'écart-type d'Allan $\sigma_y(\tau)$ est utilisé pour définir la stabilité de fréquence d'une horloge. Le plus souvent les horloges atomiques passives sont caractérisées par un bruit blanc de fréquence qui évolue en $\tau^{-1/2}$. En particulier, la stabilité de fréquence pour une horloge fonctionnant en mode impulsionnel et dont la modulation est carrée peut s'écrire de la façon suivante [19] :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{\nu_0} \frac{\sigma_S}{p} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}}. \quad (1.4)$$

Avec ν_0 la fréquence de la référence atomique, σ_S l'écart type des fluctuations du signal d'horloge à mi-hauteur (Figure 1.24), p la pente du discriminateur de fréquence à mi-hauteur, T_c le temps de cycle de l'horloge et τ le temps d'intégration. La valeur de la stabilité n'a de sens qu'à condition de préciser ce temps d'intégration. La stabilité à court terme d'une horloge atomique désigne souvent l'écart type de 1 s à 100 s d'interrogation.

1.3 Horloges miniatures et compactes

1.3.1 Piégeage cohérent de population

Le piégeage cohérent de population ou CPT est un phénomène d'interférence quantique destructive des amplitudes de probabilité de transitions vers un état excité, qui a pour conséquence de piéger les atomes dans un état particulier. Nous décrivons dans cette partie les principes et les conditions qui mettent en œuvre le piégeage cohérent de population. Nous allons voir enfin en quoi le CPT est important dans le cadre des développements d'horloges atomiques compactes.

1.3.1.1 Histoire

À Pise en 1976, G. Alzetta et ses collègues travaillaient sur une méthode expérimentale pour observer des transitions radio-fréquences (RF) à l'aide d'un laser multimode et d'une vapeur de sodium. Sur leur expérience de pompage optique un gradient de champ magnétique était appliqué, et orienté le long du faisceau laser polarisé circulairement, pour lever la dégénérescence Zeeman. En appliquant un champ RF perpendiculairement au laser les transitions RF apparaissaient comme des lignes brillantes (fluorescence) sur le trajet du faisceau laser à l'endroit où les conditions de résonance étaient satisfaites [5]. Dans ce même article, ils expliquent qu'en l'absence de champ RF la trajectoire du faisceau laser est visible à l'aide de la fluorescence en orientant le champ magnétique avec un angle non nul par rapport à l'axe de propagation du laser dans la cellule. Cependant, la fluorescence était interrompue par endroit par des « lignes noires » (Figure 1.4).

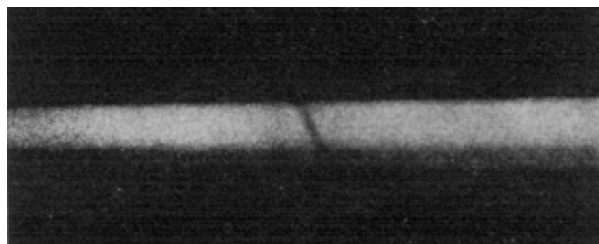


FIGURE 1.4: Image extraite de l'article [20]. La légende originale dit : *Fluorescence of sodium vapour crossed by the circularly polarized beam of a multimode laser tuned to the D_1 line. The beam forms an angle $\alpha = 20^\circ$ with the direction of the magnetic field. A black line due to the $(2, -2; 1, -1)$ resonance can be seen across the trace.*

Ces lignes noires correspondaient aux endroits où l'écart en fréquence séparant deux niveaux Zeeman était égal à la différence de fréquence entre deux modes du laser. Déjà ils parlaient d'un phénomène cohérent qui impliquait un système à trois niveaux faisant référence aux travaux théoriques de E. Arimondo [21]. Une nouvelle publication de cette

équipe [20] confirma expérimentalement le caractère cohérent du phénomène faisant apparaître ces lignes noires. La Figure 1.4 en est tirée. Ils conclurent que la forte atténuation de la fluorescence devait être interprétée comme une résonance qui a pour effet de réduire l'absorption atomique. Ils ajoutaient que la largeur de la résonance devait être indépendante de la durée de vie de l'état excité mais être caractérisée par le taux de relaxation de l'état fondamental. Ils concluaient que « l'intensité » des lignes noires suggère que le phénomène vient d'un mécanisme résonnant de pompage optique qui accumule tous les atomes dans un état non absorbant. Leur laser étant multimode, ils avaient réuni les conditions pour piéger les atomes dans un état noir.

1.3.1.2 CPT

Le piégeage cohérent de population apparaît lorsque deux lasers sont en interaction avec un système à trois niveaux. Les niveaux fondamentaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$ ayant des énergies $E_1 = \hbar\omega_1$ et $E_2 = \hbar\omega_2$ sont couplés à un même état excité $|3\rangle$ d'énergie $E_3 = \hbar\omega_3$ à l'aide de deux lasers de fréquence $\omega_{l1} = \omega_3 - \omega_1 + \Delta_1$ et $\omega_{l2} = \omega_3 - \omega_2 + \Delta_2$ (Figure 1.5). $\omega_0 = \omega_2 - \omega_1$ est l'écart hyperfin. Ce schéma d'interaction, qui couple deux états fondamentaux à un état excité, est appelé configuration Λ .

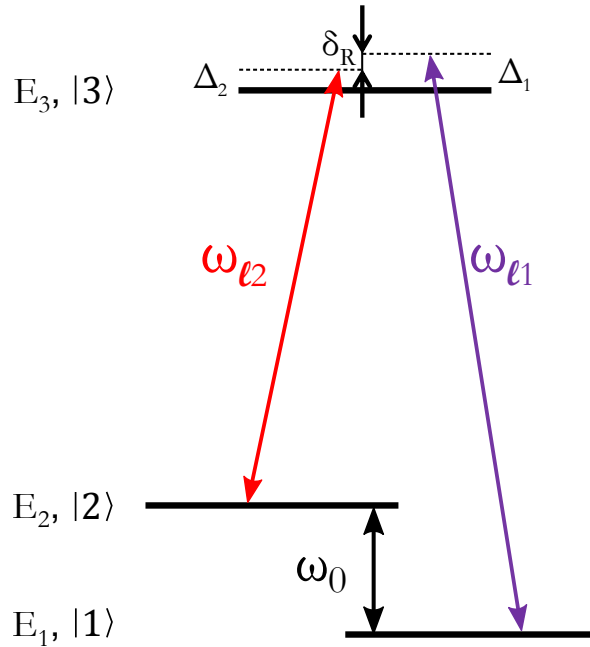


FIGURE 1.5: Schéma d'un système à trois niveaux couplés en configuration Λ . Deux états fondamentaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$ séparés de la fréquence de référence atomique ω_0 sont couplés à l'aide de deux lasers de fréquence ω_{l1} et ω_{l2} à l'état excité $|3\rangle$. Δ_i sont les désaccords optiques de sorte que $\omega_{li} = \omega_3 - \omega_i + \Delta_i$, δ_R le désaccord Raman tel que $\delta_R = \omega_{l1} - \omega_{l2} - \omega_0 = \Delta_1 - \Delta_2$.

Pour décrire et comprendre les interactions qui entrent en jeu, l'hamiltonien non perturbé du système à trois niveaux peut s'écrire comme : $\hat{H}_0 = E_1|1\rangle\langle 1| + E_2|2\rangle\langle 2| + E_3|3\rangle\langle 3|$. Les

états propres sont naturellement les états $|1\rangle$, $|2\rangle$ et $|3\rangle$. Avec l'interaction des lasers couplés aux trois niveaux, l'hamiltonien du système devient la somme de l'hamiltonien non perturbé et d'un hamiltonien d'interaction : $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{int}$. L'hamiltonien d'interaction peut s'écrire de la façon suivante :

$$\hat{H}_{int} = \frac{\hbar\Omega_1}{2} e^{-i(\omega_{11}t + \varphi_1)} |3\rangle\langle 1| + \frac{\hbar\Omega_2}{2} e^{-i(\omega_{12}t + \varphi_2)} |3\rangle\langle 2| + h.c. \quad (1.5)$$

Avec Ω_i les fréquences de Rabi associées aux transitions $|i\rangle$ vers $|3\rangle$, φ_i les phases des lasers, $h.c.$ hermitien conjugué et \hbar est la constante de Planck divisée par 2π . Pour décrire un tel système en interaction avec deux champs lasers, les états propres qui composent la nouvelle base orthonormée sont les suivants : l'état excité $|3\rangle$ et deux états $|C\rangle$ et $|NC\rangle$ qui sont une superposition linéaire des états fondamentaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$:

$$|C\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} (\Omega_1 e^{-i(\omega_1 t + \varphi_1)} |1\rangle + \Omega_2 e^{-i(\omega_2 t + \varphi_2)} |2\rangle), \quad (1.6)$$

$$|NC\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} (\Omega_2 e^{-i(\omega_1 t + \varphi_1)} |1\rangle - \Omega_1 e^{-i(\omega_2 t + \varphi_2)} |2\rangle). \quad (1.7)$$

Les amplitudes de probabilité de transition de l'état $|C\rangle$ et $|NC\rangle$ vers l'état excité $|3\rangle$ s'écrivent comme :

$$\langle 3 | \hat{H}_{int} | C \rangle = \frac{\hbar}{2D} e^{-i((\omega_1 + \omega_{11})t)} (\Omega_1^2 + \Omega_2^2 e^{i\delta_R t}), \quad (1.8)$$

$$\langle 3 | \hat{H}_{int} | NC \rangle = \frac{\hbar\Omega_1\Omega_2}{2D} e^{-i((\omega_1 + \omega_{11})t)} (1 - e^{i\delta_R t}). \quad (1.9)$$

Avec $D = \sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}$, δ_R le désaccord Raman tel que $\delta_R = \omega_{11} - \omega_{12} - \omega_0$. Lorsque la différence de fréquence entre les deux lasers est égale à l'écart hyperfin ω_0 , c'est-à-dire $\delta_R = 0 \Leftrightarrow \Delta_1 = \Delta_2$, nous obtenons que : $\langle 3 | \hat{H}_{int} | NC \rangle = 0$. L'amplitude de probabilité d'être excité vers $|3\rangle$ depuis l'état $|NC\rangle$ est nulle, autrement dit le couplage entre ces deux derniers états n'existe pas. Cela veut dire que si un atome tombe dans l'état non couplé par émission spontanée (Figure 1.6 (a)), il ne peut plus interagir avec les champs laser et reste piégé dans ce qui est appelé un état noir. Après plusieurs cycles d'excitation et d'émission spontanée les atomes sont piégés et le milieu atomique devient transparent pour la lumière. Cela provoque une augmentation de la transmission des faisceaux lasers à travers un milieu atomique lorsque les conditions de CPT sont respectées (Figure 1.6 (b)). La réduction de l'absorption est due à l'interférence destructive des amplitudes de transition du fait des deux voies possibles d'être excité vers $|3\rangle$ [22]. Cet article précise que c'est bien la nature cohérente du phénomène CPT qui se manifeste à travers la superposition cohérente des deux états fondamentaux (équations 1.6 et 1.7).

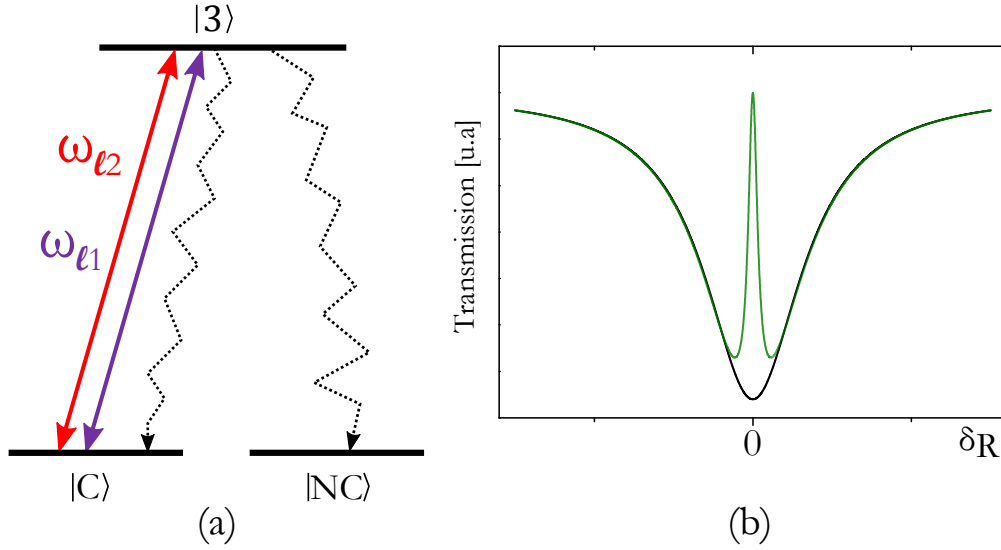


FIGURE 1.6: (a) Schéma du système à trois niveaux couplés avec deux lasers de fréquence ω_{li} dans la base des états propres : $\{|NC\rangle, |C\rangle, |3\rangle\}$. Par émission spontanée les atomes peuvent tomber dans l'état $|C\rangle$ où ils seront excités à nouveau vers $|3\rangle$. Ils peuvent aussi tomber dans l'état $|NC\rangle$ où les atomes restent piégés parce qu'ils ne sont plus couplés par la lumière. (b) Signal théorique de la transmission d'un milieu atomique en fonction du désaccord Raman δ_R . En noir : absorption naturelle de la transition optique. En vert : à résonance, $\delta_R = 0$, les atomes sont piégés dans l'état noir, ils n'absorbent plus la lumière. Ce qui se traduit par une baisse de l'absorption visible expérimentalement par un pic de transmission.

La largeur du pic de transmission est déterminée par le temps de relaxation de l'état excité et le temps de relaxation de la cohérence hyperfine [23]. Dans la limite des faibles intensités, la largeur à mi-hauteur $\Delta\nu_{1/2}$ peut s'écrire [24] :

$$\Delta\nu_{1/2} = \frac{1}{\pi} \left(\gamma_c + \frac{\Omega^2}{\Gamma} \right). \quad (1.10)$$

Avec γ_c le taux de relaxation de la cohérence hyperfine, Γ le taux de relaxation du niveau excité et $\Omega = \Omega_1 = \Omega_2$ les fréquences de Rabi des transitions considérées qui sont égales. Le désaccord optique Δ_0 n'empêche pas la création de l'état noir du moment que la différence de fréquence des deux lasers vaut l'écart hyperfin. Cependant, l'amplitude de la résonance A_{CPT} (population du niveau excité) décroît avec le désaccord optique [25] :

$$A_{CPT} \propto n_{Cs} \times \frac{\Omega^4}{4\Gamma} \left(\frac{1}{\Gamma^2/4 + \Delta_0^2} \right) \left(\frac{1}{\gamma_c + \Omega^2/\Gamma} \right). \quad (1.11)$$

Avec n_{Cs} la densité d'atomes de césium. L'intérêt du piégeage cohérent de population pour une horloge atomique vient de la capacité à mesurer une résonance étroite sur des transitions optiques larges avec une interrogation entièrement optique. Tout en s'affranchissant de la phase de préparation atomique et de la cavité résonante avec laquelle l'interrogation micro-onde est habituellement effectuée.

1.3.2 Etat de l'art

Horloges Miniatures

Une interrogation CPT sur jet atomique de sodium a été proposée en 1982 [26] puis utilisée [27] pour le développement des nouveaux étalons de fréquence micro-onde. Le CPT a ensuite été exploité sur une cellule de vapeur [28]. La miniaturisation a été

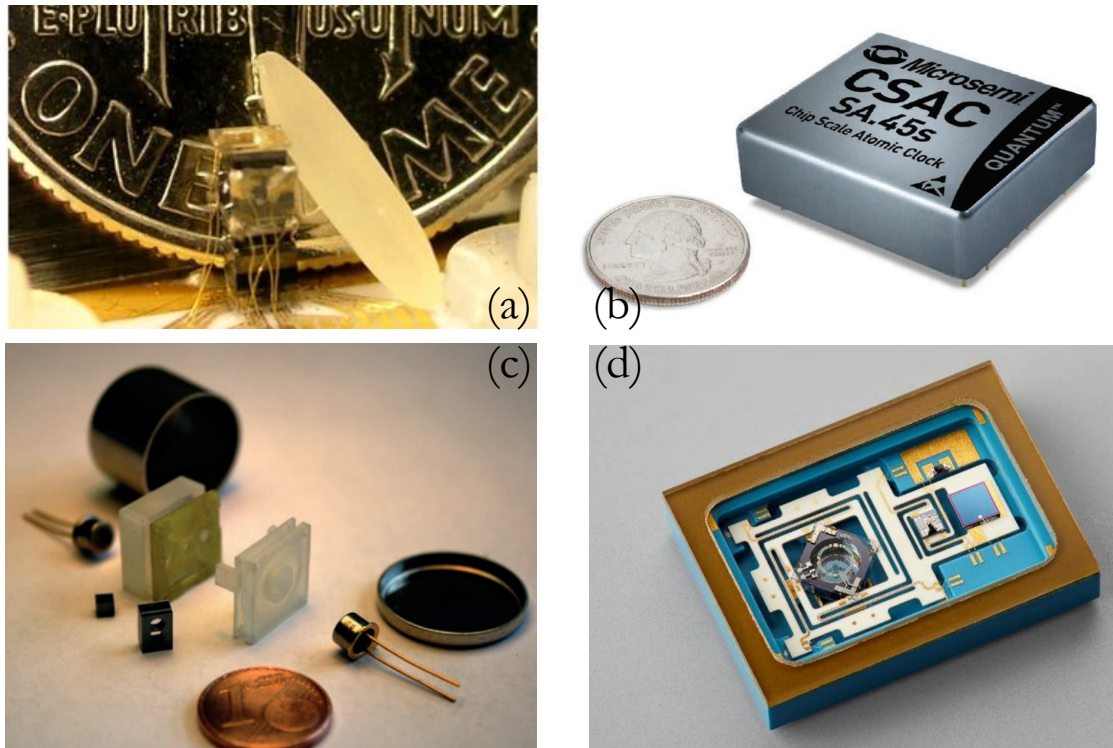


FIGURE 1.7: (a) Photo du résonateur atomique miniature développé au NIST [29], à côté d'un grain de riz. (b) Horloge CSAC commercialisée par Microsemi. (c) Photo du résonateur atomique développé à FEMTO-ST à Besançon. (d) Photo du résonateur atomique développé au CSEM à Neuchâtel.

poussée à l'extrême par l'équipe de J. Kitching [30] au laboratoire du NIST. Ils ont effectivement réalisé en 2004, à l'aide de techniques de fabrication micro-électronique, un résonateur atomique CPT dans un volume inférieur au cm^3 (Figure 1.7(a)). Les travaux de Microsemi ont conduit à la création de la première micro-horloge atomique commercialisée [31] : CSAC pour *Chip Scale Atomic Clock* (Figure 1.7(b)), d'un volume inférieur à 17 cm^3 .

Des projets similaires d'horloges miniatures ont vu le jour avec des collaborations européennes [32, 33] de laboratoires, d'instituts de recherche et d'industriels. Des études pour adapter la technologie CPT sont en cours, dans le laboratoire FEMTO-ST par exemple (Figure 1.7(c)), afin que des industriels comme Syrlinks et Tronics puissent développer des horloges miniatures. Il sera possible dans les prochaines années d'acheter des horloges

miniatures européennes.

Les horloges miniatures se sont développées en réduisant leurs dimensions grâce à l'interrogation tout optique (CPT) et grâce aux techniques de fabrication micro-électronique. Elles présentent des stabilités de fréquence à court terme entre 10^{-11} et 10^{-10} à 1 s et se moyennent jusqu'à une centaine de secondes, comme cela est montré dans les références précédemment citées.

Horloges compactes

Les horloges compactes telles qu'elles existent dans les différents laboratoires sont encore à l'étude. Elles ne sont pas commercialisées par des industries comme cela peut être le cas pour les horloges miniatures. La seule exception est l'horloge à atomes froids Rubi-clock, une horloge qui a été développée au SYRTE [34, 35] avant d'être transférée vers la société Muquans et renommée Muclock. Sur la Figure 1.8, sont tracées les stabilités

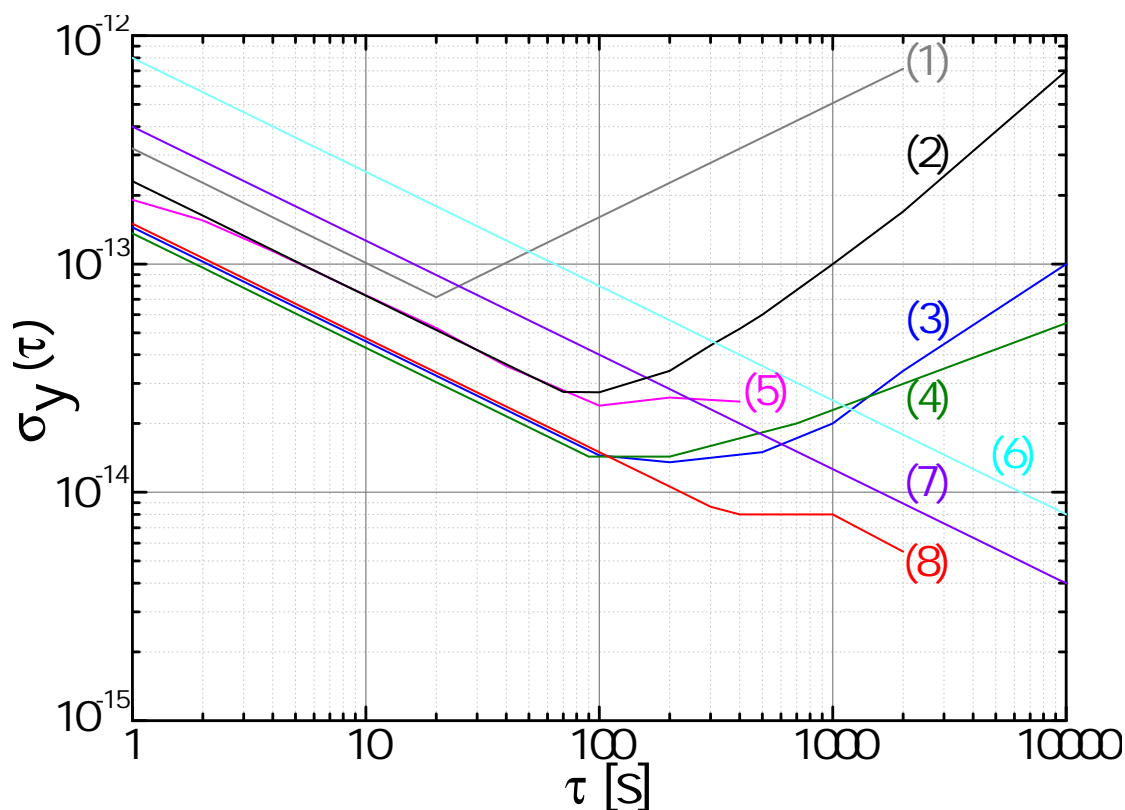


FIGURE 1.8: Stabilités comparées de certaines horloges à cellule de vapeur. Horloge CPT à césium : (1) double-modulation [36], (2) Lin \perp Lin, (3) *push-pull* [37]. Horloge à rubidium : (4) double résonance [38], (5) RAFS [39], (6,7) horloge à atomes froids de SpectraDynamics [40] et de Muquans [41], (8) POP [42].

de fréquence des horloges compactes qui affichent quelques 10^{-13} à 1 s : les horloges basées sur le piégeage cohérent de population sur une vapeur de césium (1-3), les horloges à interrogation continue d'une vapeur de rubidium (4,5), l'horloge à pompage optique pulsées (POP) sur une vapeur de rubidium (8) et les horloges basées sur des atomes

froids de rubidium (6,7). Les horloges compactes à cellule de vapeur atomique présentent des stabilités de fréquence à court terme comprises entre 1 et 4×10^{-13} . Après une dizaine ou une centaine de secondes, certaines souffrent encore de fluctuation de fréquence souvent liée aux fluctuations de la puissance des lasers, du champ magnétique ou de la température. Les études en cours semblent tout de même montrer la possibilité technique d'intégrer la fréquence d'horloge en $\tau^{-1/2}$ jusque 1 000 s et au-delà.

1.4 Dispositif expérimental

Pour réaliser notre horloge basée sur le piégeage cohérent de population, nous utilisons deux lasers à 895 nm (transition D1 du césium, Annexe A) asservis en phase et séparés de 9,2 GHz. Les lasers ont des polarisations linéaires croisées. Ce sont les deux faisceaux lasers qui transportent optiquement la fréquence de l'oscillateur local afin d'interroger une vapeur de césium contenue dans une cellule. La puissance du laser transmise par la cellule est détectée par un photodétecteur, le signal CPT est traité par correction numérique afin de rétroagir sur la fréquence de l'oscillateur local. Dans cette partie, nous présentons avec l'aide de la Figure 1.9 les trois sous-ensembles qui constituent l'expérience. Les deux lasers se propageant sur le banc optique sont superposés à l'aide d'un cube séparateur de polarisation (PBS). La chaîne de fréquence micro-onde, qui génère un signal à 9,392 GHz, est utilisée pour asservir la différence de fréquence entre les deux lasers. Le nouveau résonateur atomique qui contient la cellule de césium est aussi décrit en détails. Enfin la séquence d'horloge pilotée par l'ordinateur est présentée. L'asservissement de puissance des lasers est décrit plus en détails dans le deuxième chapitre.

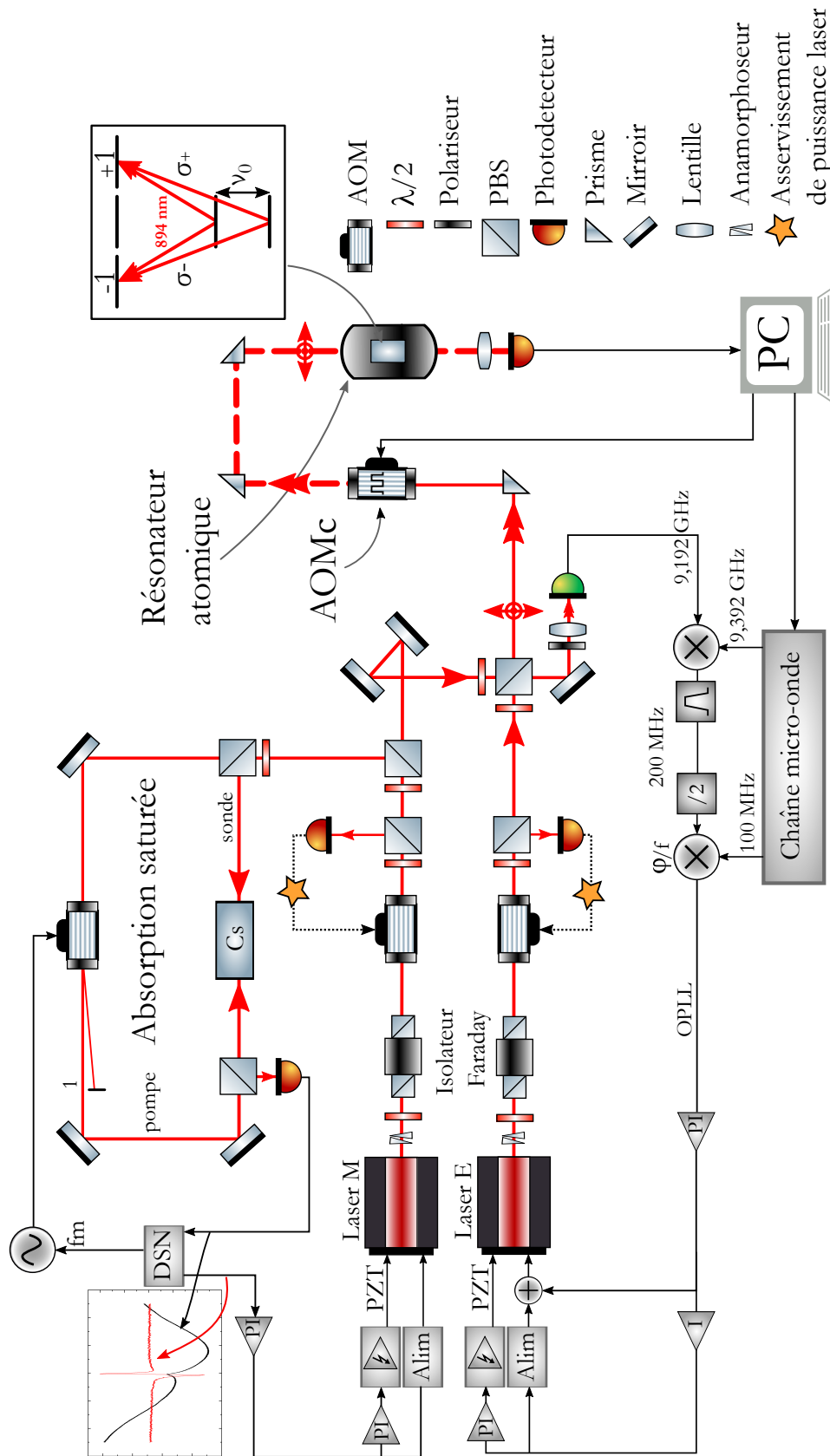


FIGURE 1.9: Schéma de l'expérience. AOM : modulateur acousto-optique. PBS : cube séparateur de polarisation. OPLL : boucle à verrouillage de phase optique. DSN : détection synchrone numérique. φ/f : comparateur phase-fréquence numérique. PI : proportionnel-intégrateur. I : intégrateur. Les deux faisceaux lasers sont superposés pour obtenir le battement à 9,192 GHz d'un côté du cube. De l'autre côté du cube les faisceaux lasers passent par un dernier modulateur acousto-optique (AOMc) pour être hachés et ainsi réaliser la séquence d'horloge pilotée par l'ordinateur.

1.4.1 Les lasers

Les sources utilisées sont des diodes lasers commerciales (Toptica). Elles sont montées en cavité étendue au laboratoire afin d'affiner leur largeur spectrale. La longueur de la cavité – et donc la fréquence du laser – est réglée à l'aide d'une cale piézo-électrique sur le coupleur de sortie (Figure 1.10). Le Laser à Cavité Étendue (LCE), grâce à son montage en auto-alignement, a l'avantage de posséder une bonne stabilité contre le désalignement du faisceau laser [43]. La diode laser est réglée en température ainsi que l'ensemble du boîtier. La fréquence du premier laser est asservie de façon absolue sur une transition du césium, c'est le laser Maître. Tandis que l'autre laser est asservi à 9,2 GHz du premier, c'est le laser Esclave.

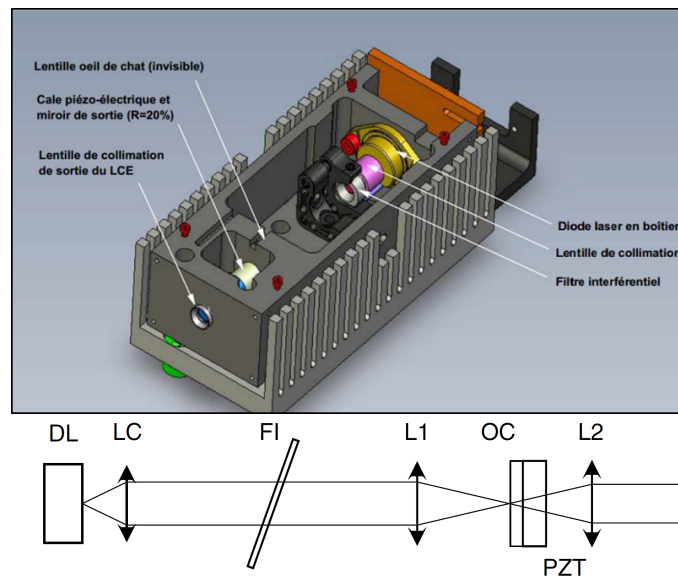


FIGURE 1.10: Haut : dessin du montage d'un Laser à Cavité Étendue développé au SYRTE (Image dessinée sur SolidWorks par D. Holleville). Bas : schéma extrait de [43] du Laser à Cavité Étendue utilisant un filtre interférentiel (FI). DL : Diode Laser. LC et L2 : lentilles de collimation. PZT : cale piézo-électrique. OC : miroir coupleur de sortie réfléchissant partiellement (20 %) qui forme avec la lentille L1 « l'œil de chat ».

1.4.1.1 Description de l'asservissement de fréquence du laser Maître

La fréquence du laser Maître est asservie grâce à un montage d'absorption saturée sur la transition D1 du césium avec l'aide de la technique de transfert de modulation [44]. La méthode consiste à superposer un faisceau sonde et un faisceau pompe, se propageant dans des directions opposées, à travers une cellule de césium. La fréquence du faisceau pompe qui sature la transition optique est modulée par un modulateur acousto-optique (AOM) à une fréquence f_m . Cette modulation est transférée [45] aux atomes et au faisceau sonde à résonance. Elle est démodulée à l'aide d'une détection synchrone (DSN) à la

fréquence f_m . Le signal démodulé donne le signal d'erreur utile pour l'asservissement de fréquence du laser Maître via une correction rapide (quelques kHz) sur le courant et une correction lente (centaine de Hz) sur la cale piézo-électrique. Un tel schéma de transfert de modulation permet d'éviter une modulation de fréquence sur le faisceau laser utilisé pour obtenir le signal d'horloge s'il était modulé directement via le courant. Sur le schéma de l'expérience, un signal typique d'absorption saturée est présenté avec le signal d'erreur correspondant, dont la pente vaut environ $5 \times 10^{-2} \mu\text{V}/\text{Hz}$. Dans la mesure où le bruit de fréquence du laser Maître a été étudié [13], nous ne donnons que les points clés dans le prochain chapitre.

1.4.1.2 Description de l'asservissement du laser Esclave

La fréquence du laser Esclave est asservie afin de maintenir la différence de fréquence entre les deux lasers égale à 9,2 GHz. En effet, pour piéger les atomes de césium dans l'état noir, il faut que cette différence de fréquence soit égale à l'écart hyperfin $\nu_0 \sim 9,2 \text{ GHz}$. Pour cela, les deux faisceaux lasers sont superposés à l'aide d'un cube séparateur de polarisation (PBS). D'un côté du cube, le battement entre les deux lasers est obtenu sur un photodétecteur rapide (New Focus Model 1437, verte sur la Figure 1.9). Le signal à 9,192 GHz est mélangé à la chaîne de fréquence à 9,392 GHz, le signal issu de ce mélange est filtré autour de 200 MHz. Ce signal à 200 MHz est divisé par deux. Il est ensuite mélangé dans un comparateur phase-fréquence numérique avec un signal à 100 MHz spectralement pur et stable. En effet, ce signal à 100 MHz est lui-même asservi sur le signal du maser à hydrogène distribué dans le laboratoire. Le signal d'erreur obtenu donne la différence de phase entre les deux signaux à 100 MHz. La correction rapide (3 MHz) est appliquée directement au courant du laser sans passer par l'alimentation de courant mais via un té de polarisation. En intégrant une seconde fois, une correction ($\sim 100 \text{ kHz}$) est aussi appliquée à l'alimentation de courant. Intégré une dernière fois, une correction lente ($\sim 100 \text{ Hz}$) est appliquée à la cale piézo-électrique pour les variations lentes. Ainsi la pureté spectrale du signal à 9,392 GHz est transférée au signal de battement entre les deux lasers.

1.4.1.3 Modulateur acousto-optique

De l'autre côté du cube, par rapport à la détection du battement, les deux faisceaux lasers superposés passent au travers le modulateur acousto-optique commun (AOMc sur la Figure 1.9) (AA, MT200-A0-5-800). Ce modulateur a deux fonctions. La première est de permettre l'interrogation pulsée et la deuxième est de compenser le désaccord optique dû à la présence de gaz tampon dans la cellule de césium. L'ordre diffracté est envoyé

vers le résonateur atomique tandis que l'ordre non diffracté est bloqué. En appliquant une modulation de puissance de la radio-fréquence, les deux faisceaux lasers se propagent vers les atomes sous forme de pulse. La modulation d'amplitude par un AOM a un temps de réponse plus rapide ($\sim 1 \mu\text{s}$) que celui des obturateurs mécaniques ($80 \mu\text{s}$) [12].

1.4.1.4 Polarisation

Après le cube qui les superpose, les faisceaux lasers se propagent avec des polarisations linéaires perpendiculaires l'une à l'autre. Cette configuration linéaire-perpendiculaire-linéaire (Lin \perp Lin) n'est pas anodine pour l'interrogation des atomes et a fait l'objet d'études et de descriptions détaillées au fil des trois dernières thèses sur l'horloge CPT. Nous ne décrivons ici que les résultats et résumons les points clés.

Comme nous l'avons vu précédemment pour piéger les atomes de césium dans un état noir, il faut coupler deux états fondamentaux à un état excité. En pratique un champ magnétique statique est appliqué, dans la direction des faisceaux lasers, sur les atomes afin d'isoler les niveaux d'horloges ($m_F = 0 - m_F = 0$) des autres états quantiques m_F (effet Zeeman). La polarisation de l'onde électromagnétique qui interroge les atomes doit optimiser cette transition d'horloge.

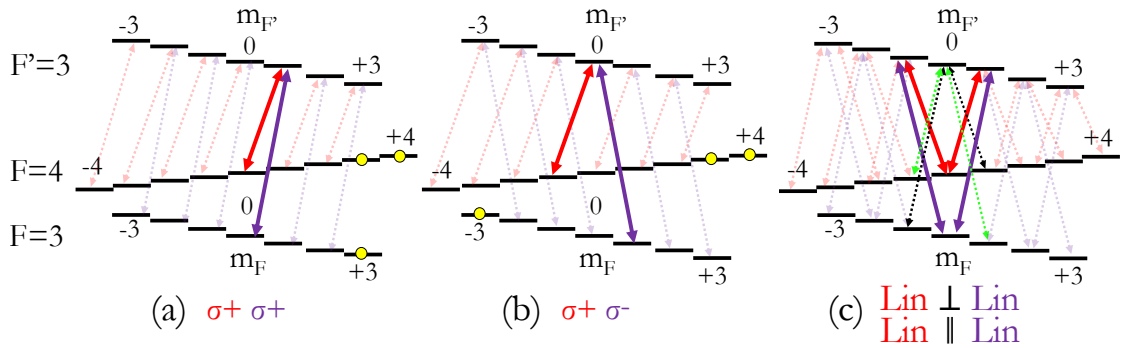


FIGURE 1.11: Schéma d'excitation de la raie D1 du césium en fonction de la configuration de polarisation des lasers. Sont représentées en rouge les transitions optiques $F = 4 - F' = 3$, en violet $F = 3 - F' = 3$. Les points jaunes représentent les états dans lesquels des atomes peuvent être piégés après plusieurs cycles d'absorption et d'émission. (a) Configuration des polarisations circulaires de même sens. (b) Configuration des polarisations circulaires de sens opposée. (c) Configuration des polarisations linéaires. En pointillés verts et noirs sont représentées les transitions qui couplent des états ne favorisant pas la transition d'horloge.

Polarisation circulaire C'est la configuration la plus simple, les deux lasers polarisés circulairement dans le même sens couplent deux états fondamentaux m_F avec un état excité $m_{F'+1}$ (ou $m_{F'-1}$), notée ici $\Lambda+$ pour des transitions $\sigma+ \sigma+$ ou $\Lambda-$ pour des transitions $\sigma- \sigma-$. Ces transitions ont le désavantage de piéger les atomes dans des

niveaux extrêmes après plusieurs cycles d'excitation et d'émission (Figure 1.11(a)(b)). Ces atomes piégés ne sont pas disponibles pour la transition d'horloge. De façon analogue, un laser polarisé circulaire droit avec un autre circulaire gauche (configuration $\sigma + \sigma -$) peuvent être utilisés. Non seulement ce schéma d'excitation n'empêche pas le pompage optique d'atomes dans des états pièges (Figure 1.11(b)), mais en plus il n'y a pas de transition d'horloge autorisée ($m_F = 0 - m_F = 0$). Seule la transition ($m_F = -1 - m_F = +1$) est possible. Elle est appelée transition $\Delta m_F = 2$.

Polarisation linéaire Une polarisation linéaire peut mathématiquement être décomposée comme la somme d'une polarisation circulaire gauche et d'une polarisation circulaire droite. Avec deux lasers polarisés linéairement les atomes ne sont pas accumulés dans un état piège (Figure 1.11(c)). Cette configuration appelée double Λ fait apparaître deux types de double Λ :

1. La configuration « Λ verte » couple les états $|F = 4, m_F = -1\rangle$ et $|F = 3, m_F = +1\rangle$ alors que la « Λ noire » couple les états $|F = 4, m_F = 1\rangle$ et $|F = 3, m_F = -1\rangle$. Ces deux configurations créent des états noirs indépendants et existants quel que soit l'angle entre les deux polarisations linéaires. En revanche ces couplages $\Delta m_F = 2$ ne favorisent pas la transition d'horloge, comme pour le cas $\sigma + \sigma -$.
2. La configuration $\Lambda+$ et $\Lambda-$ couplent les états $|F = 4, m_F = 0\rangle$ et $|F = 4, m_F = 0\rangle$ avec deux états excités différents. Deux états noirs sont respectivement créés par la configuration $\Lambda+$ ou $\Lambda-$: $|NC_+\rangle$ et $|NC_-\rangle$. Il a été montré [46] que pour deux faisceaux lasers polarisés linéairement ayant un angle θ entre les deux polarisations, les deux états noirs des niveaux d'horloge s'écrivent comme :

$$\begin{cases} |NC_-\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}}(\Omega_2|1\rangle - \Omega_1 e^{-i\theta}|2\rangle), \\ |NC_+\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}}(\Omega_2|1\rangle + \Omega_1 e^{i\theta}|2\rangle). \end{cases} \quad (1.12)$$

Avec Ω_1 et Ω_2 les fréquences de Rabi associées à chacune des transitions. Les états $|1\rangle$ et $|2\rangle$ sont les états fondamentaux du césium : $|F = 3, m_F = 0\rangle$ et $|F = 4, m_F = 0\rangle$. Il existe deux situations intéressantes : le cas où $\theta = \pi/2 + k\pi$ et $\theta = 0 + k\pi$ (avec k entier relatif). C'est-à-dire, le cas où les polarisations linéaires sont perpendiculaires ou parallèles entre elles. Dans le cas où les polarisations sont parallèles (Lin||Lin), les états ne s'écrivent pas de la même façon. L'état $|NC_-\rangle$ est noir pour la transition avec l'état $|F' = 3, m_{F'} = -1\rangle$ mais ne l'est pas pour la transition avec l'état $|F' = 3, m_{F'} = +1\rangle$. Les états noirs créés sur chaque Λ s'annulent entre eux. En revanche, lorsque les polarisations sont perpendiculaires (Lin \perp Lin) les états noirs sont identiques et contribuent tous deux à accumuler les atomes dans le même état noir.

Une autre façon de favoriser la transition d’horloge en n’utilisant qu’un seul laser est d’alterner rapidement les polarisations circulaires droites et gauches. La méthode dite « *push-pull* » [47] consiste à envoyer deux faisceaux de polarisations circulaires opposées, dont une est retardée de π par rapport à l’autre, à l’aide d’un montage d’interféromètre de Michelson. Cette méthode est mathématiquement équivalente à celle qui consiste à utiliser deux lasers en configuration $\text{Lin} \perp \text{Lin}$ [46]. Une autre technique récemment développée au SYRTE, similaire à la méthode *push-pull*, est d’appliquer une double modulation [48, 49]. Une modulation des polarisations circulaires et une modulation de phase synchrone avec la modulation des polarisations. Les atomes sont interrogés alternativement par deux polarisations circulaires droites puis deux polarisations circulaires gauches déphasées de $\pi/2$ par rapport aux circulaires droites. Cette technique permet en outre d’éviter les transitions non voulues ($\Delta m_F = 2$). Dans le cas *push-pull* et celui de la double modulation, les deux fréquences lasers sont générées avec un seul laser modulé à travers un modulateur électro-optique à 4,6 GHz pour créer les deux bandes latérales séparées de 9,2 GHz.

Une autre manière d’interroger les atomes a été proposée [50], et puis récemment utilisée sur une horloge à base d’atomes froids de rubidium [51]. Elle consiste aussi à moduler un laser et à interroger les atomes avec deux polarisations circulaires opposées contra-propageantes. À ne pas confondre avec la configuration $\sigma + \sigma -$ décrite précédemment.

1.4.2 Chaîne micro-onde

La chaîne micro-onde délivre un signal de référence stable à 9,392 GHz et à 100 MHz (ainsi que 10 MHz afin de synchroniser les différents synthétiseurs de l’expérience). Nous décrivons ici les détails techniques qui permettent d’obtenir un signal de référence à partir d’une source à 100 MHz.

Le maser à hydrogène du laboratoire délivre un signal stable à 100 MHz, il sert de référence pour l’oscillateur à quartz de la chaîne de synthèse. Cependant, le bruit de phase du maser, à partir d’une certaine fréquence de Fourier (Figure 1.12), peut être jusqu’à 15 dB plus bruyant que les oscillateurs à quartz du commerce. Afin de filtrer le bruit de phase du maser, il a été décidé d’asservir un oscillateur à quartz à 100 MHz avec une bande passante d’une dizaine de Hz, afin d’avoir le bruit de phase le plus bas possible sur tout le spectre de Fourier. Nous utilisons un oscillateur à quartz contrôlé thermiquement (OCXO) du fabricant Pascall (OCXOF-E-100) à la place du Rakon (ULN-100) utilisé précédemment [13], afin de réduire la contribution à la stabilité de fréquence. La boucle à verrouillage de phase (PLL) consiste à mélanger les deux signaux à 100 MHz. En filtrant la composante à haute fréquence, la différence de phase entre

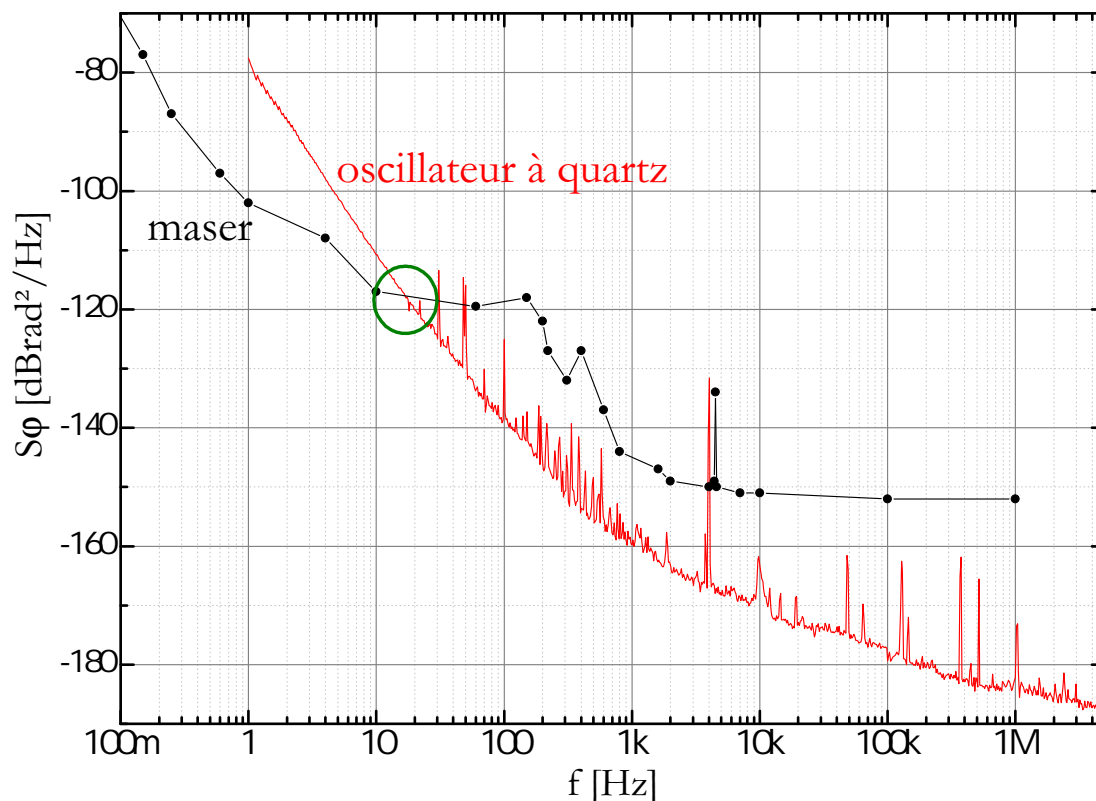


FIGURE 1.12: Densité spectrale de puissance de bruit de phase S_φ du signal maser (noir) et de l'oscillateur à quartz (rouge). Le cercle vert indique la fréquence de Fourier à partir de laquelle le bruit de phase du maser est plus bruyant que l'oscillateur à quartz.

les deux signaux, lorsque les fréquences sont égales, constitue le signal d'erreur pour le proportionnel-intégrateur. La correction est appliquée à l'oscillateur afin de lui transférer la pureté spectrale du maser dans la bande passante définie par les paramètres de gain de boucle (Figure 1.13). Cette méthode est aussi utilisée pour asservir le signal à 9,392 GHz sur le signal à 9,400 GHz.

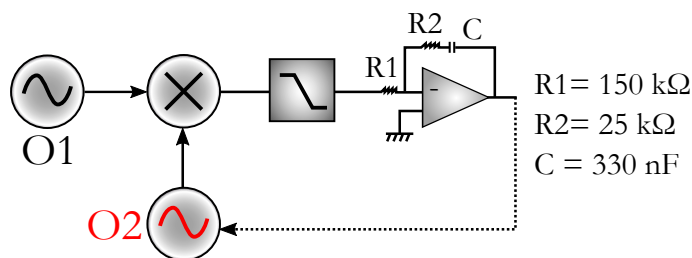


FIGURE 1.13: Schéma typique d'une boucle à verrouillage de phase (PLL). Deux oscillateurs (O1 et O2) sont comparés à l'aide d'un mélangeur, la différence de fréquence est obtenue à l'aide d'un filtre passe bas. La différence de phase constitue le signal d'erreur qui sera intégré à l'aide d'un filtre actif proportionnel-intégrateur. Le gain de cette boucle est défini par les résistances et la capacité (R1, R2 et C).

Le signal à 100 MHz est ensuite multiplié par deux et amplifié (respectivement RK-2 et ERA-5, Mini-Circuits) afin d'avoir un niveau suffisamment élevé pour être multiplié

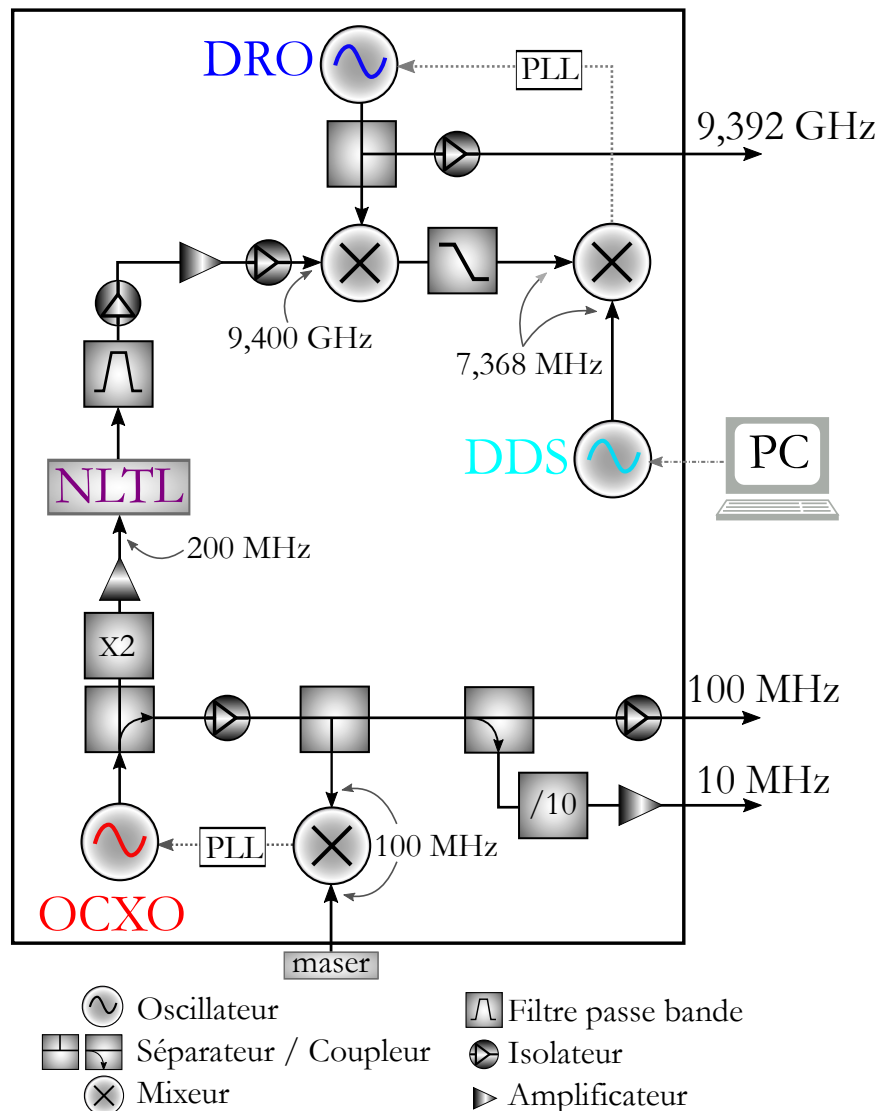


FIGURE 1.14: Schéma de la chaîne micro-onde. Le signal à 100 MHz (OCXO) asservi sur le maser est multiplié par deux puis par 47 à travers un composant générateur de peigne de fréquence passif non linéaire (NLTL). Le signal filtré autour de 9,400 GHz est isolé et amplifié pour être mélangé à un oscillateur à résonateur diélectrique (DRO) à 9,3920 GHz. La différence de fréquence entre le DRO et le signal à 9,400 GHz est comparée à un synthétiseur de fréquence digital (DDS) afin d'asservir la fréquence du DRO. Le DDS est référencé au signal à 100 MHz.

passivement à travers un composant générateur de peigne de fréquence passif non linéaire (NLTL, Picosecond Model 7110) (Figure 1.14). Au passage du composant NLTL, les harmoniques du signal à 200 MHz sont obtenues, notamment celle à 9,400 GHz. Ce signal est isolé en ajoutant un filtre passe bande étroit (TIGER, TGF 226-9400-04). Puis il est amplifié (Ciao Wireless, CA612-222010) et isolé d'éventuels retours. Afin de pouvoir accorder le signal de la chaîne micro-onde, un oscillateur à résonateur diélectrique (DRO) est utilisé (MITEQ, DRO-G-0932-MT±140), il délivre environ 12 dBm. La fréquence 9,392 GHz du DRO est asservie sur la référence à 9,400 GHz comme suit. Le signal du DRO est mélangé avec le signal à 9,400 GHz, avec un filtre passe bas à 10 MHz, un

signal à 7,369 MHz est ainsi obtenu. Ce dernier signal est mélangé à un autre signal à 7,368 MHz délivré par un synthétiseur de fréquence numérique (DDS) référencé au 100 MHz et piloté par le PC. À l'aide d'une PLL, la fréquence du DRO est asservie sur le signal à 9,400 GHz, de cette manière nous avons les avantages de la puissance du signal et de l'accordabilité du DRO avec la pureté spectrale et la stabilité transférée du signal à 9,400 GHz. Nous allons voir en détails, dans le chapitre suivant, les bruits de phase associés à ces signaux et quels efforts ont été réalisés afin de diminuer leurs contributions à la stabilité de fréquence.

1.4.3 Nouveau résonateur atomique

Le résonateur atomique est l'enceinte physique qui contient la cellule de vapeur de césium (Figure 1.15). Dans le but de miniaturiser une telle expérience, un résonateur atomique

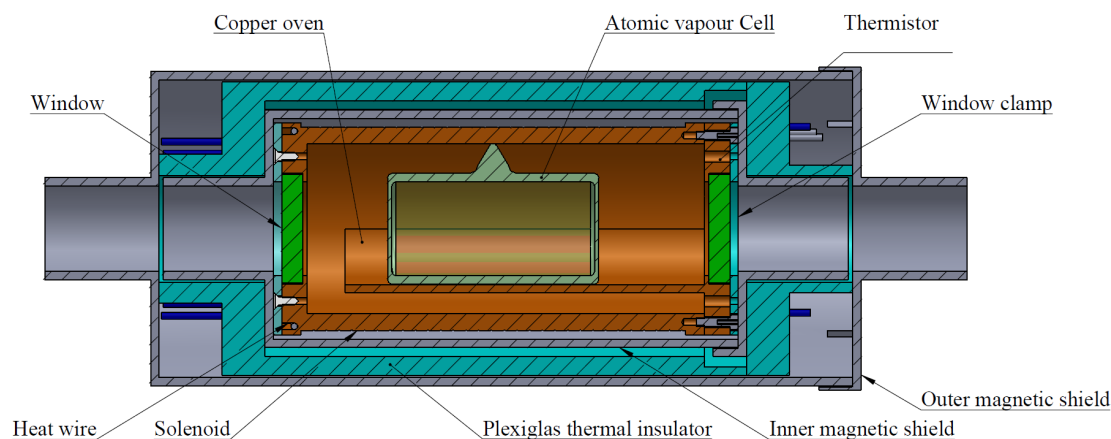


FIGURE 1.15: Plan de coupe du résonateur atomique. La cellule contient une vapeur de césium et deux gaz tampons. La cellule est posée sur un berceau dans un four en cuivre. Le four est fermé par des fenêtres optiques pour isoler thermiquement la cellule des turbulences de l'air. À l'aide d'un fil chauffant amagnétique la cellule est régulée en température. Un solénoïde de 30 spires sur 90 mm de long entoure le four. L'ensemble four + cellule est placé dans un blindage magnétique en mu-métal, puis dans un isolateur thermique en PEEK lui-même placé dans un blindage magnétique extérieur.

plus compact a été développé par P. Yun avec l'aide du service de mécanique du laboratoire : 218 mm de long et un diamètre de 74 mm, soit 0,94 L au lieu du précédent qui faisait 3,96 L. Produit en trois exemplaires, trois expériences différentes ont pu démontrer une stabilité de fréquence comprise entre 2 et 3×10^{-13} à 1 s d'interrogation avec ce nouveau résonateur atomique [36, 37]. Dans cette partie nous décrivons et caractérisons « de l'intérieur vers l'extérieur » les différentes parties du résonateur atomique (Figure 1.16). Tel qu'il a été conçu, le résonateur atomique est compatible pour un volume d'horloge total de l'ordre de 2 L. Cependant, pour une embarcation à bord de satellite, il faudra repenser le résonateur en ajoutant un deuxième berceau dans le four pour éviter que la

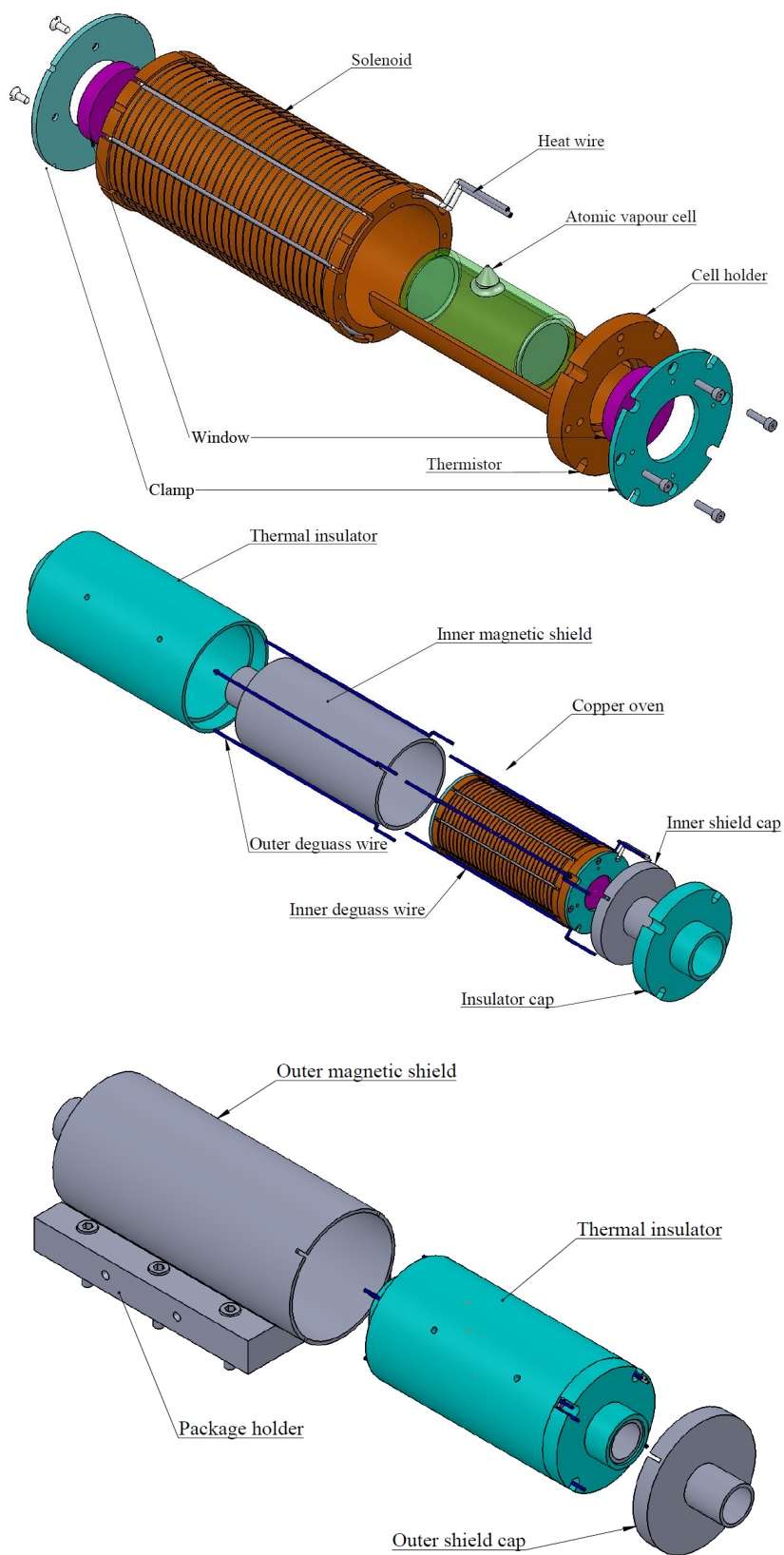


FIGURE 1.16: Détails des différents assemblages du résonateur atomique. De haut en bas : de l'intérieur vers l'extérieur.

cellule ne bouge avec les vibrations. Et de façon générale, pour éviter que les différentes parties du résonateur ne vibrent entre elles avec les déplacements de l'ensemble de l'horloge. Sur notre expérience de laboratoire, la cellule est maintenue au berceau par deux bandes adhésives.

1.4.3.1 Cellule

La cellule en Pyrex de 5 cm de long et de 2 cm de diamètre contient une vapeur de césium qui a été introduite par le verrier de l'Observatoire de Paris selon une procédure décrite dans [12, 13]. Après la vapeur de césium, deux gaz tampons sont ajoutés dans la cellule pour deux raisons liées. La première est d'augmenter les collisions entre les atomes de césium et le gaz tampon. De cette façon le mouvement libre du césium devient un mouvement de diffusion. La vitesse de diffusion des atomes est de quelques cm/s en présence de gaz tampon au lieu de quelques centaines de m/s. Ainsi la durée de vie de l'état noir est augmentée et atteint quelques ms. Cela permet d'augmenter le temps d'évolution libre et donc le facteur de qualité de l'horloge. La deuxième raison vient du fait que le libre parcours moyen du césium entre deux collisions est inférieur à la longueur d'onde d'interrogation ($\lambda = 3,2$ cm pour $f = 9,192$ GHz). Dans ces conditions l'élargissement Doppler est réduit, c'est l'effet Dicke [52].

L'ajout du gaz tampon a le désavantage de provoquer un déplacement de fréquence des transitions hyperfines, c'est-à-dire que l'écart hyperfin ne vaut pas exactement ν_0 mais est augmenté d'une quantité Df proportionnelle à la pression (centaines de Hz/torr), dépendant de la nature du gaz tampon [53] et de sa température (quelques Hz/(torr·K) au premier ordre et quelques mHz/(torr·K²) au second ordre). C'est le déplacement collisionnel. Le travail de thèse d'Olga Kozlova [12] a permis de calculer ces coefficients pour différents gaz tampons et ainsi d'utiliser l'astuce qui consiste à ajouter deux gaz tampons différents de sensibilité thermique de signes opposés. L'ajustement des pressions partielles et de la température de la cellule permet d'annuler la sensibilité du déplacement collisionnel au premier ordre à une température d'inversion T_{inv} (Figure 1.17). Pour ces travaux de thèse nous utilisons une cellule composée d'argon et de diazote : la sensibilité du premier ordre à la température de l'argon et du diazote vaut $S_{Ar} = -1,138$ Hz/(torr·K), $S_{N_2} = 0,824$ Hz/(torr·K). Le rapport des pressions partielles vaut $r = P_{Ar}/P_{N_2} = 0,611 \pm 0,020$ pour une pression totale $P_T = 21,5$ torr. Avec l'ajustement des points expérimentaux par un polynôme du second ordre, la température d'inversion vaut $T_{inv} = 28,2$ °C. Expérimentalement, la cellule est régulée à 29 °C afin de permettre une comparaison plus facile des performances d'horloges obtenues avec celles des références [12, 13] qui utilisaient cette même cellule à 29 °C. Cependant une étude plus complète de l'optimisation des valeurs de température, puissance laser, diamètre laser, séquence temporelle qui

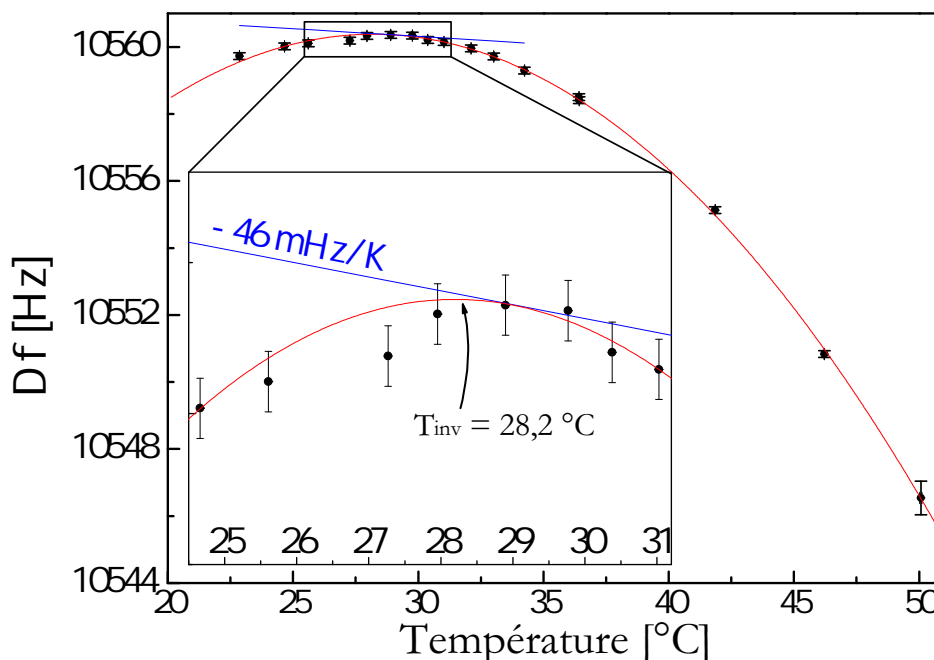


FIGURE 1.17: Déplacement de fréquence Df de l’horloge en fonction de la température de la cellule contenant du césium et un mélange N_2 , Ar de gaz tampon. Noir : mesures avec leurs incertitudes. Rouge : l’ajustement donne $r = 0,600 \pm 0,003$ et $P_T = 20,95 \pm 0,04$ torr. La courbe est extraite de [12]. Dans cette référence, l’équation pour l’ajustement est décrite. Dans l’encart, nous faisons un zoom autour de la température d’inversion. Nous ajoutons une pente en -46 mHz/K à la température 29 °C .

sont liées entre elles reste à faire. À cette température, nous mesurons un déplacement collisionnel de -46 mHz/K (encart de la Figure 1.17).

L’ajout de gaz tampon dans la cellule provoque aussi un déplacement de fréquence optique dépendant de la nature des gaz tampons [54]. Dans notre cas les deux gaz tampons provoquent un déplacement de la transition D1 de $-158,3 \pm 1,4 \text{ MHz}$. Pour compenser ce décalage l’ordre -1 diffracté de l’AOM commun à 198 MHz est utilisé avec l’ordre $+1$ de l’AOM du schéma d’absorption saturée à 80 MHz (l’absorption saturée asservit la fréquence du laser Maître à $80/2 \text{ MHz}$ de la transition). Nous avons bien $-198 \text{ MHz} + 40 \text{ MHz} = -158 \text{ MHz}$.

1.4.3.2 Température

La cellule doit être régulée afin de garantir une insensibilité de la fréquence d’horloge à une fluctuation de température. Le four est entouré par un fil coaxial judicieusement enlacé dans le sens de la longueur en faisant des allers-retours de sorte que le champ magnétique parasite créé par le passage du courant soit compensé. Deux thermistances amagnétiques (Bétatherm 10K3A1IB, $10 \text{ k}\Omega$ à 25 °C) sont insérées dans le four afin de

mesurer et réguler la température à l'aide d'un correcteur. Le déplacement collisionnel à 29 °C, proche de la température d'inversion, est faible. Il est de l'ordre de -46 mHz/K (Figure 1.17). Nous verrons dans le troisième chapitre, la contribution du déplacement collisionnel à la stabilité de fréquence de l'horloge.

1.4.3.3 Blindage et champ magnétique

L'environnement magnétique dans lequel sont plongés les atomes a fait l'objet de plusieurs caractérisations. Dans un premier temps, l'efficacité des blindages magnétiques est caractérisée en mesurant le champ magnétique axial résiduel le long de l'axe de propagation. Comme attendu, le champ magnétique axial résiduel est proche de zéro, il est plutôt homogène sur la longueur de la cellule (Figure 1.18). La contribution d'un tel champ magnétique résiduel à la stabilité de fréquence de l'horloge est négligeable.

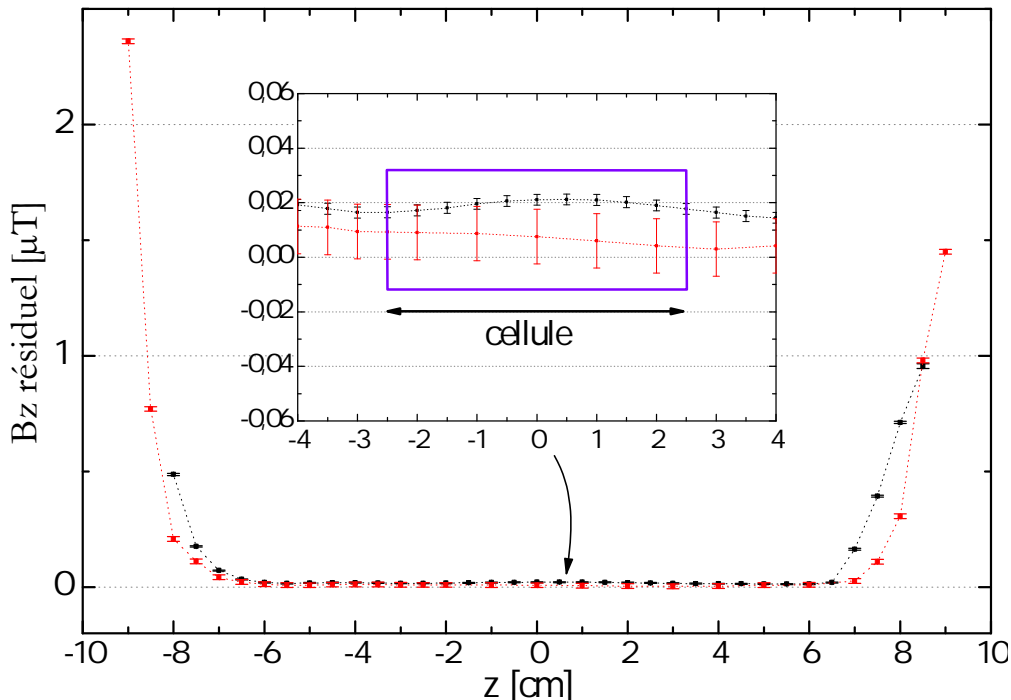


FIGURE 1.18: Mesure du champ magnétique axial résiduel le long de l'axe z du résonateur atomique. Rouge : mesure effectuée avec un magnétoscope à aiguille (MAGNETOSCOP 1.068, sonde transverse 1.001-1512 SN 566). Noir : mesure effectuée avec un magnétoscope digital (Bartington Mag-01H, sonde Mag Probes F). Les dimensions de la cellule sont symbolisées par le cadre violet. Un agrandissement entre -4 et 4 cm autour de la valeur nulle 0 μ T permet de mieux voir les deux mesures.

Le champ magnétique axial statique créé par le solénoïde est ensuite caractérisé. Ce champ permet de lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman afin d'isoler la transition d'horloge ($|F = 3, m_F = 0\rangle - |F = 4, m_F = 0\rangle$) des autres états. Le solénoïde n'étant pas de dimensions infinies, le champ magnétique n'est pas homogène sur toute

sa longueur. En absence de blindage magnétique, le champ peut être décrit par la loi de Biot et Savart :

$$B_z(z) = \frac{\mu_0 \times n \times i}{2} \left(\frac{L+z}{\sqrt{R^2 + (L+z)^2}} + \frac{L-z}{\sqrt{R^2 + (L-z)^2}} \right). \quad (1.13)$$

Avec $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ T m/A la perméabilité magnétique du vide, $n = 333$ m⁻¹ le nombre de spire par mètre, i le courant appliqué dans le solénoïde, $L = 4,5$ cm la demie longueur du solénoïde et $R = 2,4$ cm le rayon du solénoïde. Avec les paramètres du solénoïde tel qu'il est construit et un courant de 25,7 mA, le calcul du champ à partir de l'équation 1.13 ne correspond pas à la valeur du champ magnétique mesuré (Figure 1.19(b)). Or, au centre du solénoïde le champ magnétique est égal à la valeur théorique : $B_z(0) = \mu_0 \times n \times i$ à 0,4 % près¹(Figure 1.19(a)), comme si le solénoïde était de dimension infinie. Avec les blindages magnétiques autour du solénoïde, le champ magnétique sur l'axe est renforcé, comme si le solénoïde était plus long [55]. Cependant, nous ne mesurons pas l'homogénéité

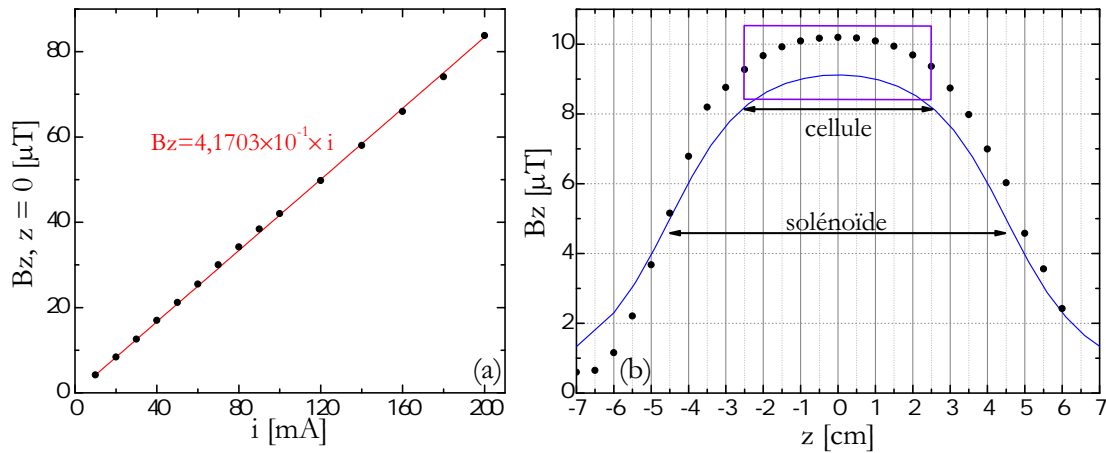


FIGURE 1.19: (a) Champ magnétique au centre du solénoïde en fonction du courant appliqué (points noirs) et ajustement linéaire (rouge) des points expérimentaux. (b) Mesures du champ magnétique axial B_z le long de l'axe z du résonateur atomique (points noirs). Les doubles flèches noires indiquent la longueur du solénoïde et de la cellule. À partir de l'équation 1.13, le calcul du champ magnétique en fonction de la position est représenté en bleu. Le champ magnétique aux extrémités de la cellule vaut 90 % de la valeur maximale.

d'un solénoïde infini sur toute la longueur, du fait des blindages imparfaits et d'effets de bords associés aux ouvertures dans les couvercles du blindage.

L'inhomogénéité du champ magnétique a pour conséquence de déformer les raies du signal CPT (Figure 1.20). La déformation est d'autant plus visible sur les niveaux Zeeman extrêmes qu'ils sont plus sensibles au champ magnétique. Au bord de la cellule, le champ magnétique vaut 90 % de la valeur nominal. Ce gradient a pour conséquence d'élargir la transition d'horloge de 4 Hz au maximum, soit un élargissement de 3,2 % par rapport

1. Nous trouvons expérimentalement B_z [μT] = 0,41703 × i [mA], au lieu de 0,41846.

à la largeur de la frange centrale de Ramsey qui vaut typiquement 125 Hz. Tant que cet élargissement est stable dans le temps, ce n'est pas un problème pour la stabilité de fréquence de l'horloge.

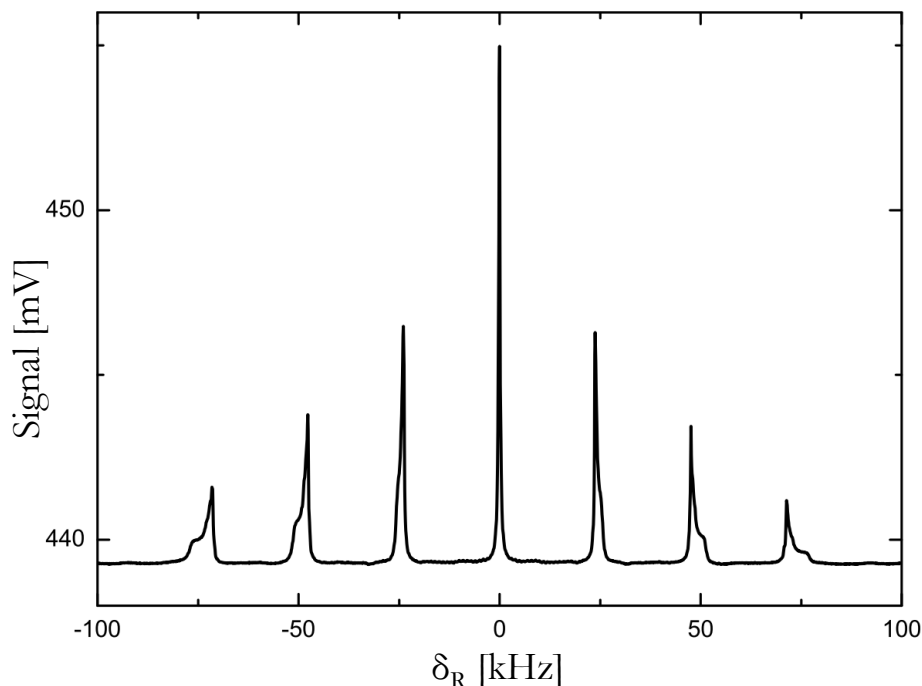


FIGURE 1.20: Signal CPT en mode continu en fonction du désaccord Raman δ_R . Les raies des transitions extrêmes sont déformées à cause de l'inhomogénéité du champ magnétique dans la cellule. Figure extraite de [36].

Nous avons aussi mesuré l'homogénéité du champ magnétique dans le plan horizontal du solénoïde en déplaçant la sonde de ± 4 mm par rapport à l'axe du solénoïde. Le champ magnétique dans le plan horizontal est plutôt homogène comme cela est présenté sur la Figure 1.21. Le champ magnétique sur l'axe est légèrement inférieur (0,02 à 0,1 μT) aux deux autres. Cette différence vient de la difficulté à placer rigoureusement la sonde sur l'axe de symétrie du solénoïde. Il est effectivement plus aisé de se positionner contre les blindages en ± 4 mm et donc être droit par rapport au solénoïde. Un petit angle sur la mesure effectuée sur l'axe peut engendrer une petite projection du champ magnétique et donc réduire la valeur du champ magnétique mesuré.

1.5 Séquence d'horloge

L'acquisition des signaux atomiques ainsi que la commande de la séquence d'horloge sont contrôlées numériquement par PC. Un programme Labview contrôle une carte d'acquisition National Instruments qui agit sur un interrupteur RF pour l'AOM commun, sur

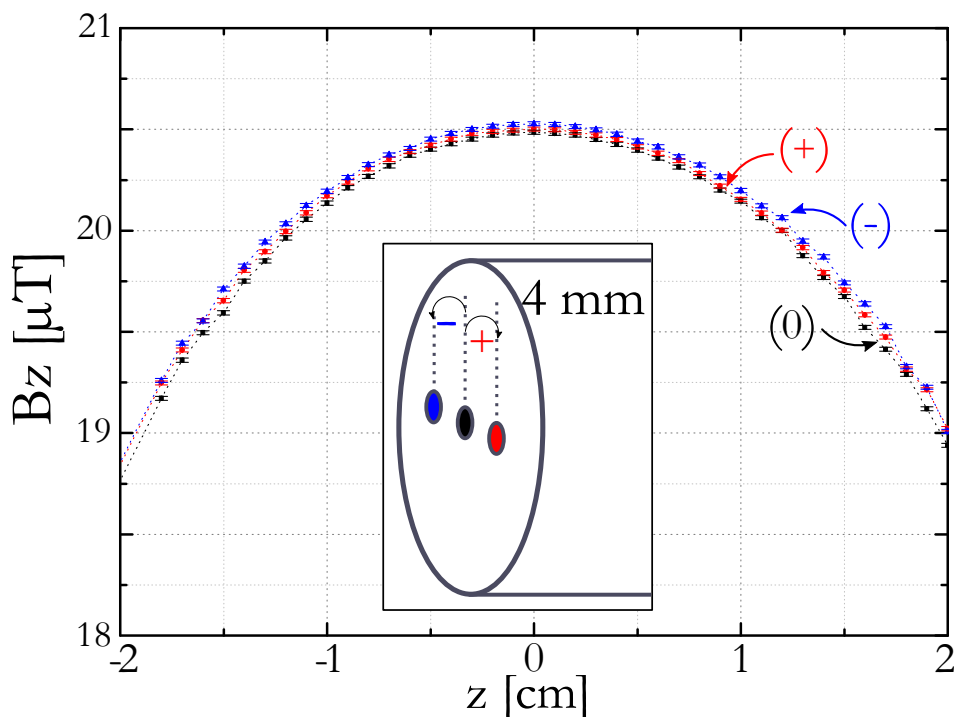


FIGURE 1.21: Mesure du champ magnétique axial B_z le long de l'axe z sur l'axe du solénoïde (0). (+) et (-) Mêmes mesures mais effectuées en étant déplacé de ± 4 mm par rapport à l'axe (dessin dans l'encart).

la fréquence du DDS de la chaîne micro-onde et traite les signaux atomiques de façon synchrone avec la séquence.

1.5.1 Interrogation pulsée

L'interrogation pulsée fut pour la première fois expérimentée sur cette expérience en 2004 afin d'obtenir un signal contrasté et spectralement fin [6]. La séquence d'horloge est composée de deux impulsions lumineuses de durée T_i séparées d'un temps d'évolution libre : le temps de Ramsey T_R . La première impulsion pompe les atomes dans l'état noir et imprime la phase $\Delta\phi$ du battement de fréquence des deux lasers sur la cohérence atomique. Pendant le temps T_R d'évolution libre la séquence d'horloge change la phase de la chaîne micro-onde de sorte que les lasers impriment une nouvelle phase décalée de $\pm\pi/2$ lors de la deuxième impulsion. Un laps de temps τ_d est attendu avant que la détection moyenne le signal atomique pendant un temps τ_m (Figure 1.22). Pendant cette deuxième impulsion un nouvel état noir est créé et interfère avec le précédent. Ce sont ces interférences qui sont détectées avant que le nouvel état noir ne remplace le précédent. La séquence est reproduite ainsi tous les temps de cycle T_c .

L'avantage de l'interrogation pulsée par rapport à l'interrogation continue réside dans le fait que l'amplitude du signal atomique augmente avec l'intensité des lasers sans élargir

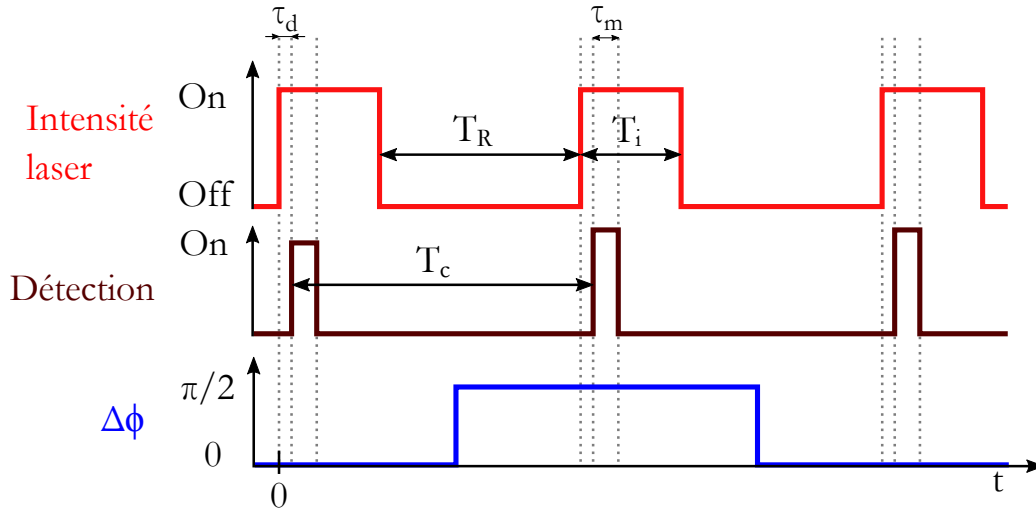


FIGURE 1.22: Schéma de la séquence d'interrogation d'horloge, le temps de cycle vaut T_c . Rouge : les lasers sont envoyés vers les atomes sous forme de pulse de durée T_i et séparés d'un temps T_R . Marron : le signal atomique est détecté pendant τ_m après un temps τ_d par rapport au début du pulse. Bleu : une phase $\Delta\phi$ alternée de $\pi/2$ est imprimée sur les atomes. Les durées τ_d et τ_m ne sont pas à l'échelle par rapport à T_i mais sont volontairement allongées afin de mieux voir les différentes parties de la séquence.

le signal CPT [11]. Avec l'interrogation pulsée, des franges de Ramsey [56] sont obtenues dont la largeur à mi-hauteur $\Delta\nu_{CPT}$ ne dépend que du temps de Ramsey T_R : $\Delta\nu_{CPT} = 1/(2T_R)$. Plus T_R augmente et plus la frange de Ramsey sera fine. Cependant, il n'est pas possible d'augmenter le temps d'évolution libre aussi longtemps que souhaitable. En effet, la durée de vie de la cohérence hyperfine est limitée à quelques ms par les collisions ; si bien que l'amplitude du signal décroît quand T_R augmente (Figure 1.23(a)). En pratique, et c'est le cas pour tous les asservissements, le discriminateur est optimisé. Pour l'asservissement de l'horloge, nous cherchons un temps de Ramsey qui maximise le discriminateur de fréquence D . Comme cela est présenté sur la Figure 1.23(b), le temps de Ramsey qui maximise D vaut $T_R = 4$ ms.

Les paramètres temporels de la séquence d'horloge utilisés pendant ces travaux de thèse sont les suivants : $T_R = 4$ ms, $T_i = 2$ ms, $\tau_d = 10$ μ s, $\tau_m = 25$ μ s. Malgré les avantages de l'interrogation pulsée qui optimise le discriminateur de fréquence, il faut souligner que l'échantillonnage intrinsèque à l'interrogation pulsée modifie la contribution de bruit de fréquence de l'oscillateur local à la stabilité de fréquence de l'horloge. Ce phénomène appelé effet Dick contribue majoritairement à l'instabilité de fréquence de l'horloge. Il fait l'objet de la première partie du deuxième chapitre.

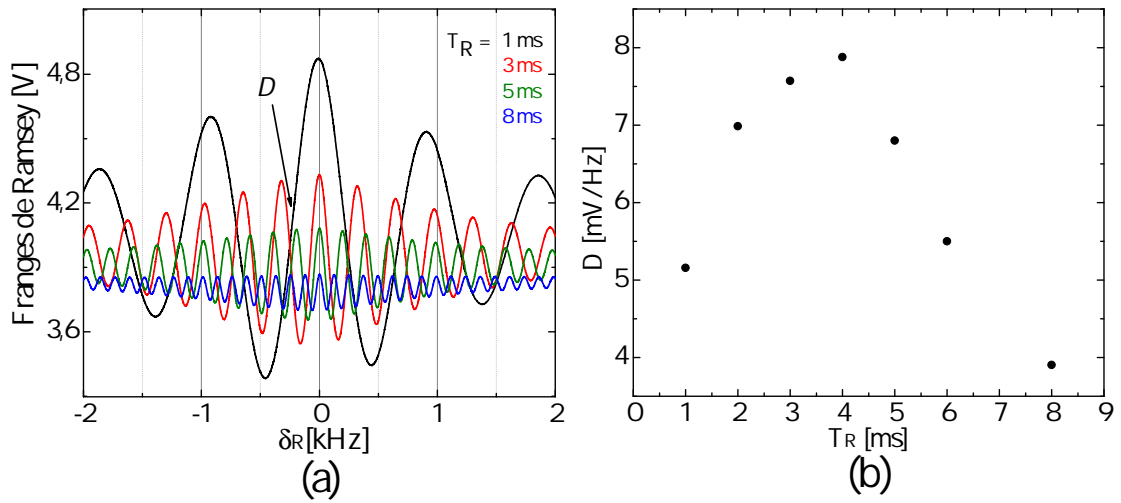


FIGURE 1.23: (a) Franges de Ramsey en fonction du désaccord Raman. Les signaux noir, rouge, vert et bleu correspondent respectivement à un temps de Ramsey T_R de 1, 3, 5 et 8 ms. (b) Discriminateur de fréquence D en fonction du temps de Ramsey T_R . Les points correspondent aux pentes déterminées à partir des signaux atomiques. Ces figures sont extraites de [13].

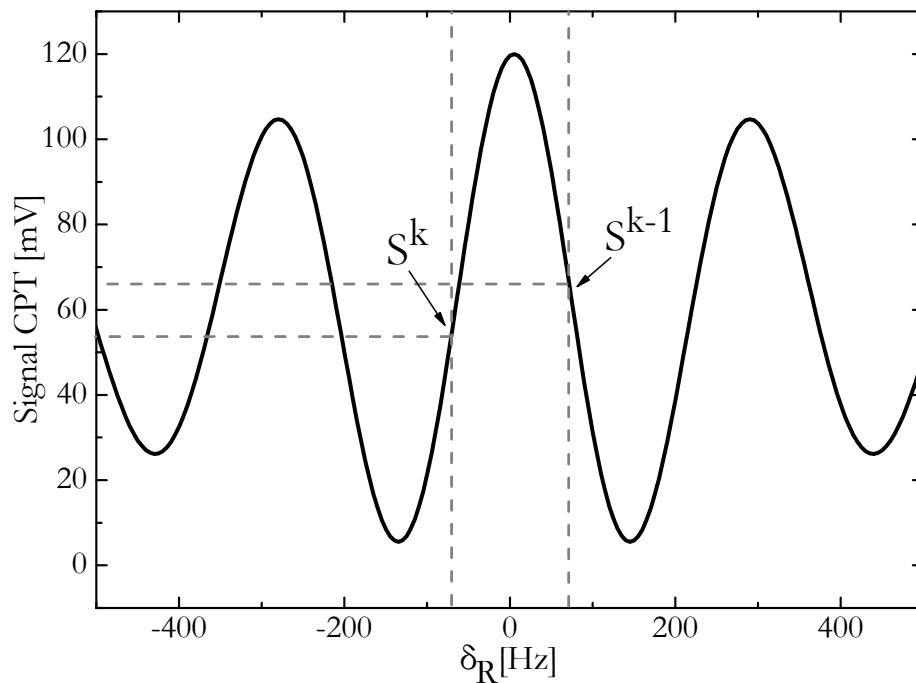


FIGURE 1.24: Exemple d'asservissement en modulation de fréquence. Avant asservissement de l'horloge, la frange de plus grande amplitude est centrée autour de $\delta_R = 0$. Pour asservir l'horloge, la fréquence du DDS est modulée par le programme afin d'interroger le signal CPT à mi-frange : aux cycles $k - 1$ et k des signaux S^{k-1} et S^k sont mesurés. À partir de la différence de ces deux derniers signaux, la correction est calculée puis appliquée à la fréquence du DDS afin d'asservir le signal CPT à $\delta_R = 0$.

1.5.2 Asservissement de l'horloge

Pour asservir l'oscillateur local sur la transition atomique une modulation de fréquence ($\pm \Delta\nu_{CPT}/2$) ou de phase ($\pm\pi/2$) est appliquée à l'oscillateur local afin de sonder le niveau transmis du signal CPT à mi-hauteur de la frange centrale là où le discriminateur de fréquence est le plus sensible. C'est-à-dire là où la pente est la plus raide. La correction de fréquence $\delta\nu_c^k$ appliquée au DDS au cycle k est constituée de la différence des niveaux S^k à mi-frange aux temps de cycle k et $k-1$ (Figure 1.24). La correction s'écrit :

$$\delta\nu_c^{k+1} = \delta\nu_c^k + G \left[S^k - S^{k-1} \right] (-1)^k. \quad (1.14)$$

Avec G le gain de la boucle de l'asservissement. Comme nous l'avons vu dans la description de la chaîne micro-onde, le DDS est référencé au signal ultra stable à 100 MHz. Si bien qu'une fois asservi sur la transition atomique, nous utilisons la fréquence du DDS stockée dans l'ordinateur pour traiter les données de fréquence de l'horloge et calculer son écart type d'Allan.

1.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons exposé les principes de fonctionnement d'une horloge atomique. Nous avons vu que la simplicité et les propriétés spectrales du piégeage cohérent de population ont suscité un engouement tel que des horloges miniatures CPT ont pu être développées et commercialisées. Des horloges compactes moins miniatures mais plus performantes sont à l'étude dans les laboratoires. Nous avons ensuite décrit l'une des deux expériences CPT développées au SYRTE, l'expérience $\text{Lin}\perp\text{Lin}$, afin d'en comprendre son fonctionnement global. Nous allons voir dans le prochain chapitre que l'interrogation pulsée de l'horloge ajoute une contribution majoritaire à l'instabilité de fréquence de l'horloge.

Chapitre 2

Limitations de la stabilité de fréquence à court terme

2.1 Introduction

Ce chapitre est consacré aux bruits limitant la stabilité de fréquence à court terme de l'horloge CPT. D'après les résultats des précédents travaux de thèse [13], deux bruits contribuent majoritairement : le bruit de fréquence de l'oscillateur local et le bruit de puissance laser. Ce chapitre est donc traité en deux parties, exposant chacune les travaux effectués pour réduire ces bruits.

Tout d'abord, dans une première partie, nous décrivons mathématiquement l'effet Dick en s'inspirant à la fois des références [57–59] mais aussi des travaux précédents cette thèse [60] qui ont permis de modéliser pour la première fois l'effet sur une horloge CPT. Nous présentons ensuite les travaux effectués sur la chaîne micro-onde et sur l'asservissement de phase entre les deux lasers, qui ont permis de réduire l'effet Dick. Dans une seconde partie, nous présentons les mécanismes qui transforment le bruit de puissance laser en bruit de fréquence pour l'horloge. Nous décrivons les asservissements de puissance mis en place avec les précautions électroniques et expérimentales nécessaires afin d'obtenir des bruits de puissance très bas.

Enfin, nous montrons que la mesure de stabilité de fréquence de l'horloge a bien été améliorée grâce à la réduction de ces deux bruits dominants. Nous exposons aussi les autres bruits qui ne limitent pas, pour l'instant, la stabilité de fréquence à court terme.

2.2 Effet Dick

Dans la mesure où l'horloge est pulsée, la correction appliquée à l'oscillateur local (OL) ne contient que l'information mesurée pendant l'interrogation des atomes. La correction incomplète a pour conséquence d'ajouter un bruit par effet de repliement de spectre. Cet effet a été découvert et expliqué par G. J. Dick [61]. Dans cet article il décrit à l'aide d'un formalisme mathématique la conversion du bruit de phase de l'OL en bruit de fréquence lorsque la fréquence de l'OL est asservie et corrigée de façon discontinue sur une référence atomique.

2.2.1 Description mathématique

La séquence utilisée pour notre horloge est composée de deux impulsions laser de durée $T_i = 2$ ms et séparées d'un temps d'évolution libre, le temps de Ramsey $T_R = 4$ ms. Le temps de cycle de l'horloge est de $T_c = 6$ ms, soit une fréquence d'interrogation d'horloge $f_h = 1/T_c \simeq 166,67$ Hz. Il a été montré dans les références données en introduction de ce chapitre que la contribution du bruit de l'oscillateur local par effet Dick s'écrit de la façon suivante :

$$\sigma_{yDick}^2(\tau) = \frac{1}{\tau} \sum_{m=1}^{\infty} \left[\frac{g_m^2}{g_0^2} S_y \left(\frac{m}{T_c} \right) \right]. \quad (2.1)$$

Avec $\sigma_{yDick}^2(\tau)$ la variance d'Allan relative de l'effet Dick au temps τ , $S_y(\frac{m}{T_c})$ la densité spectrale de puissance des fluctuations de fréquence relative de l'oscillateur local aux fréquences de Fourier $\frac{m}{T_c}$. g_m^2 et g_0^2 sont des paramètres définis par la fonction de sensibilité $g(t)$ définie ci-dessous. Ces paramètres g_0^2 et $g_m^2 = (g_m^s)^2 + (g_m^c)^2$ se calculent de la façon suivante :

$$g_0 = \frac{1}{T_c} \int_0^{T_c} g(t) dt, \quad (2.2)$$

$$\begin{pmatrix} g_m^s \\ g_m^c \end{pmatrix} = \frac{1}{T_c} \int_0^{T_c} \begin{pmatrix} \sin(2\pi \times m \times t/T_c) \\ \cos(2\pi \times m \times t/T_c) \end{pmatrix} g(t) dt. \quad (2.3)$$

La fonction $g(t)$ décrit la réponse du système atomique à une variation infiniment petite $\Delta\varphi$ de la phase de l'oscillateur local :

$$g(t) = \lim_{\Delta\varphi \rightarrow 0} \frac{\delta S_h(t, \Delta\varphi)}{\Delta\varphi}. \quad (2.4)$$

Avec $\delta S_h(t, \Delta\varphi)$ la fluctuation du signal d'horloge à l'instant t due à la variation de phase $\Delta\varphi$. Dans une horloge utilisant deux niveaux atomiques le signal $S_h(t, \Delta\varphi)$ et

$g(t)$ peuvent être calculés analytiquement. Dans un système à trois niveaux atomiques tel qu'il est employé pour le CPT une solution analytique n'existe pas. Les précédents travaux de thèse [60] ont permis de calculer numériquement la fonction de sensibilité à partir des équations de l'évolution de la matrice densité obtenue en ne prenant pas en compte les autres niveaux Zeeman. Cette approximation offre un bon accord avec l'expérience. Nous ne donnons pas les détails des calculs ici mais simplement le résultat obtenu. Les détails sont dans les références citées précédemment.

2.2.2 Fonction de sensibilité

La fonction de sensibilité $g(t)$ se présente de la manière suivante (Figure 2.1). Pendant le temps de pompage des atomes dans l'état noir, la fonction de sensibilité se comporte comme une exponentielle croissante jusqu'à atteindre une saturation, qui se prolonge pendant le temps de Ramsey et redevient nulle en ayant un comportement exponentiel décroissant très rapidement pendant la détection τ_m . Avant la détection une petite excroissance apparaît qui devient négligeable lorsque $\tau_d \ll T_R$. Cette excroissance vient du fait que la correction n'est appliquée qu'après une durée τ_d , correspondant à la réponse du photodétecteur, ce qui a pour effet d'augmenter la sensibilité du signal à un saut de phase (comme pour la première impulsion). Dans la Figure 2.1, la durée τ_d est plus grande que τ_m pour la rendre visible.

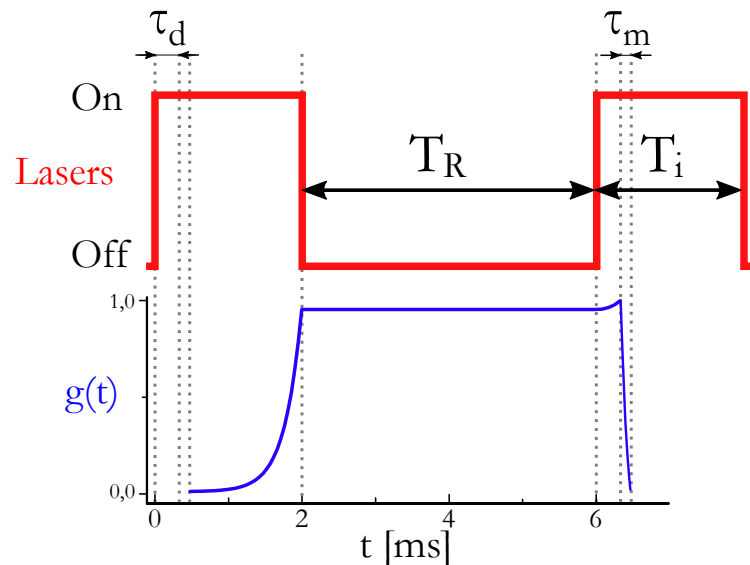


FIGURE 2.1: En rouge : la séquence d'horloge est présentée. En bleu : la fonction de sensibilité $g(t)$ calculée numériquement en fonction du temps. Elle est normalisée à 1 correspondant au maximum de la fonction. Pour la figure, la durée τ_d est volontairement augmentée pour rendre visible l'excroissance.

En pratique, τ_d est inférieur à τ_m , lui-même largement inférieur à T_R . Dans ces limites-là, la petite excroissance est considérée comme plate pendant le temps τ_d , et la décroissance

pendant le temps τ_m est une fonction linéaire plutôt qu'une exponentielle. En considérant que $t = 0$ correspond au début de la première impulsion, la fonction $g(t)$ s'écrit de la manière suivante :

$$g(t) = \begin{cases} e^{(t-T_i)(\gamma_c + \frac{1}{\tau_P})}, & \tau_d + \tau_m \leq t \leq T_i, \\ 1, & T_i \leq t \leq T_c + \tau_d, \\ 1 - \frac{t - (T_c + \tau_d)}{\tau_m}, & T_c + \tau_d \leq t \leq T_c + \tau_d + \tau_m. \end{cases} \quad (2.5)$$

Avec γ_c le taux de relaxation de la cohérence hyperfine et $\tau_P = \Gamma/\Omega^2$, le taux de pompage qui est le rapport du taux de relaxation Γ du niveau excité sur la somme quadratique Ω^2 des fréquences de Rabi des transitions considérées. La fonction de sensibilité commence après que la détection soit terminée et se prolonge, comme la séquence de l'horloge, durant un temps $T_c = 6$ ms. Dans l'article [60], il est précisé que l'approximation faite pour $g(t)$ permet d'avoir une très bonne estimation de l'effet Dick sur la contribution totale de l'horloge à 1 % d'erreur près.

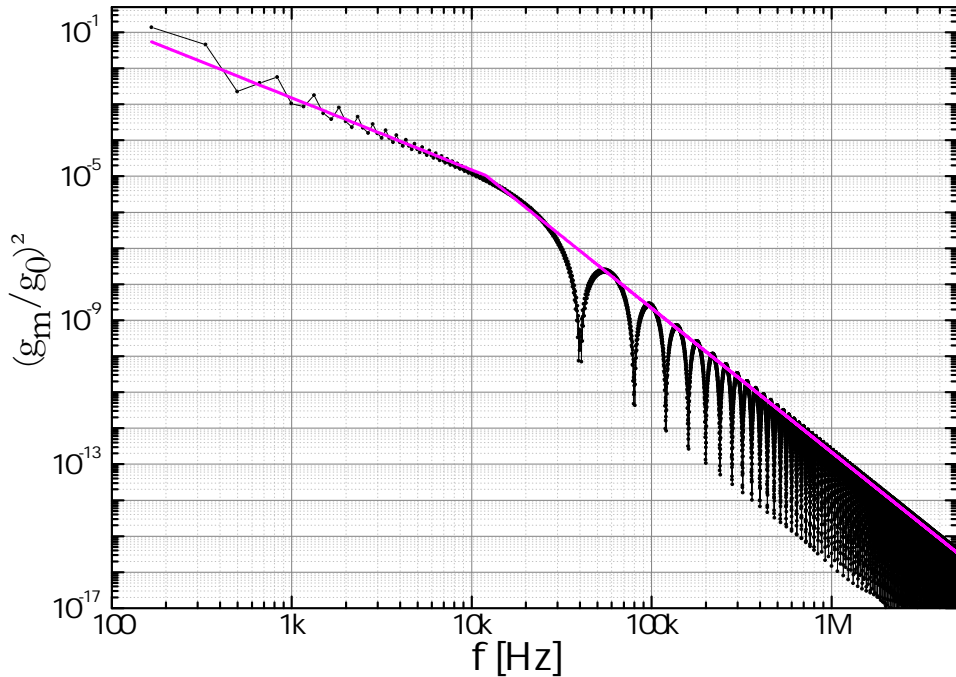


FIGURE 2.2: Noir : Coefficients de Fourier $(g_m/g_0)^2$ de la fonction de sensibilité correspondant à la séquence d'horloge CPT. Magenta : Asymptote des coefficients en -20 dB/décade puis -40 dB/décade à partir de ~ 10 kHz.

Sur la Figure 2.2 sont représentés les coefficients de la fonction de sensibilité qui serviront à calculer la contribution du bruit de fréquence relative de l'oscillateur local à la stabilité de fréquence de l'horloge. Le premier point correspond à la fréquence d'interrogation $f_h = 1/T_c$ et tous les autres points aux harmoniques mf_h . Le premier « effondrement »

dans les coefficients à 40 kHz correspond à la fréquence de Fourier du temps de détection, le temps $\tau_m = 25 \mu\text{s}$ pendant lequel le signal est moyenné et où la fonction de sensibilité décroît.

Comme cela apparaît dans la Figure 2.2, il est important de souligner que l'horloge est particulièrement sensible au bruit de phase aux fréquences de Fourier allant de 100 Hz à au moins 100 kHz. Certes les coefficients de Fourier $(g_m/g_0)^2$ décroissent en f^{-4} à partir de 10 kHz, mais la densité spectral de puissance des fluctuations relatives de fréquence croît en f^2 à partir de quelque kHz. Durant ces travaux de thèse nous nous sommes donc attachés à réduire le bruit de phase de l'oscillateur local de 100 Hz à au moins 100 kHz.

2.2.3 Bruit de fréquence et bruit de phase

Pour calculer la contribution de l'effet Dick (équation 2.1), nous avons besoin des coefficients de la fonction de sensibilité de l'horloge, mais aussi de la densité spectrale de puissance des fluctuations de fréquence relative de l'oscillateur local $S_y(f)$. Cette dernière quantité peut être déterminée par une mesure du bruit de phase de l'OL.

Soit $V(t)$, le signal d'un oscillateur de fréquence ν_0 . Ce signal peut s'écrire en fonction du temps comme [19] : $V(t) = V_0 \times \cos(2\pi\nu_0 t + \varphi(t))$, avec V_0 l'amplitude du signal et $\varphi(t)$ le bruit de phase de ce signal. Ici, le signal est supposé sans bruit d'amplitude. La fréquence instantanée $\nu_i(t)$ est définie comme la dérivée temporelle de la phase du signal, soit :

$$\nu_i(t) = \nu_0 + \frac{1}{2\pi} \dot{\varphi}(t). \quad (2.6)$$

À partir de la fréquence instantanée, le bruit de fréquence $\Delta\nu(t)$ est défini comme la différence entre la fréquence instantanée et la fréquence de l'oscillateur :

$$\Delta\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \dot{\varphi}(t). \quad (2.7)$$

La fluctuation relative de fréquence $y(t)$ s'écrit alors comme le bruit de fréquence normalisée à la fréquence de l'oscillateur :

$$y(t) = \frac{\Delta\nu(t)}{\nu_0} = \frac{1}{2\pi\nu_0} \dot{\varphi}(t). \quad (2.8)$$

Le théorème de Wiener-Khintchine énonce que pour des bruits aléatoires mesurables de façon reproductible, la densité spectrale de puissance d'un bruit $q(t)$ moyennée à l'analyseur de spectre s'écrit comme le module au carré de la transformée de Fourier de

cette quantité pour les fréquences de Fourier f [62] :

$$\langle S_q(f) \rangle = \left\langle \lim_{T \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{T} \left| \int_{-T/2}^{+T/2} q(t) e^{-j2\pi ft} dt \right|^2 \right] \right\rangle \quad (2.9)$$

$$= \frac{1}{T} \langle |Q|^2 \rangle = \frac{1}{T} \langle QQ^* \rangle. \quad (2.10)$$

Avec Q (Q^* complexe conjugué) la transformée de Fourier de $q(t)$. En se rappelant que la transformée de Fourier de la fonction dérivée vaut $\mathcal{F}\{d/dt\} = j2\pi f$, avec $j^2 = -1$, la densité spectrale de puissance des fluctuations relatives de fréquence s'écrit tout simplement comme :

$$S_y(f) = \frac{f^2}{\nu_0^2} S_\varphi(f). \quad (2.11)$$

Avec f les fréquences de Fourier, ν_0 la fréquence du signal et $S_\varphi(f)$ la densité spectrale de puissance de bruit de phase. $S_y(f)$ et $S_\varphi(f)$ sont des densités spectrales de puissances unilatérales (PSD) des bruits mesurés. $S_y(f)$ s'exprime en $[\text{Hz}^{-1}]$ et $S_\varphi(f)$ en $[\text{rad}^2/\text{Hz}]$. Dans la pratique l'unité employée du bruit de phase est le $[\text{dBrad}^2/\text{Hz}]$, ce qui correspond à $(S_\varphi(f))_{\text{dB}} = 10 \times \log(S_\varphi(f))$.

Connaissant la fonction de sensibilité $g(t)$, déterminer l'impact du bruit de fréquence de l'oscillateur local sur la stabilité de l'horloge revient donc à déterminer le bruit de phase de cet OL. Avant de présenter les travaux et les améliorations effectuées sur la chaîne micro-onde, nous exposons rapidement les différentes méthodes qui permettent de mesurer le bruit de phase d'un signal.

2.3 Mesure de bruit de phase

2.3.1 Méthode par comparaison

La méthode par comparaison consiste à mesurer le bruit de phase d'un dispositif testé (DUT) en le comparant avec celui d'un oscillateur de référence (REF). Par corrélation croisée [63], cette méthode évite les bruits électroniques dus à l'asservissement de la REF sur le DUT, comme c'est le cas avec la méthode traditionnelle où la comparaison est mesurée sur la différence de phase maintenue en quadrature par une PLL. L'avantage ici est qu'elle ne requiert pas de PLL et permet de rejeter le bruit des deux sous systèmes (Figure 2.3). Effectivement, après deux mesures indépendantes de différence de phase à travers des convertisseurs numériques et des convertisseurs de fréquence, l'instrument calcule une corrélation croisée des densités spectrales des bruits mesurés sur les deux voies rejetant ainsi leur bruit. De plus le DUT et la REF peuvent avoir des fréquences

différentes. Cependant cette méthode requiert que le bruit de phase de la REF soit inférieur, ou au maximum égal, à celui du DUT. Au début de mes travaux de thèse,

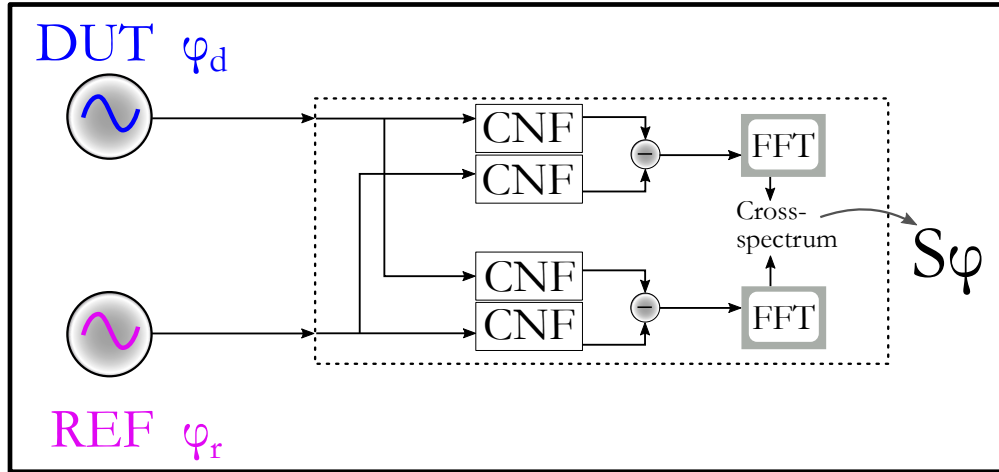


FIGURE 2.3: (b) Le DUT et la REF sont libres et n'ont pas forcément la même fréquence, à travers des convertisseurs numériques et des convertisseurs de fréquence (CNF) deux densités spectrales sont mesurées et corrélées entre elles (*cross-spectrum*), le bruit résultant est la somme des bruits de phase des deux oscillateurs $S_\varphi = S_{\varphi_d} + S_{\varphi_r}$.

nous avons utilisé cette méthode avec l'instrument Microsemi (5125A) pour caractériser l'oscillateur local à mettre en place dans la chaîne de fréquence micro-onde. Ensuite, nous avons utilisé un autre instrument, Anapico (APPH20G), plus performant pour mesurer des bruits de phase.

2.3.2 Méthode des deux voies corrélées croisées

Pour éviter le bruit de l'oscillateur avec lequel est comparé le DUT, une solution est d'utiliser deux références indépendantes sur deux voies différentes [64, 65]. Chaque REF a un bruit qui lui est propre et indépendant de l'autre (Figure 2.4).

Sur la voie x , le bruit de phase total est la somme du bruit de REF _{a} et du DUT : $\varphi_x(t) = \varphi_d(t) + \varphi_a(t)$. De la même façon, sur la voie y le bruit de phase s'écrit : $\varphi_y(t) = \varphi_d(t) + \varphi_b(t)$. La densité spectrale de puissance croisée moyenne calculée s'écrit de la sorte [62] :

$$\langle S_{xy} \rangle_m = \frac{1}{T} \langle XY^* \rangle_m \quad (2.12)$$

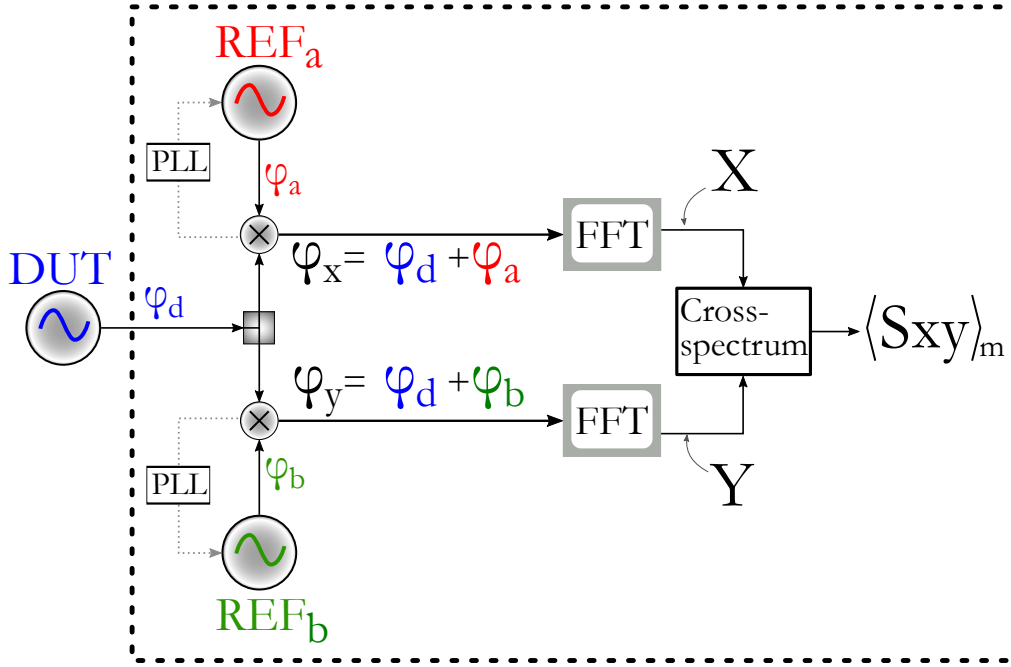


FIGURE 2.4: Schéma de principe d'une mesure de bruit de phase à l'aide de la technique des corrélations croisées. Le signal du DUT est séparé en deux pour être mélangé à deux références indépendantes ayant donc des bruits non corrélés. Le bruit de phase dans chaque voie fait l'objet d'une corrélation croisée à l'aide d'un FFT à doubles voies.

Avec $X = D + A$ et $Y = D + B$, les transformées de Fourier de bruit de chaque voie, le calcul se développe de cette façon :

$$\langle S_{xy} \rangle_m = \langle (D + A) \times (D + B)^* \rangle_m \quad (2.13)$$

$$= \frac{1}{T} \langle DD^* + DB^* + AD^* + AB^* \rangle_m \quad (2.14)$$

$$= \frac{1}{T} [\langle DD^* \rangle_m + \langle DB^* \rangle_m + \langle AD^* \rangle_m + \langle AB^* \rangle_m] \quad (2.15)$$

$$= S_{\varphi_d} + \mathcal{O}(1/\sqrt{m}). \quad (2.16)$$

Les bruits des deux références étant statistiquement indépendants, la mesure de bruit de phase corrélée croisée converge vers le bruit phase du DUT avec un résiduel $\mathcal{O}(1/\sqrt{m})$ provenant des termes croisés qui décroissent avec le moyennage m en $1/\sqrt{m}$. Cette technique permet donc de s'affranchir du bruit des REF. Ces bruits sont d'autant mieux annulés par la corrélation croisée lorsque les REF ont un bruit de phase plus faible que celui du DUT. Cette méthode a d'ailleurs été utilisée par une équipe du SYRTE qui a développé au laboratoire leur propre instrument afin de mesurer des bruits de phase de signaux micro-onde très bas bruit à partir de fréquences optiques [66, 67].

En pratique la mesure du bruit de phase peut être limitée par le bruit de l'instrument qui possède des bruits intrinsèques corrélés qui ne s'annulent pas avec le nombre de moyennage. Souvent, les constructeurs de ce genre d'appareil affichent ce bruit technique

en fonction de la fréquence du DUT à mesurer. Un autre effet est à souligner, c'est l'anti-correlation. Observé pour la première fois en 2000 [68] et expliqué récemment [69–71]. Cet effet peut venir d'une fuite de bruit d'amplitude à travers les mélangeurs produisant des bruits supplémentaires de phase différent. Deux bruits anti-corrélés peuvent s'ajouter dans chaque voie. Par exemple dans la voie x il peut avoir un bruit de phase : $\varphi_x = \varphi_d + \varphi_a + \varphi_s$ et en y : $\varphi_y = \varphi_d + \varphi_b - \varphi_s$, avec φ_s un bruit supplémentaire. Après corrélation croisée, la mesure donne : $\langle S_{xy} \rangle_m \simeq S_{\varphi_d} - S_{\varphi_s}$. L'anti-correlation peut provoquer des « trous » ou « des effondrements » dans la densité spectrale mesurée à certaine fréquence de Fourier¹. En revanche si ces bruits supplémentaires sont corrélés en phase le bruit s'écrit : $\langle S_{xy} \rangle_m \simeq S_{\varphi_d} + S_{\varphi_s}$. De cette mesure de bruit, il faut espérer que la contribution supplémentaire soit la plus faible possible afin de garantir une estimation la moins erronée possible du bruit de phase du DUT.

Dans la partie suivante, nous montrons une réduction de la contribution de l'effet Dick à la stabilité de fréquence de l'horloge en diminuant les bruits de phase de l'oscillateur local de notre chaine micro-onde. Les mesures de bruit de phase ont été effectuées en utilisant l'instrument de Microsemi (5125A) ou celui d'Anapico (APPH20G).

2.4 Réduction du bruit de phase

Les travaux précédents [13] ont mis en évidence le fait que la stabilité de fréquence à court terme de l'horloge était limitée par l'effet Dick et le bruit d'intensité laser. La contribution de l'effet Dick venait principalement du bruit de phase du signal à 9,2 GHz porté optiquement et du bruit de phase de la chaine micro-onde. Nous avons donc cherché à réduire ces bruits en optimisant la chaine en commençant par le choix d'un meilleur oscillateur local à 100 MHz pour arriver à l'optimisation du signal à 9,392 GHz puis celui à 9,192 GHz. Après le choix de l'oscillateur à quartz à 100 MHz, nous avons amélioré toute la chaine en reprenant pas à pas la multiplication de la fréquence jusqu'au signal à 9,392 GHz. Cette amélioration a été effectuée à l'aide de des références [72, 73].

2.4.1 Oscillateur local à 100 MHz

D'après le paragraphe 2.2.2, notre horloge est sensible aux bruits de phase pour des fréquences de Fourier allant de 100 Hz à au moins 100 kHz. Le choix du bon oscillateur local réside donc dans le niveau de bruit de phase à ces fréquences de Fourier. Pour cette raison nous avons choisi un oscillateur à quartz contrôlé thermiquement : OCXOF-E-100 (Pascall) qui présente un bruit de phase inférieur à celui utilisé précédemment LNO-100

1. Par exemple, autour de 600 Hz, 20 kHz ou 250 kHz dans la Figure 2.5(d)

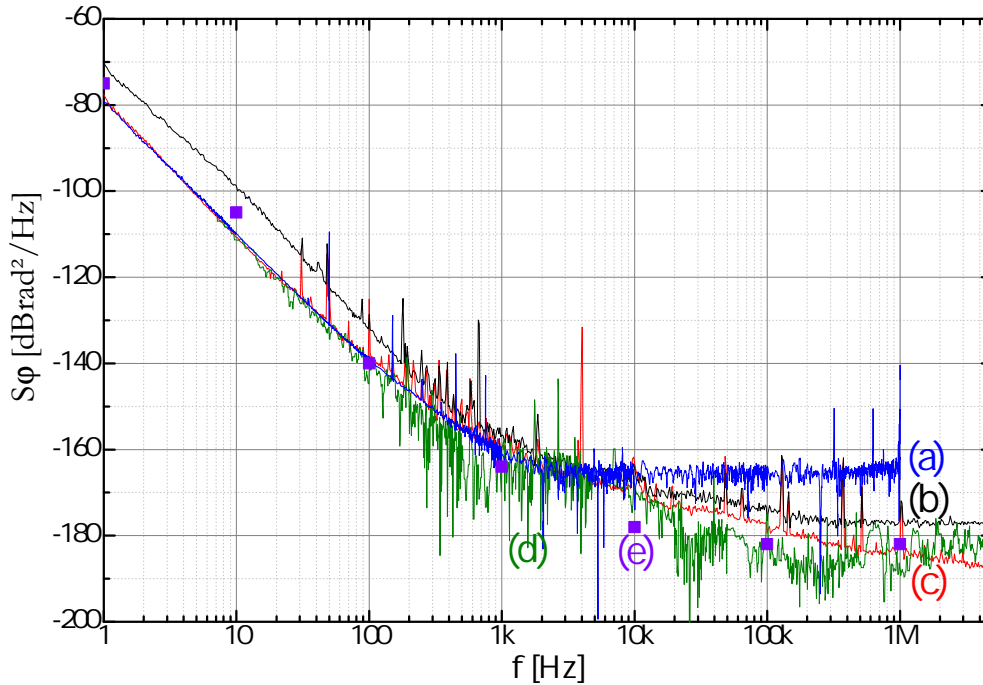


FIGURE 2.5: Comparaison des bruit de phase S_φ des signaux à 100 MHz. (a) OXOF mesuré avec Microsemi 5125A. (b) LNO-100 mesuré avec Agilent 5052B. OXOF mesuré avec Agilent 5052B (c) et avec Anapico APPH20G (d). Les mesures avec l'analyseur Agilent 5052B ont été effectuées au laboratoire FEMTO-ST. (e) Les spécifications du constructeur de l'OXOF-E-100 sont représentées avec les carrés violets.

(Rakon) sur toutes les fréquences de Fourier (Figure 2.5). Par exemple, la valeur du bruit de phase à 100 Hz de la porteuse vaut $-139,2$ dBrad²/Hz au lieu de -132 dBrad²/Hz. Trois instruments différents mesurent un bruit de phase similaire pour le même OXOF-E-100 et proche des spécifications. En revanche, le Microsemi présente un plancher de bruit blanc de phase à -167 dBrad²/Hz à partir de quelques kHz. Les autres instruments ont une meilleure sensibilité. Des niveaux de bruits de phase de -180 dBrad²/Hz sont mesurables.

La fréquence des oscillateurs à quartz est ajustable en appliquant une tension de commande. Nous avons trouvé une sensibilité presque cinq fois plus élevée pour l'OXOF que pour le LNO autour de la valeur à 100 MHz (Figure 2.6(a)). Cette différence de sensibilité nous a conduit à un changement de PLL pour l'asservissement de l'OXOF sur le maser (Figure 2.6(b)). En effet le gain de boucle n'était plus adapté au nouveau quartz. Nous avons remarqué que la tension d'offset V_{off} ajoutée sur un sommateur (Figure 2.7(a)) avec la correction du proportionnel-intégrateur, dégradait le bruit de phase de l'OL asservi. La Figure 2.7(b) illustre bien ce phénomène. La tension d'offset étant directement prélevée à partir de l'alimentation du circuit électronique, le bruit de cette tension était limitante.

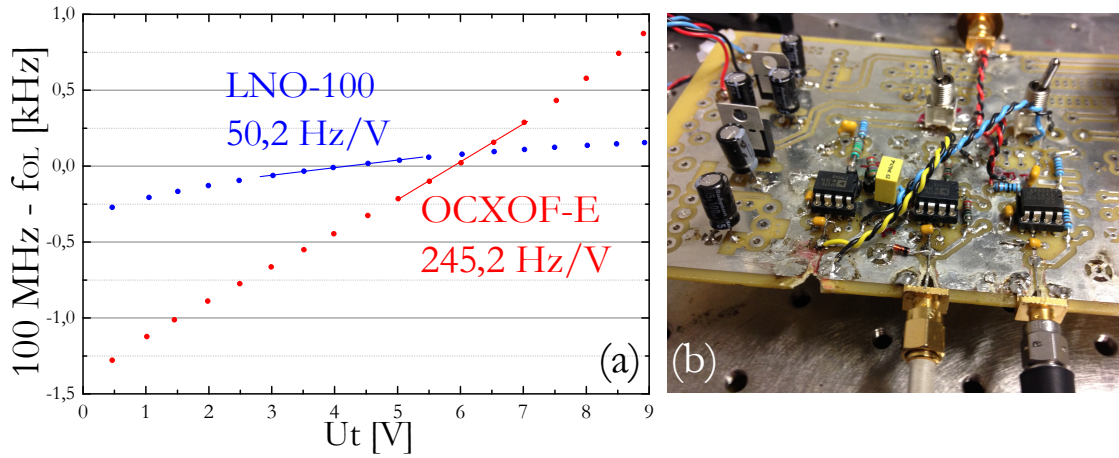


FIGURE 2.6: (a) La différence de fréquence en kHz des OL (f_{OL}) par rapport à 100 MHz est tracée en fonction de la tension U_t qui leur est appliquée. Les points représentent les mesures et les droites représentent les ajustements linéaires autour de la valeur à 100 MHz. (b) Photo de la nouvelle PLL réalisée à l'occasion du changement de l'oscillateur local.

Nous avons mesuré le bruit de phase de l'OCXOF asservi en le comparant au LNO² lorsque ceux-ci ne sont pas perturbés afin d'avoir un point de comparaison. Lorsque la

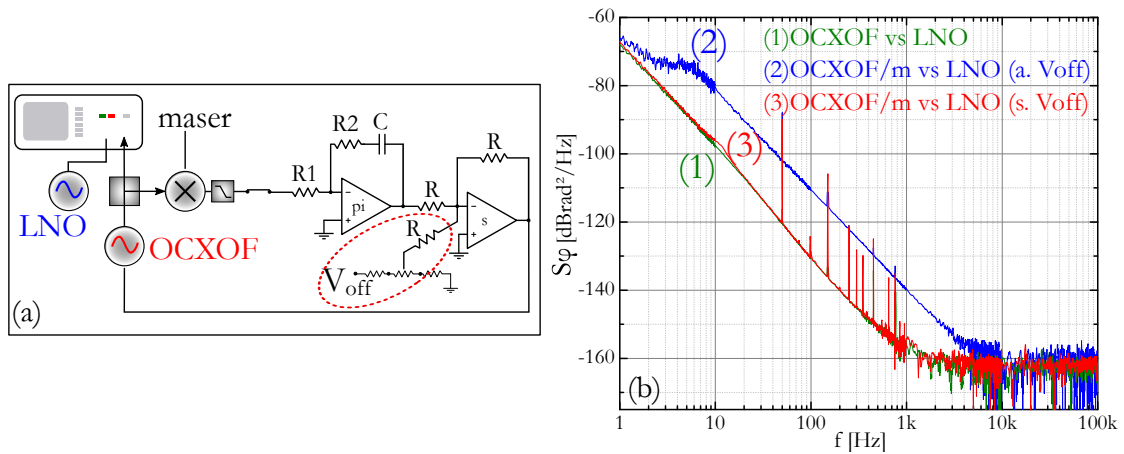


FIGURE 2.7: Schéma du montage pour mesurer l'impact de l'asservissement de l'OCXOF sur le maser en le comparant à un autre oscillateur non perturbé. Entourée en pointillés rouges : la partie du circuit où une tension d'offset V_{off} est ajoutée à la correction du proportionnel-intégrateur (pi) via le sommateur (s). (b) Bruit de phase obtenu en comparant l'OCXOF et le LNO libres. (1) Les deux OL sont libres. (2) OCXOF est asservi sur le maser avec l'aide d'une tension d'offset (bleu). (3) OCXOF est asservi sur le maser sans tension d'offset (rouge).

fréquence de l'OCXOF est asservie sur la fréquence du maser en utilisant la tension d'offset V_{off} , le bruit de phase est largement dégradé, +10 dB de 10 Hz à 1 kHz, par rapport à la situation où il n'est pas perturbé par la PLL. En effet, en asservissant sans utiliser la tension d'offset, le bruit de phase est au même niveau que les deux oscillateurs non

2. À l'époque de ces tests nous n'avions pas de deuxième OCXOF-E-100 disponible. Nous avons donc réalisé ces mesures avec le LNO-100 comme oscillateur de référence.

perturbés. Cet asservissement est possible dans la mesure où l'amplificateur opérationnel (π) est capable de générer une tension de correction proche de 5,9 V afin d'asservir la fréquence de l'OCXOF à 100 MHz.

C'est à partir de ce signal à 100 MHz, issu d'un nouveau et meilleur oscillateur local, que nous avons optimisé toute la chaîne de fréquence micro-onde, en prenant soin de bien réguler/filtrer les alimentations électriques de la chaîne. Le calcul de la contribution du bruit de fréquence du signal micro-onde à la stabilité de fréquence de l'horloge est présenté après l'optimisation du signal à 9400 MHz et celui à 9392 MHz.

2.4.2 Synthèse du signal à 9400 MHz

La prochaine étape est de multiplier la fréquence sans dégrader le bruit de phase du signal jusque 9400 MHz. Multiplier par n un signal de fréquence f ayant un bruit de phase $(S_\varphi)_f$ donne un bruit de phase multiplié par n^2 : $(S_\varphi)_{nf} = n^2 \times (S_\varphi)_f$. En représentation logarithmique le bruit s'écrit : $(S_\varphi)_{nf}^{\text{dB}} = (S_\varphi)_f^{\text{dB}} + 20 \times \log(n)$.

Afin de le multiplier, le signal à 100 MHz passe par un doubleur et un amplificateur (RK-3 et ERA-5, Mini-Circuits), un filtre passe bande autour de 200 MHz est ajouté après le doubleur et l'amplificateur. Le signal à 200 MHz entre dans le composant NLTL (Picosecond, Model 7110) qui crée donc des harmoniques du signal 200 MHz (Figure 2.8). Multiplier la fréquence du signal par deux avant d'entrer dans le composant NLTL facilite le filtrage des harmoniques autour de 9400 MHz. Ensuite, le signal est amplifié pour garantir un niveau suffisant pour la suite de la chaîne micro-onde.

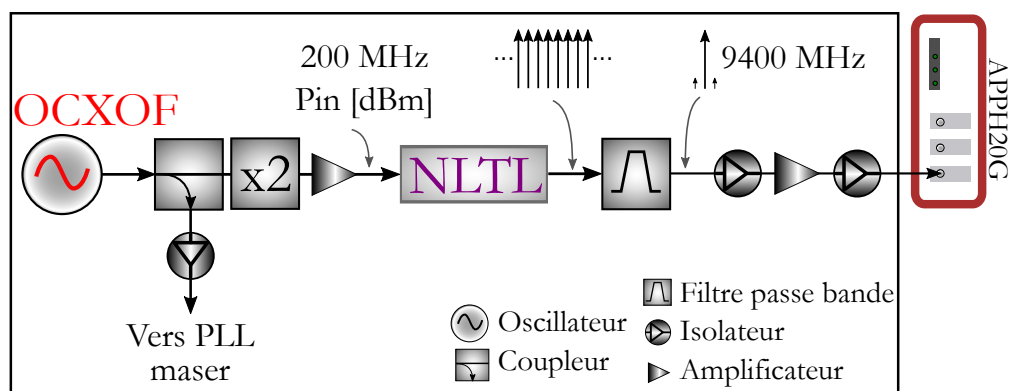


FIGURE 2.8: Schéma de la chaîne micro-onde pour la multiplication du signal à 100 MHz jusque 9400 MHz. La fréquence multipliée par deux avant de passer à travers le composant NLTL, ce signal est ensuite filtré autour de 9400 MHz puis est amplifié. L'instrument APPH20G est placé à la fin pour mesurer le bruit de phase du signal obtenu.

Le point critique pour ce composant NLTL est la puissance d'entrée P_{in} du signal à 200 MHz. En effet, si le niveau d'entrée du composant NLTL n'est pas suffisant, alors

l'amplitude du signal à 9400 MHz n'est pas assez élevée pour l'amplification, ce qui ajoute un plancher de bruit blanc de phase aux fréquences de Fourier élevées [72]. L'utilisation d'un instrument mesurant le bruit de phase en bout de chaîne, par la méthode des deux voies corrélées croisées, permet de vérifier le bruit de phase du signal obtenu pour chaque puissance d'entrée injectée dans le composant NLTL. Sans cet instrument, le bruit de phase résiduel est mesuré en comparant deux chaînes micro-ondes. Sur la Figure 2.9 sont

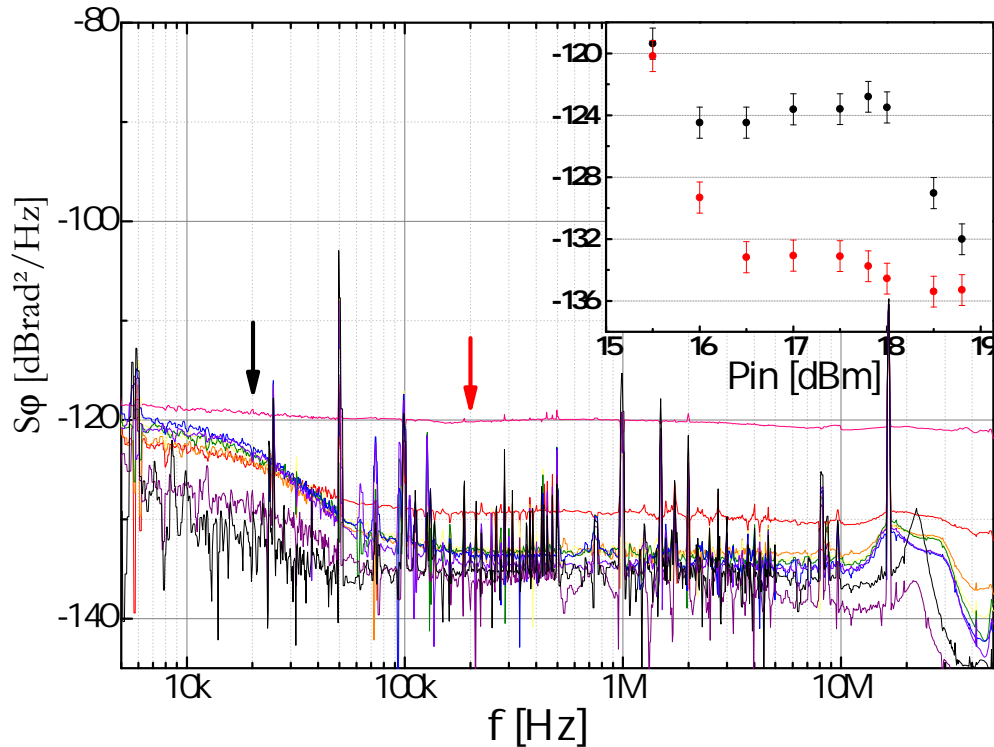


FIGURE 2.9: Les mesures de bruit de phase du signal à 9400 MHz après amplification pour différentes puissances envoyées P_{in} dans le composant NLTL, le plancher le plus haut correspond à $P_{in} = 15,5$ dBm et la plus bas à $P_{in} = 18,8$ dBm. Dans l'encart sont représentés les niveaux de bruit de phase du signal à 9400 MHz à la fréquence de Fourier 20 kHz (noir) et à 200 kHz (rouge) en fonction de P_{in} .

présentées les différentes mesures de bruit phase effectuées pour différentes puissances P_{in} du signal à 200 MHz injectées dans le composant NLTL. Le niveau de bruit de phase à 20 kHz et à 200 kHz de la porteuse pour différentes puissances du signal à 200 MHz est présenté dans l'encart. Dans le but d'avoir un signal de référence très bas bruit de phase pour notre chaîne micro-onde, il faut injecter au moins 18,5 dBm du signal à 200 MHz dans le composant NLTL afin de garantir un bruit de phase plancher en dessous de -134 dBrad²/Hz. Un tel bruit plancher permet de rejeter la contribution de l'effet Dick à la stabilité de fréquence sous 1×10^{-13} à 1 s.

Finalement, nous comparons le bruit de phase obtenu à 9400 MHz après multiplication du signal à 100 MHz avec la courbe calculée lorsque ce signal est idéalement multiplié (Figure 2.10). Pour les fréquences de Fourier proches porteuses, le bruit de phase est

sensiblement identique avec une dégradation de 1 dB. Au-delà de 10 kHz, le plancher de bruit de phase est dégradé par rapport à la situation idéale et atteint -135 dB rad^2/Hz , soit une dizaine de dB de dégradation.

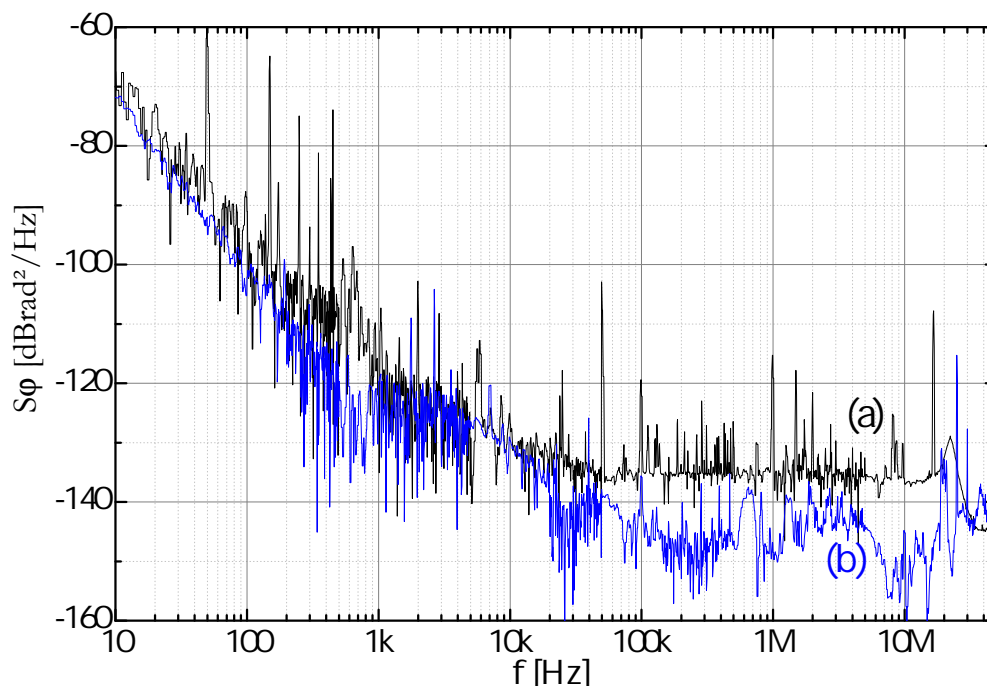


FIGURE 2.10: (a) Bruit de phase du signal obtenu à 9400 MHz à partir du signal à 100 MHz. (b) Bruit de phase d'un signal à 9400 MHz calculé à partir de celui à 100 MHz.

Le niveau de bruit de phase du signal à 9400 MHz étant satisfaisant, il est utilisé comme référence pour l'asservissement du signal de l'oscillateur DRO à l'aide d'une boucle à verrouillage de phase.

2.4.3 Oscillateur accordable à 9392 MHz

Afin d'avoir un signal accordable et spectralement pur, la fréquence du DRO est asservie sur la fréquence à 9400 MHz. Le signal du DRO vaut 9392 MHz. L'accordabilité du DRO est nécessaire dans la mesure où il reçoit les corrections de fréquences issues de l'interrogation atomique. Il sert de référence pour l'asservissement du battement optique entre les deux lasers. Le signal du DRO est mélangé au signal spectralement pur, un filtre passe-bas de 10 MHz est placé à la sortie du mélangeur. Le signal obtenu de fréquence proche de 7,368 MHz est mélangé à un autre signal à 7,368 MHz qui est issu d'un synthétiseur de fréquence DDS accordable par ordinateur (Figure 2.11). Le synthétiseur DDS est référencé au signal 100 MHz de l'OCXOF lui-même asservi sur le maser. Ainsi, le DDS délivre un signal ayant la pureté spectrale et la stabilité du signal à 100 MHz. Le PC commande au synthétiseur de délivrer un signal égal à 7,36823 MHz, la PLL rétroagit

alors sur le DRO pour que la différence de fréquence entre le signal à 9400 MHz et le DRO soit égale à la fréquence DDS. C'est-à-dire que la fréquence du DRO est asservie pour être à 9392,63177 MHz. Le bruit de phase de la DDS est négligeable devant les bruits des signaux à 9 GHz. Si bien que dans le mélange et l'asservissement, le DRO ne reproduit que le bruit de phase du signal à 9400 MHz.

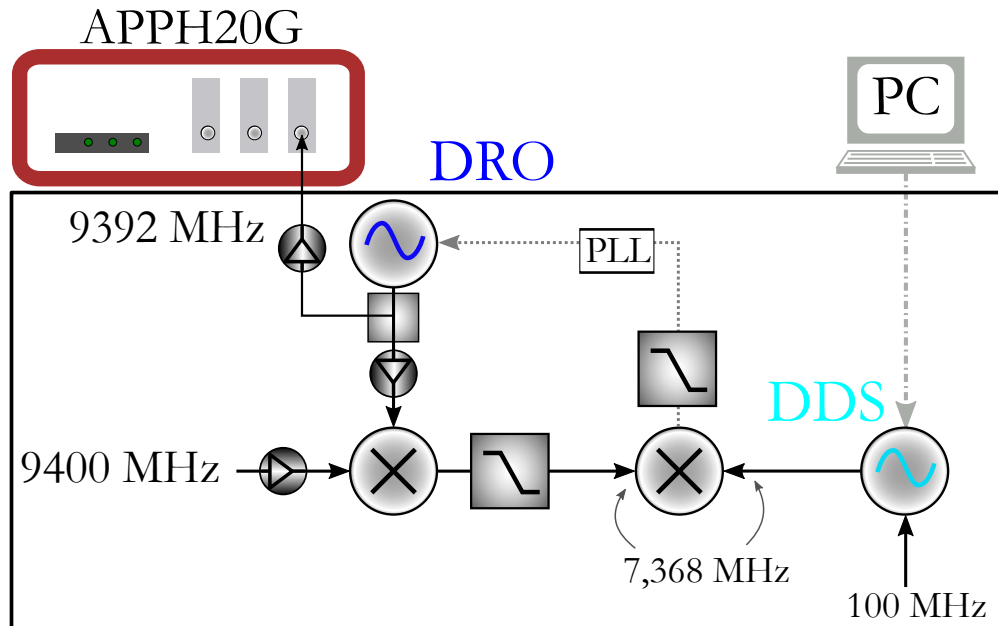


FIGURE 2.11: Schéma de l'asservissement du DRO sur le signal à 9400 MHz à l'aide d'un synthétiseur de fréquence DDS accordable. Le signal du DRO est séparé en deux. L'une des deux voix isolées sert à l'asservissement et l'autre est une sortie de la chaîne micro-onde pour le battement optique à 9192 MHz. C'est en sortie de chaîne que sont effectuées les mesures de bruit de phase pour le signal à 9392 MHz.

L'ancienne boucle à verrouillage de phase qui asservissait le DRO n'était pas optimisée pour obtenir un bruit de phase proche de celui du signal à 9400 MHz. La bande passante de la PLL était limitée à une centaine de kHz à cause de l'amplificateur opérationnel (OP27) qui servait au proportionnel-intégrateur et au sommateur qui ajoute une tension pour pré-ajuster le DRO. Avec un circuit électronique équivalent à celui publié dans [73], la fréquence du DRO est asservie en optimisant la bande passante et le gain pour que le bruit de phase du signal à 9392 MHz soit au niveau de celui à 9400 MHz. La clé ici est l'utilisation d'amplificateurs opérationnels très rapides et bas bruit dans le nouveau circuit électronique.

L'architecture de la chaîne réalisée en 2009 permet d'avoir un signal micro-onde accordable à 9392 MHz, filtré activement et ayant la pureté spectrale du quartz multiplié. Il serait maintenant possible de simplifier cette architecture à l'aide de filtre passif et d'un quartz à 1,6 GHz ayant un bruit de phase 2-3 à dB plus bas que celui utilisé dans notre chaîne [74]. Pendant ces travaux de thèse, nous n'avons pas changé l'architecture

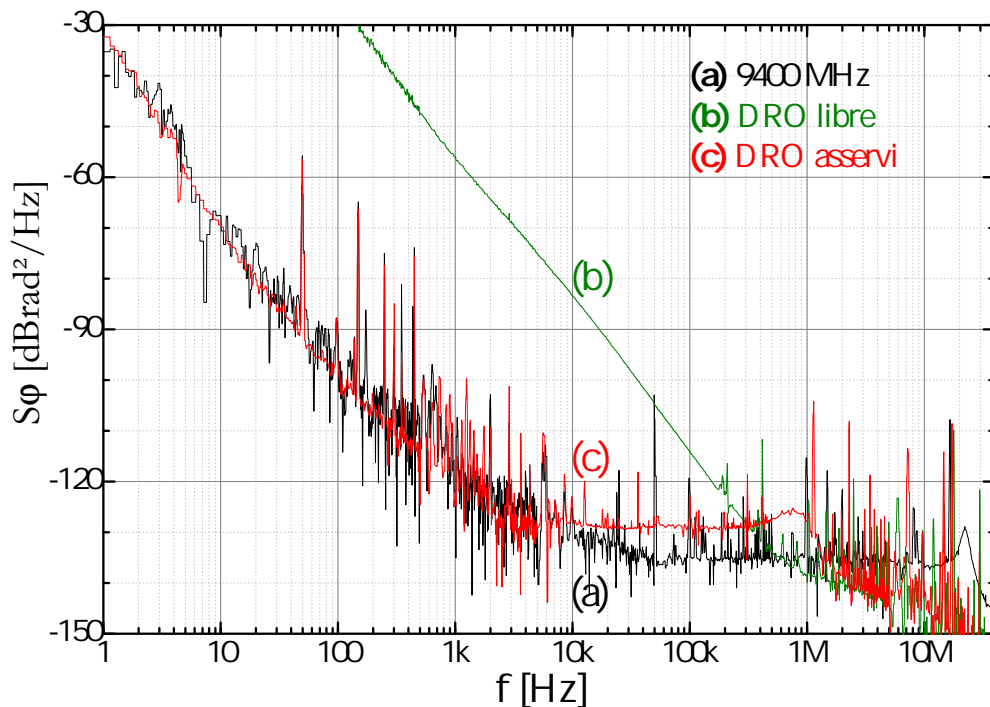


FIGURE 2.12: Mesures de bruit de phase pour les différents signaux. (a) Signal obtenu à 9400 MHz à partir du signal à 100 MHz. (b) Le DRO à 9392 MHz est libre. (c) La fréquence du DRO est asservie.

de la chaîne. Nous nous sommes plutôt consacré à son optimisation à partir d'un quartz à 100 MHz moins bruyant. Nous pourrions éventuellement changer son architecture pour la simplifier ; mais, comme nous allons le voir, ce n'est plus le bruit de la chaîne micro-onde qui limite les performances d'horloge à court terme.

Sur la Figure 2.12, le signal du DRO a la même pureté spectrale que le signal à 9400 MHz jusque 10 kHz, au-delà il atteint un plancher de bruit blanc de phase à -129 dBrad²/Hz. L'excès de bruit dû à la bande passante de l'asservissement est visible vers 1 MHz. Au delà de 2 MHz le bruit de phase du DRO est égal à celui du DRO libre.

Comme nous le verrons dans le bilan (section 2.4.5), malgré la dégradation de 5-6 dB sur le plancher après 10 kHz, le bruit de phase de la chaîne micro-onde à 9392 MHz est maintenant suffisamment bas pour ne pas contribuer majoritairement à l'instabilité de fréquence de l'horloge. La dernière étape pour transférer la pureté spectrale de la chaîne micro-onde sur le battement optique est d'asservir la différence de fréquence entre les deux lasers sur le signal à 9392 MHz de la chaîne.

2.4.4 Boucle à verrouillage de phase optique

2.4.4.1 Battement optique

La fréquence du laser Maître est asservie à l'aide d'un montage de spectroscopie d'absorption saturée et la fréquence du laser Esclave est asservie de sorte que la différence de fréquence entre les deux lasers soit égale à la fréquence d'horloge, et que la relation de phase entre le battement et la chaîne soit constante. Asservir la différence de fréquence permet le piégeage cohérent de population des atomes de césium comme cela est expliqué dans le premier chapitre.

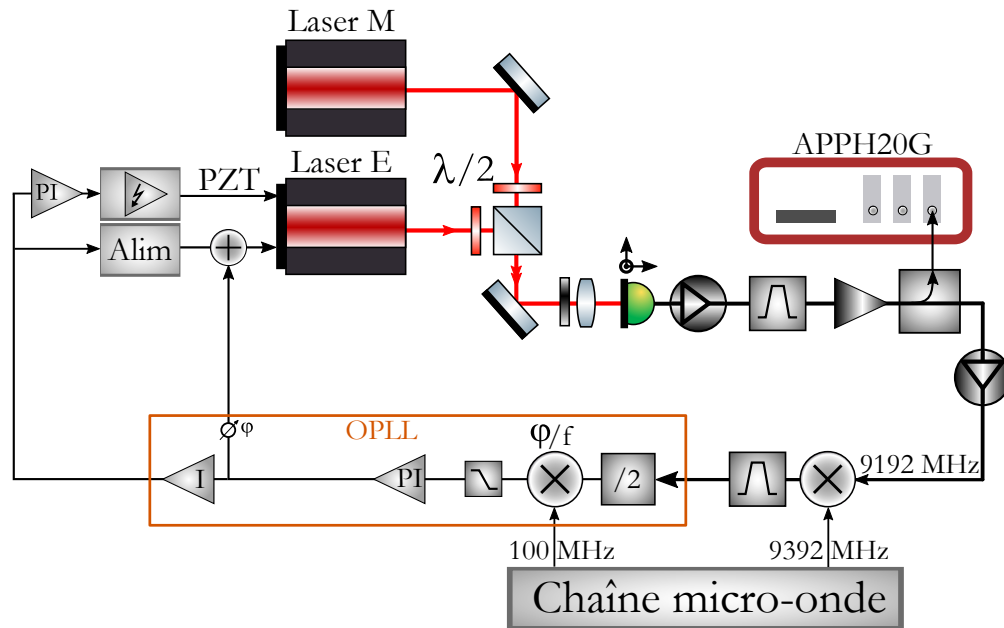


FIGURE 2.13: Schéma simplifié de l'expérience pour la détection du battement et de l'asservissement de l'Esclave sur le Maître avec une différence de fréquence de 9192 MHz entre les deux lasers. OPLL : boucle à verrouillage de phase optique. φ/f : détecteur phase/fréquence numérique. $\varnothing\varphi$: avance de phase.

Les deux faisceaux lasers sont superposés à l'aide d'un cube séparateur de polarisation puis un polariseur tourné à 45° projette les polarisations lumineuses afin de détecter le battement optique entre les deux lasers (Figure 2.13). Le photodétecteur rapide est monté sur un support amovible pour un réglage fin. Le signal est ensuite isolé, filtré et amplifié (deux amplificateurs en série (AML612L2201)). Un coupleur permet de visualiser le signal à 9192 MHz et de mesurer le bruit de phase. Le signal est ensuite mélangé au signal de la chaîne micro-onde. Après mélange et filtrage, seul le signal autour de 200 MHz est envoyé au circuit électronique (Figure 2.14). Le signal ensuite divisé par deux et comparé au 100 MHz de la chaîne. La comparaison est obtenue avec un détecteur numérique phase/fréquence (MCH12140). Ce détecteur a l'avantage d'avoir une sensibilité d'entrée (V/rad) invariante par rapport aux niveaux d'entrée et permet une plus grande plage de

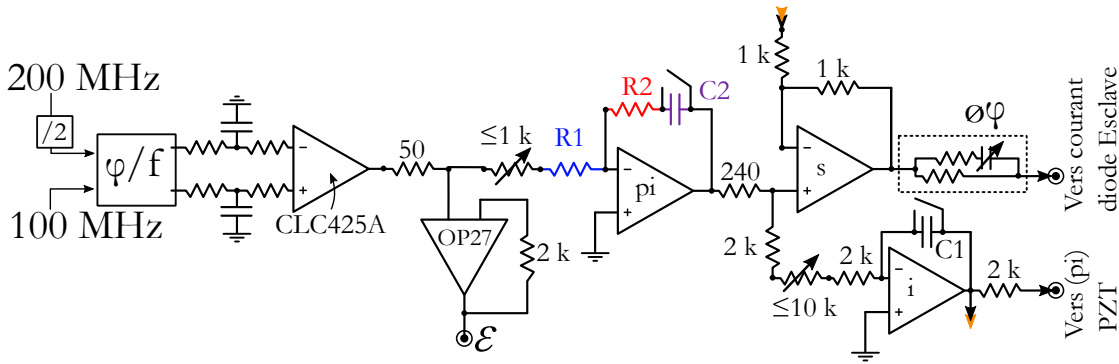


FIGURE 2.14: Schéma électrique de la boucle à verrouillage de phase optique (OPLL). Le signal d'erreur est généré à partir de la différence de phase grâce au détecteur numérique phase/fréquence φ/f . Le signal est deux fois intégré pour les corrections rapides, vers le courant de la diode du laser Esclave. De l'autre côté, l'intégrateur pur envoie un signal de correction sur un autre proportionnel-intégrateur pour la haute tension qui contrôle la cale piézo-électrique. Une avance de phase du circuit est réglée pour augmenter un peu la bande passante (rectangle en pontillés, $\varnothing\varphi$). $R1 = 100 \Omega$, $R2 = 1 \text{ k}\Omega$, $C2 = 68 \text{ pF}$, $C1 = 1 \text{ nF}$. Si ce n'est pas écrit sur le schéma, les amplificateurs opérationnels sont des LMH6702.

capture que les mélangeurs classiques. En revanche, ce composant a un bruit de phase résiduel limitant le plancher de bruit de phase obtenu à 9192 MHz comme nous allons le voir. Après filtrage, la différence de phase entre la chaîne micro-onde et le battement optique est intégrée à l'aide d'un amplificateur proportionnel-intégrateur rapide qui agit directement sur le courant de la diode laser. Une avance de phase permet d'ajuster la bande passante de l'asservissement. Un autre étage d'intégration est envoyé à l'alimentation et à la haute tension qui pilote la cale PZT du miroir de sortie de la diode laser. L'optimisation des paramètres du circuit électronique (Figure 2.14) consistait à augmenter la bande passante de l'asservissement en réduisant l'excès de bruit visible autour de la fréquence de coupure (quelques MHz). Ainsi, nous avons été capables de réduire le bruit de phase du battement à 9192 MHz mais pas au point d'obtenir parfaitement la pureté spectrale du signal de la chaîne micro-onde (Figure 2.15).

Le gain par rapport à la situation précédente est de quelques dB de 100 Hz à 10 kHz et peut atteindre 10 dB d'amélioration au-delà de 20 kHz. De plus la bande passante a été un peu augmentée et l'excès de bruit autour de la fréquence de coupure a été réduit. Ici aussi, aux basses fréquences de Fourier, la pureté spectrale du signal de la chaîne est bien transférée au battement optique. Il atteint un plancher à $-118 \text{ dBrad}^2/\text{Hz}$ après 10 kHz. Il y a clairement une dégradation du plancher d'une dizaine de dB par rapport au plancher de la chaîne. Ce plancher est limitant pour l'horloge. Une autre mesure du bruit de phase du battement optique a été faite juste avant la cellule à l'aide d'un autre photodétecteur rapide (EOT), le bruit de phase est équivalent à celui mesuré sur le photodétecteur de la boucle d'asservissement.

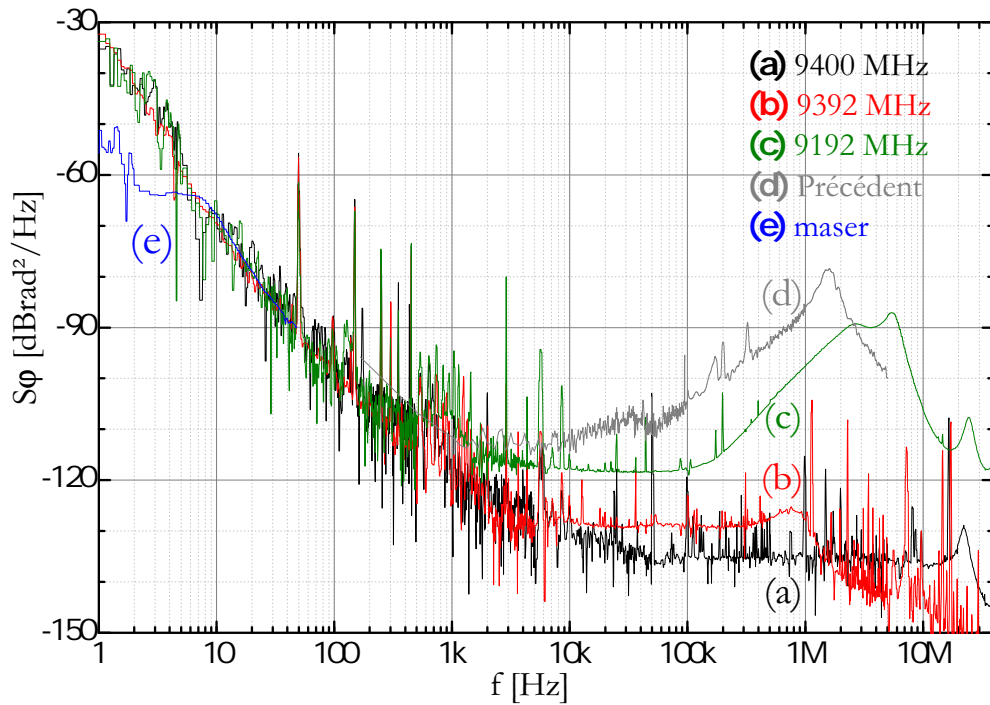


FIGURE 2.15: Bruit de phase des signaux micro-ondes. (a) Signal à 9400 MHz obtenu à partir du signal à 100 MHz. (b) Signal à 9392 MHz obtenu en asservissant le DRO sur le signal à 9400 MHz. (c) Signal à 9192 MHz issu du battement optique, obtenu en asservissant la différence des deux lasers via l'Esclave sur le signal à 9392 MHz. (d) Comme (c), mais avant optimisation de la chaîne et de la boucle OPLL. (e) Comme (c), mais en se concentrant sur les basses fréquences tout en augmentant le nombre de corrélations croisées et en utilisant les références bas bruit de l'appareil de sorte à rendre visible l'asservissement de l'OL sur le maser.

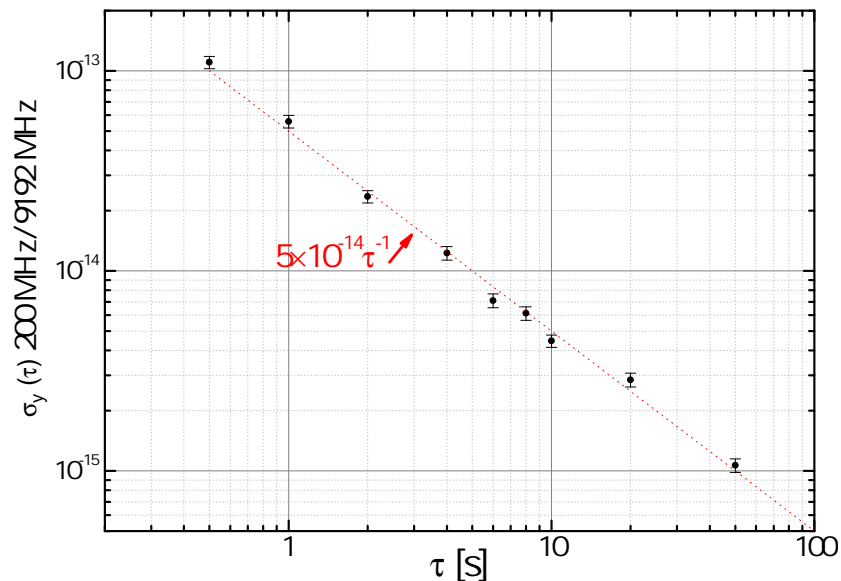


FIGURE 2.16: Stabilité du signal à 9192 MHz, mesurée sur le signal à 200 MHz. La droite en pointillés rouges est un ajustement linéaire des points en τ^{-1} .

Une fois l'asservissement du laser Esclave mis en place et optimisé, nous vérifions la stabilité du battement en comptant sans temps mort le signal à 200 MHz issu du mélange entre le battement optique à 9192 MHz et la chaîne micro-onde à 9392 MHz référencée au maser. La pente de l'écart type d'Allan du bruit de ce battement se comporte comme un bruit blanc de phase en τ^{-1} comme cela est attendu pour un asservissement qui maintient une différence de phase constante entre la chaîne et le battement (Figure 2.16).

2.4.4.2 Plancher de bruit de phase

Dans cette partie, nous avons essayé de comprendre d'où vient la limitation du plancher à -118 dBrad²/Hz (Figure 2.15(c)). Pour vérifier que le plancher de bruit de phase du battement optique ne vient pas de la génération du signal micro-onde, nous faisons quelques vérifications. La puissance disponible micro-onde P_{rf} [dBm] du signal à 9192 MHz en fonction de la puissance optique P_i [mW] envoyée dans le photodétecteur rapide est connue (Figure 2.17(a)). Nous injectons alors le signal de la chaîne micro-onde à 9392 MHz dans les amplificateurs en faisant varier la puissance d'entrée P_{rf} (Figure 2.17(b)) pour « simuler » le plancher de bruit de phase qu'il serait possible d'atteindre.

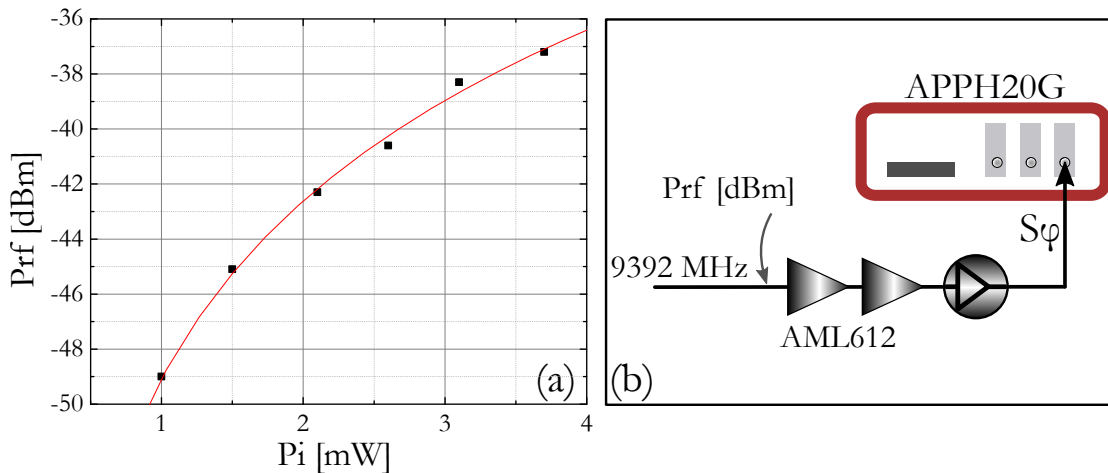


FIGURE 2.17: (a) Puissance micro-onde P_{rf} du signal à 9192 MHz en fonction de la puissance optique P_i envoyée dans le photodétecteur rapide. La courbe rouge est un ajustement logarithmique des points obtenus. (b) Schéma pour la mesure des planchers de bruit de phase en fonction de la puissance P_{rf} du signal micro-onde.

Les mesures des planchers de bruit de phase sont présentées sur la Figure 2.18. À partir de -42 dBm de puissance injectée dans les amplificateurs, nous mesurons le plancher de la chaîne micro-onde connu proche de -130 dBrad²/Hz. En dessous de -42 dBm le comportement du bruit de phase plancher S_p est défini par la relation $S_p = N \times k \times T / P_{rf}$, avec k la constante de Boltzman, N le facteur de bruit de l'amplificateur (donnée constructeur), T la température en kelvin et P_{rf} la puissance incidente envoyée dans l'amplificateur [75].

Les niveaux de plancher de bruit de phase mesurés sont légèrement inférieurs à ce que prédit le calcul. Cette petite différence est probablement due à une incertitude sur la mesure de la puissance P_{rf} . Cela représente assez bien l'ordre de grandeur du bruit de phase plancher censé être atteint pour une puissance d'entrée P_{rf} . Pour la mesure du bruit de phase à 9192 MHz obtenu (Figure 2.15(c)), 1 mW par laser est envoyé dans le photodétecteur rapide, c'est-à-dire une puissance micro-onde proche de $-42,5$ dBm (Figure 2.17(a)) disponible pour l'amplification. Soit un plancher de bruit de phase proche de $-129,5$ dB rad^2/Hz or nous mesurons un plancher 11 dB plus bruyant par rapport à ce qui est attendu (Figure 2.18). La limite de plancher du signal à 9192 MHz ne vient donc pas des amplificateurs mis en série.

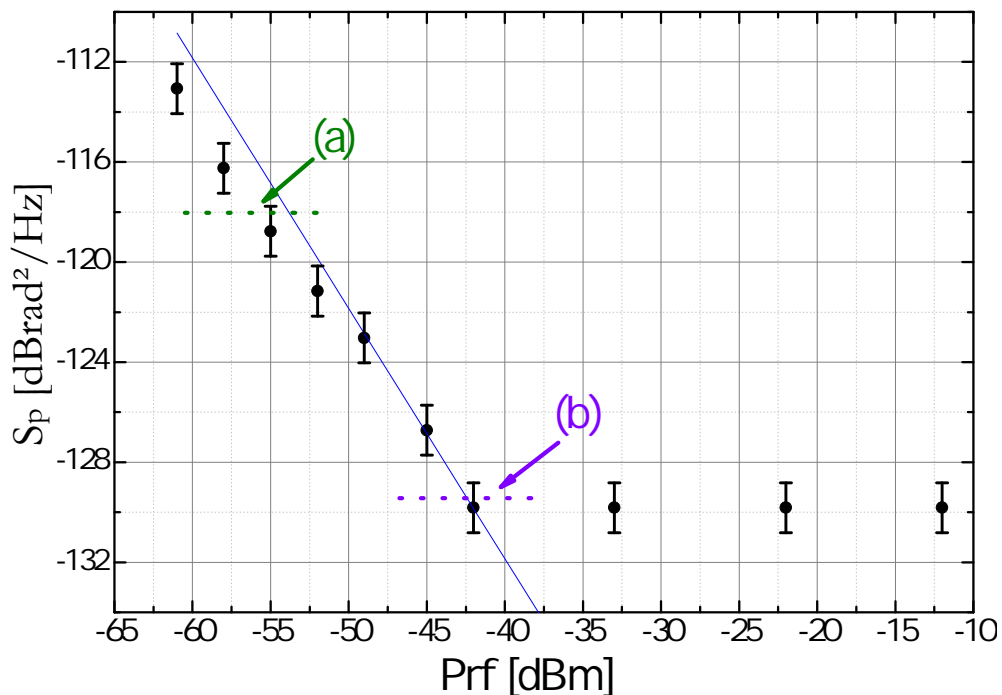


FIGURE 2.18: Niveau du plancher du bruit de phase du signal à 9392 MHz après les amplificateurs en fonction de la puissance d'entrée P_{rf} dans ceux-ci. La droite bleue est le calcul du plancher de bruit de phase accessible pour $kT = -173,85$ dBm/Hz ($T = 298,15$ K) et $N = 2$ dB. La flèche (a) montre le niveau du plancher mesuré alors que nous nous attendons à celui que montre la flèche (b), pour une puissance de 2 mW envoyée dans le photodétecteur rapide soit $P_{rf} = -42,5$ dBm.

Le bruit de phase résiduel du comparateur phase/fréquence a aussi été testé (Figure 2.19). Le niveau de bruit de phase de ce comparateur, aux fréquences de Fourier comprises entre quelques kHz et 100 kHz, semble limiter le plancher de bruit de phase mesuré à -118 dB rad^2/Hz sur le battement optique à 9192 MHz. Il serait très intéressant de remplacer ce comparateur phase/fréquence par un mixeur bas bruit³ afin de vérifier s'il est possible de réduire le plancher de bruit de phase à -118 dB rad^2/Hz .

3. Par exemple, TUF (Mini-Circuits) a un plancher de bruit de phase mesuré à -140 dB rad^2/Hz .

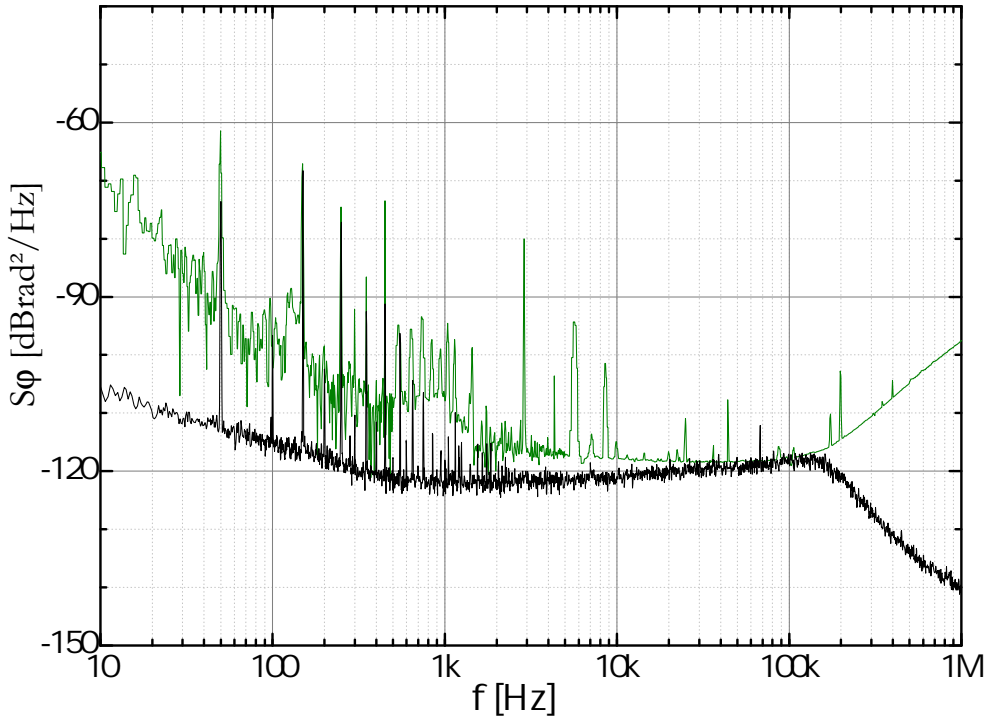


FIGURE 2.19: Bruit de phase du battement optique à 9192 MHz (vert) et bruit de phase résiduel du comparateur phase/fréquence (noir).

2.4.5 Bilan

Pour connaître la contribution de l'effet Dick de notre oscillateur à la stabilité de fréquence de l'horloge, nous calculons la somme du produit des coefficients de Fourier de la fonction de sensibilité avec la densité spectrale de puissance de bruit de fréquence relative (équation 2.1). Les bruits de fréquence relative calculés à partir des mesures de bruit de phase sont présentés sur la Figure 2.20. L'estimation de la contribution à l'effet Dick à 1 s d'interrogation est égale à $\sigma_{yDick}(1\text{ s}) = 1,8 \times 10^{-13}$. De la même façon, la contribution de la chaîne micro-onde est estimée : $\sigma_{yDick}(1\text{ s}) = 0,65 \times 10^{-13}$. La contribution totale est donc largement dominée par l'asservissement du laser Esclave sur le Maître. Dans un cas idéal où le plancher de bruit de phase se prolongerait après les fréquences de Fourier supérieures à 100 kHz, l'estimation de l'effet Dick serait de $\sigma_{yDick}(1\text{ s}) = 1,6 \times 10^{-13}$. Les contributions estimées de l'effet Dick sur la stabilité de fréquence de l'horloge avant et après optimisation de la chaîne et de la boucle à verrouillage de phase optique sont présentés dans le Tableau 2.1. La contribution de l'effet Dick à la stabilité de l'horloge a bien été réduite grâce à l'utilisation d'une meilleure source à 100 MHz qui a été soigneusement multipliée afin d'obtenir une chaîne très bas bruit et similaire à celle des références [73, 77], où les contributions à la stabilité de fréquence sont respectivement égales à $0,62 \times 10^{-13}$ et $0,7 \times 10^{-13}$ à 1 s, comparables à $0,65 \times 10^{-13}$.

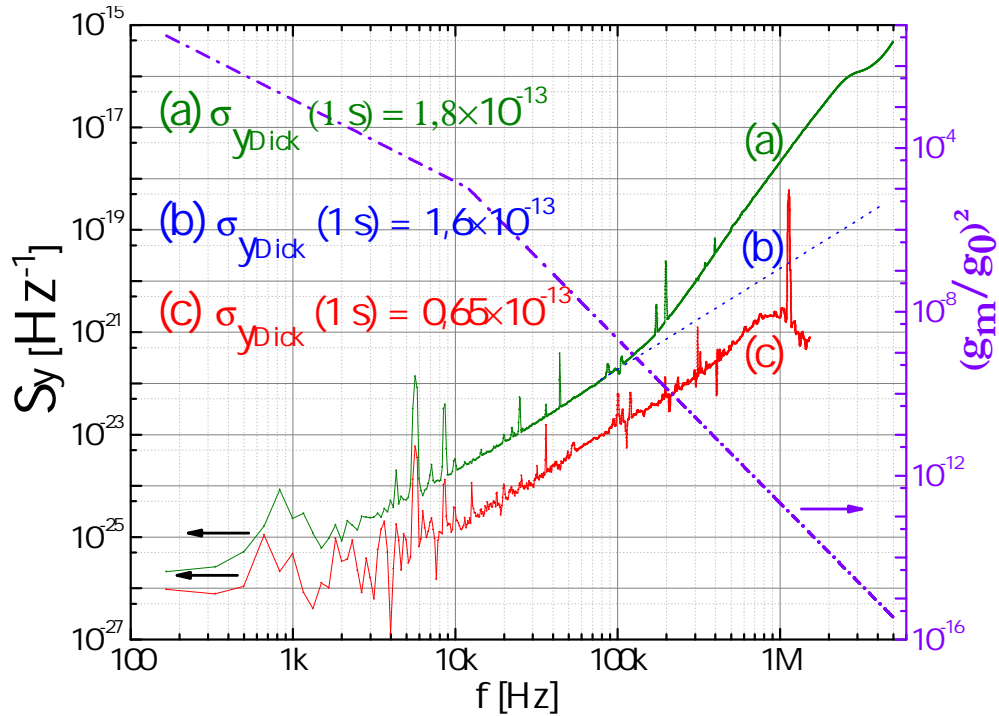


FIGURE 2.20: Axe de gauche, bruit de fréquence relative. (a) Calculé à partir du bruit de phase du battement optique à 9192 MHz. (b) Cas idéal, où il n'y aurait pas de remontée de bruit due à l'asservissement. (c) Calculé à partir du bruit de phase de la chaîne micro-onde. En violet représenté sur l'axe de droite : les asymptotes des coefficients de Fourier de la fonction de sensibilité. $\sigma_{yDick}(1\text{ s})$: contribution de l'effet Dick à la stabilité de fréquence à 1 seconde pour chaque bruit de fréquence relative, calculés à partir de l'équation 2.1.

Source	$\sigma_{yDick}(1\text{ s}) \times 10^{13}$	
	avant [60]	après [76]
100 MHz	1,56	0,65
Multiplication		
OPLL	2,1	1,7
Total	2,7	1,8

TABLE 2.1: Résumé des contributions à l'effet Dick pour les différentes sources de bruit avant et après optimisation.

Après avoir présenté les optimisations apportées pour réduire la contribution de l'effet Dick, nous présentons dans la deuxième partie de ce chapitre, les études menées pour réduire la contribution du deuxième effet dominant à la stabilité à court terme.

2.5 Bruit d'intensité relative

Pour comprendre la conversion de bruit d'amplitude en bruit de fréquence, nous décrivons mathématiquement que l'échantillonnage pondère le bruit d'intensité relative par une fonction de transfert H . De la même façon que la fonction de sensibilité $g(t)$ à un saut de phase pondère le bruit de fréquence relative de l'oscillateur local. Pour désigner ce bruit, nous parlons de bruit d'intensité relative. En anglais le terme de *Relative Intensity Noise* (RIN) désigne ce bruit de puissance laser, relatif à la valeur moyenne détectée [78].

2.5.1 Conversion bruit d'amplitude - bruit de fréquence

2.5.1.1 Écart type du bruit

Il a été montré par les précédents travaux de thèse que les paramètres d'horloge, définis sur la Figure 2.21, signal à mi-hauteur S , le signal de fond hors résonance V_f et l'amplitude A de la frange d'horloge évoluent linéairement avec la puissance totale envoyée sur les atomes.

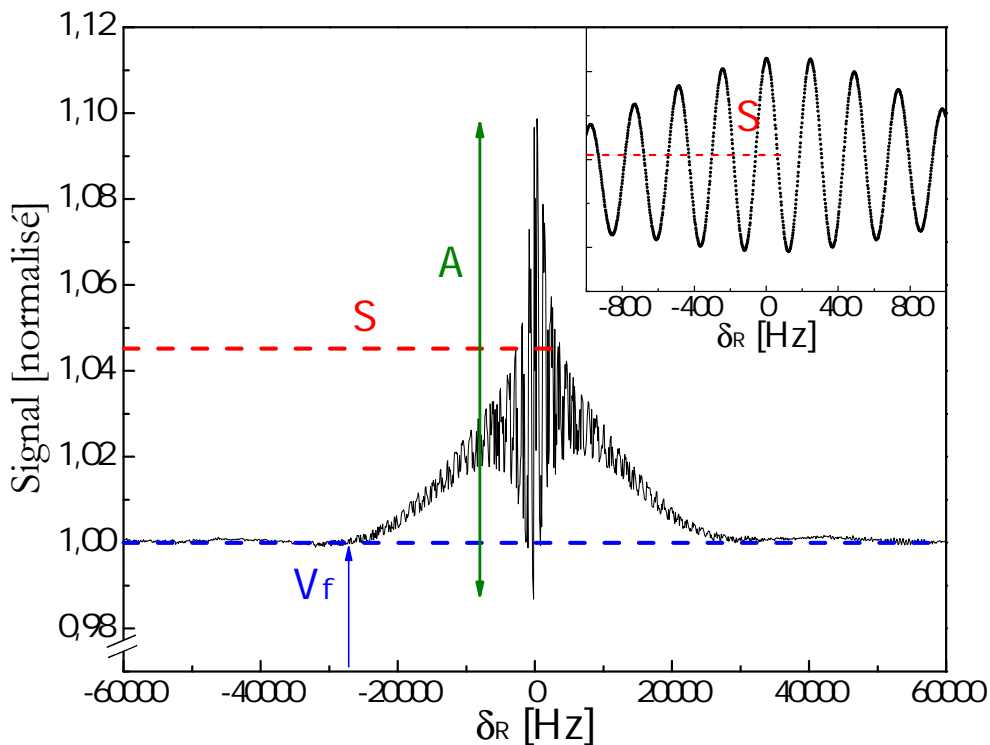


FIGURE 2.21: Franges de Ramsey en fonction du désaccord Raman δ_R . Le signal est normalisé par rapport au fond hors résonance V_f en bleu. L'amplitude de la frange centrale A est représentée par la double flèche verte tandis que le signal S à mi-hauteur de la frange centrale est représenté par les pointillés rouges. L'encart est un zoom des franges de Ramsey pour δ_R compris entre -1 et 1 kHz.

La linéarité conservée sur tous les paramètres du signal d'horloge après la cellule signifie que les fluctuations de puissance devraient être aussi conservées à travers la cellule. Une mesure de RIN après la cellule a confirmé cet effet puisque qu'il est équivalent au RIN avant à 7 % près. Ainsi une mesure de bruit d'intensité relative avant la cellule permet d'avoir une bonne approximation du bruit qui sera converti par l'asservissement de l'horloge comme un bruit de fréquence.

La réponse atomique est mesurée tous les temps de cycle T_c et est moyennée pendant un temps τ_m . Le bruit d'intensité est donc mesuré dans une fenêtre temporelle rectangulaire de durée τ_m (une fonction porte), ce qui donne une fonction sinus cardinal en représentation de Fourier. La variance associée au bruit d'intensité peut s'écrire de la façon suivante :

$$\sigma^2 = \int_0^\infty \text{sinc}^2(\pi\tau_m f) \times S(f) df. \quad (2.17)$$

Avec $S(f)$, la densité spectrale du bruit d'intensité. Il faut ajouter que le signal d'erreur qui sert à l'asservissement de la fréquence de l'oscillateur local sur la fréquence atomique est le résultat des mesures de la différence des niveaux moyennés à mi-hauteur, de part et d'autre de la frange de Ramsey centrale. Dans [79], il est montré que cette différence des niveaux moyennés à mi-hauteur a une incidence particulière sur les propriétés statistiques du signal d'erreur résultant. En effet, si nous considérons la densité spectrale $S_{RIN}(f)$ mesurée au temps t puis au temps $t + T_c$, alors l'écart type relatif du signal d'erreur sera calculé à partir d'une densité spectrale de puissance $S_\epsilon(f)$ égale à deux fois $S_{RIN}(f)$ et pondérée par une fonction cosinus :

$$S_\epsilon(f) = 2(1 - \cos(2\pi f T_c)) \times S_{RIN}(f), \quad (2.18)$$

En injectant l'équation 2.18 dans l'équation 2.17, la variance du signal d'erreur due au bruit d'intensité relative S_{RIN} s'écrit comme :

$$\sigma_{rin}^2 = 2 \int_0^\infty \text{sinc}^2(\pi\tau_m f) \times (1 - \cos(2\pi f T_c)) \times S_{RIN}(f) df, \quad (2.19)$$

$$\sigma_{rin}^2 = 2 \int_0^\infty H^2(T_c, \tau_m) \times S_{RIN}(f) df. \quad (2.20)$$

Avec H^2 la fonction de transfert qui est le produit du sinus cardinal et de la fonction cosinus dépendant des paramètres de la séquence d'horloge T_c et τ_m . La fonction qui pondère le bruit d'intensité relative est tracée sur la Figure 2.22. Aux basses fréquences

de Fourier, H^2 est dominée par la fonction cosinus et aux hautes fréquences c'est la fonction sinus cardinal qui domine et qui décroît en f^{-2} . Entre 100 Hz et 10 kHz la fonction vaut 1 en moyenne; c'est bien dans cette plage de fréquences que la sensibilité au bruit d'intensité est maximale.

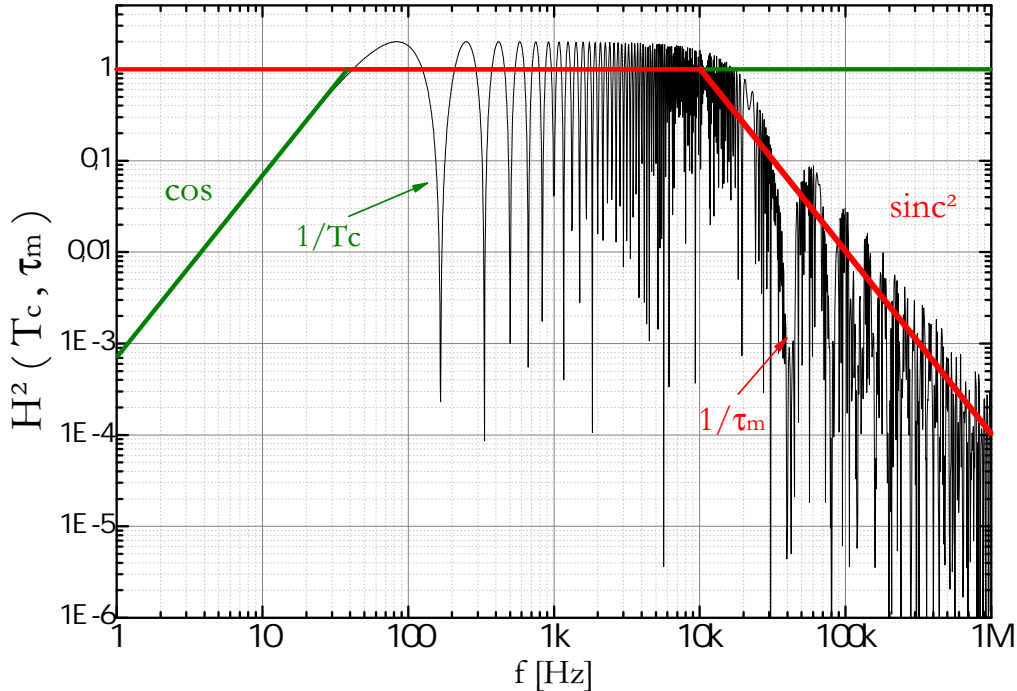


FIGURE 2.22: Fonction de transfert H^2 qui dépend des paramètres de la séquence d'horloge. Pour la courbe en noire, les paramètres sont $T_c = 6$ ms et $\tau_m = 25$ μ s. Aux basses fréquences la fonction cosinus (vert) croît comme f^2 pour atteindre 1 en moyenne. La fonction de transfert décroît ensuite comme la fonction sinus cardinal (rouge) en f^{-2} à partir d'une dizaine de kHz. L'effondrement de H^2 à la fréquence 40 kHz correspond au temps de moyennage τ_m .

Les bruits de basses fréquences seront rejetés parce qu'ils sont communs à l'interrogation « à droite et puis à gauche » de la frange centrale. Plus ils seront lents et plus ils seront rejetés, comme nous le montre la droite verte aux basses fréquences sur la Figure 2.22. Une façon d'atténuer le bruit d'intensité relative serait de rendre plus étroite la gamme de fréquence où la sensibilité est maximale : c'est-à-dire diminuer le temps de cycle T_c et augmenter le temps de moyennage τ_m , pour obtenir un « filtre passe bande » plus étroit.

2.5.1.2 Conversion en bruit de fréquence

La contribution d'un bruit blanc d'amplitude à l'écart type d'Allan de la fréquence d'une horloge fonctionnant en mode impulsif et dont la modulation est carrée s'écrit de la façon suivante :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{\nu_0} \frac{\sigma_S}{p} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}}. \quad (2.21)$$

Avec σ_S l'écart type des fluctuations du signal à mi-hauteur, ν_0 la fréquence atomique, p la pente du discriminateur de fréquence à mi-hauteur, T_c le temps de cycle et τ le temps de moyennage.

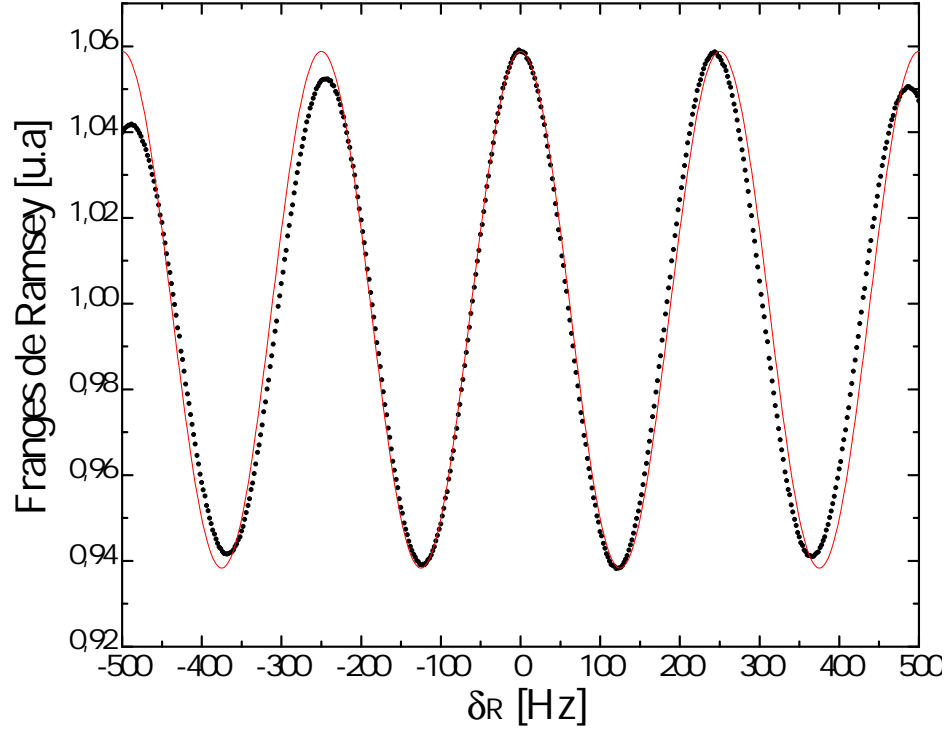


FIGURE 2.23: Franges de Ramsey normalisées par rapport au niveau à mi-hauteur en fonction du désaccord Raman δ_R . En noir : les points expérimentaux. La ligne rouge : la fonction $y(\delta_R)$ définie dans le texte, avec $T_R = 4$ ms. La fonction décrit bien la frange de Ramsey centrale, ce qui nous permet de calculer la pente du signal à mi-hauteur.

Dans le cas où le signal d'horloge est une frange de Ramsey, la frange centrale s'approche très bien de la fonction cosinus suivante : $y(\delta_R) = \frac{A}{2} \cos(2\pi\delta_R T_R)$ (Figure 2.23). Avec δ_R le désaccord Raman et T_R le temps de Ramsey, le temps d'évolution libre. La dérivée de la fonction s'écrit alors de la façon suivante : $y'(\delta_R) = -A\pi T_R \sin(2\pi\delta_R T_R)$. À mi-hauteur, c'est-à-dire à $\delta_R = \pm 1/4T_R$, la pente s'écrit : $p = \mp A\pi T_R$. En injectant la valeur absolue de la pente p dans l'équation 2.21 et en faisant apparaître la largeur de raie à mi-hauteur $\Delta\nu$, l'écart type d'Allan s'écrit alors de la façon suivante :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{2}{\pi} \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \frac{\sigma_{rin}}{C} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}}. \quad (2.22)$$

Avec $\Delta\nu = 1/2T_R$ et $C = A/S$, le contraste défini comme le rapport entre l'amplitude de la frange centrale et le signal à mi-hauteur S . σ_{rin} est l'écart type relatif calculé à partir de l'équation 2.20. L'équation 2.22 est valable pour un bruit blanc d'amplitude. Or, le bruit d'intensité du laser, lorsque la puissance est asservie, est composé d'un bruit de scintillation (*flicker*) et d'un bruit blanc. Nous avons donc vérifié la validité de l'équation 2.22, pour un tel type de bruit, à l'aide d'une simulation numérique (Annexe B).

D'après l'équation 2.22 pour réduire la contribution du bruit d'intensité à la stabilité de fréquence, il faut réduire le bruit d'intensité relative, augmenter le contraste ou encore diminuer la largeur de raie en augmentant le temps de Ramsey. À paramètres d'horloge constants par rapport aux précédents travaux de thèse, nous avons réduit le bruit d'intensité relative et donc sa contribution à la stabilité de fréquence de l'horloge en ajoutant des asservissements de puissance laser très performants, comme nous allons le voir.

2.5.2 Asservissement de puissance

2.5.2.1 Principe

Pour réduire les bruits d'intensité relative des lasers, nous utilisons une méthode qui consiste à détecter la puissance laser à l'aide d'un photodétecteur et à rétroagir sur un modulateur acousto-optique pour corriger la puissance de l'ordre 0 (Figure 2.24). Nous

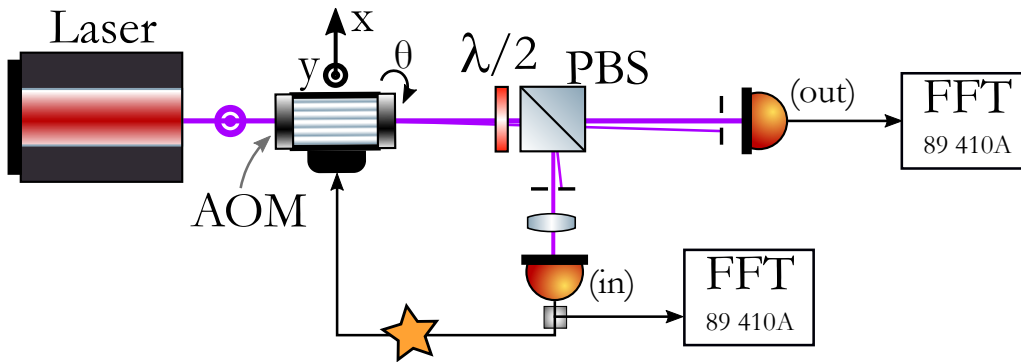


FIGURE 2.24: Schéma de principe de l'asservissement de puissance. Une partie de la puissance prélevée sur le photodétecteur dans la boucle (*in*) est comparée à une tension de référence dans le boîtier électronique (étoile jaune) pour rétroagir sur la puissance RF qui pilote le modulateur acousto-optique (AOM). L'AOM est réglable par rapport au faisceau : perpendiculairement (*x*), en hauteur (*y*) et en rotation (θ) dans son plan. $\lambda/2$: lame demi-onde. PBS : cube séparateur de polarisation. Une mesure de bruit d'intensité relative peut être faite dans la boucle (*in*) et en dehors de la boucle à l'aide d'un autre photodétecteur (*out*).

injectons la polarisation linéaire perpendiculairement à la surface de l'AOM (polarisation verticale) [80]. L'AOM est monté sur des supports réglables avec des vis micrométriques afin d'optimiser l'interaction acousto-optique dans le cristal. Seul l'ordre non diffracté par l'AOM est détecté par le photodétecteur de la boucle. Mesurer la densité spectrale de puissance du bruit d'intensité relative revient à caractériser le bruit de la tension, fourni par le photodétecteur, à l'aide d'un analyseur FFT et à normaliser ce bruit par la tension moyenne détectée. Que ce soit sur le photodétecteur dans la boucle d'asservissement (*inloop*) ou en dehors de la boucle (*outloop*). Lorsque les lasers sont libres, le bruit d'intensité relative des lasers est particulièrement élevé aux fréquences de Fourier comprises entre 100 Hz (-116 dB/Hz) et 10 kHz (-137 dB/Hz). Le bruit contribue à

l'instabilité de fréquence à hauteur de 5×10^{-13} à 1 s. Sachant que le bruit d'intensité relative est dégradé d'une dizaine de dB au passage de l'AOM commun, nous allons chercher à obtenir un gain de 40 dB à 100 Hz et de 20 dB à 1 kHz avant cet AOM commun, en utilisant une tension de référence bas bruit : -157 dB/Hz à 100 Hz et -158 dB/Hz à 10 kHz. Un tel bruit permettrait d'avoir une contribution inférieure à 2×10^{-14} à 1 s.

2.5.2.2 Circuit électronique

Une partie de la puissance laser, prélevée à l'aide d'une lame demi-onde et d'un cube séparateur de polarisation, est détectée par un photodétecteur (Thorlabs, PDA36A). Ce dernier génère une tension proportionnelle à la puissance détectée. La tension est comparée à une tension de référence bas bruit. Pour ces asservissements de puissance nous utilisons une tension de référence de +10 V (Linear Technology, LT1021-10V). La différence de tension entre la mesure sur le photodétecteur et la référence constitue le signal d'erreur qui est intégré à travers un filtre proportionnel-intégrateur. La correction rétroagit sur un atténuateur (Mini-Circuit, TFAS-2+, bande passante de 500 kHz) qui contrôle le niveau du signal RF qui pilote l'AOM.

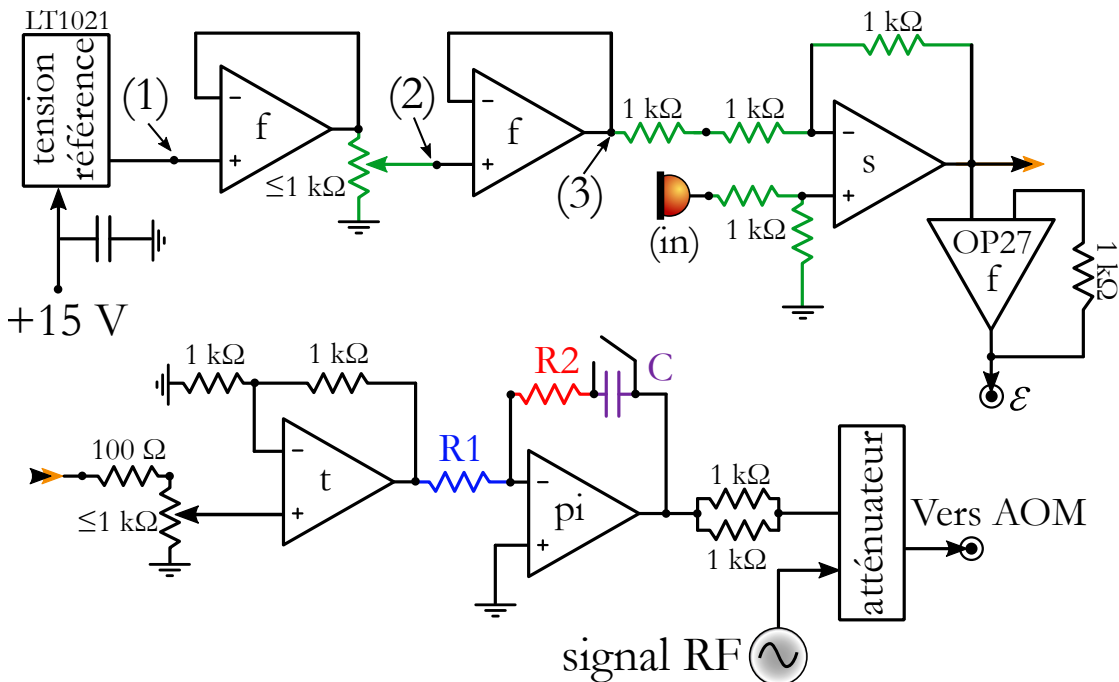


FIGURE 2.25: Schéma du circuit électronique de l'asservissement des puissances lasers. Le signal détecté par le photodétecteur (*in*) est comparé à une tension de référence très bas bruit. Cette comparaison génère un signal d'erreur ϵ mesurable à l'aide d'un OP27. La rétroaction se fait à travers un atténuateur variable sur le signal RF. Les OP sont des MAX9632, sauf l'OP27. Les résistances vertes sont des résistances Vishay. Les OP (f) sont des suiveurs, le (s) est le soustracteur, le (t) est l'amplificateur tampon (ou séparateur) et le (pi) le proportionnel-intégrateur. (1), (2) et (3) désignent des points où nous avons effectué des mesures de bruit de tension.

Le circuit électronique (Figure 2.25) a fait l'objet de développements récents au sein du laboratoire par le service électronique et a permis d'obtenir des bruits d'intensité relative satisfaisants sur plusieurs autres expériences, notamment l'autre horloge CPT [36] ou l'expérience de la génération de signaux micro-ondes bas bruit de phase [67]. Les deux amplificateurs opérationnels (OP) suiveurs (f)⁴ servent à isoler des éventuels retours de bruit qui dégraderaient les caractéristiques de la tension de référence. En outre, le deuxième sert à ajuster le niveau de tension pour la comparaison afin de ramener le signal en sortie du soustracteur (s) proche de 0 V, cet ajustement est fait en regardant le signal d'erreur (ϵ) disponible grâce au suiveur (f) OP27. Les vérifications à différents points sur le schéma électronique ont notamment permis d'améliorer l'utilisation de l'amplificateur opérationnel très bas bruit MAX9632⁵. Nous avons effectivement remarqué

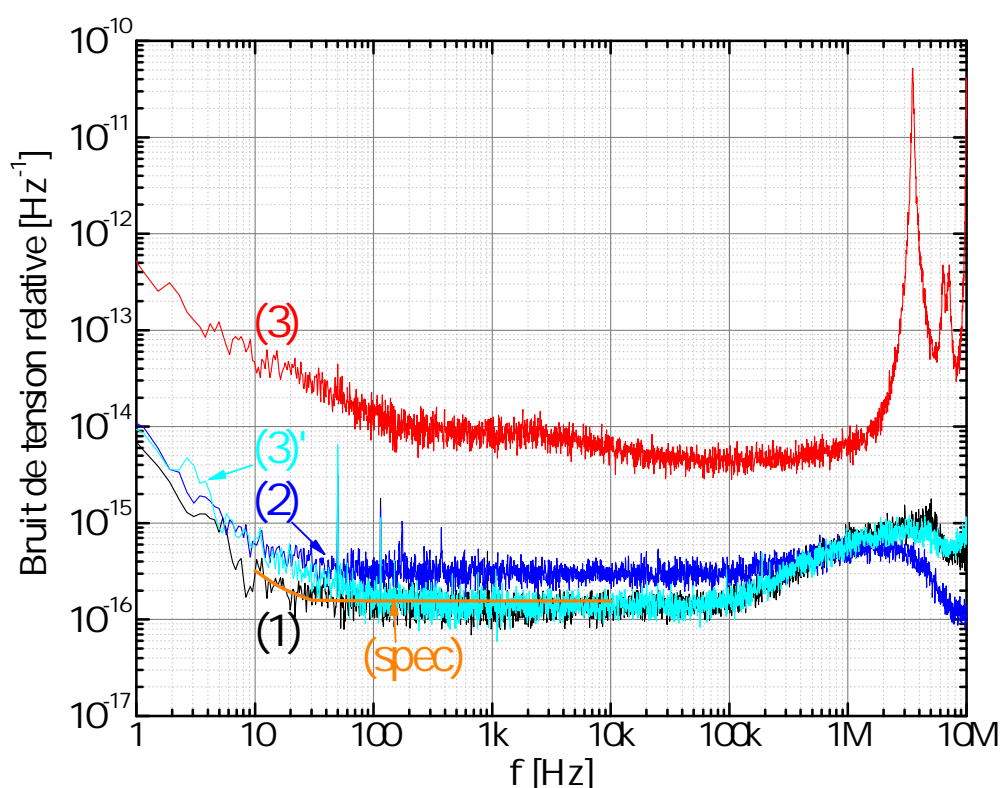


FIGURE 2.26: Densité spectrale de puissance du bruit de la tension de référence normalisée. La tension est mesurée à différent endroit : (1), (2), (3) comme indiqué dans le schéma précédent. (3)' est mesurée au même endroit que (3). Ces mesures permettent de vérifier le niveau de bruit de la tension de référence jusqu'à l'OP soustracteur. Les spécifications données par le constructeur sont représentées par la ligne orange (spec).

une dégradation de la tension de référence aux passages des OP suiveurs (Figure 2.26). Avant la soustraction, la tension de référence est très bruyante et dégradée (3) par rapport à la mesure juste en sortie de la tension de référence (1), une sur-oscillation de bruit est visible à 3,5 MHz dû à une mauvaise adaptation d'impédance. Le bruit venait de

4. On utilise (f) comme *follower* pour ne pas utiliser (s) qui correspond ici à l'OP soustracteur.

5. Les MAX9632 ont un niveau de bruit cinq fois plus bas que ceux utilisés précédemment (OPA627).

l'utilisation d'une résistance de contre-réaction pour les OP suiveurs. En effet pour les MAX9632 une résistance de contre-réaction n'est pas nécessaire. En modifiant le circuit, nous amplifions correctement la tension de référence. Le bruit de tension (3)' au niveau de la comparaison est dorénavant identique à celui mesuré en (1). Une légère dégradation de 2-3 dB est tout de même visible de 1 à 100 Hz. Ce niveau de bruit très satisfaisant sert de référence à l'asservissement pour réduire le bruit d'intensité laser.

2.5.2.3 Interaction acousto-optique

Les modulateurs acousto-optique (Crystal Technology, 3080-122) ont fait l'objet d'une attention particulière pour cet asservissement, non seulement pour le bruit d'intensité à court terme mais aussi pour les variations de puissance à long terme que nous verrons dans le troisième chapitre⁶.

Pour obtenir un bruit d'intensité très bas, il faut que le transfert du bruit dans l'ordre diffracté soit optimal, c'est-à-dire que l'efficacité de diffraction doit être maximisée. Pour cela nous nous plaçons dans les conditions de Bragg où seul un faisceau laser est diffracté.

Afin d'optimiser l'interaction acousto-optique, nous avons monté les AOM sur des supports réglables dans la direction perpendiculaire à la propagation, en hauteur par rapport au faisceau et en rotation dans le plan de propagation (Figure 2.24). Une bonne façon visuelle de pré-positionner l'AOM sur le faisceau laser et de regarder la tache de l'ordre non diffracté et celui de l'ordre diffracté. En effet, si l'AOM est bien positionné, une atténuation du faisceau laser au centre de l'ordre 0 est visible (Figure 2.27(c)) lorsque la puissance RF envoyée sur l'AOM est maximale. Quand l'asservissement de puissance est en fonctionnement, toute la puissance RF disponible n'est pas envoyée sur l'AOM. La forme du faisceau envoyée vers les atomes n'est évidemment pas celle de l'ordre non diffracté de la Figure 2.27(c).

L'ajustement micrométrique favorise ensuite finement l'efficacité de diffraction. Nous avons d'ailleurs pu observer l'effet de la position de l'AOM lorsqu'il est légèrement déplacé perpendiculairement au faisceau laser. Plus l'AOM s'éloigne de la position idéale et plus le RIN augmente Figure 2.27(d), notamment dans la plage de fréquence de Fourier où la fonction de transfert est maximale. Une dégradation d'environ 4 dB à 100 Hz est visible quand le décalage vaut + 0,7 mm par rapport à la position optimale. Après 10 kHz les bruits sont équivalents c'est pourquoi nous ne les présentons pas dans la figure précédente.

6. À cette même occasion, nous montrerons aussi l'intérêt des résistances Vishay présentes dans le schéma électronique.

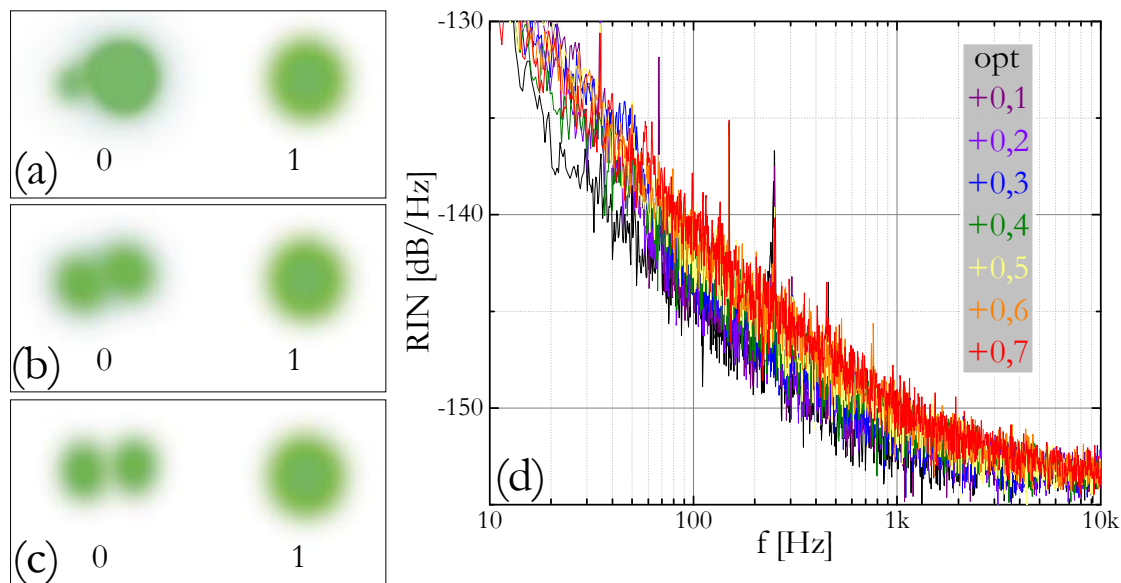


FIGURE 2.27: À gauche : profil du faisceau de l'ordre non diffracté (0) et de l'ordre diffracté (1) pour plusieurs situations. (a) L'angle θ n'est pas optimal. (b) La hauteur de l'AOM sur le faisceau n'est pas correct. (c) L'alignement est correct. Ces images sont extraites d'une note d'application fournie par le constructeur [80]. (d) RIN mesuré pour des positions de plus en plus décalées par rapport à la position optimale (opt), l'unité est le millimètre.

2.5.2.4 Puissance prélevée

Afin d'asservir la puissance laser, nous prélevons une partie du faisceau laser pour la détecter dans le photodétecteur de la boucle d'asservissement afin de la comparer à la tension de référence. Nous vérifions quelle quantité de puissance prélevée est nécessaire pour garantir un asservissement très bas bruit. Un peu comme à l'image de la puissance RF variable à l'entrée d'un amplificateur pour vérifier le plancher de bruit de phase accessible, ici nous mesurons le bruit d'intensité relative en dehors de la boucle pour plusieurs valeurs de puissance prélevée pour la détection dans la boucle (Figure 2.28(a)). En effet, si la puissance est trop basse, c'est le bruit du photodétecteur qui domine le bruit d'intensité détecté. Ce bruit sera mal corrigé par la boucle puisqu'il ne reflète pas le bruit de puissance laser mais celui du photodétecteur de la boucle d'asservissement. Il apparaît que pour atteindre un niveau de RIN plancher quelle que soit la fréquence de Fourier il faut prélever au moins $P = 3$ mW du faisceau laser (Figure 2.28(b)), au-delà de 3 mW, le niveau du bruit d'intensité laser n'est pas d'avantage amélioré. Aussi nous travaillons avec des asservissements de puissance ne prélevant que 3 mW du faisceau laser.

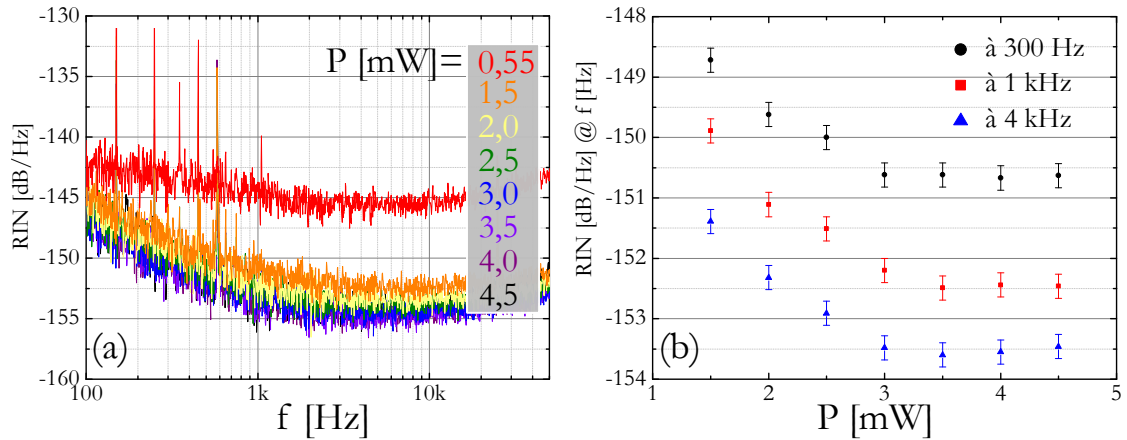


FIGURE 2.28: (a) Bruit d'intensité relative mesuré en dehors de la boucle pour plusieurs valeurs de puissance prélevée (P [mW]) pour le photodétecteur de la boucle d'asservissement. (b) Niveaux de RIN obtenus aux fréquences de Fourier égales à 300 Hz (ronds noirs), 1 kHz (carrés rouges) et 4 kHz (triangles bleus) différentes en fonction de la puissance prélevée.

2.5.2.5 Bruit dans la boucle

Avec les précautions décrites précédemment, nous optimisons la bande passante de l'asservissement, notamment les paramètres du proportionnel-intégrateur, en analysant au FFT l'allure de la bande passante de l'asservissement avec l'aide du signal d'erreur (ϵ) (Figure 2.25). Pour obtenir les bruit d'intensité mesurés nous utilisons : $R1 = 5 \text{ k}\Omega$, $R2 = 1 \text{ k}\Omega$ et $C = 220 \text{ pF}$, soit une fréquence de coupure proche de 700 kHz. Une bande passante plus grande serait inutile puisque l'atténuateur de puissance RF (TFAS-2) a une bande passante de 500 kHz. Une fois la puissance laser asservie nous mesurons le bruit dans la boucle d'asservissement sur le photodétecteur (in) comme présenté dans la Figure 2.24, afin de vérifier que l'asservissement est fonctionnel. La réduction de bruit obtenue grâce à l'asservissement permet un gain de plusieurs dizaines de dB aux basses fréquences de Fourier, par exemple : 40 dB de réduction à 100 Hz (Figure 2.29). Le bruit d'intensité relative mesuré dans la boucle reproduit, à quelques dB près en dessous de 200 Hz, le bruit de la tension de référence normalisée à 10 V jusque 60 kHz, puis l'excès de bruit lié à la bande passante de l'asservissement est visible autour de 700 kHz. Au-delà de la bande passante, le bruit d'intensité relative dans la boucle est similaire à celui de la puissance libre. Après 2 MHz, le bruit du photodétecteur devient limitant pour la mesure de bruit. Les pics de bruit aux harmoniques de 50 Hz, visibles sur la mesure dans la boucle, sont probablement dus à l'utilisation d'un connecteur BNC en « T » et un défaut d'adaptation d'impédance avec le FFT.

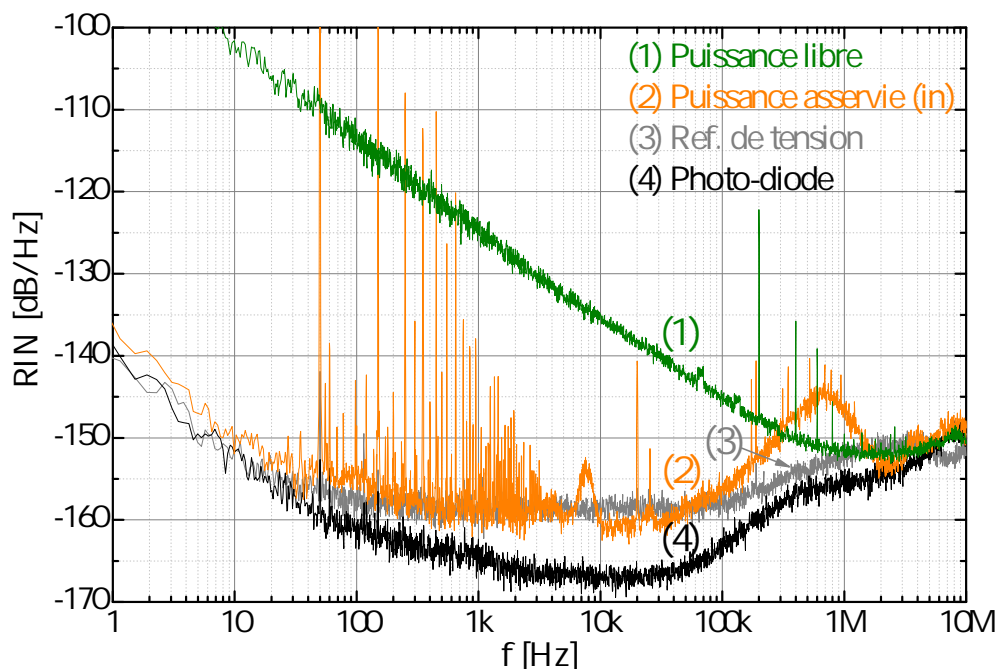


FIGURE 2.29: RIN mesuré sur le photodétecteur de boucle. (1) La puissance du laser est libre. (2) La puissance est asservie. (3) Le bruit de la tension de référence normalisée à 10 V. (4) Bruit du photodétecteur.

2.5.2.6 Résultats

Finalement, en ajustant la position de l'AOM, en vérifiant les bruits dans les circuits électroniques, en utilisant la puissance minimale et en optimisant le gain du proportionnel-intégrateur, nous avons obtenu de très bons bruits d'intensité relative. Les RIN mesurés en dehors de la boucle d'asservissement sont représentés sur la Figure 2.30. Le système d'asservissement (AOM, circuit, photodétecteur) étant équivalent pour les deux lasers, les bruits d'intensité relative du laser Esclave (4) et du laser Maître (5) sont égaux. Une mesure de la somme des puissances des deux lasers (2) sur le même photodétecteur montre à quel point le RIN obtenu est proche du bruit de la la tension de référence normalisée, à 2-3 dB, entre 1 kHz et 100 kHz. À 100 Hz, le RIN est proche de -150 dB/Hz, il atteint ensuite un plancher à -156 dB/Hz à partir de 1 kHz et reste en dessous de -155 dB/Hz jusque 100 kHz. Après la bande passante de la boucle d'asservissement, le bruit est égal à la valeur du bruit d'intensité lorsque la puissance des lasers est libre. Le fait que le RIN de la somme des deux lasers soit inférieur au RIN de chaque laser mesuré individuellement s'explique simplement par le fait que les bruits s'ajoutent quadratiquement⁷, alors que les puissances s'ajoutent algébriquement. Pour des bruits et des puissances identiques, nous mesurons donc une différence de RIN de 3 dB.

7. Le bruit de puissance des lasers sont indépendants, contrairement au laser bi-fréquence présenté dans le quatrième chapitre.

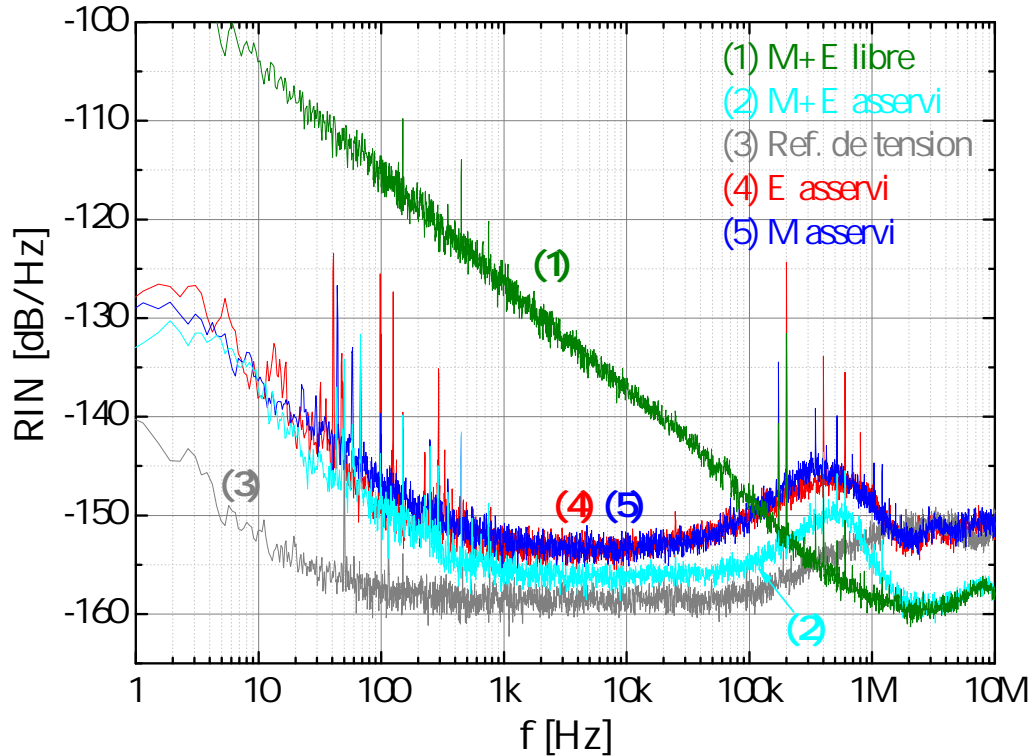


FIGURE 2.30: RIN mesuré en dehors de la boucle, après le cube séparateur de polarisation. (1) Bruit des puissances libres des deux lasers. (2) Bruit de la somme des puissances asservies des deux lasers. (3) Bruit de la tension de référence normalisée. (4) Bruit de la puissance asservie du laser Esclave et du laser Maître (5).

Le bruit que nous obtenons a été mesuré juste avant l'AOM commun (Figure 2.31(1)), il faut mesurer après le modulateur acousto-optique commun pour connaître le bruit de puissance laser qui est transporté jusqu'aux atomes.

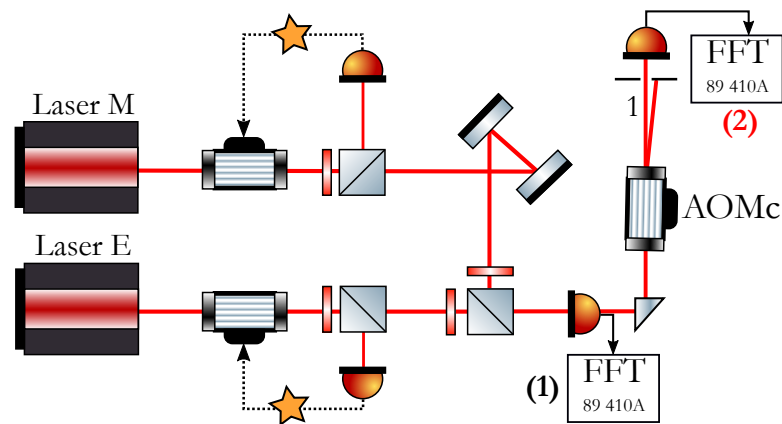


FIGURE 2.31: Schéma simplifié de l'expérience montrant où les mesures de bruit d'intensité relative ont été effectuées. Pour mesurer l'effet du passage par l'AOM commun, nous mesurons le bruit d'intensité relative avant (1) et après (2).

En effet, c'est l'ordre diffracté qui est utilisé pour la séquence d'horloge. La puissance RF qui pilote l'AOM commun est libre. Le RIN est dégradé, la contribution à la stabilité

de fréquence est plus élevée. Sur la Figure 2.32(a), nous avons tracé le bruit d'intensité relative multiplié par la fonction de transfert H^2 définie précédemment, dans la situation où le bruit est mesuré avant et après l'AOM commun. Après le passage par l'AOM commun une dégradation du bruit est visible aux basses fréquences, après quelques kHz le bruit est similaire à la mesure faite avant l'AOM commun.

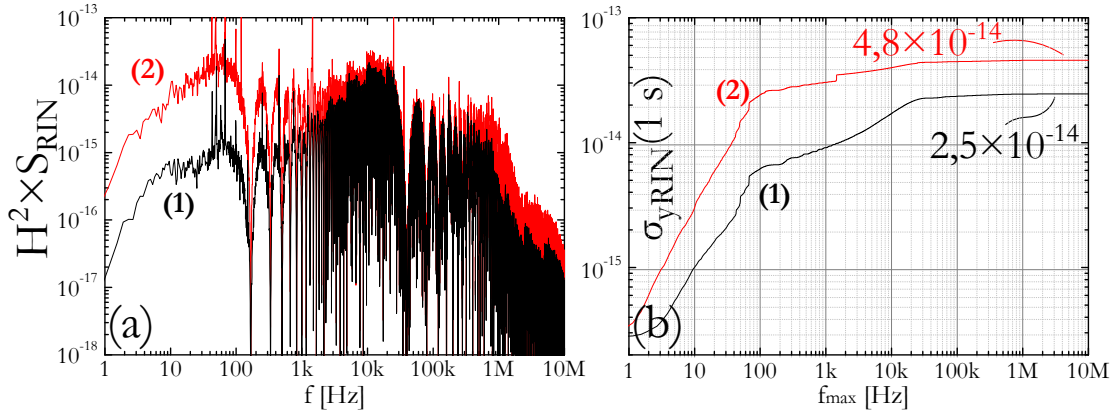


FIGURE 2.32: (a) Produit de la fonction de transfert H^2 avec le bruit d'intensité relative S_{RIN} mesuré avant (1) et après (2) l'AOM commun. (b) Évolution de la contribution à la stabilité de fréquence $\sigma_{yRIN}(1\text{ s})$ avant (1) et après (2) l'AOM commun en fonction de la fréquence de Fourier f_{max} .

Ensuite, nous intégrons le bruit sur les fréquences de Fourier comprises entre 1 Hz et f_{max} pour en déduire σ_{rin} en fonction de f_{max} (équation 2.20)⁸. σ_{rin} est injecté dans l'équation 2.22 pour connaître la contribution du bruit d'intensité relative à la stabilité de fréquence σ_{yRIN} à 1 s (Figure 2.32(b)). L'évolution de la contribution à la stabilité de fréquence à 1 s en fonction de la fréquence de Fourier f_{max} permet aussi de se rendre compte de ce que nous décrivions à propos de la fonction de transfert qui filtre le bruit d'intensité : au-delà de $1/\tau_m = 40$ kHz, la contribution n'évolue plus beaucoup. Finalement, l'AOM commun dégrade la contribution du bruit de puissance à la stabilité de fréquence d'un facteur presque deux : $\sigma_{yRIN}(1\text{ s}) = 2,5 \times 10^{-14} \rightarrow 4,8 \times 10^{-14}$. Malgré la dégradation, cette contribution finale reste négligeable par rapport à celle de l'effet Dick.

Les travaux sur les asservissements de puissance ont donc été déterminants pour la réduction de la contribution du bruit d'intensité relative à l'instabilité de fréquence de l'horloge. Ces asservissements corrigent le bruit d'intensité, donc les fluctuations rapides, et ont aussi l'ambition de corriger les fluctuations lentes grâce à la bonne stabilité de la tension de référence.

8. Pour calculer σ_{rin} , il faut utiliser le bruit d'intensité relative S_{RIN} qui n'est rien d'autre que la mesure appelée RIN dont les valeurs sont en décibel, exemple : $RIN = -140$ [dB/Hz] $\Leftrightarrow S_{RIN} = 1 \times 10^{-14}$ [1/Hz].

2.6 Bruits non limitant la stabilité de fréquence

2.6.1 Bruit de fréquence optique

Dans cette partie, nous nous intéressons au bruit associé à la fréquence absolue des lasers Maître et Esclave qui couplent les états fondamentaux à l'état excité, le bruit de fréquence associé à la différence de fréquences des deux lasers a été traité dans la partie précédente avec l'étude des bruits de phase. Les travaux précédents ceux-ci ont montré que le bruit de fréquence optique pouvait être transféré en bruit de fréquence de deux façons différentes : le bruit de fréquence optique converti en bruit de fréquence micro-onde (FM-FM) ou en bruit d'amplitude (FM-AM) sur le signal d'horloge. Ces deux bruits ont une contribution négligeable à la stabilité de fréquence de l'horloge. Nous les rappelons ici pour mémoire.

La fréquence du laser Maître est asservie sur la transition atomique du césium $F = 4 \rightarrow F' = 3$ de la D1, à l'aide d'un montage de transfert de modulation par absorption saturée. La mesure de bruit de fréquence optique est obtenue à partir du signal d'erreur généré par la détection synchrone. Nous vérifions ici que le bruit d'intensité détecté n'est pas dominant et ne contribue pas lui-même aux bruits de fréquence. Connaissant la pente du signal d'erreur, le bruit de tension mesuré au FFT est converti en bruit de fréquence. Il a été montré que dans le cas le plus défavorable où le bruit d'intensité S_i , détecté sur

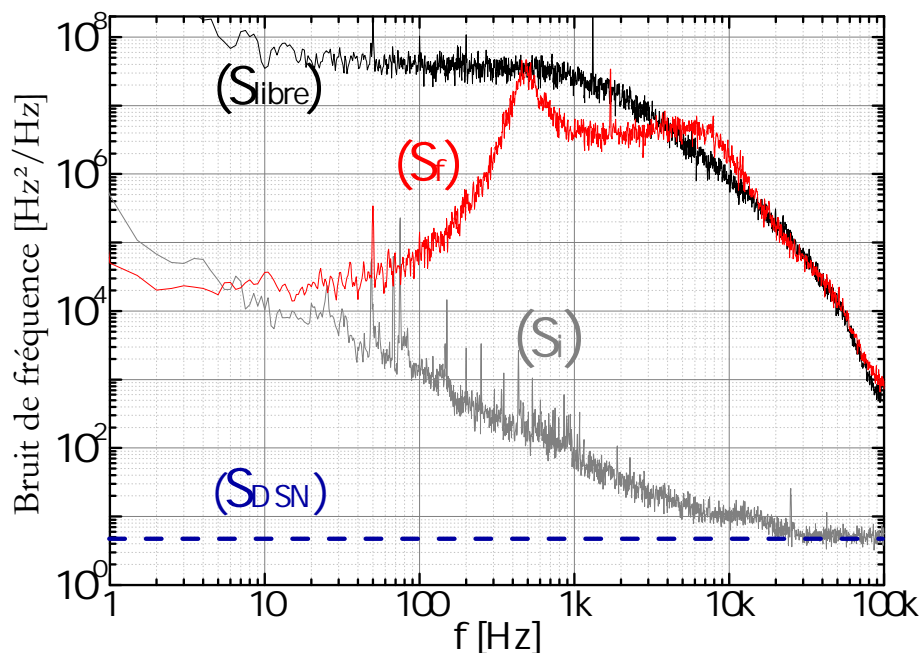


FIGURE 2.33: Densité spectrale de puissance du bruit de fréquence du laser libre S_{libre} (noir) et asservi S_f (rouge). S_{DSN} (pointillés bleus) est le bruit d'intensité S_i (gris) s'il était entièrement converti en bruit de fréquence par la détection synchrone. Courbe extraite de [13].

le photodétecteur du schéma d'absorption saturée, serait totalement converti en bruit de fréquence S_{DSN} après passage dans la détection synchrone, ce bruit serait largement inférieur au bruit de fréquence mesuré sur le signal d'erreur S_f [13] (Figure 2.33).

Connaissant la sensibilité de la fréquence d'horloge à un désaccord optique, 4 mHz/MHz, la densité spectrale de bruit de fréquence optique est convertie en bruit de fréquence micro-onde : $\sigma_y(\tau) = 4 \times 10^{-9} \sigma_f \sqrt{\frac{Tc}{\tau}}$. Avec σ_f calculé à partir de la densité spectrale de bruit de fréquence S_f (Figure 2.33) injectée dans l'équation 2.20, il a été trouvé une contribution (FM-FM) négligeable de 1×10^{-14} à 1 s.

L'autre transfert de bruit de fréquence optique en bruit de fréquence de l'horloge vient de la variation du fond Doppler pour une variation du désaccord optique Δ . Si le fond Doppler évolue le niveau à mi-frange S évolue aussi (FM-AM). Donc si le niveau à mi-frange est bruyant à cause du bruit de fréquence optique, l'asservissement de l'horloge corrige ce bruit comme un bruit de fréquence venant de l'oscillateur local alors que ce n'est pas le cas. Sur la Figure 2.34, la contribution à la stabilité de fréquence de l'horloge est égale ou en dessous de 5×10^{-14} à 1 s, pour des désaccords optiques compris dans l'intervalle $\Delta \in [-1 \text{ MHz}, 5 \text{ MHz}]$. À $\Delta = 0$, nous avons une contribution à la stabilité de fréquence inférieure à 4×10^{-14} à 1 s.

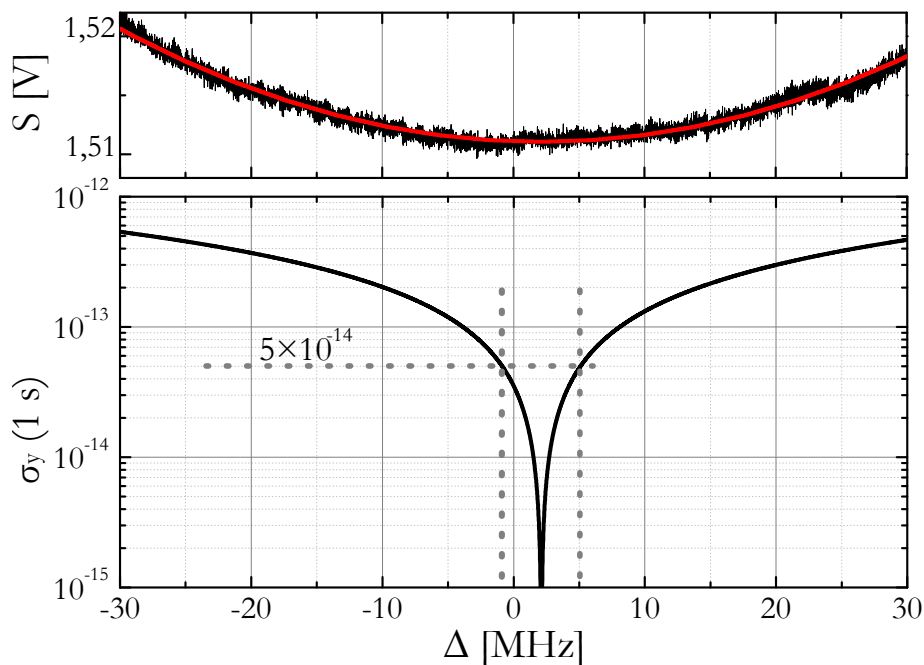


FIGURE 2.34: Haut : Signal à mi-hauteur de la frange en fonction du désaccord optique Δ . Bas : Contribution à la stabilité de fréquence de l'horloge due aux bruits de fréquence optique convertie en bruit d'amplitude sur les franges. Courbes issues de [13].

Quel que soit le mécanisme de transfert de bruit de fréquence optique, la contribution de ce bruit à la stabilité de fréquence de l'horloge est négligeable pour un désaccord optique

qui compense l'ajout du gaz tampon dans un intervalle de 6 MHz.

2.6.2 Champ magnétique

L'écart en fréquence des états $m_F = 0$ ne dépend pas linéairement du champ magnétique. En revanche une contribution du second ordre existe. Si ν est la fréquence d'horloge, elle s'écrit comme : $\nu = \nu_0 + \beta B^2$. Avec $\nu_0 = 9192631770$ Hz, B le champ magnétique en μT , et $\beta = 0,0427$ Hz/ μT^2 la sensibilité quadratique. Le bruit de fréquence s'écrit alors comme $\delta\nu = 2\beta \times B \times \delta B$. La mesure de la stabilité du courant i qui génère le champ magnétique, donne $\delta i/i = \delta B/B = 5,5 \times 10^{-6}$ à 1 s. Soit $\delta\nu \simeq 0,23$ mHz pour un champ magnétique $B = 22$ μT . Ce qui donne une contribution à la stabilité de fréquence de $2,5 \times 10^{-14}$ à 1 s.

2.6.3 Bruit de grenaille

Le signal d'horloge détecté sur un photodétecteur est un flux de photons continu obéissant à une statistique de Poisson. Le caractère corpusculaire des photons détectés provoque un bruit causé par le fait que le courant électrique I n'est pas continu mais est constitué d'électrons. L'écart type du courant s'écrit comme suit : $\sigma_I = \sqrt{2q \times I \times \Delta f}$. Avec q la charge de l'électron et $\Delta f = 20$ kHz, la bande passante imposée par l'échantillonnage ($1/2\tau_m$). Avec la sensibilité du photodétecteur de 0,6 A/W à 900 nm, nous calculons $\sigma_I/I = 1,75 \times 10^{-6}$ pour une puissance de 3,5 mW sur le photodétecteur. En injectant σ_I/I dans l'équation 2.22, la contribution à la stabilité de fréquence est proche de $1,2 \times 10^{-14}$ à 1 s pour un contraste de 10 %.

2.7 Mesures de stabilité de fréquence

Après les améliorations apportées sur la contribution de l'effet Dick en réduisant les bruits de phase de l'oscillateur local, et après avoir réduit le bruit de puissance des lasers nous calculons une contribution de stabilité totale : $\sigma_y(1 \text{ s}) \simeq 1,9 \times 10^{-13}$ (Tableau 2.2). Les performances d'horloge sont maintenant limitées majoritairement par le bruit de phase de l'oscillateur local à travers l'effet Dick, toutes les autres sources de bruits ayant des contributions inférieures à 1×10^{-13} à 1 s.

Nous avons mesuré des stabilités de fréquence à 1 s comprises entre $2,2$ et $2,3 \times 10^{-13}$ pas très éloignées de la valeur attendue trouvée par la somme quadratique des contributions. Sur la Figure 2.35 nous présentons une mesure typique de stabilité de fréquence obtenues sur l'horloge CPT. Les paramètres étaient équivalents à ceux utilisés lors des

Source	$\sigma_y(1\text{ s}) \times 10^{13}$
Effet Dick	1,8
Intensité laser	<0,5
Fréquence optique	<0,4
Champ magnétique	0,25
Bruit de photon	0,12
Total	1,9

TABLE 2.2: Contributions des différentes sources de bruit à la stabilité de fréquence de l'horloge à 1 s.

travaux précédents cette thèse. $T_i = 2$ ms, $T_R = 4$ ms, $\tau_d = 10$ μ s, $\tau_m = 25$ μ s. Puissance de $\sim 1,75$ mW par laser avec un diamètre de 18 mm. Le champ magnétique vaut $B = 22$ μ T et la température de la cellule est réglée à 29 °C. La fréquence du laser Maître est asservie sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 3$. La mesure présente une petite

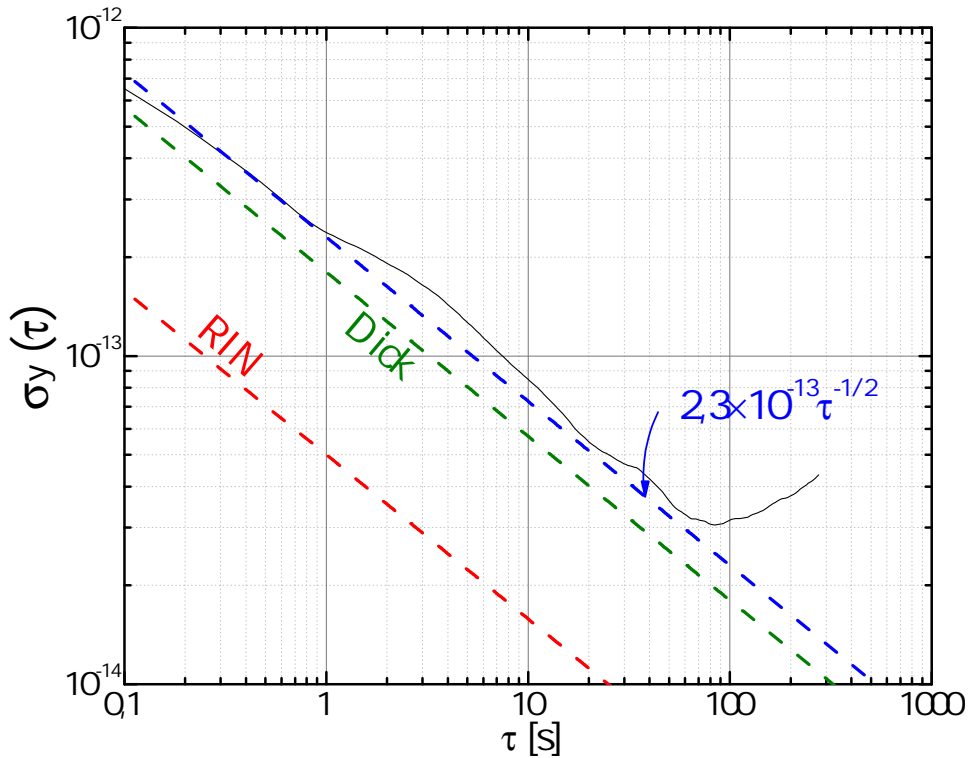


FIGURE 2.35: Écart type d'Allan du bruit de fréquence de l'horloge CPT. En bleu : asymptote en $2,3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ de la stabilité de fréquence pour les bruits de fréquence mesurés (noir). Vert : contribution de l'effet Dick en $1,8 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$. Rouge : contribution du RIN en $0,5 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$.

fluctuation autour de 3 s qui fait « décrocher » l'instabilité de fréquence de l'asymptote en $2,3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$. Ces effets ne sont pas clairement compris et feront l'objet d'autres vérifications expérimentales. Une fluctuation de température proche des lasers pourrait être une cause possible. Pour réduire davantage la contribution de l'effet Dick, il faudrait réduire le plancher de bruit de phase du signal à 9,2 GHz.

2.8 Conclusion

Dans ce deuxième chapitre, nous avons présenté le mécanisme qui transforme le bruit de fréquence de l'oscillateur local et le bruit d'amplitude en bruit de fréquence de l'horloge. Ces deux effets dominaient et contribuaient majoritairement à l'instabilité de fréquence de l'horloge. Nous avons donc présenté les travaux effectués pour réduire le bruit de phase de l'oscillateur local, si bien que le seul bruit qui domine l'effet Dick maintenant est celui associé à l'asservissement du laser Esclave. Ce dernier asservissement est maintenant la seule et dernière source de bruit qui empêcherait l'horloge d'atteindre des performances proches de 1×10^{-13} à 1 s. Dans la seconde partie du chapitre, nous avons effectivement montré que le bruit d'intensité relative n'était plus dominant. Les mesures de stabilité de fréquence de l'horloge confirment l'estimation de la stabilité de fréquence à partir des contributions calculées pour chaque source de bruit.

La stabilité de fréquence à court terme de notre horloge répond au besoin des horloges compactes d'avoir une stabilité de quelques 10^{-13} à 1 s d'interrogation. Elle se classe parmi les meilleures horloges compactes basées sur le piégeage cohérent de population [36, 37] ou basées sur d'autres techniques d'interrogations [39, 81]. Ces horloges à cellule de vapeur atomique souffrent, pour l'instant, de dérives de fréquence apparaissant à partir d'une centaine de secondes, sauf dans celle de la référence [77]. Dans le prochain chapitre, nous faisons un bilan des limitations de la stabilité moyen terme en présentant les études et améliorations effectuées sur la stabilité des puissances laser.

Chapitre 3

Limitations de la stabilité de fréquence à moyen terme

3.1 Introduction

Dans ce troisième chapitre, nous nous intéressons aux fluctuations de fréquence causées par des variations lentes de puissance laser, de température de la cellule, du champ magnétique. Nous faisons dans un premier temps un rappel des différents effets qui provoquent des dérives de la fréquence d'horloge. Dans un second temps nous présentons les travaux effectués sur le système (circuit électronique, AOM et photodétecteur) de l'asservissement de puissance qui ont permis une meilleure compréhension et une réduction des dérives de puissance. Enfin, nous faisons un bilan de toutes les dérives des paramètres de l'horloge pouvant conduire à une instabilité de fréquence sur le moyen terme.

3.2 Effets limitants

3.2.1 Dissymétrie du signal d'horloge

Si la frange centrale n'est pas symétrique (Figure 3.1(a)) l'asservissement de fréquence de l'horloge compense une différence de signal ΔS à mi-hauteur par une correction de fréquence, et provoque donc un asservissement de la fréquence de l'oscillateur local décalé par rapport à la fréquence atomique. Si la dissymétrie évolue au cours du temps à cause des fluctuations de puissance, de champ magnétique, de température ou autre, alors la fréquence de l'horloge fluctue aussi. Les causes de cette déformation peuvent être multiples.

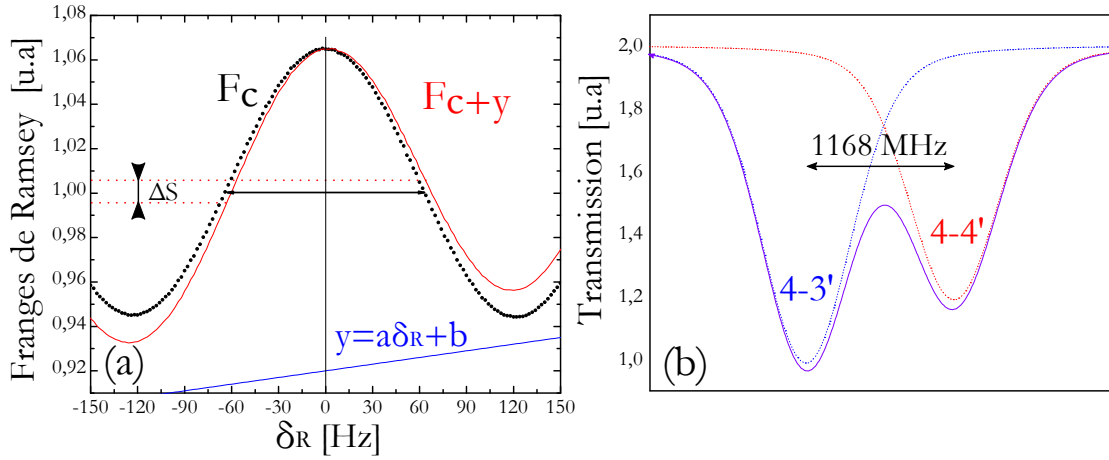


FIGURE 3.1: (a) La frange de Ramsey centrale F_c (noire) est rendue asymétrique $F'_c = F_c + y$ (rouge) à cause d'un fond non plat $y = a \times \delta_R + b$ (bleu). Pour l'exemple, nous avons pris un fond non plat linéaire, mais il peut en être autrement. (b) Exemple de recouvrements des deux transitions $F = 4 \rightarrow F' = 3$ et $F' = 4$. Le signal violet est bien la somme des profils d'absorption des deux transitions (en pointillés bleus et rouges).

Le désaccord optique peut être une source de déformation. En effet, si le désaccord optique n'est pas nul, le signal CPT ne se présente pas sur le fond plat de l'absorption Doppler mais sur l'un des deux côtés. Dans notre expérience le désaccord optique provoqué par l'ajout de gaz tampon dans la cellule est compensé par l'AOM commun, à $\pm 1,4$ MHz près.

Le recouvrement des raies d'absorption qui sont élargies par le gaz tampon est une cause de déformation. Même si les deux états excités sont séparés d'environ 1168 MHz, à cause de l'élargissement des raies, le signal CPT est la somme du fond plat (désaccord nul) et de l'aile du signal d'absorption de la transition voisine (Figure 3.1(b)).

Un autre état noir est formé à cause des mêmes raisons que précédemment. En effet, sur la raie D1, l'état noir créé à l'aide de l'état excité $F' = 3$ est aussi noir pour la transition vers $F' = 4$ [82]. La largeur de raie des transitions étant élargie, une résonance CPT avec l'autre état excité est possible. Le signal CPT résultant est donc la somme d'un signal de grande amplitude symétrique avec un signal de très faible amplitude ($\leq 1\%$ du premier) et dissymétrique.

Des états noirs adjacents et proches de la transition d'horloge 0-0 coexistent avec le signal d'horloge. Ils sont inhérents à l'interrogation $\text{Lin} \perp \text{Lin}$ comme nous l'avons vu dans le premier chapitre. Ce sont les transitions $\Delta m_F = 2$ (Figure 3.2), le rapport $r = A_{\Delta m_F=2}/A_{\Delta m_F=0}$ entre l'amplitude des transitions $\Delta m_F = 2$ et celle des transitions $\Delta m_F = 0$ vaut environ 25 %. Les états noirs adjacents peuvent avoir des amplitudes différentes si les faisceaux laser n'ont pas des polarisations rigoureusement linéaires et si les puissances des deux lasers ne sont pas égales. L'écart en fréquence entre les deux transitions $\Delta m_F = 2$ dépend du champ magnétique appliqué aux atomes. Il a d'ailleurs été montré [83] qu'ils s'écartaient asymétriquement de la transition d'horloge, ce qui

pouvait faire apparaître une perturbation sinusoïdale sur la dépendance quadratique de la fréquence d'horloge au champ magnétique lorsque les puissances lasers sont déséquilibrées. C'est l'effet des transitions $\Delta m_F = 2$ qui est le plus important sur la symétrie du

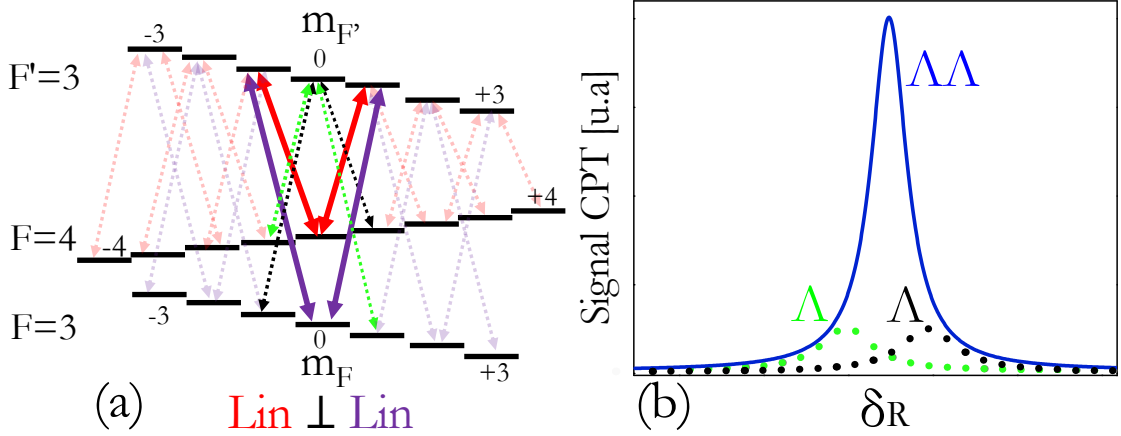


FIGURE 3.2: (a) Schéma d'interrogation des atomes en configuration Lin ⊥ Lin. (b) Signal CPT en mode continu en fonction du désaccord Raman. Le signal est la somme des configurations en Λ : la double Λ composée de « $\Lambda+$ » et « $\Lambda-$ », la « Λ verte » qui couple les états $|F = 4, m_F = -1\rangle$ et $|F = 3, m_F = 1\rangle$ avec l'état excité $|F' = 3, m_{F'} = 0\rangle$ et « Λ noire » qui couple les états $|F = 3, m_F = -1\rangle$ et $|F = 4, m_F = 1\rangle$ avec l'état excité $|F' = 3, m_{F'} = 0\rangle$.

signal d'horloge. Dans tous les cas, l'effet de la dissymétrie du signal est deux à trois fois plus faible en régime pulsé que dans le cas où l'interrogation est continue [12]. De plus, avec l'interrogation Ramsey, les atomes passent deux tiers du temps de cycle de l'horloge dans le noir. Les effets lumineux et les effets de puissance sont donc réduits. Par exemple, les dérives de fréquences d'horloge provoquées par une dérive de la puissance totale des deux lasers peuvent être jusqu'à trois cents fois plus faible en mode pulsé qu'en mode continu [84].

Il faut préciser aussi que la fréquence d'horloge est plus sensible à la variation du rapport des puissances des deux lasers qu'à la variation totale de la puissance [12]. Par exemple, pour une intensité totale de 1 mW/cm^2 un déséquilibre de $0,01 \text{ mW/cm}^2$ (1 %) provoque un déplacement de la fréquence d'horloge de 32 mHz. Alors que pour des puissances équilibrées, une fluctuation de l'intensité totale de 1 % ne provoque qu'un déplacement de 3 mHz, soit dix fois moins¹. Ceci s'explique par le fait que les taux de déplacements de fréquence associés à chaque laser sont à peu près équivalents mais de signes opposés, ils se compensent donc partiellement. Effectivement, pour la transition vers l'état excité $F' = 3$, et à champ magnétique valant $22 \text{ } \mu\text{T}$, les taux de déplacements pour une variation de l'intensité du laser résonant avec $F = 3$ ou 4 valent : $\delta\nu/\delta I_{F=3} = \alpha_1 = 1,03 \text{ Hz}/(\mu\text{W}/\text{mm}^2)$ et $\delta\nu/\delta I_{F=4} = \alpha_2 = -0,82 \text{ Hz}/(\mu\text{W}/\text{mm}^2)$.

1. Ceci est valable pour la cellule 1A [12] à $29 \text{ } ^\circ\text{C}$, en mode pulsé ($T_i = 2 \text{ ms}$ et $T_R = 4 \text{ ms}$), avec un champ magnétique de $21 \text{ } \mu\text{T}$, un désaccord optique nul et une puissance par unité de surface de 1 mW/cm^2 .

3.2.2 Stabilité de la puissance laser

En considérant que les fluctuations de puissance des deux lasers ne sont pas corrélées, nous calculons la contribution totale à la stabilité de fréquence en faisant la somme quadratique de chaque contribution par laser : $\sigma_\nu = \sqrt{(\alpha_1\sigma_I)^2 + (\alpha_2\sigma_I)^2}$. Afin d'intégrer le bruit blanc de fréquence de l'horloge en $2,3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusque 10 000 s, il est nécessaire de garantir une contribution qui soit nettement inférieure à cette valeur. Une fluctuation de puissance relative² typique de $\sigma_P/P = 1 \times 10^{-6}$ à 10 000 s pour une intensité de $7 \mu\text{W}/\text{mm}^2$ par laser, permettrait d'avoir une contribution de 1×10^{-15} à 10 000 s.

Nous vérifions la stabilité de la référence de tension à moyen terme en utilisant une centrale d'acquisition de données (Agilent 34970A). Pour les mesures de tensions, cet appareil a une résolution de 6 chiffres pour une gamme de 10 V, soit une résolution de 10 μV . Compte tenu de la gamme de tension et des spécifications de précisions, les tensions mesurées ont une incertitude de mesure de 0,004 % dans un environnement à $23 \text{ }^\circ\text{C} \pm 5 \text{ }^\circ\text{C}$. Plusieurs acquisitions pour les différents cas sont effectuées pour vérifier et observer une éventuelle dispersion dans les mesures (Figure 3.4). Nous calculons l'écart type d'Allan d'une acquisition normalisée par sa valeur moyenne pour obtenir les courbes qui vont suivre.

3.2.2.1 Circuit électronique

La stabilité relative $\sigma_V/V(\tau)$ de la tension de référence mesurée au point (1) ne dérive qu'après 5 000 s (Figure 3.3(1)). De 1 s à 100 s, la mesure de $\sigma_V/V(\tau)$ est limitée par la résolution relative de l'appareil (Annexe C, Figure C.4). De la même façon, nous mesurons la tension de référence réglée à 5 V, après l'amplificateur soustracteur (Figure 3.3(2)). Aucun signal n'est envoyé sur le photodétecteur. La mesure se comporte plutôt comme la tension de référence à condition de mettre des résistances de type Vishay (Figure 3.3(2)') moins sensibles aux variations de température (0,05 ppm/°C, entre 0 et 60 °C), contrairement aux résistances standards (5 ppm/°C). Avec les résistances Vishay, nous gagnons presque un ordre de grandeur sur la stabilité relative de la tension de référence à 10 000 s. La dégradation d'un facteur deux visible sur la Figure 3.3(2)' est due à la résolution relative qui limite aussi la mesure de 1 s à 100 s (Annexe C, Figure C.5). Le bruit de la résolution se moyenne en $\tau^{-1/2}$ jusqu'à 100 s. Le plancher de 200 s à 1 000 s est la contribution du bruit *flicker* de la référence de tension (Annexe C, Figure C.5(a)). La mesure atteint $\sim 4 \times 10^{-7}$ à 10 000 s. Une telle stabilité, si elle était parfaitement transférée grâce à l'asservissement de puissance laser, permettrait de rejeter les effets

2. On considère ici que les fluctuations de puissance relatives sont égales aux fluctuations d'intensité relatives, $\sigma_P/P = \sigma_I/I$.

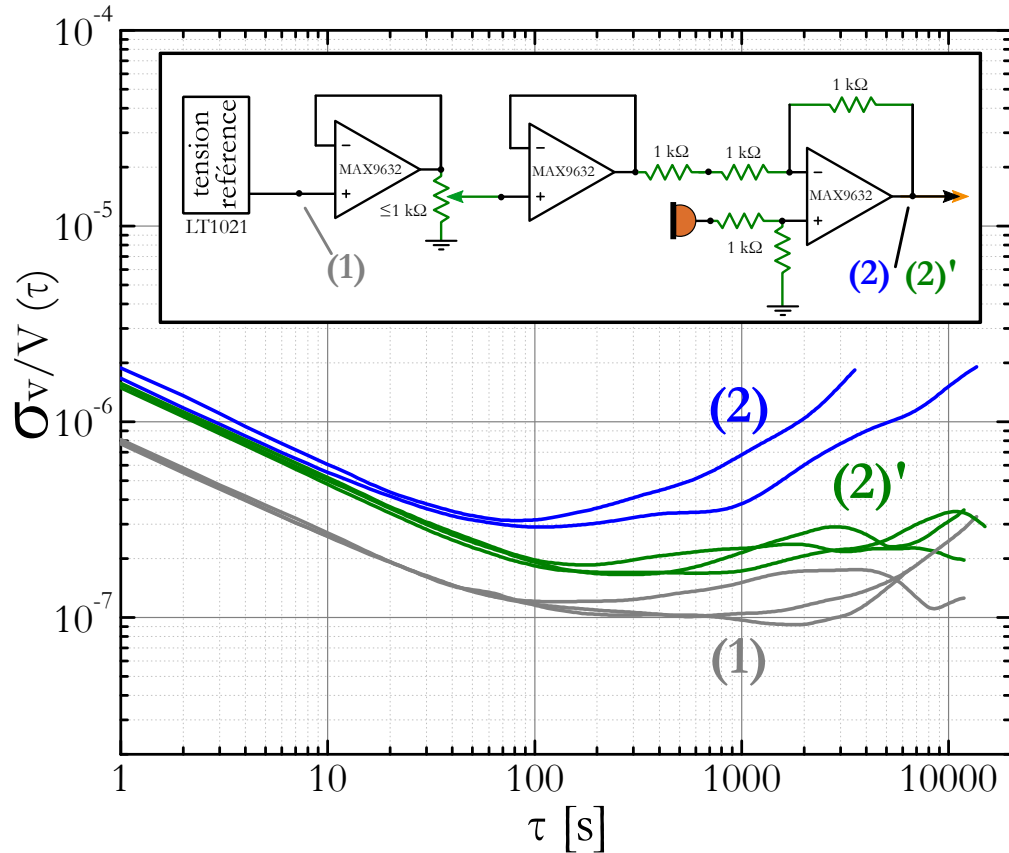


FIGURE 3.3: Stabilités relatives de la tension de référence mesurées à différents endroits du circuit électronique de l'asservissement de puissance. (1) Mesures de la tension de référence juste en sortie (grises). (2) Mesures après l'OP soustracteur lorsque que les résistances du circuit sont standards (bleues) ou lorsque ce sont des Vishay (vertes, (2)'). Dans l'encart, nous représentons le début du schéma électronique pour indiquer où les mesures ont été prises. Les résistances vertes sont des Vishay, elles permettent d'améliorer la stabilité de la tension de référence.

de puissance sur la fréquence d'horloge à $4,1 \times 10^{-16}$ jusque 10 000 s. Malheureusement, une mesure de la puissance en dehors de la boucle montre que la stabilité relative de puissance vaut 1×10^{-4} à 10 000 s (Figure 3.4(4)). En revanche dans la boucle elle se comporte plutôt comme la tension de référence (Figure 3.4(3)). Lorsque la puissance des lasers est asservie, un gain de 30 sur la stabilité relative de puissance à 1 s est visible dans la boucle et hors de la boucle. Aux temps d'intégration plus longs, il y a toujours un gain d'au moins un ordre de grandeur. La stabilité relative en dehors de la boucle présente une fluctuation avant 10 s et dérive en τ^{-1} à partir d'une centaine de secondes pour atteindre 1×10^{-4} à 10 000 s. En revanche, la stabilité de puissance dans la boucle reste en dessous de l'objectif de fluctuation de puissance relative, $\leq 1 \times 10^{-6}$ à 10 000 s.

Nous avons effectué d'autres vérifications dans le système d'asservissement pour comprendre d'où venait la cause de cette dérive. En mesurant la puissance laser lorsqu'elle est asservie pendant plus de 60 h et en mesurant la température à l'intérieur de l'enceinte qui contient toute l'expérience CPT, il apparaît que les fluctuations de la puissance laser

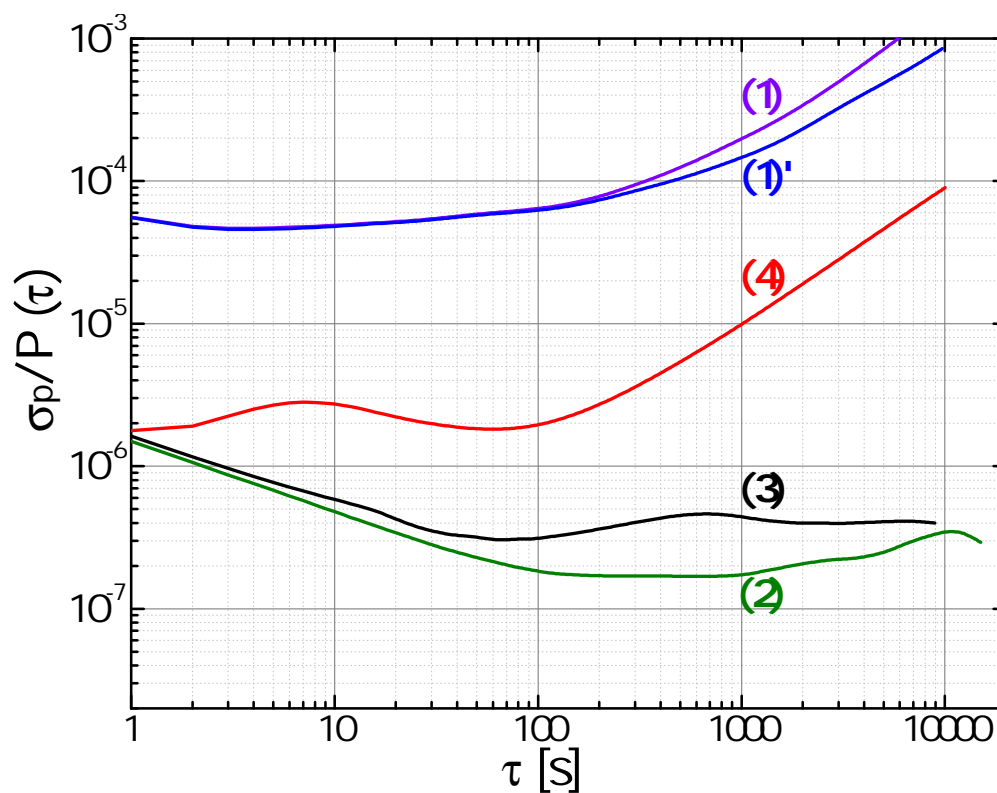


FIGURE 3.4: Stabilités relatives de puissance en fonction du temps. (1) et (1') La puissance laser n'est pas asservie, mesures en dehors de la boucle (violet) et dans la boucle (bleu). (2) En vert, stabilité relative de la tension de référence au niveau de l'OP soustracteur. (3) En noir, la puissance laser est asservie, elle est mesurée dans la boucle. (4) En rouge, la puissance laser est asservie, elle est mesurée en dehors de la boucle.

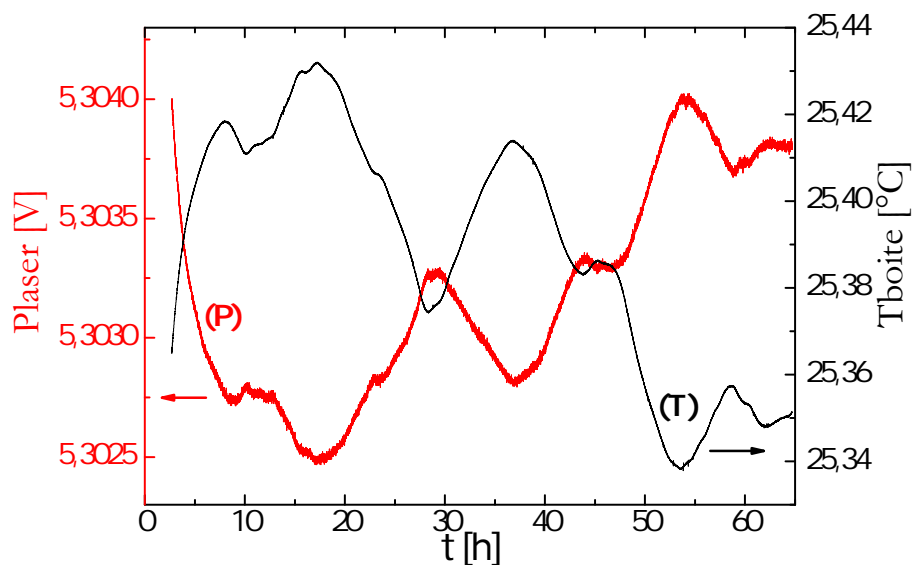


FIGURE 3.5: (P) Puissance du laser détectée en dehors de la boucle au cours du temps. (T) Température de l'expérience détectée proche du système d'asservissement au cours du temps. Les fluctuations de puissance sont corrélées avec celles de la température de l'expérience.

sont corrélées avec les fluctuations de la température de l'expérience (Figure 3.5). Les variations de température qui ne dépassent pas $0,1\text{ }^{\circ}\text{C}$, engendrent tout de même une variation de puissance mesurée en tension de $5,3040\text{ V} - 5,3025\text{ V} = 1,5\text{ mV}$ (3×10^{-4}). Nous avons alors regardé l'influence de la température sur le photodétecteur de la boucle d'asservissement de puissance et sur le modulateur acousto-optique qui corrige les fluctuations de puissance laser.

3.2.2.2 Bruit du photodétecteur dans la boucle

Pour tester l'influence du photodétecteur, nous plaçons un module à effet Peltier (TEC³) sur le boîtier du photodétecteur et une thermistance à l'intérieur du boîtier du photodétecteur, proche de l'amplificateur opérationnel transimpédance. En appliquant une rampe en température nous mesurons la tension de sortie du photodétecteur dans le noir. Nous mesurons une sensibilité à la température d'environ $57\text{ }\mu\text{V}/^{\circ}\text{C}$ (Figure 3.6).

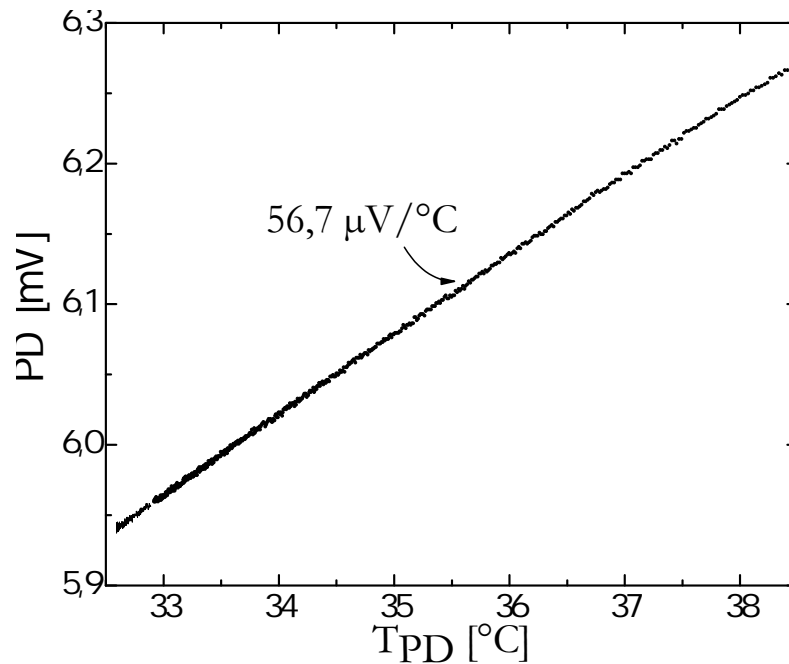


FIGURE 3.6: Tension de sortie du photodétecteur dans le noir en fonction de sa température (T_{PD}). La tension mesurée du photodétecteur est sensible à la température avec un coefficient de $56,7\text{ }\mu\text{V}/^{\circ}\text{C}$, entre 32 et $39\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Ce qui veut dire que pour une fluctuation de $0,1\text{ }^{\circ}\text{C}$, il y a une fluctuation de tension de $5,7\text{ }\mu\text{V}$, inférieure à $1,5\text{ mV}$. Ce n'est donc pas le courant d'obscurité qui cause les dérives de puissance visible sur la Figure 3.5. Enfin, une mesure de la tension de sortie du photodétecteur éclairé par un laser n'a pas montré de dépendance thermique significative pour expliquer les fluctuations de puissance observées ($1,5\text{ mV}$).

3. Thermo-Electric-Cooler

3.2.2.3 Influence du modulateur acousto-optique

Dans le même esprit que précédemment, nous avons placé un élément à effet Peltier sous le modulateur acousto-optique (Figure 3.7(a)) afin de lui appliquer des rampes en température et de mesurer son influence sur la puissance mesurée en dehors de la boucle. La température de l'AOM est mesurée au plus près de l'interaction acousto-optique, puisque les thermistances sont placées directement sur le cristal de l'AOM (Figure 3.7(b)). Deux thermistances sont placées dans l'AOM. Pour chaque asservissement de température, une thermistance sert pour la boucle d'asservissement, l'autre permet de contrôler et de faire des acquisitions de la température du système régulé. Le cristal de l'AOM est un

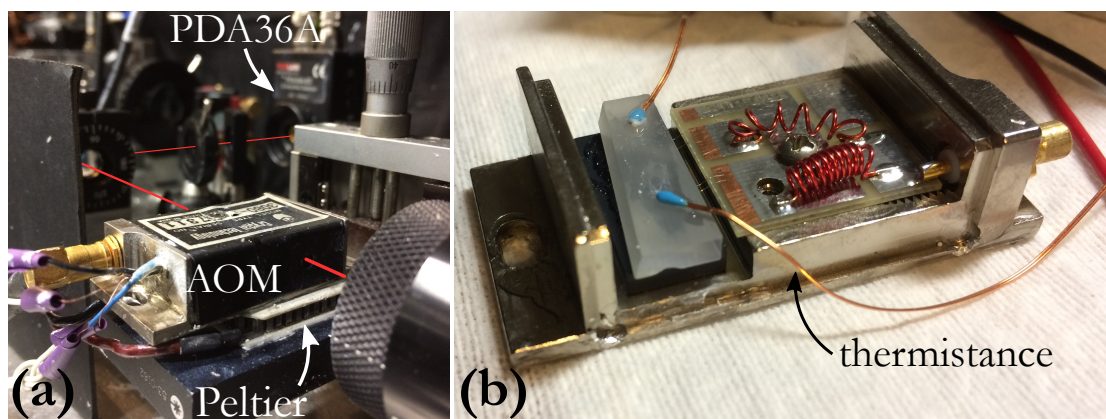


FIGURE 3.7: (a) Photo de l'AOM posé sur le module à effet Peltier, le tout posé sur le support millimétrique. Le trait rouge symbolise le chemin du faisceau laser depuis l'isolateur optique jusqu'au photodétecteur (PDA36A) de la boucle d'asservissement de puissance. (b) Photo de l'intérieur de l'AOM. Les thermistances sont collées sur le cristal.

dioxyde de tellure (TeO_2) ou paratellurite. La polarisation laser injectée dans le cristal est verticale [80]. Nous mesurons l'influence de la température du cristal de l'AOM sur la polarisation laser. En effet, étant donné que nous utilisons une lame demi-onde ($\lambda/2$) et un cube séparateur de polarisation (PBS) pour prélever 3 mW de la puissance laser pour la boucle d'asservissement, une variation de polarisation se traduira en variation de puissance. Les cristaux TeO_2 sont connus pour être fortement biréfringents, à 895 nm les indices ordinaire et extraordinaire valent $n_o \approx 2,22$ et $n_e \approx 2,36$ [85]. Si la polarisation incidente n'est pas parfaitement alignée avec l'axe ordinaire à l'entrée du cristal, celle-ci va devenir elliptique à la sortie du cristal. L'ellipticité dépend de la différence de marche due à la traversée du cristal. La dilatation du cristal avec la température [86] va donc entraîner une variation de l'ellipticité, qui se traduira par une variation de puissance sur chaque voie du polariseur de sortie. Pour un cristal de 2 cm, avec un coefficient de dilatation voisin de 1×10^{-5} , la différence de marche varie d'environ $(\lambda/30)/^\circ\text{C}$ sans tenir compte de la variation de la différence d'indice qui dépend aussi de la température [87].

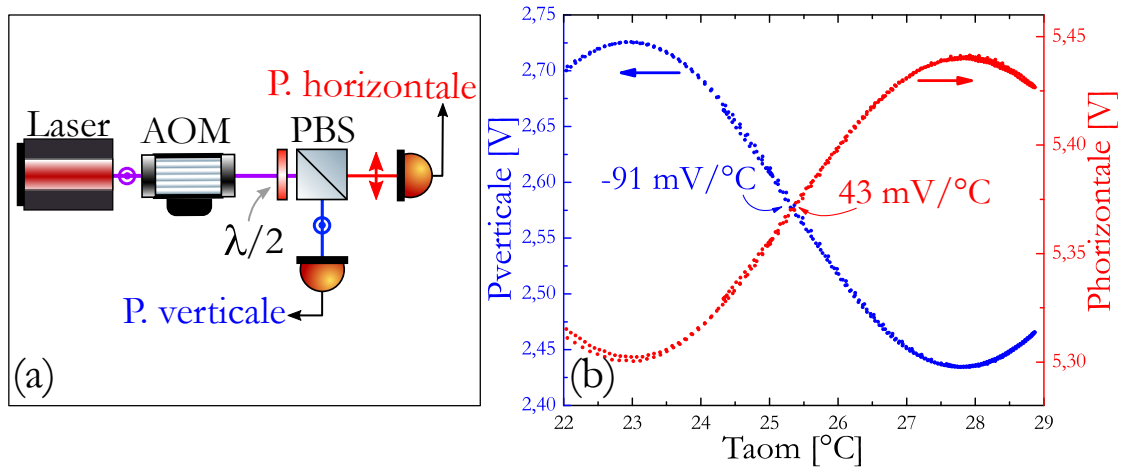


FIGURE 3.8: (a) Schéma de principe de l'expérience réalisée pour comprendre l'influence de la température de l'AOM sur les polarisations lasers. En réflexion du cube la polarisation verticale est détectée (bleu), en transmission c'est la polarisation horizontale (rouge) qui est détectée. (b) Tensions mesurées pour chaque polarisation en fonction de la température du cristal de l'AOM T_{AOM} .

Pour mesurer l'effet de la température nous utilisons les deux polarisations disponibles après le PBS comme cela est présenté sur la Figure 3.8(a), $P_h \sim 6,2 \text{ mW}$ et $P_v \sim 3 \text{ mW}$. Plusieurs rampes montantes et descendantes en température sont effectuées, d'où la multiplicité des points à certains endroits des courbes présentées sur la Figure 3.8(b). Autour de $25,3 \text{ }^\circ\text{C}$, la sensibilité vaut $43 \text{ mV}/^\circ\text{C}$ pour la polarisation horizontale et $-91 \text{ mV}/^\circ\text{C}$ pour la polarisation verticale. Lorsque nous calculons la somme des polarisations horizontales et verticales, nous trouvons une puissance totale qui n'est pas constante avec la température. La température ajoute donc une petite variation (2 %) de la puissance totale si nous considérons que le PBS est sans perte. Nous remarquons aussi que c'est la polarisation verticale injectée dans l'AOM qui est au moins deux fois plus sensible à une variation de température (autour de $25,3 \text{ }^\circ\text{C}$). Il serait alors intéressant d'injecter une polarisation horizontale dans l'AOM plutôt que verticale afin de vérifier si la sensibilité à la température peut être réduite, et de comprendre par ailleurs d'où vient cette différence de sensibilité.

Nous comprenons pourquoi la stabilité de puissance en dehors de la boucle dérivait alors que celle de la boucle était satisfaisante. Si, par exemple, la température de l'AOM passe de $26,6 \text{ }^\circ\text{C}$ à $26,6 \text{ }^\circ\text{C} + \delta T$ (Figure 3.9), le photodétecteur d'asservissement détecte moins de puissance lumineuse (P_v) parce que la polarisation avant le cube a tourné. En dehors de la boucle la puissance (P_h) est plus élevée. L'asservissement ajuste alors la puissance RF à la baisse pour maintenir la puissance constante sur le photodétecteur de la boucle. Cet ajustement a pour effet d'augmenter la puissance laser totale (avant PBS), donc la puissance en dehors de la boucle aussi, alors qu'elle est déjà en train d'augmenter à cause du δT . Les résultats présentés ici sont ceux effectués sur le laser Maître, nous avons

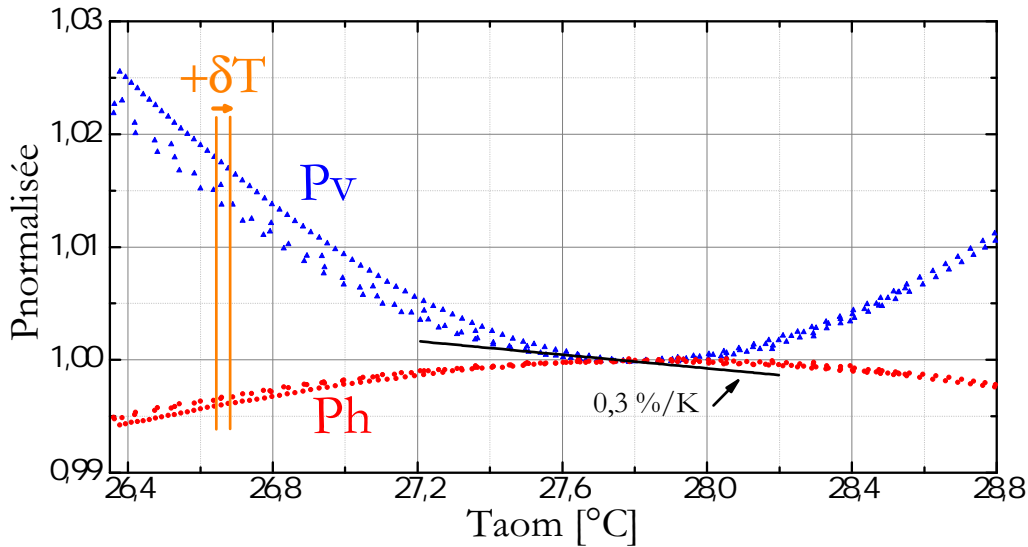


FIGURE 3.9: Puissances normalisées pour chaque polarisation en fonction de la température de l'AOM. P_v : polarisation verticale normalisée par la valeur minimale (triangles bleus). P_h : Polarisation horizontale normalisée par la valeur maximale (points rouges).

trouvé les même effets sur le dispositif expérimental d'asservissement de puissance du laser Esclave et la même température d'inversion.

En réglant le cristal de l'AOM à la température d'inversion de 27,8 °C, nous voyons une amélioration de la stabilité de puissance en dehors de la boucle (Figure 3.10(2)). Sur cette dernière figure, nous avons tracé en pointillés (violets et noirs) les stabilités relatives de puissance que nous devrions atteindre s'il n'y avait pas de fluctuations de température entraînant des dérives de puissance. Elles sont calculées en prenant en compte le bruit de la centrale d'acquisition (Annexe C) et le bruit *flicker* mesuré sur les densités spectrales de bruit de puissance relative (RIN dans Chapitre 2).

Grâce à la régulation de température de l'AOM, nous observons une amélioration d'un facteur 5 de 100 s à 10 000 s (Figure 3.10(2)). La stabilité de puissance relative ne présente plus un excès de fluctuation autour de 10 s et se comporte comme ce que nous calculons (pointillés violets) jusque 100 s. Au delà de 100 s les dérives de puissance apparaissent à nouveau. Elles sont probablement encore attribuées à la température de l'AOM régulé à 27,8 °C. En considérant une erreur de mesure de 0,05 °C sur la température d'inversion, une sensibilité résiduelle de 0,3 %/K est mesurée sur la courbe de la puissance verticale (Figure 3.9). Nous traçons les fluctuations de température de l'AOM régulé en fluctuation de puissance (Figure 3.10(4)). Il semble que les fluctuations de puissance laser au delà de 100 s suivent les dérives de température de l'AOM.

Il serait donc intéressant d'isoler l'AOM des variations de température de l'expérience par un boîtier d'isolation thermique. En optimisant le PID avec les nouvelles constantes de temps associées à l'AOM isolé, nous devrions obtenir des stabilités de puissance aussi

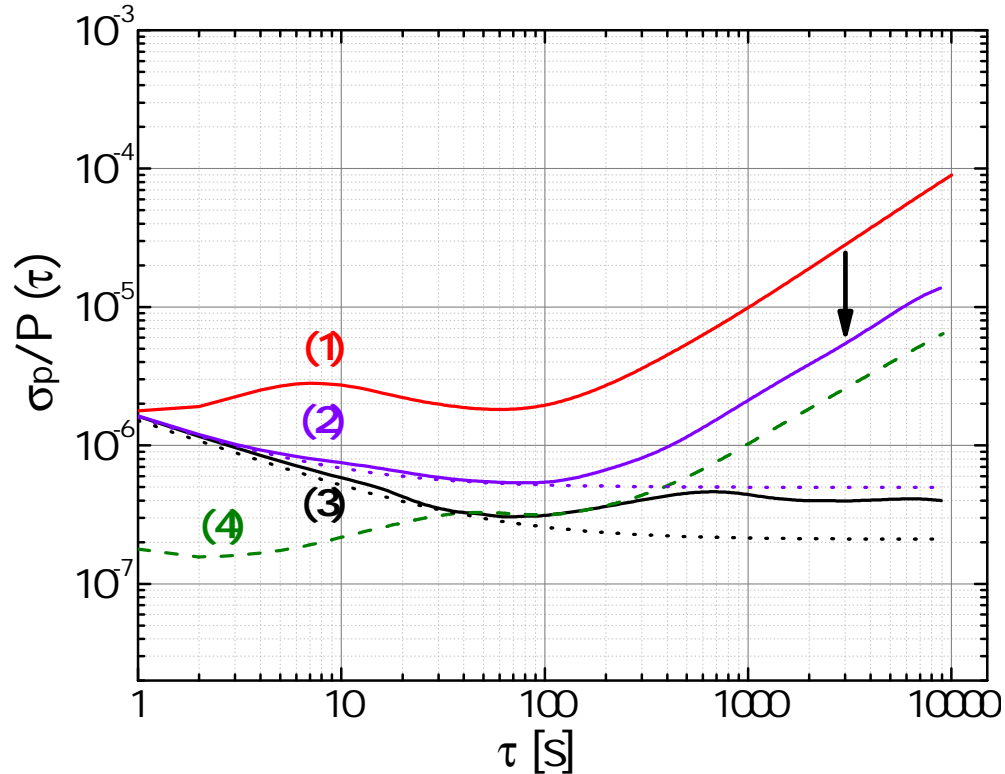


FIGURE 3.10: Stabilité relative de puissance en fonction du temps de moyennage. (1) La puissance laser asservie est mesurée en dehors de la boucle, la température du cristal de l'AOM n'est pas régulée. (2) Identique à (1), sauf que la température du cristal de l'AOM est cette fois-ci régulée. (3) Puissance laser typique dans la boucle d'asservissement. (4) Fluctuation de température de l'AOM régulé convertie en fluctuation de puissance. Les pointillés violets et noirs sont les stabilités que nous devrions mesurer pour un AOM à température constante.

satisfaisantes que celles prédites par la mesure de bruit *flicker*. D'autre part, il serait aussi intéressant d'étudier plus en détails l'effet de la température en fonction de l'orientation de la polarisation injectée en plaçant une lame demi-onde avant l'AOM. Ceci pour ajuster finement la polarisation linéaire dans le cristal et obtenir une position optimale qui pourrait minimiser les effets liés à la température.

Nous ferons le bilan de la contribution des instabilités de puissance sur la fréquence d'horloge à la fin de ce chapitre. Avant cela, nous présentons dans le prochain paragraphe, les derniers paramètres pouvant contribuer à l'instabilité de fréquence de l'horloge sur le moyen terme.

3.3 Autres sources d'instabilité de fréquence

3.3.1 Fluctuations de température de la cellule

Nous l'évoquions dans le premier chapitre, l'ajout du gaz tampon augmente le temps de vie de la cohérence hyperfine grâce à une vitesse de diffusion réduite. Cet ajout de gaz tampon provoque des déplacements de la fréquence d'horloge. Nous les compensons en ajustant les pressions partielles et la température des deux gaz tampons puisque ces derniers sont choisis pour leur sensibilité de signes opposés. Une température de 29 °C réduit la sensibilité thermique du déplacement collisionnel à 46 mHz/K. Une autre sensibilité thermique entre aussi en compte [83, 88], c'est une sensibilité thermique au déplacement de puissance. Il a effectivement été montré que le taux de déplacement de puissance pour la fréquence d'horloge dépend de la température de la cellule. À 29 °C, cette sensibilité thermique du taux de déplacement de puissance vaut 0,15 mHz/($\mu\text{W}/\text{cm}^2$)/K.

Un autre effet, mais pas limitant, est le désaccord optique provoqué par une variation de la température de la cellule. Il ne vaut pas plus que 0,2 MHz/K, or la fréquence d'horloge est sensible à un désaccord comme 4 mHz/MHz. Avec une instabilité de température de 30 μK , nous calculons une variation de fréquence relative inférieure à 3×10^{-18} jusque 10 000 s. L'utilisation du nouveau résonateur atomique et l'optimisation du circuit PID

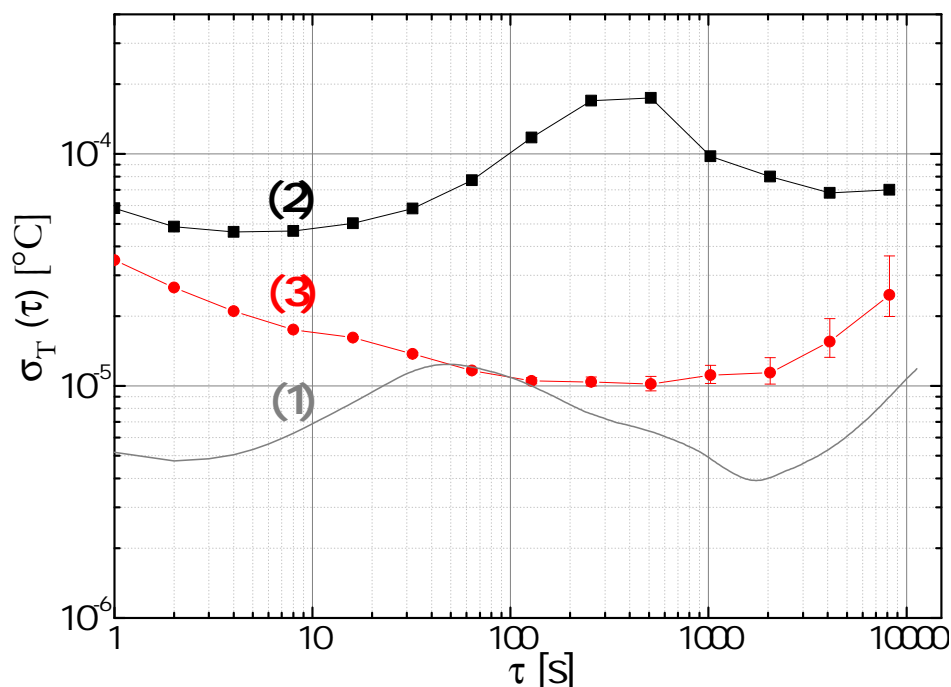


FIGURE 3.11: Stabilités de température de la référence et de la cellule. (1) Stabilité de la résistance de référence vishay (10 k Ω) convertie en température. (2) Stabilité de température de la cellule dans l'ancien résonateur atomique. (3) Stabilité de température de la cellule dans le nouveau résonateur atomique.

qui régule la température du four permettent d'obtenir une stabilité de température

proche de la référence. Elle ne dérive qu'à partir de 5 000 s et atteint environ 30 μK à 10 000 s (Figure 3.11). La présence des deux blindages magnétiques et celle du matériau isolant thermique entre les deux y sont pour beaucoup dans le filtre des variations thermiques de l'enceinte. Avec une fluctuation de 30 μK , la contribution du déplacement collisionnel vaut $1,5 \times 10^{-16}$ à 10 000 s, elle est donc négligeable. En revanche, la contribution de la sensibilité thermique du taux de déplacement est importante. Nous allons le voir dans le bilan.

3.3.2 Champ magnétique

Enfin, le dernier effet limitant est l'instabilité du champ magnétique. Même si la transition d'horloge ne dépend pas linéairement du champ magnétique appliqué aux atomes, le terme quadratique ajoute une contribution non négligeable. La fluctuation de fréquence associée à une fluctuation du champ magnétique s'écrit : $\sigma_\nu = 2\beta \times B \times \sigma_B$, avec $\beta = 0,0427 \text{ Hz}/\mu\text{T}^2$ la sensibilité quadratique. Par exemple, avec un champ magnétique de 22 μT , pour ne pas être limité par ces fluctuations, il faudrait que la variation relative du champ soit inférieure à $\sigma_B/B = 4,3 \times 10^{-7}$ à 10 000 s, une telle variation relative aurait une contribution à la stabilité de fréquence de l'horloge de $1,93 \times 10^{-15}$ à 10 000 s.

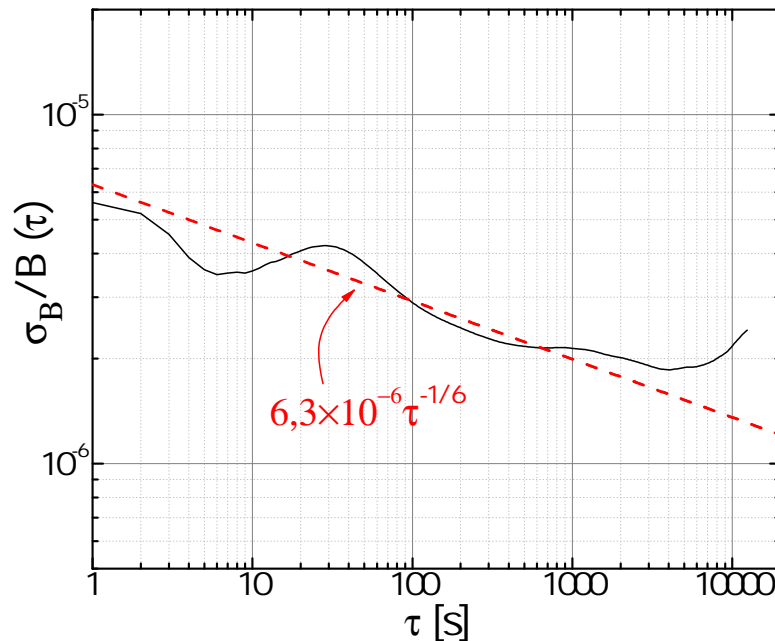


FIGURE 3.12: Stabilité relative du champ magnétique. En pointillés rouges : tendance de la stabilité relative du champ magnétique en $\tau^{-1/6}$.

Le champ magnétique appliqué sur les atomes pour lever la dégénérescence Zeeman afin d'isoler la transition d'horloge des autres sous-états m_F , est créé grâce au courant du

solénoïde du résonateur atomique. En mesurant le courant appliqué, nous déduisons la stabilité relative du champ magnétique présentée sur la Figure 3.12. Les fluctuations relatives du champ magnétique décroissent en $\tau^{-1/6}$. Un plancher à 2×10^{-6} est atteint à partir de 2000 s.

3.3.3 Température du modulateur acousto-optique commun

À l'aide du signal RF, le modulateur acousto-optique commun (AOMc) crée les impulsions de lumière de la séquence d'horloge pour l'interrogation Ramsey des atomes. Une température autour de 27 °C minimise les variations de puissance pour l'ordre non diffracté, sans que le signal RF ne soit envoyé dans l'AOMc. En revanche le comportement est différent lorsque nous mesurons l'effet de la température sur l'ordre diffracté. Effectivement, le point d'insensibilité autour de 27 °C n'est valable que pour un seul des

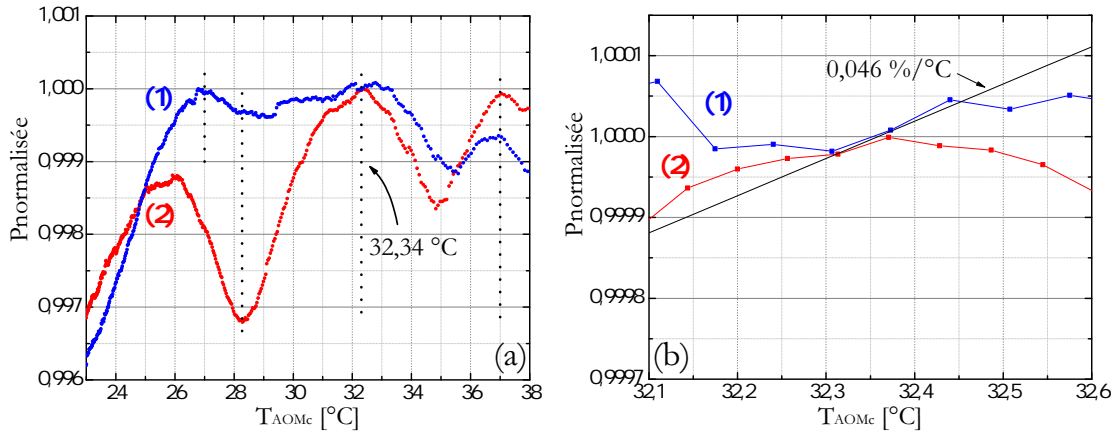


FIGURE 3.13: (a) Puissance normalisée des deux lasers en fonction de la température de l'AOMc, l'ordre diffracté est détecté. (1) Puissance normalisée du laser Maître (2) Puissance normalisée du laser Esclave. Les traits en pointillés noirs représentent les températures pour lesquelles la puissance laser est presque insensible à une légère variation thermique. (b) Zoom autour de 32,34 °C. Nous trouvons une pente de 0,046 %/°C autour de 32,34 °C.

deux lasers (Figure 3.13(a)). D'autres points existent, comme celui autour de 37 °C ou celui autour de 28,2 °C, sauf que pour ce dernier, la puissance du laser Esclave est réduite. Autour de 32,3 °C, la puissance des deux polarisations lasers est rendue presque insensible à une variation thermique de l'AOMc. De plus, le comportement de la puissance pour les deux lasers est équivalent autour de cette température et vaut $\sigma_P/P = 4,6 \times 10^{-4} \times \sigma_{T_{\text{AOMc}}} [1/^{\circ}\text{C}]$ (Figure 3.13(b)). L'impact d'une variation de la puissance totale sur la fréquence d'horloge sera partiellement compensé dans la mesure où les taux de déplacements sont du même ordre de grandeur et de signes opposés pour chaque laser. La fluctuation de fréquence d'horloge est calculée comme suit : $\sigma_\nu = (\alpha_1 \sigma_I + \alpha_2 \sigma_I)$,

avec $\sigma_I = 4,6 \times 10^{-4} \times I \times \sigma_{T_{\text{AOMc}}}$. Pour une fluctuation de température de l'AOM commun de $0,8 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}$ et une intensité de $7 \text{ } \mu\text{W}/\text{mm}^2$, nous calculons une contribution négligeable proche de 5×10^{-17} à $10\ 000 \text{ s}$.

Si la polarisation du laser Esclave (Figure 3.13(2)) n'a pas le même comportement que celle du laser Maître, cela vient du fait que la polarisation favorable pour le cristal de cet AOM est celle du Maître (polarisation linéaire verticale). Nous voyons effectivement que la puissance du laser Maître ne varie pas plus que $0,05 \%$ pour des températures de l'AOMc allant de $26 \text{ }^\circ\text{C}$ à $34 \text{ }^\circ\text{C}$.

3.4 Bilan

Compte tenu des mesures effectuées sur les différentes sources d'instabilités et de leurs coefficients, les différentes contributions à l'instabilité de la fréquence d'horloge sont présentées sur la Figure 3.14. Pour la somme quadratique des effets, courbe (Σ), la contribution de l'effet Dick et du RIN en $1,9 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ est ajoutée. La contribution

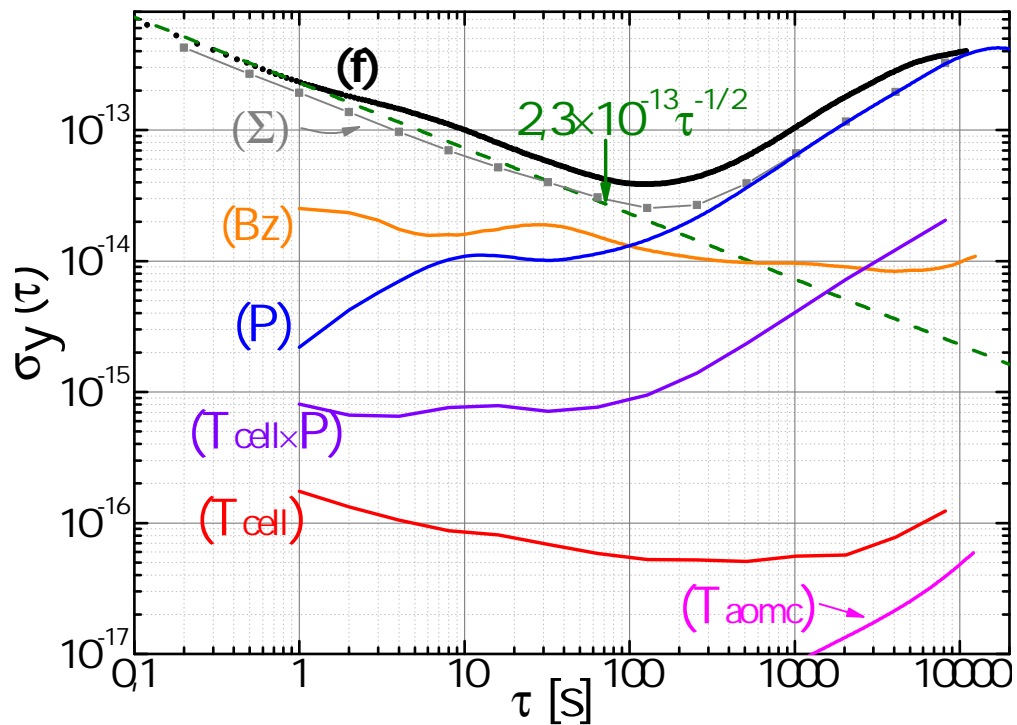


FIGURE 3.14: Contributions à la stabilité de fréquence, lorsque la température de l'expérience n'est pas thermalisée. (P) Puissances laser. (Bz) Champ magnétique. (Tcell x P) Sensibilité thermique aux taux de déplacement de puissance. (Tcell) Déplacement collisionnel. (Taomc) Contribution de la puissance totale via la fluctuation de température de l'AOM commun. (Σ) Somme quadratique de toutes les contributions. (f) Stabilité mesurée de la fréquence d'horloge. En pointillés verts : droite en $2,3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$.

des puissances laser est calculée à partir des mesures effectuées lorsque la température du

cristal de l'AOM d'asservissement de puissance n'est pas régulée. L'AOM subit les dérives de température lorsque l'enceinte de l'expérience n'est pas encore stabilisée. Ce sont dans ces conditions que nous avons mesuré la stabilité de fréquence de l'horloge présentée sur la Figure 3.14(f). Cette mesure a été effectuée pour valider les travaux à court terme où nous souhaitons mesurer tout de suite la fréquence d'horloge après alignement des faisceaux laser et vérifications des bruits à court terme. Pour s'affranchir des fluctuations thermiques dues à la thermalisation de l'enceinte il est nécessaire d'attendre deux à trois jours avant une autre mesure d'instabilité de fréquence de l'horloge (Figure 3.15).

Il apparaît assez clairement que la contribution dominante, au-delà de 100 s est celle des fluctuations de puissance. La contribution du champ magnétique n'est pas négligeable non plus. Après 100 s, lorsque la dérive de puissance est dominante, la stabilité de fréquence de l'horloge évolue de la même façon que la somme quadratique calculée à partir des contributions de chaque paramètre. La différence entre (f) et (Σ) vient probablement d'une dépendance des fluctuations entre plusieurs paramètres. De plus, la mesure de stabilité de puissance et celle de la fréquence d'horloge ne sont pas réellement effectuées en même temps, mais dans des conditions de mesures similaires. Elles représentent les stabilités de puissance et de fréquence d'horloge typiques obtenus lorsque l'enceinte de l'expérience vient d'être fermée. La somme quadratique calculée (Σ) de toutes ces contributions donne tout de même un bon ordre de grandeur – optimiste – sur la stabilité de fréquence obtenue.

Dans des conditions de mesures où l'expérience est thermalisée et où les fluctuations de puissances sont donc atténuées, nous mesurons une stabilité de fréquence qui décroît jusque 300 s (Figure 3.15). Après ce temps d'intégration, la stabilité de fréquence atteint un plancher à 2×10^{-14} .

Au-delà de 1 000 s, la dérive de puissance est à nouveau dominante. Nous constatons au bout de quelques secondes que la stabilité de fréquence de l'horloge « décroche » de l'asymptote en $2,3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$, et se comporte plutôt comme $\sim 3,5 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ avant d'atteindre le plancher. À ce jour, ce comportement n'est toujours pas compris et expliqué. Peut-être qu'une autre fluctuation existe, que nous n'avons pas identifiée, et devient dominante à partir de ~ 4 s.

Nous l'avons vu dans le paragraphe 3.2.2.3, les fluctuations de puissance peuvent être réduites davantage en régulant la température des AOM qui contrôlent la puissance laser. Les contributions à la stabilité de fréquence de l'horloge dans ces conditions sont présentées dans la Figure 3.16. La contribution de la puissance à l'instabilité de fréquence est diminuée de $\sim 2 \times 10^{-14}$ à 4×10^{-15} à 2 000 s. Cette amélioration n'a pas pu être comparée à une mesure de stabilité de fréquence de l'horloge. Nous avons étudié la sensibilité thermique du dispositif asservissant la puissance laser et donc mis en place la régulation

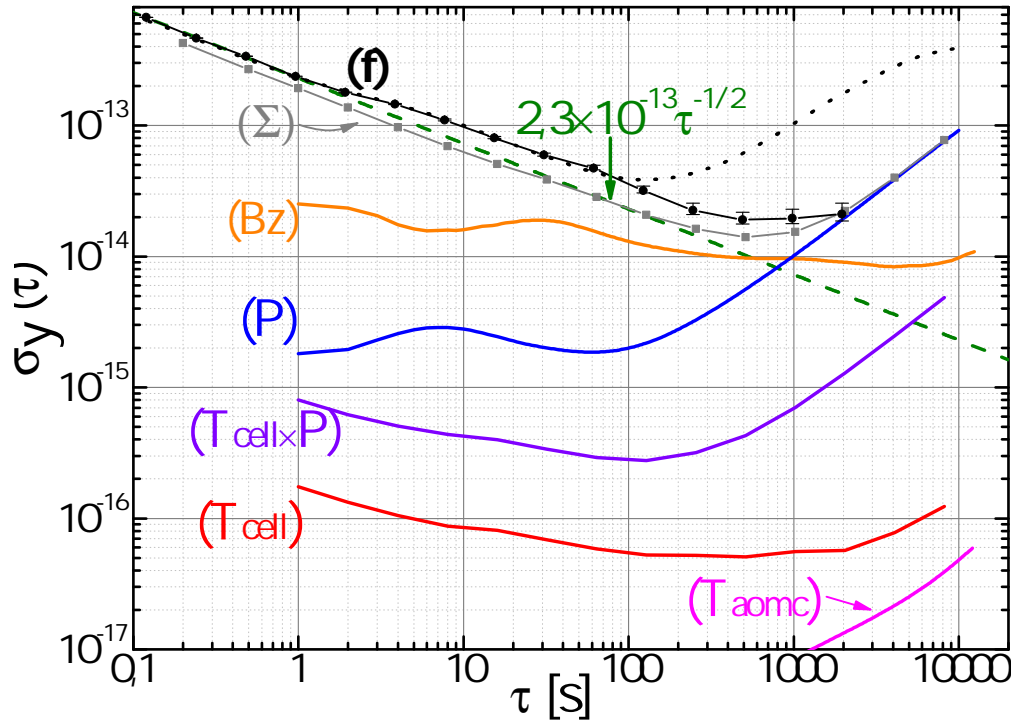


FIGURE 3.15: Contributions à la stabilité de fréquence, lorsque la température de l'expérience est thermalisée. (P) Puissances laser. (Bz) Champ magnétique. (T_{cell}×P) Sensibilité thermique aux taux de déplacement de puissance. (T_{cell}) Déplacement collisionnel. (T_{aomc}) Contribution de la puissance totale via la fluctuation de température de l'AOM commun. (Σ) Somme quadratique de toutes les contributions. (f) Stabilité mesurée de la fréquence d'horloge (en pointillés noirs : mesure dans les conditions précédentes). En pointillés verts : stabilité de fréquence à $2,3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$.

des AOM tardivement pendant ces travaux de thèse. La somme quadratique (Σ)' donne donc une contribution totale hypothétique de ce que serait la stabilité de fréquence de l'horloge. En pointillés bleus et violets (Figure 3.16) sont tracés les contributions dans le cas favorable où la puissance des lasers aurait le même comportement que celui mesuré sur le photodétecteur dans la boucle d'asservissement de puissance laser (Figure 3.10).

La régulation des AOM n'est pas encore satisfaisante parce qu'elle ne permet pas de reproduire la stabilité de puissance mesurée dans la boucle d'asservissement (pointillés bleus (P)'). Si c'était le cas, et si le champ magnétique était négligeable, la fréquence d'horloge devrait pouvoir être intégrée en $\tau^{-1/2}$ jusque 10 000 s.

Finalement, cette nouvelle contribution totale (Σ)' a été améliorée grâce à la régulation des températures des AOM d'asservissement de puissance, mais celle-ci reste encore limitante pour une horloge compacte qui vise les quelques 10^{-15} à 10 000 s. Nous avons vu que la température des AOM, même régulée, suit les variations lentes de température de l'enceinte qui contient l'expérience. Ces variations limitent donc la stabilité de puissance à moyen terme. À l'avenir, il sera alors très bénéfique d'isoler thermiquement tous les AOM de l'expérience et d'optimiser les circuits électroniques (PID) en fonction des nouvelles

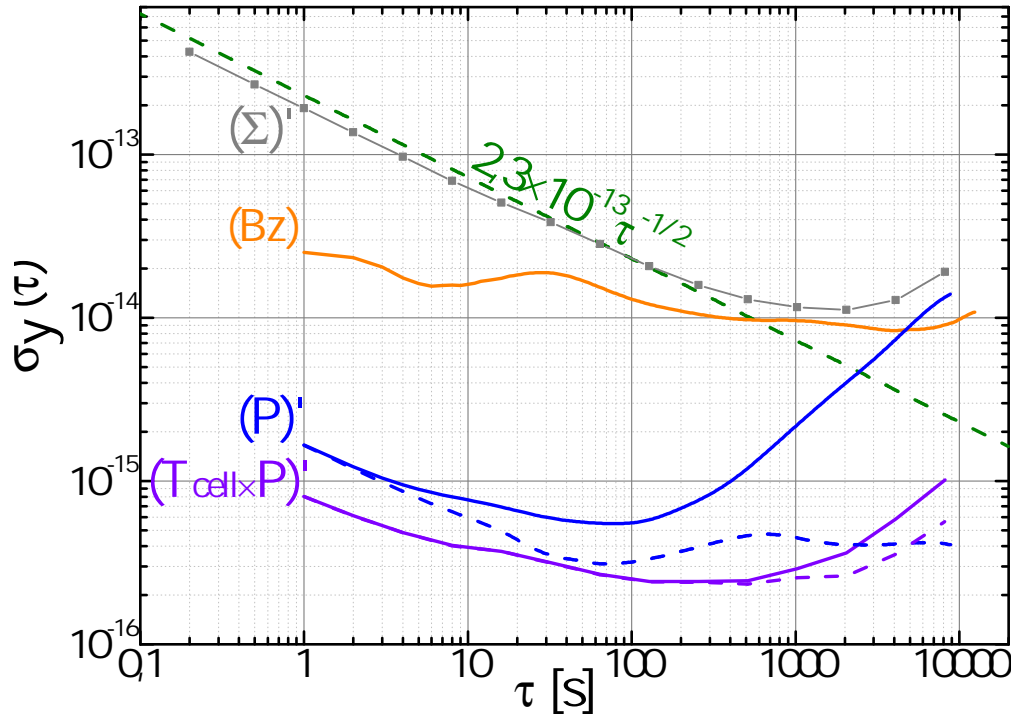


FIGURE 3.16: Contributions à la stabilité de fréquence, dans le cas où les AOM sont régulés en température. (P)' Puissances laser lorsque la température de l'AOM est régulée. (Bz) Champ magnétique. (T_{cell}×P)' Sensibilité thermique aux taux de déplacement de puissance. (Σ)' Somme quadratique de toutes les contributions. Les pointillés bleus (P)' et violets (T_{cell}×P)' : contributions calculées à partir d'une stabilité de puissance équivalente à celle mesurée sur le photodétecteur de la boucle d'asservissement de puissance.

constantes de temps associées au système isolé. Aux regards des mesures que nous avons faites, réduire les fluctuations de puissance de notre expérience ne semble pas impossible. D'autant plus que le niveau de stabilité de puissance dans la boucle d'asservissement, montre qu'il est techniquement possible d'avoir une contribution de la puissance à la fréquence d'horloge inférieure à 2×10^{-15} jusqu'au moins 10 000 s.

Les contributions à la stabilité de fréquence au temps d'intégration $\tau = 2\,000$ s sont présentées dans le Tableau 3.1, dans la situation où les AOM ne sont pas régulés en température ou lorsqu'ils le sont. En plus des effets des différents paramètres que nous avons décrits dans ce chapitre, nous ajoutons la contribution de l'effet Dick et celui du RIN en $1,9 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$. Quand les AOM sont régulés en température, la contribution dominante est celle des fluctuations du champ magnétique. Il faudra à l'avenir réduire ces fluctuations pour atteindre l'objectif d'instabilité de fréquence de $2,3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusque 10 000 s.

Effet	$\sigma_y(2\,000\text{ s}) \times 10^{14}$	
	AOM non régulés	AOM régulés
Puissance	1,95	0,4
Champ magnétique	0,9	
Dick+RIN	0,42	
Tcell×P	0,13	$3,6 \times 10^{-2}$
Déplacement collisionnel	$< 6 \times 10^{-3}$	
Total	2,19	1,1
Mesuré	2,1	-

TABLE 3.1: Contributions des différents effets de fluctuations à l'instabilité de fréquence de l'horloge à 2 000 s. Pour rappel, l'objectif à 2 000 s est d'avoir une instabilité de fréquence de $0,51 \times 10^{-14}$. La fluctuation de puissance totale due à une variation de température de l'AOM commun n'est pas présente dans le tableau parce qu'elle est négligeable.

3.4.1 Compensation des déplacements de puissance

Si les fluctuations de puissance restent encore dominantes, et ce malgré les optimisations de régulation des AOM, il peut être alors envisageable de tester une compensation des déplacements de puissance. Nous l'évoquons dans la partie 3.2.1 à propos de la dissymétrie de la frange centrale, J.-M. Danet a montré dans sa thèse [13] que la sensibilité magnétique des transitions adjacentes ($\Delta m_F = 2$) produisait un déplacement de fréquence sinusoïdal de l'effet du champ magnétique au deuxième ordre. Les taux de déplacement de fréquence avec la puissance sont d'amplitudes différentes et de signes opposés pour les états noirs d'horloge et les états noirs $\Delta m_F = 2$ adjacents. En effet, sur les deux transitions possibles, les taux de déplacements de puissance peuvent être diminués voire presque annulés pour la transition vers $F' = 3$ (Figure 3.17). Avec un champ magnétique de 8 μT , les taux de déplacements de puissance de chaque laser ($F = 3, F = 4 \rightarrow F' = 3$) sont respectivement très réduits à 0,03 Hz/($\mu\text{W}/\text{mm}^2$) et 0,05 Hz/($\mu\text{W}/\text{mm}^2$). Un tel champ magnétique permettrait de réduire la contribution des fluctuations de puissance à l'instabilité de fréquence moyen terme d'un facteur 20. Ce champ magnétique aurait cependant le désavantage de réduire l'amplitude du signal d'horloge de 20 % et donc d'augmenter d'autant l'instabilité de fréquence à court terme. L'amplitude dépend effectivement du champ magnétique [11]. Cette valeur de champ magnétique particulière n'a pas encore été testée sur cette expérience. Nous cherchions d'abord à atteindre la meilleure stabilité de fréquence possible à court terme compte tenu des réductions de bruits effectuées sur l'horloge.

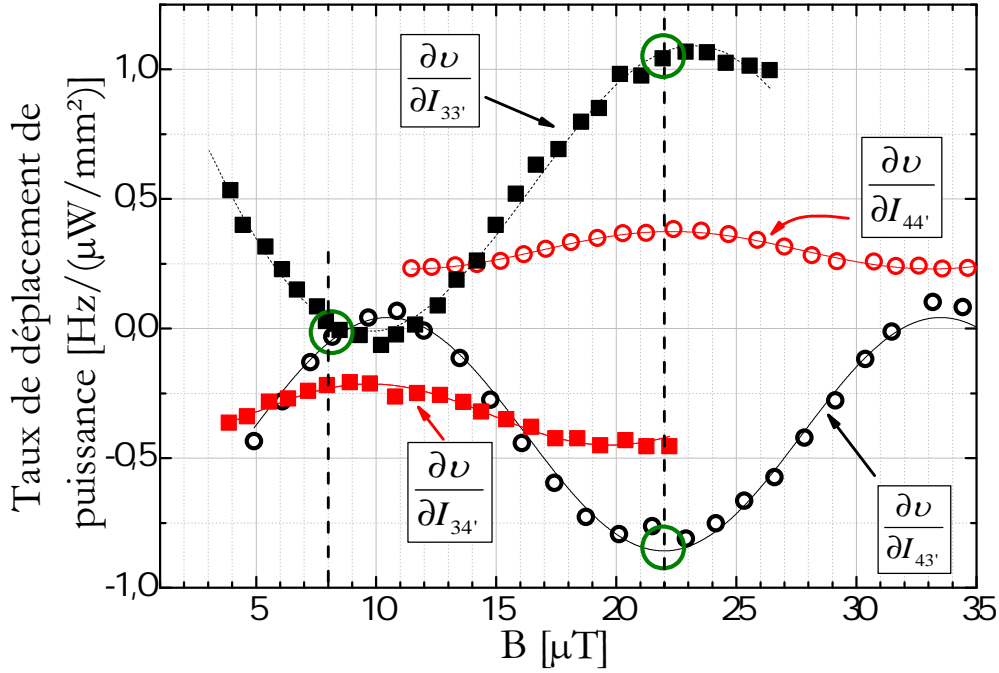


FIGURE 3.17: Taux de déplacement de puissance, en mode impulsif et en configuration Lin \perp Lin, en fonction du champ magnétique pour les deux transitions possibles. En noir, les lasers sont accordés vers l'état excité $F' = 3$, en rouge vers $F' = 4$. Les taux sont représentés par les carrés et les ronds. Les lignes sont des ajustements de sinusoides sur les mesures. Courbes extraites de [13].

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre consacré au moyen terme, nous avons rappelé les effets qui contribuent à l'instabilité de fréquence de l'horloge. Nous avons vu que malgré les asservissements de puissance mis en place, les fluctuations de puissances laser n'étaient pas négligeables au-delà d'une centaine de seconde d'intégration. Nous avons mis en évidence que cette dérive était liée au cristal de l'AOM. Cet AOM tourne la polarisation en fonction de la température et fausse ainsi le bon asservissement des puissances lasers. L'effet de la température de l'expérience sur les asservissements de puissance, et donc sur la fréquence d'horloge, a été confirmée par une mesure de stabilité de fréquence lorsque l'enceinte était thermalisée. D'autre part, une régulation de température préliminaire des AOM a aussi montré une amélioration des stabilités de puissance laser. Elles restent encore limitantes pour intégrer le bruit blanc de fréquence en $\tau^{-1/2}$ au delà de 2 000 s. Il serait donc souhaitable d'isoler davantage les éléments critiques qui perturbent la stabilité de puissance des lasers, les AOM dans un premier temps et probablement les photodétecteurs ensuite. Pendant ces travaux de thèse, l'accent a été mis sur les fluctuations de puissance laser, mais il est clair que le champ magnétique est aussi limitant. Une alimentation de courant bas bruit devrait réduire d'un facteur dix la contribution du champ magnétique à l'instabilité de fréquence à moyen terme (Annexe D).

Chapitre 4

Sources laser pour un prototype compact d'horloge CPT

4.1 Introduction

Nous nous intéressons dans ce chapitre à trois sources laser différentes de celles que nous utilisions jusqu'alors. La première source est un laser à cavité étendue plus compact. Les premières caractérisations que j'ai menées ont été effectuées avec l'aide de M. Hamdani dans le cadre de son stage de Master 2.

La deuxième source est un laser bifréquence et bipolarisation développé dans le cadre d'un projet ANR piloté par Thales Research and Technology (TRT). Ce projet rassemble le laboratoire Systèmes de Référence Temps-Espace (SYRTE), le Laboratoire Charles Fabry (LCF), le Laboratoire Aimé Cotton (LAC), le Laboratoire de Photonique et Nanostructures (LPN) et Thales Electron Devices (TED) comme partenaire industriel. Le but de ce projet est de développer une horloge CPT pulsée avec une source laser continue capable d'émettre deux fréquences lasers de polarisations linéaires croisées ($\text{Lin} \perp \text{Lin}$). La différence de fréquence entre les deux modes lasers est de 9,2 GHz, à la longueur d'onde 852 nm (transition D2 du césium, Annexe A). L'objectif de cette horloge est de démontrer une stabilité de fréquence en dessous de 5×10^{-13} à 1 s et de 2×10^{-14} au bout de 2 000 s d'intégration, dans un volume de 2 L comprenant le laser bifréquence, le banc optique et le résonateur atomique. L'électronique de contrôle de l'horloge sera séparée dans un *rack* de 19 pouces. Pour ce projet, j'étais notamment en charge de calculer les contributions des bruits du laser bi-fréquence à partir de mesure effectuées à TRT.

La dernière source présentée est un laser modulé qui génère les deux fréquences lasers pour l'interrogation CPT. Pour cette horloge développée au SYRTE, j'ai contribué à

l'amélioration du circuit d'asservissement de puissance laser. L'ensemble des travaux a été réalisé par P. Yun lors de son contrat post-doctoral dans le laboratoire.

4.2 Sources Laser

Pour atteindre l'objectif de $<5 \times 10^{-13}$ à 1 s, le bruit d'intensité relative des lasers doit avoir un niveau de RIN maximum de -130 dB/Hz, -140 dB/Hz et -145 dB/Hz, respectivement aux fréquences de Fourier à 100 Hz, 1 kHz et 10 kHz. Il faut aussi que le bruit de phase transporté optiquement ne soit pas limitant à cause de l'effet Dick. Le bruit de phase du signal à 9,2 GHz transporté optiquement tel qu'il a été présenté dans le deuxième chapitre (Figure 2.15) permettrait une contribution de l'ordre de 2×10^{-13} à 1 s. Pour chaque source laser nous décrivons les bruits qui peuvent limiter la stabilité de fréquence de l'horloge CPT.

4.2.1 Nouveaux Lasers à cavité étendue

4.2.1.1 Caractérisations

Les nouveaux lasers testés sur notre expérience sont des sources lasers Sacher Lasertechnik (Micron Laser : S1-0895-100-BFY). Elles possèdent un réseau de Bragg holographique gravé en volume (VHG, *Volume Holographic Grating*) [89–91]. Ce réseau sert à la fois à sélectionner la longueur d'onde et aussi à réfléchir partiellement le faisceau laser fermant ainsi la cavité étendue du laser. La fabrication d'un tel réseau étant facilement reproductible, ce type de laser peut être utilisé pour n'importe quelle longueur d'onde en ajustant la longueur du VHG [92]. Les lasers que nous avons achetés sont représentés schématiquement sur la Figure 4.1(a). Ils sont composés d'une diode laser à semi-conducteur émettant dans un guide d'onde. Le faisceau laser divergeant est mis en forme par un jeu de deux lentilles de collimation avant d'être réfléchi et spectralement filtré par le réseau de Bragg VHG. L'ensemble de la cavité étendue est fixé sur un support en cuivre régulé en température proche de l'ambiante à l'aide d'un élément à effet Peltier (invisible sur la Figure 4.1(a)). La fréquence du laser est réglée par sa température et son courant. Le support et la carte électronique des lasers VHG ont été conçus et réalisés au SYRTE. L'ensemble est présenté sur la photo de la Figure 4.1(b). Sur la photo de la Figure 4.1(c) sont présents tous les lasers.

Nous avons mesuré la puissance laser disponible en fonction du courant appliqué à la diode laser (Figure 4.2(a)). Le courant de seuil vaut 40 mA. De 45 mA à 80 mA la puissance évolue linéairement en fonction du courant. Nous décidons de travailler autour

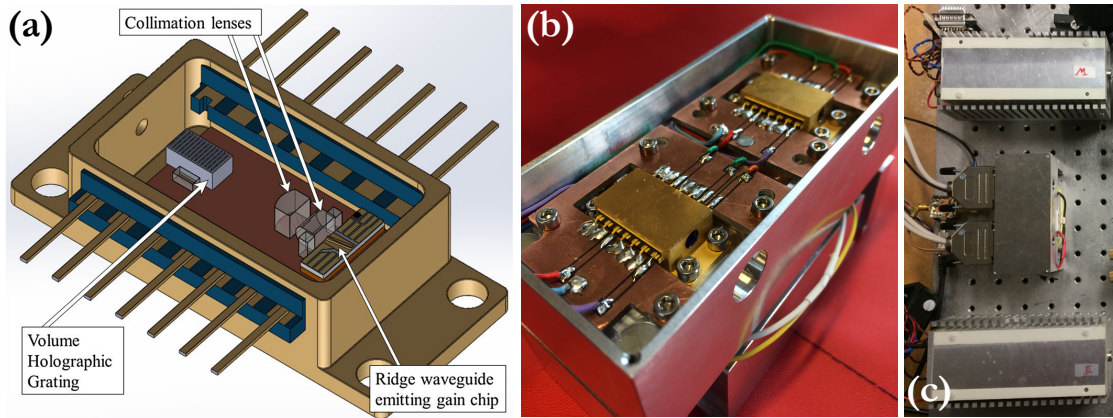


FIGURE 4.1: (a) Dessin de l'intérieur du laser, extrait de [92]. Il est composé d'un semi-conducteur avec guide d'onde (*Ridge waveguide emitting gain chip*), de deux lentilles de collimation et d'un réseau holographique en volume (VHG) pour sélectionner la longueur d'onde et pour fermer la cavité. (b) Photo de l'assemblage réalisé au laboratoire, les deux lasers sont montés côte à côte. (c) Photo de l'ensemble des lasers. En haut et en bas : le laser Maître (M) et le laser Esclave (E). Entre les deux, l'assemblage des lasers VHG présenté en (b).

de 70 mA, afin d'avoir suffisamment de puissance laser (~ 20 mW) et de préserver les diodes lasers d'un vieillissement hâtif. Les mesures de puissance obtenues correspondent aux données du constructeur. Les deux doublets du césium avec ces lasers sont obtenus en changeant la température et un peu le courant (Figure 4.2(b)).

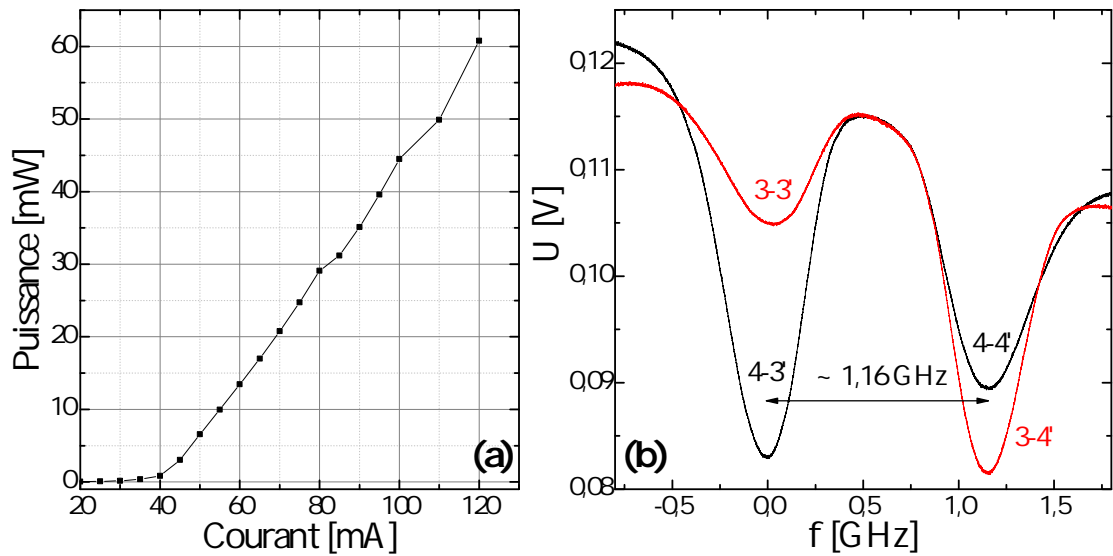


FIGURE 4.2: (a) Puissance laser émise en fonction du courant de la diode laser. (b) Les deux doublets du césium séparés de 9,2 GHz, obtenus avec un courant similaire de 70,9 mA à 0,1 mA près et une température de 17,0 °C et 20,3 °C respectivement pour $F = 3 \rightarrow F'$ (rouge) et pour $F = 4 \rightarrow F'$ (noir).

Les lasers sont asservis en fréquence à l'aide d'un montage d'absorption saturée. Un faisceau sonde et un faisceau pompe sont contra-propageants et superposés dans une cellule de césium (Figure 4.3). La détection synchrone numérique (DSN) module le signal RF du

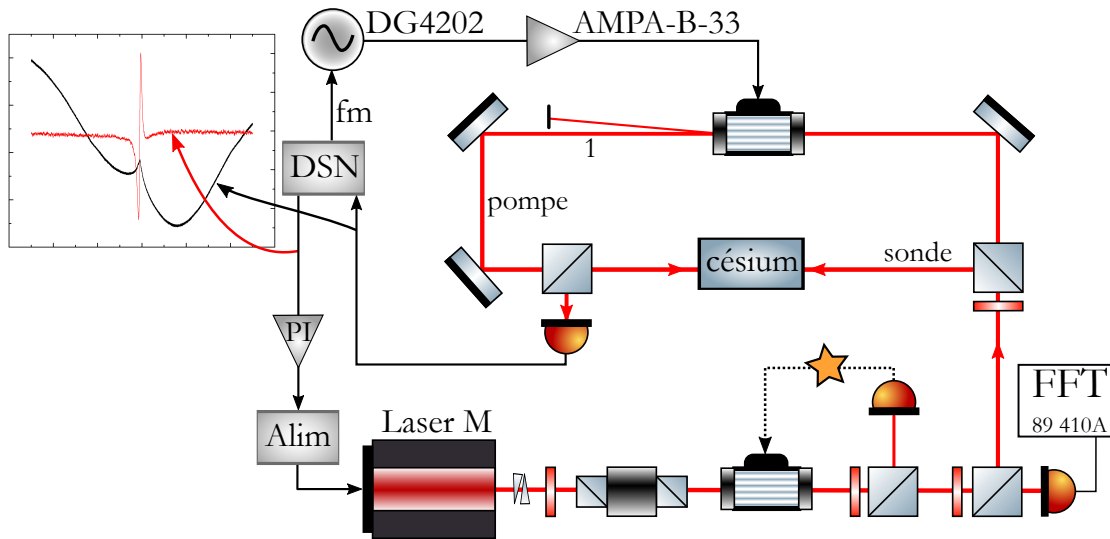


FIGURE 4.3: Schéma de l'absorption saturée avec lequel la fréquence du laser Maître est asservie.

synthétiseur (DG4202) qui pilote l'AOM placé sur le faisceau pompe, la modulation est transférée au signal sonde que la DSN démodule. Le signal d'erreur sert de discriminateur pour asservir la fréquence du laser Maître.

4.2.1.2 Bruit de fréquence

Avec ces nouvelles sources lasers, nous testons une autre DSN pouvant moduler jusqu'à 50 MHz (HF2LI *Lock-in Amplifier*, Zurich Instruments). Techniquement, la modulation est limitée par l'un des éléments actifs du montage de l'absorption saturée : le synthétiseur (DG4202, RIGOL), l'AOM, l'amplificateur RF (AMPA-B-33, AA Opto-Electronic), ou encore le photodétecteur. Dans notre cas, c'est le synthétiseur qui a une bande passante de quelques MHz. Notre ancienne DSN ne pouvait pas moduler à plus de 156 kHz. Pour ce nouvel asservissement de fréquence du laser Maître, nous optimisons la valeur de la pente du signal d'erreur divisée par le bruit. Il a été montré [93] que la pente du signal d'erreur augmente avec la fréquence de modulation. La valeur de la pente augmente jusqu'à une valeur optimale : $f_m = 0,67 \times \Gamma$, avec Γ la largeur de raie du pic de l'absorption saturée. Pour $f_m/\Gamma > 0,67$, le signal se déforme. Les lobes du signal d'erreur se séparent et laissent apparaître une pente plus petite autour de la valeur nulle du signal d'erreur [94]. Sur notre montage la largeur de raie du pic de l'absorption saturée est de l'ordre de 13 MHz, soit à peu près trois fois la largeur naturelle de la raie D1 du césium (4,6 MHz). Avec une largeur de raie de 13 MHz, il faudrait appliquer une fréquence de modulation de 8,7 MHz. Or, nous sommes limité à quelque MHz.

La fréquence de modulation qui optimise le signal d'erreur divisé par le bruit est égale à 1 MHz (Figure 4.4). Au-delà de 2 MHz, la bande passante du synthétiseur est limitante

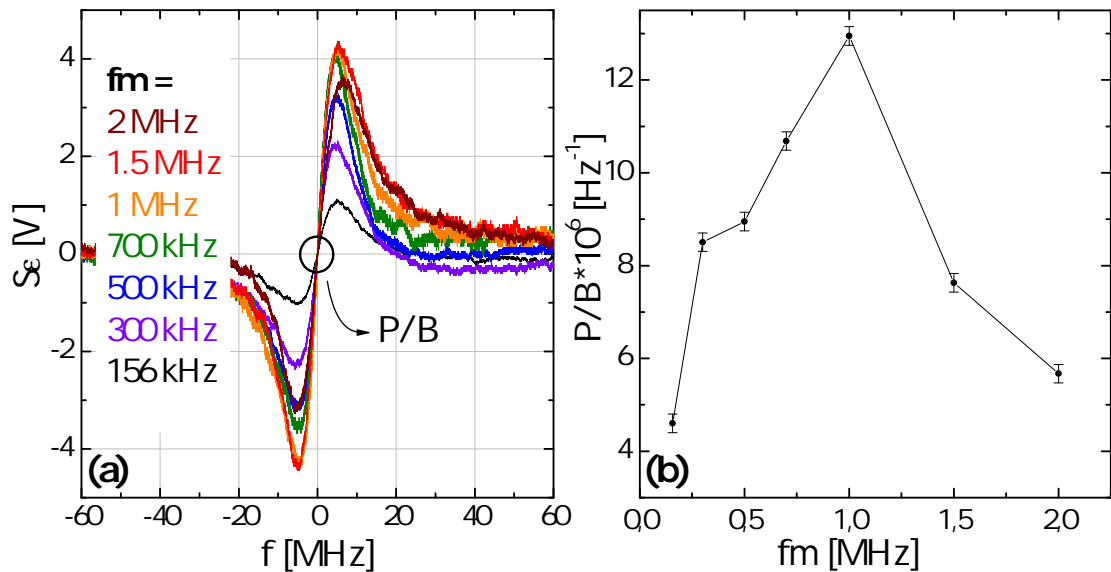


FIGURE 4.4: (a) Signal d'erreur S_e pour différentes fréquences de modulation f_m . (b) Pente du signal d'erreur divisée par le bruit de la pente P/B en fonction de la fréquence de modulation.

et le signal d'erreur déformé ne pouvait être mesuré correctement (amplitude inférieure à 0,1 V). À $f_m = 1$ MHz, la pente du signal d'erreur obtenue est de 2 $\mu\text{V}/\text{Hz}$, soit un facteur 40 fois plus grand par rapport à l'ancienne DSN. Un plus grand discriminateur de fréquence améliore l'asservissement. La fréquence du laser Maître est asservie par une rétroaction sur l'alimentation de courant. Ce qui a pour conséquence de dégrader le bruit d'intensité du laser. Plus le gain de l'asservissement de fréquence est élevé

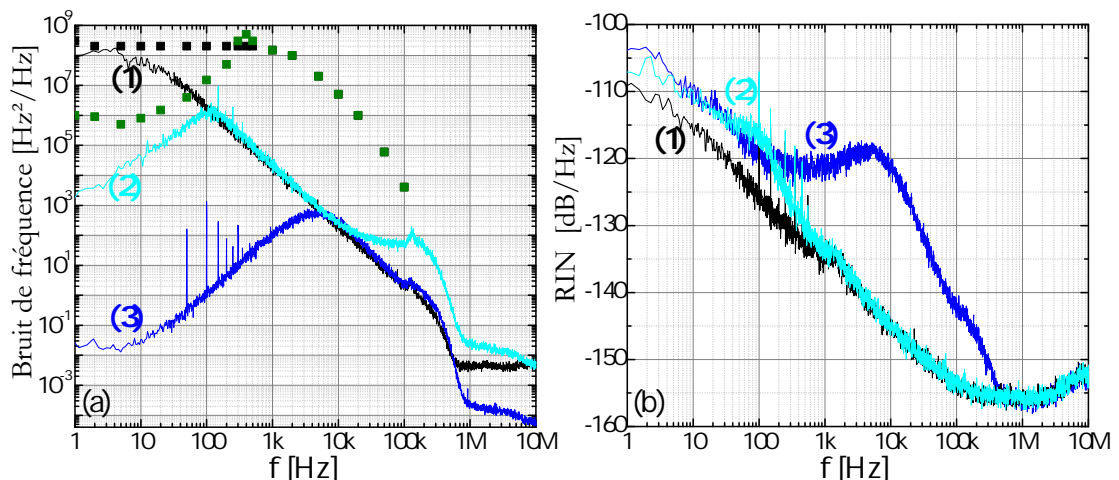


FIGURE 4.5: (a) Densité spectrale de puissance du bruit de fréquence du laser Maître. (1) La fréquence est libre. En pointillés noirs : Bruit de fréquence de l'ancien laser lorsque la fréquence est libre, et en pointillés verts lorsque la fréquence de l'ancien laser est asservie (2) Bruit de fréquence du laser lorsque la fréquence est asservie avec un faible gain. (3) Bruit de fréquence du laser lorsque la fréquence est asservie avec un gain élevé. (b) Densité spectrale de puissance du bruit d'intensité relatif lorsque la puissance laser n'est pas asservie. (1) La fréquence n'est pas asservie non plus. (2) La fréquence est asservie avec un gain faible. (3) La fréquence est asservie avec un gain élevé.

(Figure 4.5(a)(3)), et plus la dégradation du bruit d'intensité est grande (b)(3). Deux situations extrêmes sont visibles dans la Figure 4.5(a) montrant la dégradation du bruit d'intensité du laser (Figure 4.5(b)). Le bruit de fréquence du laser VHG Maître est au moins un ordre de grandeur inférieur, de 1 Hz à 100 Hz, à celui de l'ancien laser. Ce bruit de fréquence ne limitait pas la stabilité de l'horloge avec les anciens lasers, nous avons vérifié que c'était aussi le cas avec ces lasers VHG. Nous choisissons donc l'asservissement de fréquence qui dégrade le moins le bruit d'intensité relatif (Figure 4.5(b)(2)).

Une fois la différence de fréquence asservie entre les deux lasers, nous avons mesuré un bruit de phase à 9,2 GHz qui donne une contribution de l'effet Dick à la stabilité de fréquence de $2,0 \times 10^{-13}$ à 1 s pour ces lasers VHG. Cette contribution n'est pas limitante pour l'objectif de stabilité de fréquence. La largeur de raie des lasers VHG est plutôt similaire à celle que nous avons avec les anciens lasers (Annexe D). Ceci peut expliquer le même ordre de grandeur de la contribution de l'effet Dick obtenue avec les anciens et les nouveaux lasers.

4.2.1.3 Bruit d'intensité

Sans que la puissance des lasers ne soit asservie, le bruit d'intensité relative des lasers VHG est 5 à 10 dB moins élevé de 100 Hz à 100 kHz que celui des précédents lasers (Figure 4.6). En asservissant la puissance laser, le RIN des lasers VHG est légèrement moins bruyant au-delà de 50 kHz que celui des anciens lasers. Dans la mesure où il y a moins de bruit à filtrer par l'asservissement, l'excès de bruit dû à la bande passante est moins visible (Figure 4.6(2)). Ainsi, le RIN est en dessous de -150 dB/Hz de 400 Hz à au-delà de 1 MHz. La dégradation du bruit d'intensité, que provoque l'asservissement de fréquence, est bien corrigé par l'asservissement de puissance. Une légère dégradation autour de 20 kHz est à noter tout de même dans le cas où le gain de l'asservissement de fréquence est le plus élevé (Figure 4.6(3)). Le RIN après l'AOM commun est dégradé de la même quantité que ce que nous obtenions avec les anciens lasers. Le niveau de bruit d'intensité des nouveaux lasers a une contribution similaire de l'ordre de 5×10^{-14} à 1 s.

4.2.1.4 Bilan

Avec les lasers VHG, nous avons mesuré une stabilité de fréquence préliminaire de l'horloge en utilisant la même séquence temporelle et les mêmes paramètres de température, champ magnétique et intensité. Nous avons mesuré une stabilité de fréquence de $5,3 \times 10^{-13}$ à 1 s. À ce jour, nous ne savons pas expliquer pourquoi la stabilité à court terme de l'horloge est dégradée, alors que les mesures de bruit de phase, de bruit de

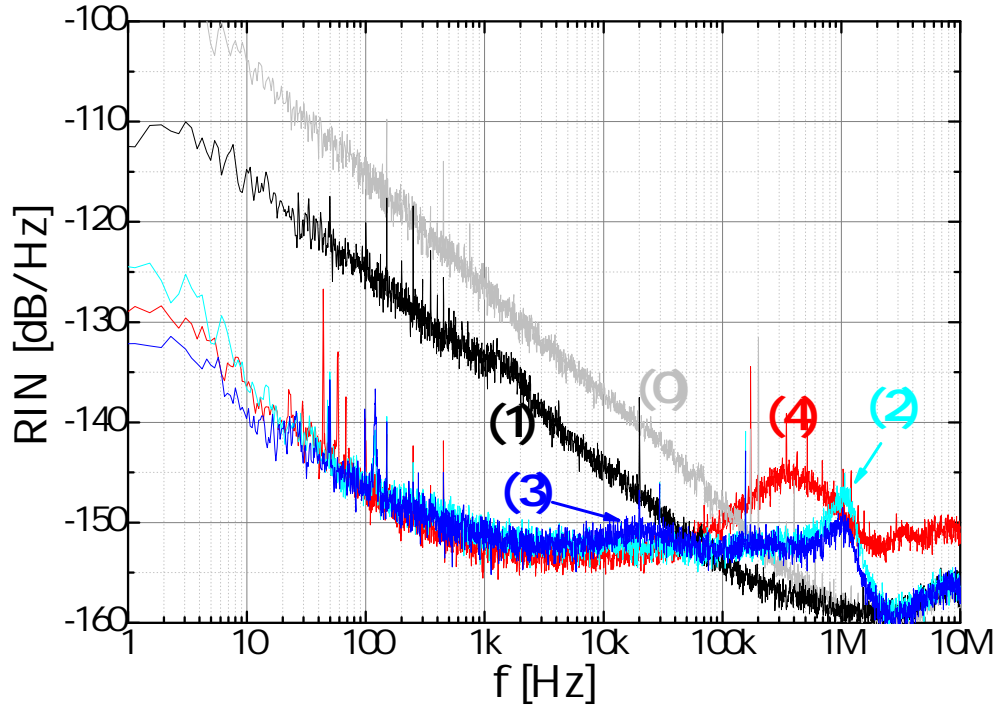


FIGURE 4.6: Densité spectrale de puissance du bruit d'intensité relative (RIN) des lasers. (0) Ancien laser non asservi. (1) Nouveau laser non asservi. (2) et (3) Nouveau laser asservi en puissance, lorsque la fréquence est asservie respectivement avec un gain faible et élevé. (4) Ancien laser asservi en puissance. Le numéro et la couleur des courbes (2) et (3) sont reliés aux courbes présentées dans la Figure 4.5.

fréquence et de RIN semblent indiquer le contraire. Il est possible qu'un autre bruit n'ait pas été décelé. Des vérifications seront effectuées afin de comprendre cela.

L'asservissement d'un laser sur un autre avec une boucle à verrouillage de phase optique n'est pas forcément la solution la plus simple pour une horloge compacte. La séparation spatiale des faisceaux lasers nécessite plus de place et des réglages supplémentaires. Pour obtenir une meilleure fiabilité et compacité, une autre source laser est aussi étudiée.

4.2.2 Laser bifréquence

4.2.2.1 Introduction

Pour remplacer les deux lasers à cavité étendue verrouillés en phase, il est possible d'utiliser une seule source laser à cavité étendue pouvant émettre sur deux modes. Pour le projet d'horloge compact CPT, une source laser bifréquence et bipolarisation est donc à l'étude. La source bifréquence est un *Vertical External Cavity Surface Emitting Laser* (VECSEL) pompée optiquement, la cavité étendue est présentée sur la Figure 4.7. La

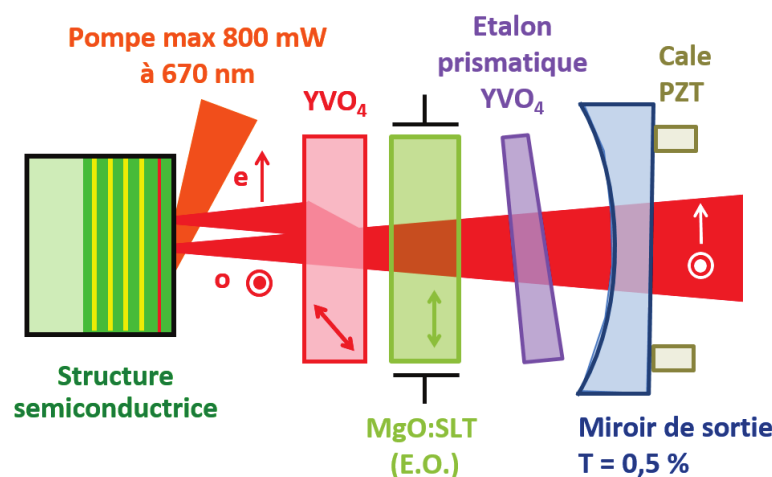


FIGURE 4.7: Schéma de la cavité du VECSEL bifréquence et bipolarisation, extrait de [95]. E.O. : cristal électro-optique.

structure semi-conductrice développée au LPN est pompée optiquement par un laser à 670 nm [96]. Les deux polarisations sont séparées spatialement par la lame YVO₄ afin que les modes n'entrent pas en compétition entre eux. Le cristal de MgO:SLT électro-optique (EO) biréfringent est orienté afin que son axe extraordinaire coïncide avec la polarisation extraordinaire de la cavité. La différence de fréquence de 9,2 GHz entre les deux modes est ajustée en appliquant une correction sur ce cristal EO. L'étalon prismatique YVO₄ filtre les autres modes. Une cale piézoélectrique est collée au miroir convexe de sortie pour ajuster finement la longueur de la cavité et donc la fréquence du laser sur la transition atomique D2 du césium.

L'architecture de ce laser est encore à l'étude au LCF et il est possible qu'elle soit amenée à évoluer afin d'optimiser les différents asservissements (fréquence, 9,2 GHz, température) qui agissent directement sur les éléments présentés ci-dessus. Nous allons ci-après décrire le montage expérimental prévu pour ce projet d'horloge CPT dans lequel sera inséré le VECSEL bifréquence.

4.2.2.2 Montage expérimental

Le banc optique de l'horloge CPT avec le VECSEL bifréquence possède les fonctions du banc existant pour l'horloge $\text{Lin}\perp\text{Lin}$, avec l'avantage d'une réduction du nombre de composants optiques. Le laser émet deux polarisations linéaires en un seul faisceau laser. En faisant un montage d'absorption saturée (Figure 4.8) la longueur d'onde du laser est réglée, tandis que le battement entre les deux polarisations détectées sur le photodétecteur rapide sert à asservir la différence de fréquence des deux modes lasers. Le faisceau

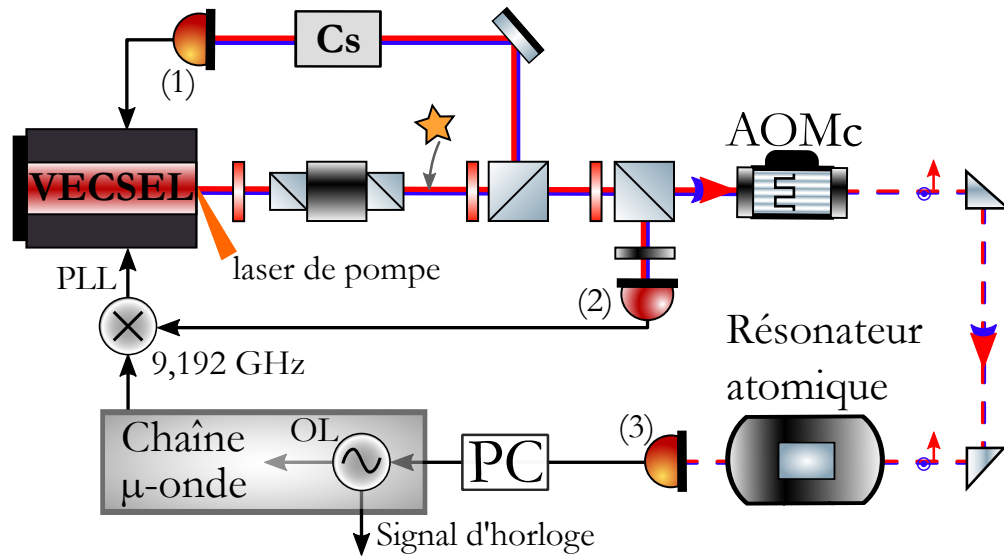


FIGURE 4.8: Montage expérimental prévisionnel de l'horloge CPT avec le VECSEL bifréquence. AOMc : modulateur acousto-optique commun. PLL : boucle à verrouillage de phase. (1) Photodétecteur pour l'absorption saturée. OL : oscillateur local. (2) Photodétecteur rapide pour détecter le battement à 9,2 GHz. (3) Photodétecteur d'horloge. L'étoile jaune représente un asservissement de puissance.

laser traverse un modulateur acousto-optique afin d'interroger les atomes en mode pulsé. Le signal atomique est détecté par le photodétecteur d'horloge (Figure 4.8(3)).

À partir des retours d'expériences sur le banc optique de l'horloge $\text{Lin}\perp\text{Lin}$ et du schéma du montage expérimental, le service mécanique du SYRTE est en train de développer une architecture compacte du banc optique pour le laser bifréquence. Le résonateur atomique est identique à celui présenté dans le premier chapitre. L'AOM qui sert à l'asservissement de puissance est posé sur un support mécanique réglable afin d'optimiser l'interaction acousto-optique (Figure 4.9). Cette architecture devrait permettre de tester le laser bifréquence prochainement.

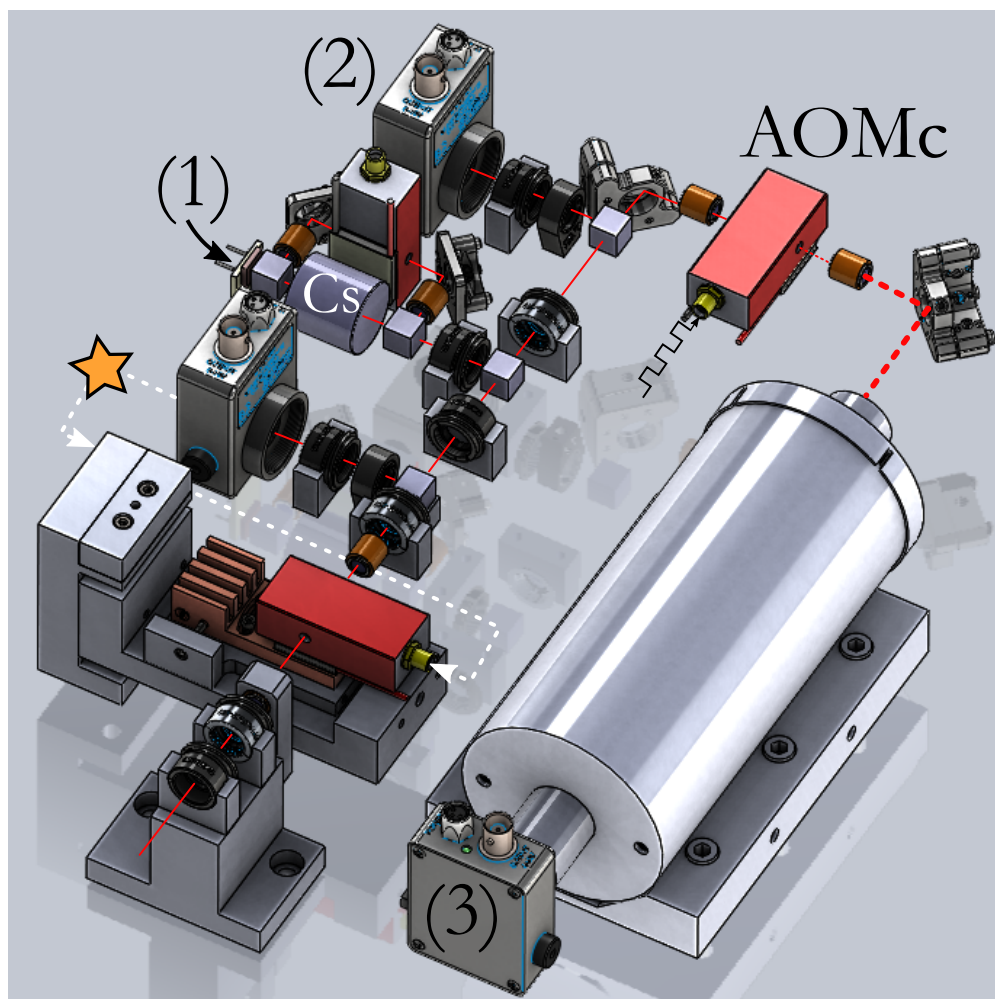


FIGURE 4.9: Design du banc optique pour le laser bifréquence. Les photodétecteurs : (1) pour l'absorption saturée, (2) pour le battement à 9,2 GHz et (3) le photodétecteur d'horloge. L'AOMc fait les impulsions lumineuse. L'asservissement de puissance est représenté par l'étoile jaune, avec la rétroaction symbolisée par les pointillés blancs. Le cylindre est le résonateur atomique, dans lequel se trouve la cellule de césium. Le laser bifréquence n'est pas présenté. Dessin réalisé par D. Holleville du service mécanique du SYRTE.

4.2.2.3 Bruit d'intensité du VECSEL bifréquence

Les travaux effectués au LCF montrent que le bruit d'intensité de la pompe laser est transféré au bruit d'intensité de chaque mode du laser avec une dégradation pouvant aller de 15 à 20 dB. Ils ont un niveau de bruit d'intensité relative (RIN) plancher de -130 dB/Hz. Un tel plancher ne permettra pas d'avoir une contribution du RIN à la stabilité de fréquence en dessous de 5×10^{-13} à 1 s. Le facteur de dégradation du bruit d'intensité dépend du taux de pompage, du couplage entre les deux modes lasers et de la corrélation des fluctuations de puissance du laser de pompe transférées aux deux modes lasers [97]. Dans la thèse de P. Dumont [95], il est précisé que les bruits d'intensité laser des deux modes lasers seront d'autant plus faibles que le recouvrement spatial entre les

deux modes sera faible et que la corrélation des bruits de pompage de chacun des modes sera forte. L'objectif est de corriger le bruit d'intensité de chacun des deux modes en les détectant tous les deux sur un même photodétecteur afin de les comparer à une tension de référence. En effet, avec une forte corrélation entre les bruits d'intensité des modes lasers, il est souhaitable de corriger l'ensemble sans avoir à séparer les polarisations pour ne pas complexifier le banc optique. Davantage de détails sur la corrélation des bruits d'intensité et de bruit de phase dans des VECSEL bifréquences, sont présentés dans les références citées un peu plus haut ou encore dans les travaux du LAC [98].

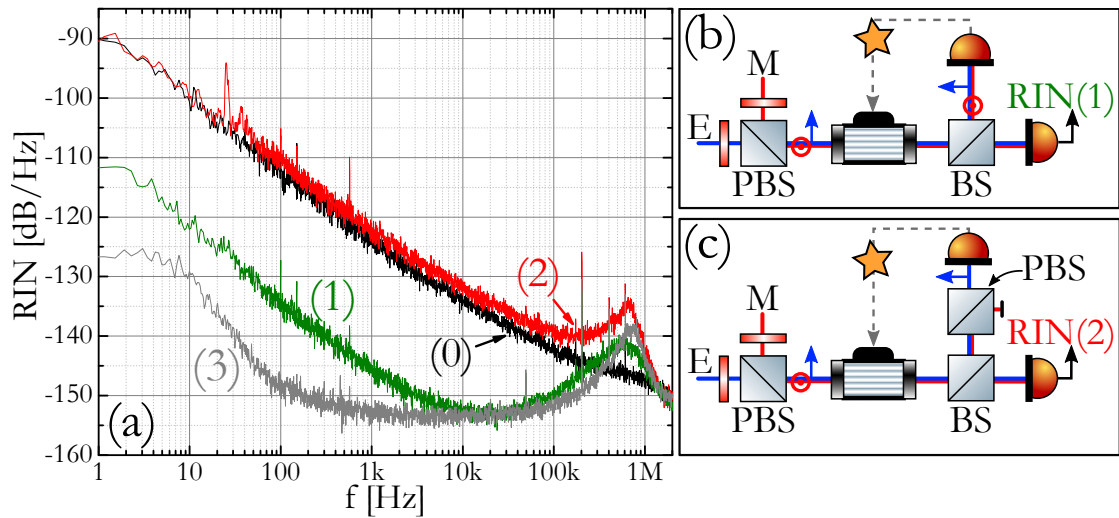


FIGURE 4.10: (a) Bruit d'intensité relative des lasers pour plusieurs situations, mesuré en dehors de la boucle d'asservissement. (0) Les puissances lasers ne sont pas asservies. (1) La puissance laser totale est asservie en détectant les deux polarisations. (2) La puissance laser totale est asservie en ne détectant qu'une polarisation. (3) La puissance asservie typique pour un seul laser détecté et mesuré. Les schémas (b) et (c) montrent les situations pour comprendre les RIN mesurés (1) et (2).

Sur l'expérience $\text{Lin}\perp\text{Lin}$ au SYRTE, les bruits d'intensité de chaque laser ne sont pas corrélés. Aussi, il est important d'implémenter un asservissement de puissance pour chaque polarisation. Nous avons tout de même mesuré le bruit d'intensité obtenu en détectant les deux polarisations ou une seule. Lorsque les deux polarisations sont détectées sur le photodétecteur de la boucle d'asservissement (Figure 4.10(b)) et que la correction est appliquée sur les deux faisceaux lasers, le RIN obtenu (1) n'est pas aussi satisfaisant que lorsque que nous corrigeons et mesurons un seul faisceau laser (3). Le bruit en f^{-1} est dégradé d'une quinzaine de dB à 100 Hz.

Enfin, la situation la moins favorable consiste à détecter une seule polarisation, comme cela est attendu pour des lasers non-corrélés (Figure 4.10(c)), et d'appliquer la correction sur les deux lasers. En effet, le bruit d'intensité relative n'est pas corrigé. Il est même dégradé (Figure 4.10(a)(2)) par rapport à la situation où les lasers ne sont pas asservis. Finalement, pour des lasers non corrélés, il est préférable d'asservir indépendamment

chaque laser plutôt que d'asservir la puissance laser à partir du bruit total. Il sera intéressant de comparer ce résultat avec une étude similaire appliquée au laser bifréquence où les bruits d'intensité des deux modes laser peuvent être corrélés.

Pour le VECSEL bifréquence émettant un faisceau laser à 852 nm, il faut prendre en compte une dégradation d'un facteur 2,5 à 5 sur le contraste du signal CPT [99] (c'est aussi le cas pour le rubidium [100]). De ce fait, les exigences sur le RIN des lasers sont plus élevées. Le RIN des lasers obtenu sur notre expérience $\text{Lin}\perp\text{Lin}$ après le passage par l'AOM commun (Figure 4.11(a)) a une contribution à la stabilité de fréquence de l'ordre de 5×10^{-14} à 1 s. En dégradant de 2 dB en 2 dB ce RIN, nous traçons sur

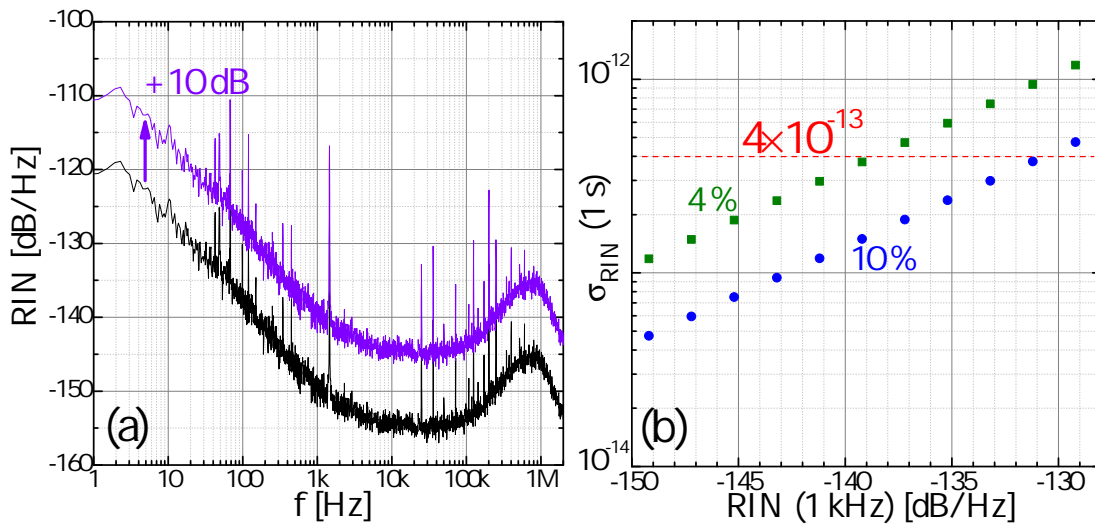


FIGURE 4.11: (a) Bruit d'intensité des lasers après l'AOM commun (noir), un exemple de la même courbe est tracé avec une dégradation de 10 dB (violet). (b) Contribution à la stabilité de fréquence du bruit d'intensité en fonction de la dégradation du RIN présentée en (a), pour un contraste de 4 % et 10 % (vert et bleu). Les tirets rouges représentent la contribution à ne pas dépasser.

la Figure 4.11(b) la contribution du RIN sur la stabilité de fréquence de l'horloge à 1 s en fonction du niveau de RIN à 1 kHz, lorsque le contraste des franges de Ramsey vaut 4 % ou 10 %. La valeur estimée de 4 % est déterminée en diminuant d'un facteur 2,5 le contraste typique de 10 % que nous avons sur l'expérience pour tenir compte de l'utilisation de la raie D2. Nous n'avons pas testé sur l'horloge la comparaison des contrastes en mode pulsé selon une mesure effectuée sur la D1 ou la D2. Il est possible que le contraste soit plus faible que cela.

Pour obtenir une contribution du RIN à la stabilité de fréquence ne dépassant pas 4×10^{-13} à 1 s, il faudrait que le bruit d'intensité du VECSEL bifréquence ait un niveau de bruit à 1 kHz de $-139,2$ dB/Hz¹ (courbe violette Figure 4.11(a)). C'est-à-dire

1. Attention, le niveau du bruit d'intensité à 1 kHz ne doit pas être pris en compte tout seul pour déduire le niveau de RIN à atteindre pour avoir une contribution faible. C'est bien le bruit sur tout le spectre de Fourier qui contribue, en particulier de 100 Hz à 10 kHz comme nous l'avons vu dans le

une dégradation maximale de 10 dB par rapport au bruit que nous mesurons sur notre expérience après l'AOM commun. Ceci est valable avec les paramètres d'horloge donnés dans les chapitres précédents et avec l'hypothèse que le contraste obtenu en mode pulsé, avec le VECSEL bifréquence, serait de 4 %.

Une autre façon d'envisager de réduire le bruit d'intensité des deux modes lasers est de réduire le bruit d'intensité du laser de pompe, puisque ce bruit est transmis aux bruits d'intensité du laser bifréquence. Des tests dans ce sens sont effectivement effectués à TRT, où une rétroaction agit directement sur l'alimentation du courant du laser de pompe. Un asservissement permet de réduire le RIN du laser de pompe (Figure 4.12)

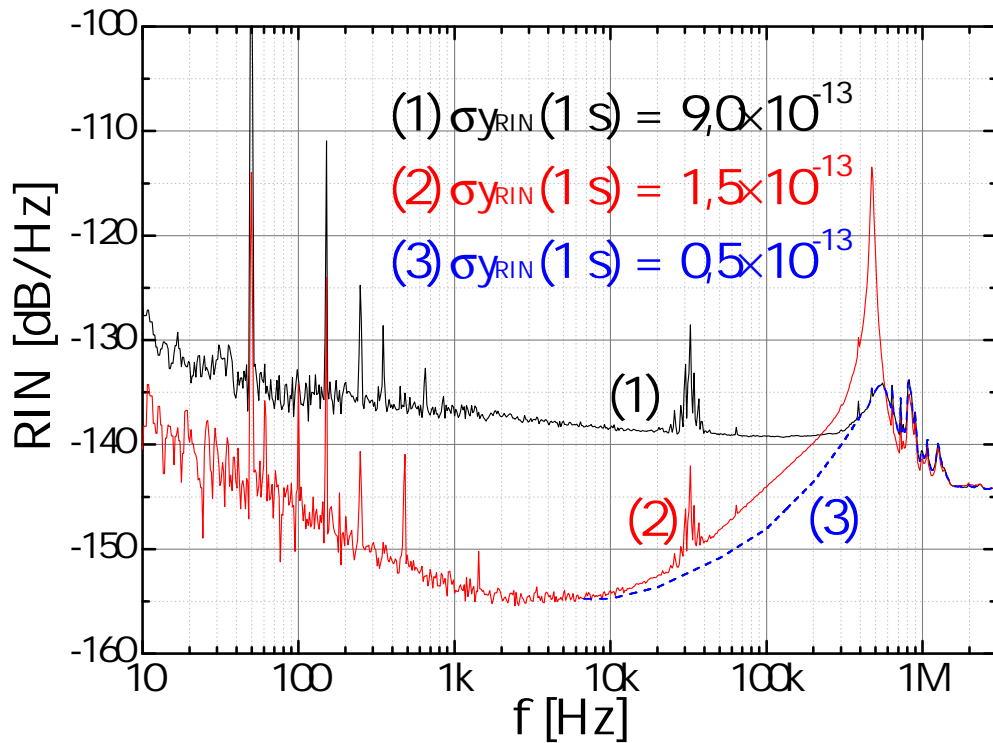


FIGURE 4.12: Bruit d'intensité relative du laser de pompe. (1) Puissance libre. (2) Puissance asservie. (3) Puissance asservie sans excès de bruit. Les courbes (1) et (2) ont été mesurées à TRT.

de sorte à obtenir une contribution à la stabilité de fréquence de $1,5 \times 10^{-13}$ à 1 s. Un RIN hypothétique est tracé sans l'excès de bruit visible autour de la bande passante à 450 kHz (Figure 4.12(3)) probablement dû à une mauvaise optimisation du gain. Avec un RIN où le gain serait optimisé et une transmission sans amplification pour le bruit du laser bifréquence, la contribution serait de $5,1 \times 10^{-14}$ à 1 s. Malheureusement, il faut compter un facteur de 15 à 20 dB d'amplification pour le bruit d'intensité relative du laser bifréquence. À partir de la courbe Figure 4.12(c) et en prenant en compte une amplification de 20 dB, nous calculons une contribution du RIN à la stabilité de fréquence

deuxième chapitre. La valeur de RIN à 1 kHz n'est qu'indicatrice pour se repérer par rapport à la courbe noire de la Figure 4.11(a).

de 1×10^{-12} à 1 s. Ce qui est évidemment beaucoup trop élevé pour un objectif de stabilité de fréquence inférieur à $5 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$.

4.2.2.4 Bruit de phase

En plus du bruit d'intensité relative, le bruit de phase du signal à 9,2 GHz contribue aussi à la stabilité de fréquence de l'horloge à court terme. La mesure du bruit de phase à 9,2 GHz du battement entre les deux modes du VECSEL bifréquence est présenté Figure 4.13. À partir de cette mesure effectuée au LCF, la contribution du bruit de

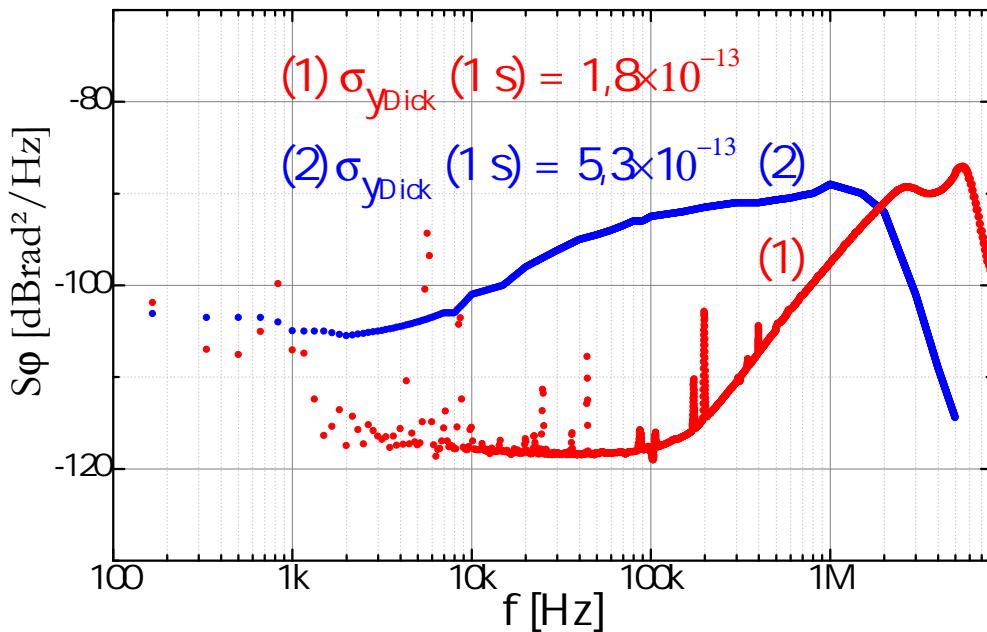


FIGURE 4.13: Bruits de phase à 9,2 GHz. (1) Lin⊥Lin au SYRTE. (2) VECSEL au LCF, mesure extraite de [95].

phase – l'effet Dick – à la stabilité de fréquence de l'horloge à 1 s est calculée. Avec la même séquence d'horloge présentée dans les premiers chapitres, la contribution est de $5,3 \times 10^{-13}$ à 1 s. Ce bruit de phase sera limitant pour le prototype d'horloge de ce projet, s'il n'est pas davantage optimisé. À titre de comparaison, nous avons tracé le bruit de phase à 9,2 GHz du signal que nous obtenions avec les anciens lasers (Figure 4.13(1)).

Malgré les bruits à court terme qui devront être améliorés pour les besoins de l'horloge, le VECSEL bifréquence semble tenir ses promesses puisqu'un signal CPT a déjà été détecté au LCF en mode continu [95] sur un montage qui se rapproche du montage d'horloge prévu pour ce projet. D'autre part, des structures semi-conductrices pouvant laser à 895 nm sont en cours de développement au LPN. Plus favorables pour le contraste, ces structures à 895 nm devraient être utilisées pour une éventuelle horloge CPT bifréquence de deuxième génération.

4.2.3 Comparaisons d'horloges compactes

Après avoir exposé le projet d'horloge à piégeage cohérent de population en utilisant un laser bifréquence, nous nous proposons ici de comparer les objectifs de cette horloge avec d'autres horloges. L'horloge MuClock vendue par Muquans est une horloge à base

Caractéristiques	PHM	MuClock	Spec.Dyn.	POP	BF CPT	PP
$\sigma_y(1 \text{ s}) \times 10^{13}$	25	≤ 3	8	2	< 5	2,3
$\sigma_y(2\ 000 \text{ s}) \times 10^{14}$	5,6	$\leq 0,7$	1,8	0,5	< 2	10
$\sigma_y(10\ 000 \text{ s}) \times 10^{15}$	10	< 3	8,5	2	-	-
Volume [L]	28	682	26	16,8	2 + 19"	-
Consommation [W]	≤ 76	200	-	40	< 20	-
Poids [kg]	18	135	28	9	-	-

TABLE 4.1: Comparaisons de prototypes d'horloges industrielles ou en cours d'industrialisation avec le maser passif à hydrogène (PHM) embarqué. MuClock est l'horloge de Muquans. Spec.Dyn : horloge développée par SpectraDynamics. POP : horloge pulsée à pompage optique développée à l'INRiM. BF : horloge CPT avec laser bifréquence. PP : horloge push-pull développée à FEMTO-ST.

d'atomes froids de rubidium, nous avons reporté les spécifications² dans le Tableau 4.1. L'horloge SpectraDynamics est aussi une horloge à base d'atomes froids de rubidium [40]. L'horloge POP, pour *Pulsed Optically Pumped* est une horloge à base de vapeur de rubidium. Elle a été étudiée en Italie, à l'INRiM [77] et elle est maintenant en cours de transfert vers l'industrie avec des objectifs présentées dans le Tableau 4.1. Pour le projet d'horloge CPT avec un laser bifréquence, le volume prévu est de 2 L avec une électronique de contrôle dans un *rack* de 19 pouces. Contrairement aux horloges PHM, MuClock et Spectra la démonstration de stabilité de fréquence pour l'horloge CPT avec un laser bifréquence n'est pas encore faite. Le laser étant un sujet d'étude à part entière qui exige des développements et optimisations, nous n'avons pas encore eu l'occasion de le tester dans une configuration métrologique. Pour l'horloge push-pull (PP), nous avons mis les performances d'horloge obtenues en laboratoire qui améliorent l'instabilité de fréquence à court terme [37]. Dans le Tableau 4.1, les volumes visés pour les horloges à base de vapeur chaude sont inférieurs à ceux des horloges utilisant des atomes froids, pour des stabilité de fréquence à court terme meilleures. Une performance d'horloge inférieure à 10^{-15} à 10 000 s reste encore à démontrer pour les horloges CPT.

2. https://www.muquans.com/images/stories/muquans_muclock.pdf

4.3 Double modulation CPT

Dans cette partie, nous allons décrire brièvement l'autre projet d'horloge CPT à double-modulation développée au SYRTE. L'horloge à double-modulation (DM) CPT a l'avantage de la réduction et de la simplification du montage optique. Il faut aussi souligner qu'en alternant les polarisations circulaires droites puis gauches, il n'existe pas de couplage entre les états $|F = 4, m_F = -1\rangle$ et $|F = 3, m_F = +1\rangle$, ni de couplage entre $|F = 3, m_F = -1\rangle$ et $|F = 4, m_F = +1\rangle$. Les transitions $\Delta_{m_F} = 2$ n'existent pas, le signal CPT ne peut pas être déformé par les états noirs adjacents, si bien que les déplacements de puissance sont naturellement réduits sur cette horloge.

4.3.1 Dispositif expérimental

La diode laser (DFB) de longueur d'onde 895 nm est modulée à 4,6 GHz (Figure 4.14) au travers d'un modulateur électro-optique (EOPM) pour créer les deux bandes latérales séparées donc de 9,2 GHz. La phase entre les deux bandes latérales est modulée à la fréquence f_m de façon synchrone avec le polariseur à cristaux liquides (LCPR). Après le LCPR et la lame quart-d'onde, les polarisations des deux faisceaux lasers sont alternativement circulaire droite puis gauche (transitions $\sigma + \sigma+$ puis $\sigma - \sigma-$).

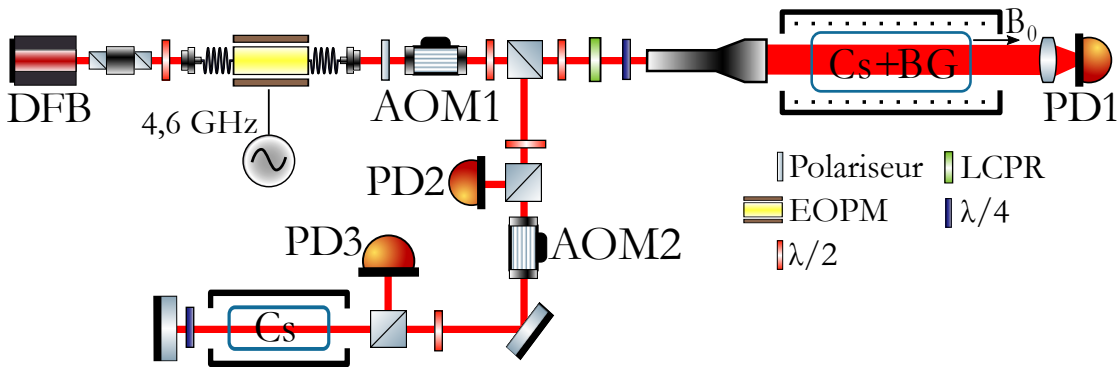


FIGURE 4.14: Schéma du dispositif expérimental de l'horloge DM-CPT. EOPM : modulateur de phase électro-optique. L'AOM1 sert à l'asservissement de puissance, AOM2 compense la désaccord optique causé par le gaz tampon (BG) dans la cellule d'horloge.

4.3.2 Paramètres de l'horloge

La séquence de l'horloge DM-CPT est représentée sur la Figure 4.15, les modulations de polarisation et de phase sont effectuées en même temps à la fréquence $f_m = 1/t_m$. La modulation de fréquence du signal à 4,6 GHz pour l'interrogation de part et d'autre du signal CPT est effectuée à la fréquence $F_M = 1/t_{F_M}$. Le temps t_d correspond au temps

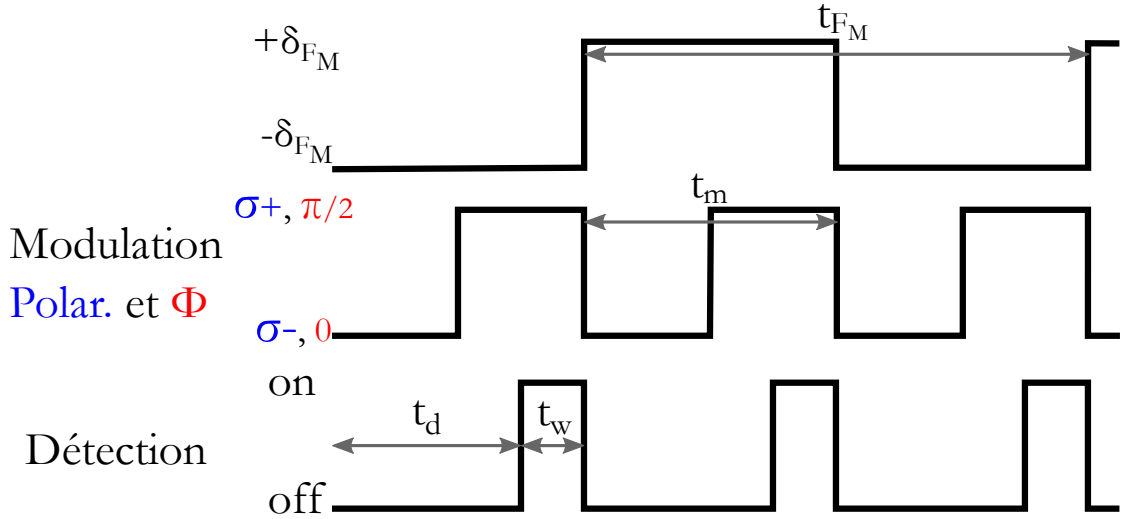


FIGURE 4.15: Séquence temporelle de l'horloge à double-modulation.

de pompage nécessaire pour accumuler les atomes dans l'état noir, t_w est le temps de la fenêtre de détection. Afin d'optimiser facilement les paramètres de la séquence d'horloge conjointement avec la puissance laser et la température de la cellule, ce sont la pente du signal d'erreur divisé par le signal CPT et le contraste divisé par la largeur du signal CPT qui ont été étudiés.

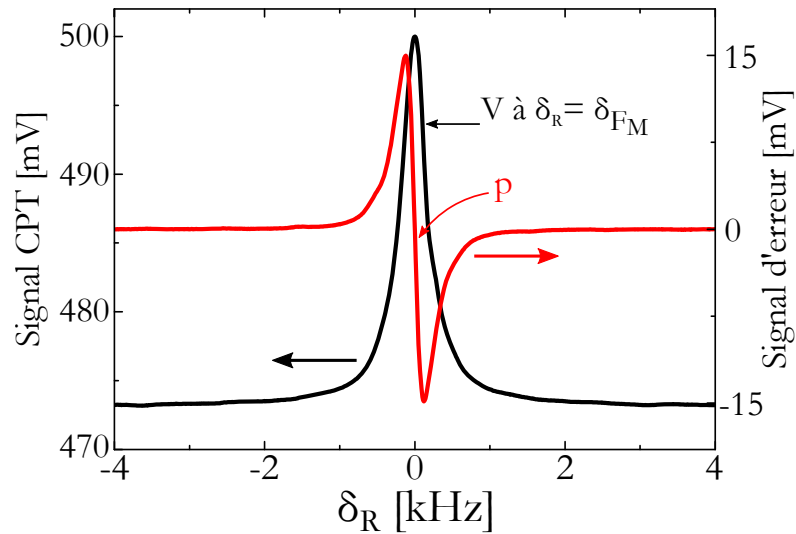


FIGURE 4.16: Signal CPT de l'horloge à double-modulation et le signal d'erreur associé en fonction du désaccord Raman δ_R , la courbe est extraite de [36]. Le contraste vaut 5,6 %, la largeur à mi-hauteur est égale à 385 Hz. C'est la quantité p/V qui est optimisée, ici $p/V = 4,5 \times 10^{-4} \text{ Hz}^{-1}$.

La fréquence de modulation f_m qui optimise l'horloge est celle qui satisfait deux conditions limites. En effet, si la fréquence est trop lente, les atomes sont pompés vers les niveaux extrêmes et ne s'accumulent pas sur la transition d'horloge ce qui donne un signal CPT (0-0) de faible amplitude. En revanche, si la fréquence de modulation est

trop rapide par rapport au taux de pompage des atomes, l'accumulation des atomes dans l'état noir est faible. De plus la réponse du changement de polarisation circulaire n'étant pas parfaite, il se peut que les deux polarisations circulaires coexistent avec la même phase ce qui induit des interférences destructives entre les deux états noirs créés. La fréquence F_M , qui est une fraction de f_m , est choisie pour être suffisamment grande pour que la modulation/démodulation à la fréquence F_M minimise les bruits de fréquence pour l'asservissement de la fréquence de l'oscillateur local. Pour les résultats présentés ici, $f_m = 250$ Hz et $F_M = 125$ Hz. La profondeur de modulation vaut $\delta_{F_M} \pm 125$ Hz. Le temps de pompage vaut $t_d = 3$ ms et le temps de détection est égal à $t_w = 1$ ms.

4.3.3 Mesure de la stabilité de fréquence

L'écart type d'Allan obtenu est représenté sur la Figure 4.17. La stabilité de fréquence

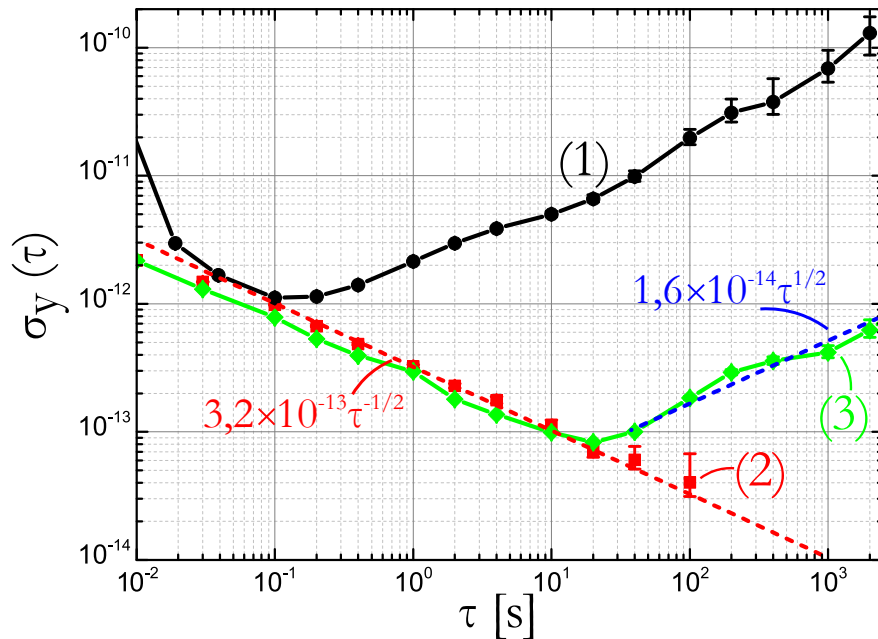


FIGURE 4.17: Instabilité de fréquence de l'oscillateur local pour différentes situations. (1) La fréquence de l'OL n'est pas asservie sur la référence atomique. (2) La fréquence de l'OL est asservie, la stabilité de fréquence est obtenue lorsque l'environnement de l'horloge est plutôt calme en terme de dérive (puissance RF, laser, température, etc.). (3) Stabilité de fréquence typique de l'horloge. En pointillés rouges et bleus, ajustements en $3,2 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ et $1,6 \times 10^{-14} \tau^{1/2}$.

typique (3) obtenue se comporte en $3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ et puis en $\tau^{1/2}$ (marche aléatoire de fréquence) à partir de 20 s d'intégration. Dans des conditions calmes de mesure la stabilité de fréquence à court terme de l'horloge DM-CPT atteint 4×10^{-14} à 100 s. Sans entrer dans les détails, nous donnons ici les principaux bruits qui contribuent à la stabilité de fréquence de l'horloge à court et moyen terme.

Stabilité à court terme : le calcul à partir de mesures des différents bruits donne

une stabilité de fréquence au niveau de $2,4 \times 10^{-13}$ à 1 s, assez proche de celle mesurée à 3×10^{-13} et présentée sur la Figure 4.17(3). Cette contribution totale est dominée par le bruit de la puissance micro-onde à 4,6 GHz qui pilote le modulateur de phase électro-optique (EOPM). À raison de 7,7 Hz/dBm pour une puissance laser de 163 μ W, les fluctuations de puissance RF provoquent un bruit de fréquence de façon non négligeable à hauteur de $2,3 \times 10^{-13}$ à 1 s.

Stabilité à moyen terme : les différentes mesures des paramètres sur le moyen terme converties en fluctuations de fréquence présentent une stabilité de $4,2 \times 10^{-13}$ à 1 000 s comme celle mesurée (Figure 4.17(3)). Là encore, la contribution dominante est celle de la puissance RF du signal micro-onde à hauteur de $4,18 \times 10^{-13}$.

De façon générale, ce sont les fluctuations de la puissance micro-onde qui limitent la stabilité à court et moyen terme à travers un déséquilibre de puissance des deux bandes latérales d'un ratio d'environ 10 %. Davantage de détails et d'études sur cette horloge à double-modulation sont disponibles dans les références [36, 48, 49].

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les développements en cours sur des horloges compactes basées sur le piégeage cohérent de population dans lesquelles le SYRTE est impliqué. Avec la première horloge historiquement développée [6, 10], nous avons montré des résultats préliminaires avec une nouvelle technologie de laser plus compact (VBH) et potentiellement plus stable. Bien que la stabilité de fréquence ne soit pas encore aussi satisfaisante que celle obtenue avec les anciens lasers, les premières mesures de bruit de fréquence, de phase et d'intensité montrent une stabilité de fréquence de l'ordre de 2×10^{-13} à 1 s.

Dans un second temps nous avons décrit le projet d'horloge compacte dans lequel plusieurs laboratoires sont impliqués. Les travaux effectués au LCF, LAC et à TRT sur les VECSEL bifréquence et bipolarisation ont effectivement montré la possibilité d'obtenir des signaux CPT avec ce genre de laser. Les bruits de phase et d'intensité du VECSEL ne sont pour l'instant pas assez réduits pour atteindre une stabilité de fréquence inférieure à $5 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$. La compréhension et la correction de ces bruits sur les horloges CPT développées au SYRTE, devrait apporter l'expertise nécessaire pour atteindre l'instabilité de fréquence visée, que ce soit à court terme ou moyen terme.

D'autre part, nous avons exposé les premiers travaux effectués par P. Yun, en parallèle de l'horloge historique, sur l'horloge CPT à double-modulation (DM-CPT). Avec une simplification complète du montage optique et de l'interrogation atomique, les premiers résultats de stabilité de fréquence sont très encourageants. Dans un volume qui serait

plus facilement miniaturisable, cette horloge DM-CPT a déjà démontré des performances d'instabilité à court terme déjà comparables à celles des autres horloges CPT compactes.

Les montages les plus intéressants pour un développement d'horloge CPT compacte sont ceux où une seule source laser est utilisée. De cette façon, la boucle à verrouillage de phase est évitée, permettant une réduction de l'effet Dick, le nombre de composants optiques est réduit et il n'y a pas la difficulté à maintenir la superposition des deux faisceaux lasers au cours du temps. Pour le laser bi-fréquence, il n'y a pas besoin de modulateur électro-optique pour générer les deux fréquences, et les polarisations en sortie du laser sont $\text{Lin} \perp \text{Lin}$. Par conséquent, toutes les contraintes sont reportées sur la cavité étendue pour accorder la fréquence du laser et la différence de fréquence entre les deux modes. Ceci peut complexifier l'étude des bruits du laser bi-fréquence liés au laser de pompe. De plus, des structures semi-conductrices à 895 nm ne sont pour l'instant pas réalisées, elles permettraient d'obtenir un meilleur contraste sur le signal CPT.

L'avantage avec la double modulation d'un laser est qu'il n'y a pas d'états noirs adjacents ($\Delta m_F = 2$) contrairement aux autres horloges CPT exploitant une autre interrogation (*push-pull* et $\text{Lin} \perp \text{Lin}$). La limite de ce montage réside dans les fluctuations de la puissance RF qui pilote le modulateur électro-optique. Une fois cette limite corrigée, l'horloge DM-CPT devrait être une solution très intéressante pour le développement d'horloge compacte à très haute stabilité de fréquence.

Conclusion

Dans ce mémoire nous avons exposé les travaux effectués afin de réduire les différents bruits qui limitent la stabilité de fréquence de l'horloge atomique basée sur le piégeage cohérent de population. En se basant sur les travaux précédents, nous avons effectivement réduit le bruit de phase du signal à 9,2 GHz et le bruit d'intensité des lasers. Ces deux bruits contribuaient majoritairement à la stabilité de fréquence à court terme. D'autre part, nous avons pu mettre en évidence le caractère non négligeable de la température de l'enceinte de l'expérience sur les AOM qui asservissent la puissance laser.

Le chapitre 1 est consacré à la présentation de l'expérience développée au SYRTE. Le principe d'une horloge atomique est présenté. Parallèlement aux développements miniatures, nous avons décrit les horloges dites compactes à l'étude dans les laboratoires. Avec un volume réduit – dans une moindre mesure que les miniatures – les horloges compactes améliorent l'interrogation atomique pour obtenir un plus grand signal tout en réduisant la largeur de la résonance, afin d'obtenir des performances de stabilité de fréquence proche de 10^{-13} à 1 s. L'objectif de ces horloges compactes est bien celui de devenir l'une des prochaines générations d'horloges atomiques embarquées, en affichant une stabilité de fréquence meilleure que celle des horloges commerciales. Le montage expérimental composé de trois sous-ensembles qui constituent l'horloge $\text{Lin} \perp \text{Lin}$ a ensuite été décrit. Le nouveau résonateur atomique a été présenté et caractérisé.

Le chapitre 2 a présenté les transferts de bruit de fréquence de l'oscillateur local en bruit de fréquence sur l'horloge à travers l'effet Dick, inhérent à l'interrogation pulsée de l'horloge. Nous avons donc réduit le bruit de phase de la chaîne de synthèse à un niveau tel que sa contribution à la stabilité de fréquence est inférieure à $0,7 \times 10^{-13}$ à 1 s. Après optimisation de la boucle à verrouillage de phase du laser Esclave sur le laser Maître, le bruit de phase total transporté optiquement a été optimisé de sorte que sa contribution à la stabilité de fréquence a été réduite de 2,7 à $1,8 \times 10^{-13}$ à 1 s.

Ce chapitre était aussi consacré aux bruits d'intensité des lasers. Après un rappel sur la conversion en bruit d'amplitude, bruit de fréquence, nous avons décrit les nouveaux asservissements de puissance très bas bruit. Les échanges et retours d'expérience avec

le service électronique et la compréhension de l'interaction acousto-optique, nous ont permis d'atteindre des bruits d'intensité très satisfaisants. Malgré la légère dégradation du bruit après le passage de l'AOM commun, le bruit de puissance contribue à la stabilité de fréquence à hauteur de $0,5 \times 10^{-13}$ au lieu de $1,9 \times 10^{-13}$ à 1 s. Les bruits de puissance ne sont maintenant plus une source dominante de l'instabilité de fréquence de l'horloge. Ces améliorations ont pu être confirmées par une mesure de la stabilité de fréquence de l'horloge de $2,3 \times 10^{-13}$ à 1 s, proche des contributions totales calculées.

Suite à la réduction du bruit d'intensité laser et du bruit de phase micro-onde, il apparaît que la seule et dernière contribution à la stabilité de fréquence qui empêche d'atteindre des performances autour de 1×10^{-13} à 1 s, est l'asservissement du laser Esclave sur le Maître à travers la boucle à verrouillage de phase. Le bruit de phase de la chaîne de synthèse et le bruit d'intensité laser ont des contributions inférieures à 1×10^{-13} à 1 s.

Le chapitre 3 est consacré à la stabilité à moyen terme de l'horloge. Nous avons dans un premier temps rappelé les mécanismes qui conduisent la fréquence d'horloge à fluctuer et à dériver. À partir des différentes mesures effectuées, nous avons ensuite vu que les variations lentes de puissance laser dominaient la dérive de la fréquence de l'horloge à partir de 100 s. Nous avons identifié l'effet de fluctuation de la température sur le cristal de l'AOM comme étant une source non négligeable qui empêche le bon fonctionnement de l'asservissement de puissance à moyen terme. Avec une régulation préliminaire de la température de l'AOM, nous avons amélioré la stabilité de puissance laser, abaissant ainsi sa contribution à la stabilité de fréquence de 2×10^{-14} à 5×10^{-15} à 2 000 s. Une vérification de la stabilité de fréquence de l'horloge n'a pas été mesurée par manque de temps. De plus la régulation de température n'est toujours pas assez satisfaisante pour assurer une intégration du bruit de fréquence de l'horloge en $\tau^{-1/2}$ jusqu'au moins 3 000 s. La deuxième contribution non négligeable à 2 000 s était celle des fluctuations du champ magnétique à $0,9 \times 10^{-14}$.

Le chapitre 4 décrit trois sources lasers pour envisager un transfert vers l'industrie. Sur l'horloge Lin \perp Lin, nous avons testé d'autres sources lasers (VHG) basées sur une technologie plus robuste et compacte. Les résultats préliminaires ne permettent pour l'instant pas de dire si ces lasers sont meilleurs que ceux utilisés jusqu'alors. D'autres pistes seront étudiées pour comprendre ce qui limite la stabilité de fréquence de l'horloge à $5,3 \times 10^{-13}$ à 1 s avec les nouveaux lasers.

Dans un deuxième temps, nous avons décrit le projet d'horloge CPT avec laser bifréquence et bipolarisation. Les travaux effectués sont pour l'instant orientés dans le développement et l'amélioration du laser bifréquence avant qu'il soit testé sur le banc optique et le résonateur atomique développés par le SYRTE. La performance visée est une instabilité de fréquence inférieure à $5 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusqu'au moins 2 000 s.

Enfin, nous avons exposé les premiers travaux effectués dans notre équipe sur une configuration alternative d'horloge CPT. À travers sa simplicité et la réduction du nombre de composants par rapport à l'horloge $\text{Lin}\perp\text{Lin}$, l'horloge CPT à double-modulation semble aussi prometteuse pour les applications dans les systèmes de navigation par satellite, puisqu'elle se prête à une miniaturisation ultime. Elle affiche une stabilité de fréquence proche des meilleures horloges à vapeur atomique compactes, $3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusqu'à une vingtaine de secondes avant de dériver. Les budgets de bruits sur la stabilité fréquence à court et moyen terme de cette horloge montrent que la limitation majeure provient pour l'instant des fluctuations rapides et lentes de la puissance RF du signal micro-onde. Ce signal crée les deux bandes latérales nécessaires à l'interrogation atomique.

Perspectives

Au regard des études et des mesures effectuées pendant ces travaux de thèse, il semble qu'améliorer la stabilité de fréquence de l'horloge à court terme, revient maintenant à réduire le bruit de l'asservissement de phase d'un laser sur l'autre. Une étude plus approfondie de l'asservissement du laser Esclave serait intéressante pour comprendre d'où vient le plancher de bruit de phase qui limite et contribue de façon majoritaire à la stabilité de fréquence de l'horloge à hauteur de $1,8 \times 10^{-13}$ à 1 s. Augmenter la bande passante de la boucle à verrouillage de phase ou réduire la remontée de bruit autour de 4 MHz n'aurait qu'un impact mineur par rapport à ce que pourrait apporter une réduction de ce plancher. Il serait donc intéressant de changer le comparateur phase/fréquence par un mixeur bas bruit afin de réduire le plancher de bruit de phase résiduel. D'autre part, il faudrait vérifier si un bruit supplémentaire ou sous-estimé ne rentre pas en compte lorsque nous utilisons les nouveaux lasers VHG. Dans un objectif d'améliorer la stabilité de fréquence à 1 s, mais avec un moyen différent, il serait intéressant de vérifier expérimentalement une amélioration des performances d'horloge à court terme par une optimisation de la séquence [13].

Pour une horloge industrielle, il serait plus simple et plus efficace de moduler directement la fréquence du laser afin de générer deux bandes latérales en phase. Le bruit additionnel apporté par la boucle à verrouillage de phase optique n'est pas présent. Pour un montage de laboratoire, avoir deux lasers indépendants permet de disposer de plus de degrés de liberté afin d'étudier la physique du phénomène CPT, comme par exemple les effets de puissance et de polarisation laser.

D'autre part, il serait très vite souhaitable de réduire les fluctuations de puissance laser avec une isolation thermique des AOM. Une autre façon d'envisager de réduire ces fluctuations de puissance serait de placer un polariseur avant la lame demi-onde et le cube séparateur de polarisation. De cette façon, si la polarisation linéaire tourne à cause de

la température de l'AOM nous aurions une réduction de la puissance laser dans les deux voies à la sortie du cube polariseur.

Dans le cas où les fluctuations de puissances laser résiduelles limiteraient encore la stabilité de fréquence de l'horloge, et ce malgré une optimisation poussée des asservissements, il serait alors envisageable de tester une solution alternative récemment découverte : la spectroscopie de Ramsey auto-équilibrée [101, 102]. La méthode consiste à combiner deux séquences de Ramsey avec des temps d'évolutions libres différents. La première, avec un temps d'évolution plus court que la seconde, permet d'extraire une information pour corriger l'effet de puissance optique. La deuxième séquence sert à corriger la fréquence de l'oscillateur local. Le déplacement de puissance causé pendant les impulsions de Ramsey est compensé en ajoutant un saut de phase entre les deux impulsions de Ramsey. Cela a été démontré sur une horloge optique à la PTB [101]. Cette méthode est aussi étudiée à FEMTO-ST sur l'horloge *push-pull* CPT et au SYRTE sur l'horloge DM-CPT. Cette piste semble prometteuse pour des horloges où les effets de puissance sont dominants. Le montage actuel $\text{Lin} \perp \text{Lin}$ du laboratoire serait aussi idéal pour tester cela.

Annexe A

Structure hyperfine de l'atome de césium

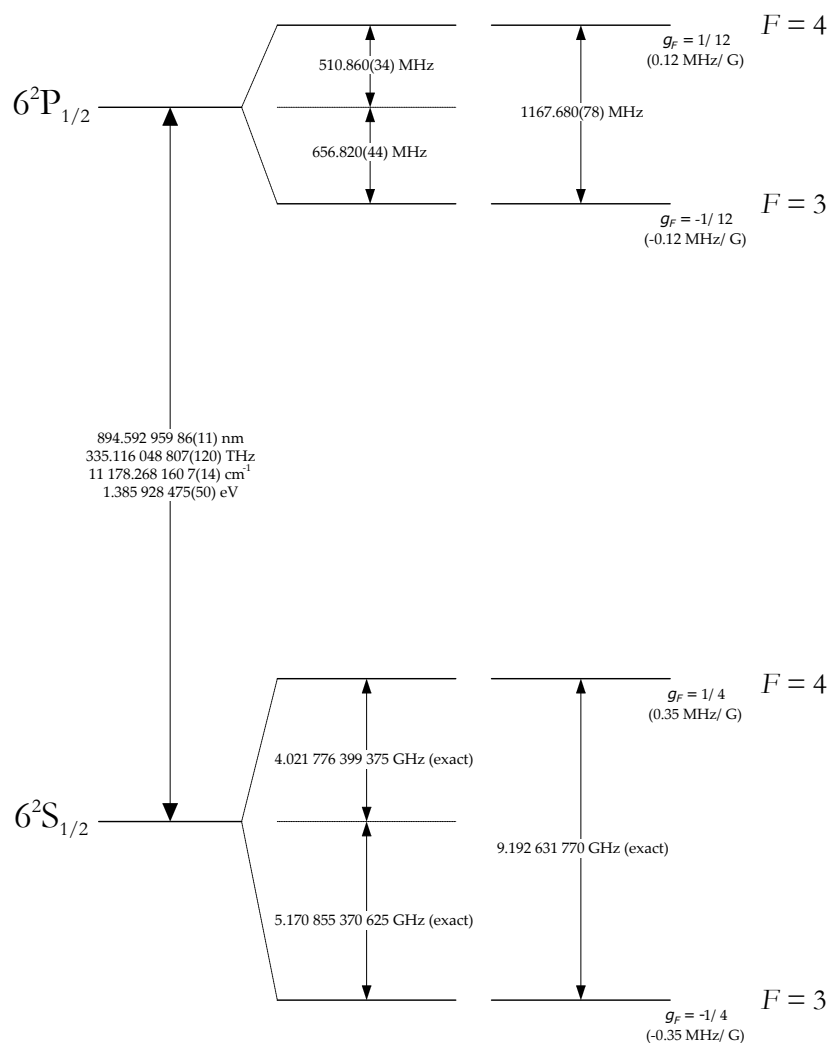


FIGURE A.1: Structure hyperfine de la raie D1 du césium [103].

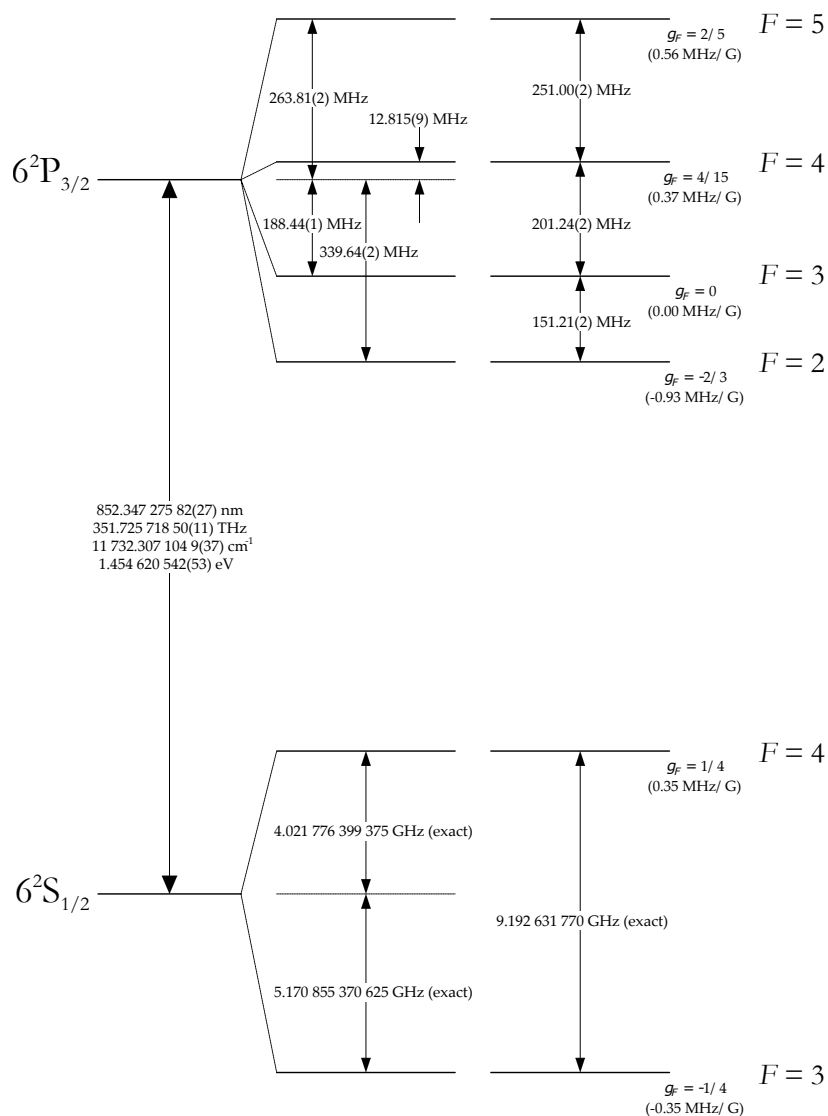


FIGURE A.2: Structure hyperfine de la raie D2 du césium [103].

Dans la référence [103] sont présentés davantage de détails sur les propriétés de l'atome de césium, et de façon générale sur certains atomes alcalins.

Annexe B

Échantillonnage du bruit de puissance laser

Le signal temporel est simulé par un échantillon de 10^7 points (un point toutes les μs). Cet échantillon a la même densité spectrale de bruit que celle mesurée sur les lasers asservies en puissance (Figure B.1(a)). Nous calculons numériquement l'écart type d'Allan du bruit exactement dans les mêmes conditions de l'expérience. C'est-à-dire un signal moyenné pendant $\tau_m = 25 \mu\text{s}$ tous les temps de cycles $T_c = 6 \text{ ms}$ (Figure B.1(b)). Nous vérifions que l'écart type (classique) calculé sur ces valeurs moyennes est bien égal à celui calculé à partir de la densité spectrale multipliée par la fonction de transfert H (équation 2.20).

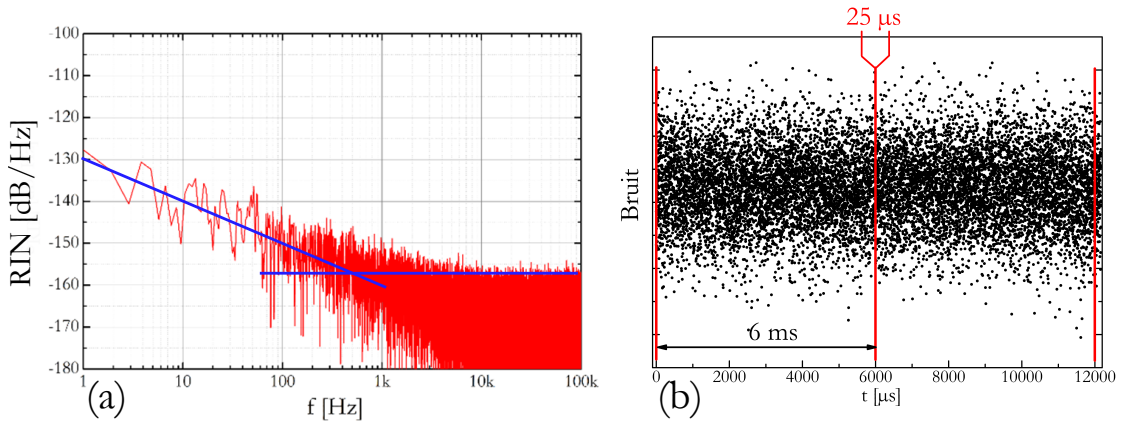


FIGURE B.1: (a) Densité spectrale de bruit de puissance des points générés (rouge). Asymptotes de bruit *flicker* et bruit blanc (bleu). (b) Extrait des points générés par simulation numérique.

Si X^k est la valeur moyennée du signal détecté pendant $25 \mu\text{s}$ au cycle k , nous calculons ensuite la différence des valeurs moyennées $Vm^k = (X^k - X^{k-1})(-1)^k$ correspondant à

l'algorithme utilisé dans le calcul du signal d'erreur de l'horloge (équation 1.14). L'écart type d'Allan σ_{RIN} est ensuite calculé à partir de la différence des valeurs moyennées sur tous les cycles (Figure B.2(a)). Nous avons testé la simulation sur quatre échantillons de bruit, les écarts types d'Allan présentent tous une pente en $\tau^{-1/2}$, caractéristique d'un bruit blanc (Figure B.2(b)). Ceci justifie le calcul de la contribution du RIN à la stabilité de fréquence en utilisant l'équation 2.22 du deuxième chapitre.

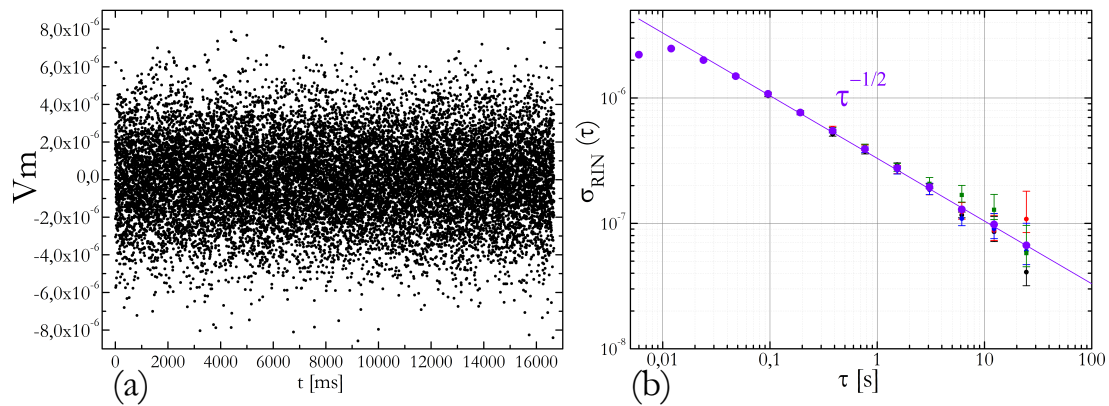


FIGURE B.2: (a) Différence des valeurs moyennées au cours du temps. (b) Écart type d'Allan des valeurs moyennées pour plusieurs échantillons de bruit (noir, rouge, bleu, vert). Les points violets représentent la moyenne des écarts types trouvés pour chaque échantillon.

Annexe C

Mesures de la stabilité de la référence de tension

C.1 Rappels

À partir d'une mesure de densité spectrale de puissance de bruit d'une variable aléatoire u , il est possible de déduire l'écart type d'Allan correspondant. Dans le cas présenté sur

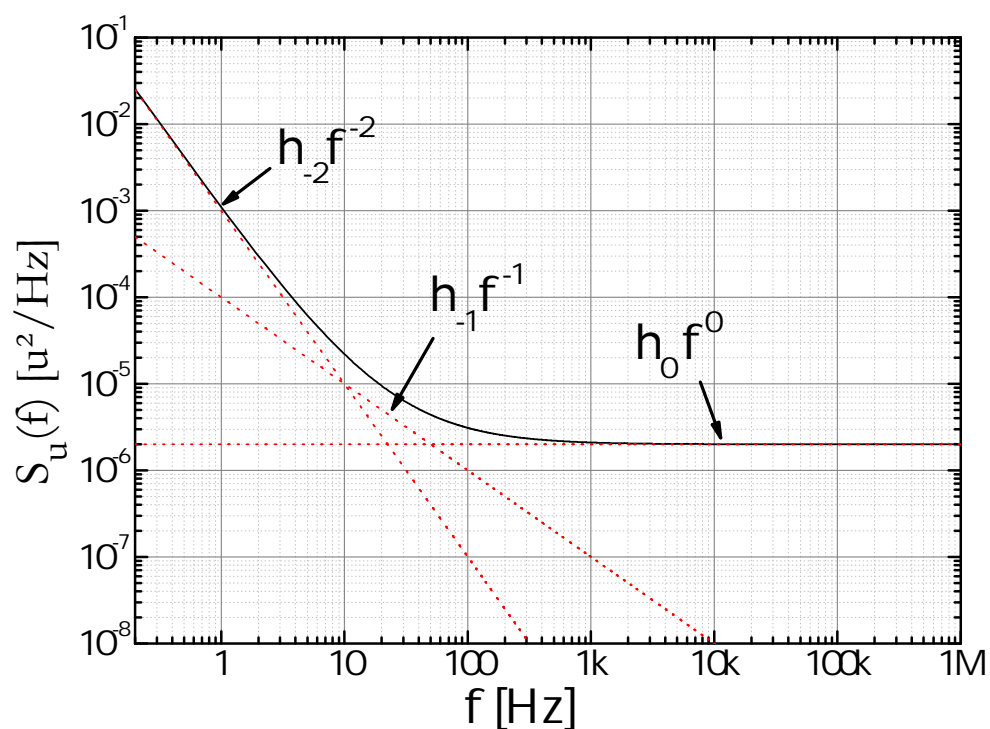


FIGURE C.1: Densité spectrale de puissance de bruit d'une variable aléatoire u . Le bruit $S_u(f)$ est la somme de trois types de bruit : une marche aléatoire en $1/f^2$, un bruit *flicker* en $1/f$ et un bruit blanc en f^0 .

la Figure C.1, la densité spectrale de puissance peut s'écrire :

$$S_u(f) = \sum_{i=-2}^0 h_i \times f^i \quad (\text{C.1})$$

Connaissant les asymptotes de cette densité spectrale, nous en déduisons les niveaux de bruit h_i . Avec ces niveaux de bruits et avec l'aide du Tableau C.1 [104–106], nous déduisons l'écart type d'Allan correspondant (Figure C.2).

Bruit	$S_u(f)$	$\sigma_u^2(\tau)$
Blanc	h_0	$\frac{1}{2}h_0 \tau^{-1}$
<i>Flicker</i>	$h_{-1}f^{-1}$	$2\ln(2) h_{-1}$
Marche aléatoire	$h_{-2}f^{-2}$	$\frac{(2\pi)^2}{6}h_{-2} \tau^{+1}$
Dérive		$\frac{1}{2}d^2\tau^2$

TABLE C.1: Densité spectrale de puissance et variance d'Allan d'une variable aléatoire u , pour trois types de bruit différent. d est le facteur de dérive en [unité/s].

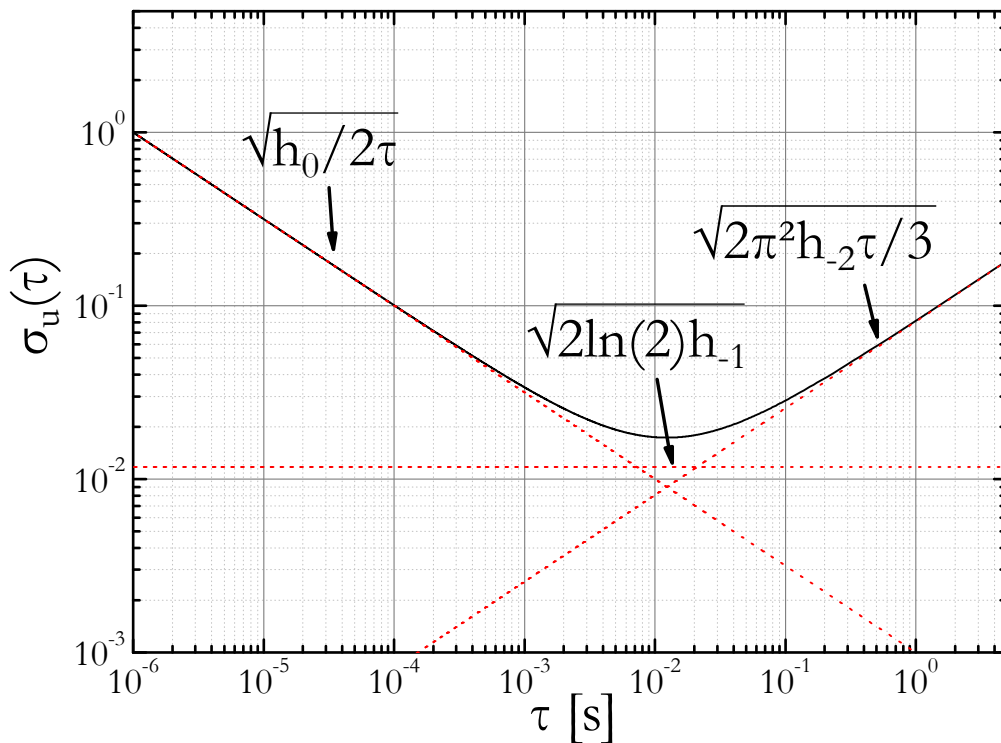


FIGURE C.2: Écart type d'Allan d'une variable u . Cet écart type $\sigma_u(\tau)$ est la somme de trois types de bruit : un bruit blanc en $\tau^{-1/2}$, un bruit de *flicker* en τ^0 et une marche aléatoire en $\tau^{+1/2}$.

C.2 Stabilité de la référence de tension

Dans le troisième chapitre, nous mesurons la référence de tension au cours du temps à l'aide de la centrale d'acquisition (Agilent 34970A). Cet appareil a une résolution de $R_s = 11,2 \mu\text{V}$. Cette valeur est déduite d'une mesure effectuée sur un court-circuit pendant plus de 180 h avec un point toutes les secondes (encart Figure C.3). Nous traçons l'écart type d'Allan de cette mesure normalisée par 10 V sur la Figure C.3. Nous normalisons par 10 V afin de la comparer avec les mesures de la tension de référence. La résolution R_s est en accord avec les données du constructeur qui spécifie une résolution de $10 \mu\text{V}$ pour une plage de mesure de tension de 10 V. L'écart type d'Allan de la mesure du

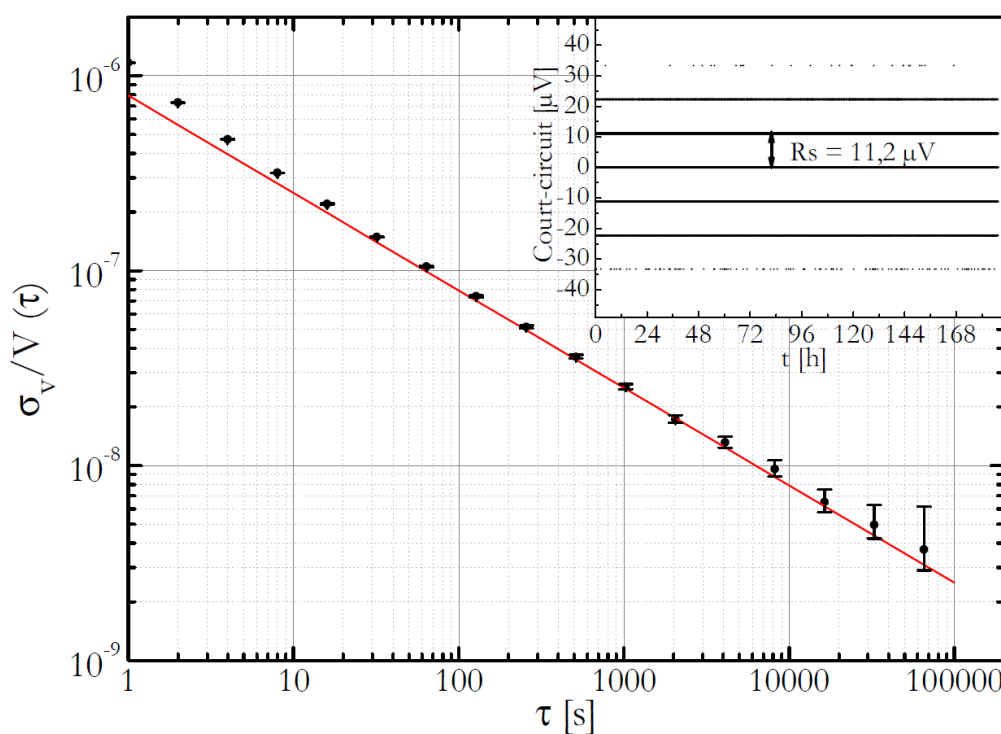


FIGURE C.3: Écart type d'Allan de la mesure du court-circuit normalisée par 10 V. En rouge, une asymptote en bruit blanc est tracée en $\sqrt{r^2/2\tau}$, avec $r = R_s/10$. La mesure du court-circuit en fonction du temps est représentée en encart.

court-circuit normalisé par 10 V évolue comme un bruit blanc en $\sqrt{r^2/2\tau}$ avec $r = R_s/10$. Cette même asymptote est obtenue avec la mesure de la référence de tension à 10 V. D'autre part, l'écart type d'Allan nous confirme que la centrale d'acquisition ne dérive pas avec la température et qu'il est donc possible de mesurer des tensions jusqu'au moins 3×10^4 s dans la limite du bruit blanc de l'appareil.

À partir de la mesure de la densité spectrale de bruit de puissance de la référence de tension relative (Figure C.4(a)), l'écart type d'Allan de la tension relative $\sigma_V/V(\tau)$ est déduit (Figure C.4(b)(1)). Cet écart type d'Allan calculé est comparé à celui mesuré avec la centrale d'acquisition (Figure C.4(b)(2)). Ces deux courbes sont très différentes.

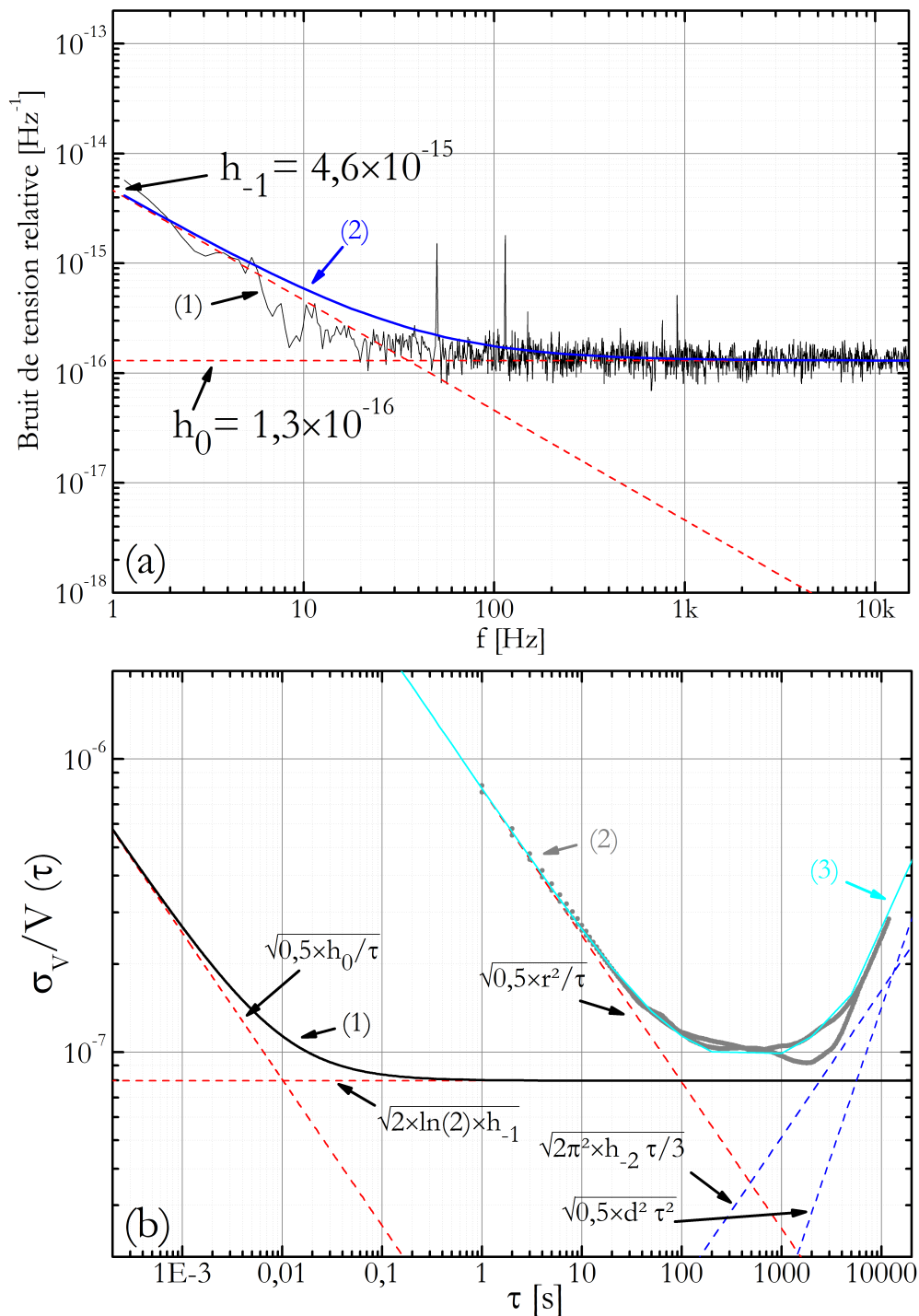


FIGURE C.4: (a) Densité spectrale de puissance de la référence de tension relative (10 V). (1) Mesure, (2) ajustement de la mesure par un bruit *flicker* et un bruit blanc. Les niveaux de bruit h_i sont déduits de l'ajustement pour tracer l'écart type d'Allan. (b) Écart type d'Allan de la tension relative. (1) Calcul à partir des niveaux de bruits h_i . (2) En gris, deux mesures effectuées avec la centrale d'acquisition. (3) En cyan, la somme des asymptotes (rouges et bleues).

Effectivement, de 1 s et 100 s, la stabilité expérimentale (2) est égale à $7,9 \times 10^{-7} \tau^{-1/2}$, au lieu du palier *flicker* attendu. L'origine de ce bruit blanc est attribuée au bruit de l'appareil de mesure (Figure C.3). À partir de 100 s, le bruit *flicker* de la référence de tension est dominant. Au delà de 1 000 s, il apparaît une marche aléatoire puis une dérive. Les asymptotes bleues sont déduites du comportement de la mesure après 1 000 s.

Nous appliquons la même méthode avec la mesure de la densité spectrale du bruit de la référence de tension lorsqu'elle est mesurée après l'amplificateur opérationnel soustracteur (Figure C.5(a)). Là aussi, la mesure de l'écart type d'Allan de la tension relative est limitée par le bruit de l'appareil, d'autant plus que la référence de tension vaut 5 V. Avec $r' = Rs/5$, la pente en $\sqrt{r'^2/2\tau}$ domine la mesure de 1 à 100 s (Figure C.5(b)). Nous avons utilisé les mêmes asymptotes (bleues) pour tracer la somme de toutes les contributions.

En conclusion, nous pouvons dire que les mesures effectuées avec la centrale d'acquisition sont limitées par le bruit de l'appareil en $\sqrt{r'^2/2\tau}$. Les planchers de bruit *flicker* et les fluctuations au delà de 1 000 s visibles sur les Figures C.4 et C.5 proviennent bien des bruits des quantités mesurées et non de l'appareil.

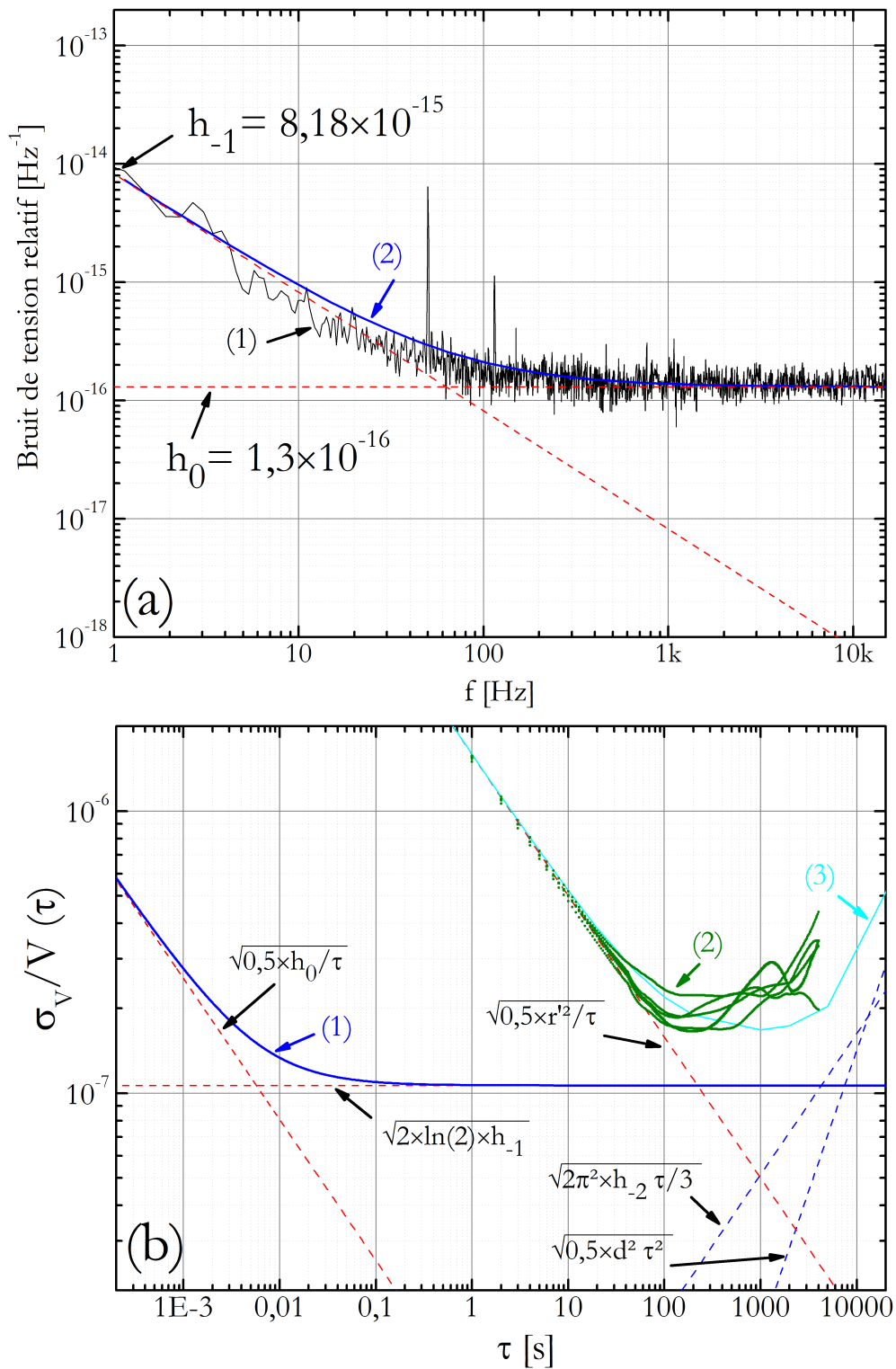


FIGURE C.5: (a) Densité spectrale de puissance de la référence de tension relative après l'OP soustracteur (5 V). (1) Mesure, (2) ajustement de la mesure par un bruit *flicker* et un bruit blanc. Les niveaux de bruit h_i sont déduits de l'ajustement pour tracer l'écart type d'Allan. (b) Écart type d'Allan de la tension relative. (1) Calcul à partir des niveaux de bruits h_i . (2) En verts, plusieurs mesures effectuées avec la centrale d'acquisition de la tension après l'OP soustracteur. (3) En cyan, la somme des asymptotes (rouges et bleues).

Annexe D

Alimentation de courant bas bruit

La fréquence de l'horloge dépend quadratiquement du champ magnétique appliqué sur les atomes, l'écart-type d'Allan correspondant aux fluctuations du champ magnétique est donné par : $\sigma_\nu = 2\beta \times B \times \sigma_B$, avec $\beta = 0,0427 \text{ Hz}/\mu\text{T}^2$. Le champ magnétique est créé à l'aide d'un courant appliqué dans le solénoïde. Afin de réduire la contribution du champ magnétique à l'instabilité de fréquence de l'horloge, nous avons caractérisé une nouvelle source d'alimentation bas bruit. Cette source de courant bas bruit a été développée dans le cadre d'une thèse effectuée au SYRTE pour le développement d'une horloge atomique sur puce [107]. La mesure de la densité spectrale de puissance de bruit de courant relatif présente un bruit de *flicker* aux basses fréquences (Figure D.1).

Nous mesurons ensuite la stabilité du courant en mesurant la tension aux bornes d'une résistance Vishay (100 Ω) avec la centrale d'acquisition. La mesure est convertie en stabilité de fréquence d'horloge en considérant que $\sigma_V/V = \sigma_i/i = \sigma_B/B$. Nous obtenons une contribution des fluctuations du champ magnétique à l'instabilité de fréquence dix fois plus basse par rapport à la situation précédente où nous utilisons une alimentation Keithley (Figure D.2). Le plancher de bruit *flicker* du champ magnétique est assez proche de la valeur mesurée via la densité spectrale de puissance de bruit de courant relatif convertie en instabilité de fréquence : $\sigma_\nu = 2\beta \times B^2 \times \sigma_B/B$, avec $\sigma_B/B = \sqrt{2 \ln(2) h_{-1}}$ et $h_{-1} = 1,4 \times 10^{-14}$ (Figure D.1). Le bruit blanc mesuré de 1 s à 20 s environ est dû au bruit de la centrale d'acquisition (Annexe C).

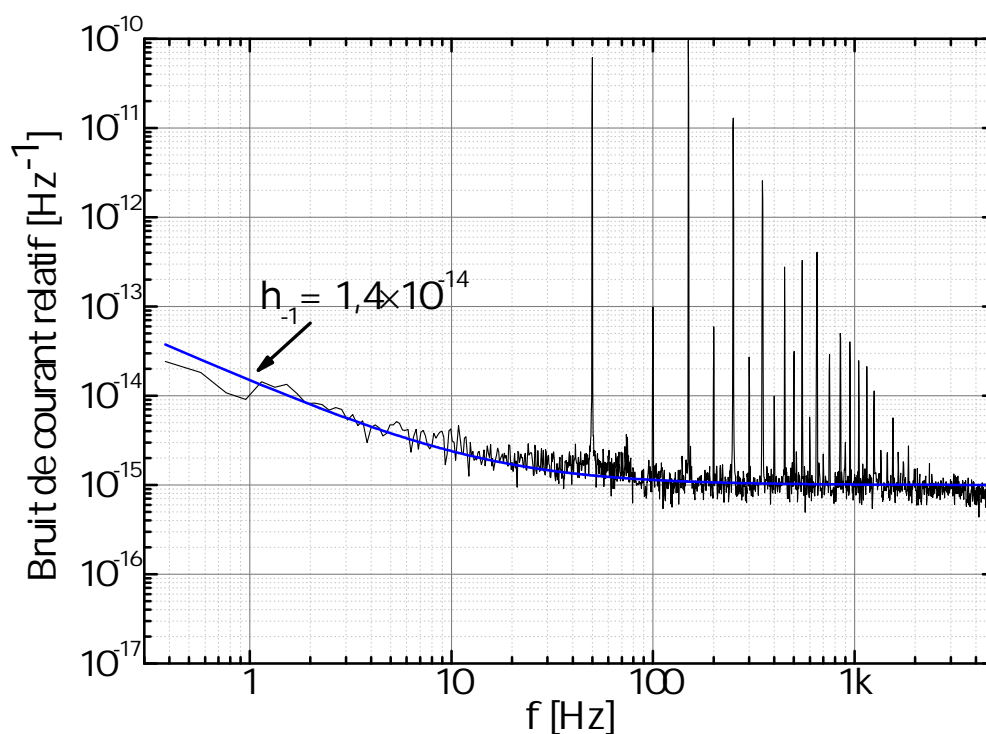


FIGURE D.1: Densité spectrale de puissance de bruit de courant relatif de l'alimentation.

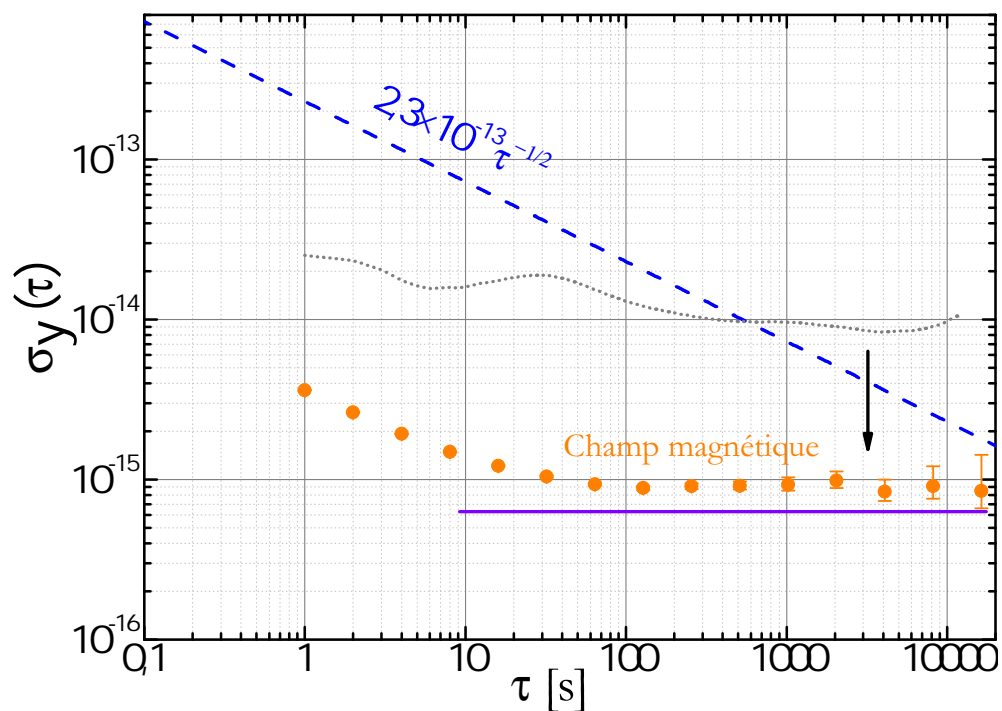


FIGURE D.2: Contribution à l'instabilité de fréquence du champ magnétique en utilisant l'alimentation de courant bas bruit (orange) ou l'alimentation de courant Keithley (gris). Asymptote de bruit *flicker* à $6,3 \times 10^{-16}$ (violet). L'asymptote de bruit blanc en $2,3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ représente l'instabilité de fréquence mesurée à court terme.

Annexe E

Mesure de la largeur de raie des lasers VHG

Dans le cas idéal, où la seule source de bruit vient de l'émission spontanée, alors la forme de la raie du laser est une fonction lorentzienne. Cependant, les bruits liés à l'environnement (électriques, vibrations, etc.) ajoutent un bruit aux basses fréquences qui élargit la forme de raie du laser. Le plus souvent, la largeur d'un battement entre deux lasers est approximativement la somme de leurs deux largeurs de raies. Nous caractérisons donc la largeur de raie du laser en mesurant la largeur du battement à 9,2 GHz.

Avec un ajustement du battement par une fonction gaussienne et une lorentzienne, nous mesurons des largeurs différentes (Figure E.1), ce qui est souvent le cas pour ce genre de mesure [43, 108]. À -3 dB du maximum de la raie, la largeur vaut environ 152 kHz pour un seul laser, c'est le même ordre de grandeur que celui de nos anciens lasers [43]. Cet ordre de grandeur peut expliquer que nous trouvions un bruit de phase à 9,2 GHz avec les lasers VHG similaire que ce que nous obtenions avec les anciens lasers.

D'autres méthodes existent pour mesurer la largeur de raie d'un laser en se basant sur la densité spectrale de puissance du bruit de fréquence telle qu'elle est mesurée sur la Figure 4.5(a). Nous avons testé celle qui consiste à considérer l'aire A du bruit de fréquence jusqu'à une certaine fréquence de coupure définie par le croisement de la densité spectrale de bruit de fréquence mesurée et d'une ligne appelée « β -line » [109], définie comme $8 \ln(2) f / \pi^2$ avec f les fréquences de Fourier. La largeur à mi-hauteur vaut alors $\omega_\beta = \sqrt{8 \ln(2) A}$. Avec cette méthode nous trouvons une largeur de raie de 112 kHz, c'est le bon ordre de grandeur bien que cette méthode donne des valeurs souvent optimistes comme le démontrent les auteurs de cet article [110].

Nous n'avons pas davantage étudié les paramètres (puissance, température, etc.) qui définissent la largeur de raie. Le Chapitre V de la thèse de V. Ligeret [111] détaille ces

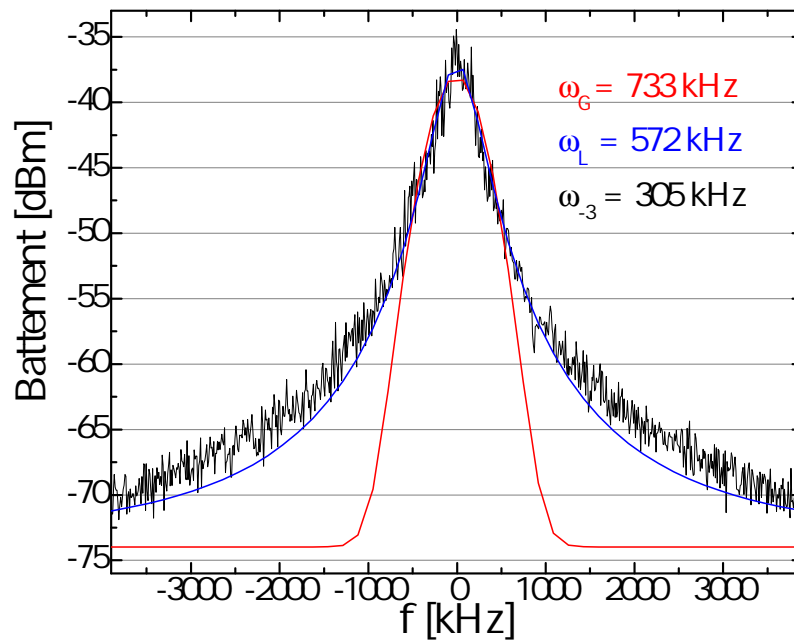


FIGURE E.1: Battement entre les deux lasers à 9,2 GHz centré autour de 0. En Bleu, ajustement d'une Lorentzienne. En rouge, ajustement d'une Gaussienne. Pour chaque ajustement la largeur de raie vaut : ω_L et ω_G et une largeur ω_{-3} à -3 dB du maximum.

études de paramètres. Une diode laser montée en cavité étendue (LCE) provenant du SYRTE est mesurée, la largeur à mi-hauteur est 130 kHz. La largeur de raie des lasers VHG semble donc avoir le même ordre de grandeur que celle de nos anciens lasers.

Bibliographie

- [1] E. de CLERCQ, T. ZANON-WILLETTE et O. ACEF : La mesure du temps aujourd'hui. *Revue de l'électricité et de l'électronique*, **REE 2016-1**:96–106, 2016.
- [2] M. ABGRALL, B. CHUPIN, L. De SARLO, J. GUÉNA, P. LAURENT, Y. Le COQ, R. Le TARGAT, J. LODEWYCK, M. LOURS, P. ROSENBUSCH, G. D. ROVERA et S. BIZE : Atomic fountains and optical clocks at SYRTE : Status and perspectives. *Comptes Rendus Physique*, **16**(5):461–470, 2015.
- [3] J. GUÉNA, M. ABGRALL, D. ROVERA, P. ROSENBUSCH, M. E. TOBAR, P. LAURENT, A. CLAIRON et S. BIZE : Improved tests of local position invariance using ^{87}Rb and ^{133}Cs fountains. *Physical Review Letters*, **109**:080801, 2012.
- [4] A. HEES, J. GUÉNA, M. ABGRALL, S. BIZE et P. WOLF : Searching for an oscillating massive scalar field as a dark matter candidate using atomic hyperfine frequency comparisons. *Physical Review Letters*, **117**(6):061301, 2016.
- [5] G. ALZETTA, A. GOZZINI, L. MOI et G. ORRIOLS : An experimental method for the observation of rf transitions and laser beat resonances in oriented Na vapour. *Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis. B*, **36**(1):5–20, 1976.
- [6] T. ZANON, S. GUÉRANDEL, E. de CLERCQ, D. HOLLEVILLE, N. DIMARCQ et A. CLAIRON : High contrast Ramsey fringes with coherent population trapping pulses in a double lambda atomic system. *Physical Review Letters*, **94**(19):193, 2005.
- [7] R. L. TJOELKER, J. D. PRESTAGE, E. A. BURT, P. CHEN, Y. J. CHONG, S. K. CHUNG, W. DIENER, T. ELY, D. G. ENZER, H. MOJARADI, C. OKINO, M. PAUKEN, D. ROBISON, B. L. SWENSON, B. TUCKER et R. WANG : Mercury ion clock for a NASA technology demonstration mission. *IEEE trans. UFFC*, **63**(7):1034–1043, 2016.
- [8] P. WALLER, F. GONZALEZ et S. BINDA : Long-term performance analysis of GIOVE clocks. *Proceedings of the 42nd Annual Precise Time and Time Interval Systems and Applications Meeting*, 2010.

- [9] R. SCHMEISSNER, P. FAVARD, P. DUFRECHE, A. DOUABI, Y. FOLCO, G. GUIBAUD, N. von BANDE, O. PARILLAUD, M. GARCIA, M. KRAKOWSKI, G. BAILI, A. ROMER, F. CHASTELLAIN, W. W. COPPOOLSE, S. GUÉRANDEL, P. PEREZ, N. MESTRE et M. BALDY : Engineering model of the Optical Space Cs Clock. *Proceeding of International Conference on Space Optics*, **10562**:105625I, 2016.
- [10] T. ZANON : *Développement d'une horloge à piégeage cohérent de population. Etude théorique et expérimentale du régime impulsif et continu*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, 2005.
- [11] R. BOUDOT, S. GUÉRANDEL, E. de CLERCQ, N. DIMARCQ et A. CLAIRON : Current status of a pulsed CPT Cs cell clock. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **58**(4):1217–1221, 2009.
- [12] Olga KOZLOVA : *Caractérisation d'une horloge à piégeage cohérent de population dans une vapeur thermique de césium. Principaux effets pouvant affecter la stabilité de fréquence à moyen-long terme*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, 2012.
- [13] Jean-Marie DANET : *Horloge atomique à piégeage cohérent de population du césium en cellule : limitations à la stabilité de fréquence*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, 2014.
- [14] L. ESSEN et J. V. L. PARRY : An atomic standard of frequency and time interval : a caesium resonator. *Nature*, **176**(4476):280–282, 1955.
- [15] W. MARKOWITZ, R. G. HALL, L. ESSEN et J. PARRY : Frequency of cesium in terms of ephemeris time. *Physical Review Letters*, **1**(3):105–107, 1958.
- [16] J. TERRIEN : News from the international bureau of weights and measures. *Metrologia*, **4**(1):41, 1968.
- [17] L. VON DER WENSE, B. SEIFERLE, M. LAATIAOUI, J. B. NEUMAYR, H.-J. MAIER, H.-F. WIRTHA, C. MOKRY, J. RUNKE, K. EBERHARDT, C. E. DÜLLMANN, N. G. TRAUTMANN et P. G. THIROLF : Direct detection of the ^{229}Th nuclear clock transition. *Nature*, **533**(7601):47–51, 2016.
- [18] D. W. ALLAN : Time and frequency (time-domain) characterization, estimation, and prediction of precision clocks and oscillators. *IEEE Trans. UFFC*, **34**(6):647–654, 1987.
- [19] J. VANIER et C. AUDOIN : *The quantum physics of atomic frequency standards*. A. Hilger, Philadelphia, 1989.

- [20] G. ALZETTA, L. MOI et G. ORRIOLS : Nonabsorption hyperfine resonances in sodium vapour irradiated by a multimode dye-laser. *Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis. B*, **52B**(2):209–218, 1979.
- [21] E. ARIMONDO et G. ORRIOLS : Nonabsorbing atomic coherences by coherent two-photon transitions in a three-level optical pumping. *Lett. Nuovo Cimento*, **17**(10):257–354, 1976.
- [22] R. WYNANDS et A. NAGEL : Precision spectroscopy with coherent dark states. *Applied Physics B*, **20**(1):1–25, 1999.
- [23] G. ORRIOLS : Nonabsorption resonances by nonlinear coherent effects in a three-level system. *Il Nuovo Cimento*, **53B**(1):1–24, 1979.
- [24] E. ARIMONDO : Coherent population trapping in laser spectroscopy. *Progress in Optics*, **35**:257–354, 1996.
- [25] J. VANIER, A. GODONE et F. LEVI : Coherent population trapping in cesium : Dark lines and coherent microwave emission. *Physical Review A*, **58**(3):2345–2358, 1998.
- [26] J. E. THOMAS, P. R. HEMMER, S. EZEKIEL, C. C. Leiby JR., R. H. PICARD et C. R. WILLIS : Observation of Ramsey fringes using a stimulated resonance Raman transition in a sodium atomic beam. *Physical Review Letters*, **48**(13):867–870, 1982.
- [27] P. R. HEMMER, S. EZEKIEL et C. C. LEIBY : Stabilisation of a microwave oscillator using a resonance Raman transition in a sodium beam. *Optics Letters*, **8**(8):440–442, 1983.
- [28] N. CYR, M. TÊTU et M. BRETON : All-optical microwave frequency standard : a proposal. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **42**(2):640–649, 1993.
- [29] S. KNAPPE, V. SHAH, P. D. D. SCHWINDT, L. HOLLBERG, J. KITCHING, L.-A. LIEW et J. MORELAND : A microfabricated atomic clock. *Applied Physics Letters*, **85**(9):1460–1462, 2004.
- [30] J. KITCHING, S. KNAPPE, L. LIEW, J. MORELAND, H. G. ROBINSON, P. D. D. SCHWINDT, V. SHAH, V. GERGINOV et L. HOLLBERG : Chip-scale atomic frequency references : fabrication and performance. *Proceedings of the 19th European Frequency and Time Forum*, 2005.
- [31] R. LUTWAK, A. RASHED, M. VARGHESE, G. TEPOLT, J. LEBLANC, M. MESCHER, D. K. SERKLAND, K. M. GEIB, G. M. PEAKE et S. ROMISCH : The chip scale atomic clock - prototype evaluation. *Proceedings of the 39th Annual Precise Time and Time Interval Meeting*, 2007.

- [32] V. MAURICE, J. RUTKOWSKI, E. KROEMER, S. BARGIEL, N. PASSILLY, R. BOUDOT, C. GORECKI, L. MAURI et M. MORAJA : Microfabricated vapor cells filled with a cesium dispensing paste for miniature atomic clocks. *Applied Physics Letter*, **110**(16):164103, 2017.
- [33] J. HAESLER, L. BALET, S. KARLEN, T. OVERSTOLZ, B. GALLINET, S. LECOMTE, F. DROZ, K. KAUTIO, P. KARIOJA, M. LAHTI, A. MÄÄTTÄNEN, O. LAHTINEN et V. HEVONKORPI : Low-power and low-profile miniature atomic clock ceramic based flat form factor miniature atomic clock physics package (C-MAC). *Proceedings of the EFTF/IFCS joint meeting conference*, 2017.
- [34] F. X. ESNAULT, D. HOLLEVILLE, N. ROSSETTO, S. GUÉRANDEL et N. DIMARCQ : High-stability compact atomic clock based on isotropic laser cooling. *Physical Review A*, **82**:033436, 2010.
- [35] F. X. ESNAULT, N. ROSSETTO, D. HOLLEVILLE, J. DELPORTE et N. DIMARCQ : HORACE : A compact cold atom clock for Galileo. *Advances in Space Research*, **47**:854–858, 2011.
- [36] P. YUN, F. TRICOT, C. E. CALOSSO, S. MICALIZIO, B. FRANÇOIS, R. BOUDOT, S. GUÉRANDEL et E. de CLERCQ : High-performance Coherent Population Trapping clock with polarization modulation. *Physical Review Applied*, **7**(1):014018, 2017.
- [37] M. ABDEL HAFIZ, G. COGET, P. YUN, S. GUÉRANDEL, E. de CLERCQ et R. BOUDOT : A high-performance Raman-Ramsey Cs vapor cell atomic clock. *Journal of Applied Physics*, **121**:104903, 2017.
- [38] T. BANDI, C. AFFOLDERBACH, C. STEFANUCCI, F. MERLI, A. K. SKRIVERVIK et G. MILETI : Compact high-performance continuous-wave double-resonance rubidium standard with $1.4 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ stability. *IEEE Trans. UFFC*, **61**(11):1769–1778, 2014.
- [39] Q. HAO, W. LI, S. HE, J. LV, P. WANG et G. MEI : A physics package for rubidium atomic frequency standard with a short-term stability of $2.4 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$. *Review of Scientific Instruments*, **87**(12):123111, 2016.
- [40] F. G. ASCARRUNZ, Y. DUDIN, M. C. DELGADO, J. SAVORY et S. R. JEFFERTS : Long term frequency instability of a portable cold ^{87}Rb atomic clock. *To be published in Proceedings of the 2018 Precise Time and Time Interval Meeting*, 2018.
- [41] B. PELLE, B. DESRUELLE, R. SZMUK et D. HOLLEVILLE : Cold-atom-based commercial microwave clock at the 10^{-15} level. *Proceedings of the EFTF/IFCS joint meeting conference*, 2017.

- [42] C. E. CALOSSO, M. GOZZELINO, E. BERTACCO, S. MICALIZIO, B. FRANÇOIS, R. BOUDOT et P. YUN : Generalized electronics for compact atomic clocks. *Proceedings of the EFTF/IFCS joint meeting conference*, 2017.
- [43] X. BAILLARD, A. GAUGUET, S. BIZE, P. LEMONDE, P. LAURENT, A. CLAIRON et P. ROSENBUSCH. : Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers. *Optics Communications*, **266**(2):609–613, 2006.
- [44] G. C. BJORKLUND : Frequency-modulation spectroscopy : A new method for measuring absorptions and dispersions. *Optics Letters*, **5**(1):15–17, 1980.
- [45] J. J. SNYDER, R. K. RAJ, D. BLOCH et M. DUCLOY : High-sensitivity nonlinear spectroscopy using a frequency-offset pump. *Optics Letters*, **52**(4):163–165, 1980.
- [46] X. LIU, J.-M. MÉROLLA, S. GUÉRANDEL, C. GORECKI, E. de CLERCQ et R. BOUDOT : Coherent-population-trapping resonances in buffer-gas-filled Cs-vapor cells with push-pull optical pumping. *Physical Review A*, **87**(1):013416, 2013.
- [47] Y.-Y. JAU, E. MIRON, A. B. POST, N. N. KUZMAN et W. HAPPER : Push-pull optical pumping of pure superposition states. *Physical Review Letters*, **93**(16):106802, 2004.
- [48] P. YUN, J.-M. DANET, D. HOLLEVILLE, S. GUÉRANDEL et E. de CLERCQ : Constructive polarization modulation for coherent population trapping clock. *Applied Physics Letters*, **105**(23):231106, 2014.
- [49] P. YUN, S. GUÉRANDEL et E. de CLERCQ : Coherent population trapping with polarization modulation. *Journal of Applied Physics*, **119**(44):244502, 2016.
- [50] S. V. KARGAPOLTSEV, J. KITCHING, L. HOLLBERG, A. V. TAICHENACHEV, V. L. VELICHANSKY et V. I. YUDIN : High-contrast dark resonance in $\sigma+$ - $\sigma-$ optical field. *Laser Physics Letters*, **1**(10):495–499, 2004.
- [51] X. LIU, V. I. YUDIN, A. V. TAICHENACHEV, J. KITCHING et E. A. DONLEY : High contrast dark resonances in a cold-atom clock probed with counterpropagating circularly polarized beams. *Applied Physics Letter*, **111**(22):224102, 2017.
- [52] R. H. DICKE : The effect of collisions upon the doppler width of spectral lines. *Physical Review*, **89**(2):472–473, 1953.
- [53] M. ARDITI et T. R. CARVER : Frequency shift of the zero-field hyperfine splitting of Cs¹³³ produced by various buffer gases. *Physical Review*, **112**(2):449, 1958.
- [54] G. A. PITZ, D. E. WERTEPNY et G. P. PERRAM : Pressure broadening and shift of the cesium D1 transition by noble gases and N₂, H₂, HD, D₂, CH₄ and C₂H₆, CF₄ and ³He. *Physical Review A*, **80**(6):062718, 2009.

- [55] Emile DURAND : *Magnétostatique*. Masson et C^{ie}, 1968.
- [56] N. F. RAMSEY : A molecular beam resonance methode with separated oscillating fields. *Physical Review*, **78**(6):695–699, 1950.
- [57] G. SANTARELLI, C. AUDOIN, A. MAKDISSI, P. LAURENT, G. J. DICK et A. CLAIRON : Frequency stability degradation of an oscillator slaved to a periodically interrogated atomic resonator. *IEEE Trans. UFFC*, **45**:887–894, 1998.
- [58] C. AUDOIN, G. SANTARELLI, A. MAKDISSI et A. CLAIRON : Properties of an oscillator slaved to a periodically interrogated atomic resonator. *IEEE Trans. UFFC*, **45**(4):877–886, 1998.
- [59] C. A. GREENHALL : A derivation of the long-term degradation of a pulsed atomic frequency standard from a control-loop model. *IEEE Trans. UFFC*, **45**(4):895–898, 1998.
- [60] J.-M. DANET, M. LOURS, S. GUÉRANDEL et E. de CLERCQ : Dick effect in a pulsed atomic clock using coherent population trapping. *IEEE Trans. UFFC*, **61**(4):567–574, 2014.
- [61] G. J. DICK : Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards. *Proceeding 19th Precise Time and Time Interval (PTTI) Applications and Planning Meeting*, pages 133–147, 1987.
- [62] E. RUBIOLA et F. VERNOTTE : The cross-spectrum experimental method. *arXiv:1003.0113*, 2010.
- [63] R. HANBURY BROWN, R. C. JENNISON et M. K. DAS GUPTA : Apparent angular sizes of discrete radio sources : Observations at Jodrell Bank, Manchester. *Nature*, **107**(4438):1061–1063, 1952.
- [64] R. VESSOT, L. MUELLER et J. VANIER : A cross-correlation technique for measuring the short-term properties of stable oscillators. *Proceedings of the IEEE-NASA Symposium on the definition and measurement of short-term frequency stability*, 1965.
- [65] D. FEST, J. GROSLAMBERT et J.-J. GAGNEPAIN : Individual characterization of an oscillator by means of cross-correlation or cross-variance method. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **32**(3):447–450, 1983.
- [66] X. XIE, R. BOUCHAND, D. NICOLodi, M. GIUNTA, W. HÄNSEL, M. LEZIUS, A. JOSHI, S. DATTA, C. ALEXANDRE, M. LOURS, P.-A. TREMPIN, G. SANTARELLI, R. HOLZWARth et Y. LE COQ : Photonic microwave signals with zeptosecond-level absolute timing noise. *Nature photonics*, **11**:44–47, 2016.

- [67] Romain BOUCHAND : *Génération photonique de signaux micro-ondes très bas bruit de phase par peignes de fréquences optiques*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, 2017.
- [68] E. N. IVANOV. et F. L. WALLS : Effect of anomalously low voltage noise in measurement systems with cross-correlation signal processing. *Conference on Precision Electromagnetic Measurements (Cat. No.00CH37031)*, pages 447–448, 2000.
- [69] C. W. NELSON, A. HATI et D. A. HOWE : A collapse of the cross-spectral function in phase noise metrology. *Review of Scientific Instruments*, **85**(2):024705, 2014.
- [70] A. HATI, C. W. NELSON et D. A. HOWE : Cross-spectrum measurement of thermal-noise limited oscillators. *Review of Scientific Instruments*, **87**(3):034708, 2016.
- [71] Y. GRUSON, V. GIORDANO, U. L. ROHDE, A. K. PODDAR et E. RUBIOLA : Cross-spectrum PM noise measurement, thermal energy, and metamaterial filters. *IEEE Trans. UFFC*, **63**(3):634–642.
- [72] R. BOUDOT, S. GUÉRANDEL et E. de CLERCQ : Simple design low-noise NLTL-based frequency synthesizers for a CPT atomic clock. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **58**(10):3659–3665, 2009.
- [73] B. FRANÇOIS, C. E. CALOSSO, J.-M. DANET et R. BOUDOT : A low phase noise microwave frequency synthesis for a high-performance cesium vapor cell atomic clock. *Review of Scientific Instruments*, **85**(9):094709, 2014.
- [74] B. FRANÇOIS, C. E. CALOSSO, M. ABDEL HAFIZ, S. MICALIZIO et R. BOUDOT : Simple-design ultra-low phase noise microwave frequency synthesizers for highperforming Cs and Rb vapor-cell atomic clocks. *Review of Scientific Instruments*, **86**(9):094707, 2015.
- [75] R. BOUDOT et E. RUBIOLA : Phase noise in RF and microwave amplifiers. *IEEE Trans. UFFC*, **59**(12):2613–2624, 2012.
- [76] F. TRICOT, P. YUN, B. FRANCOIS, S. MEJRI, J-M. DANET, M. LOURS, S. GUÉRANDEL et E. de CLERCQ : Progress on a pulsed CPT clock : Reduction of the main noise source contributions. *Proceedings of the EFTF conference*, 2016.
- [77] S. MICALIZIO, C. E. CALOSSO, A. GODONE et F. LEVI : Metrological characterization of the pulsed Rb clock with optical detection. *Metrologia*, **49**(4):425–436, 2012.
- [78] R. PASCHOTTA : Noise in laser technology, Part 1 : Intensity and phase noise. *Optik & Photonik*, **4**(2):48–50, 2009.

- [79] L. DUCHAYNE : *Transfert de temps de haute performance : Le lien micro-onde de la mission ACES*. Thèse de doctorat, Observatoire de Paris, 2008.
- [80] Crystal TECHNOLOGY : Acousto-optic application note : modulator model 3000 series. 1999.
- [81] S. KANG, M. GHARAVIPOUR, C. AFFOLDERBACH, F. GRUET et G. MILETI : Demonstration of a high-performance pulsed optically pumped Rb clock based on a compact magnetron-type microwave cavity. *Journal of Applied Physics*, **117**(10):104510, 2015.
- [82] A. V. TAICHENACHEV, V. I. YUDIN, V. L. VELICHANSKY, A. S. ZIBROV et S. A. ZIBROV : Pure superposition states of atoms generated by a bichromatic elliptically polarized field. *Physical Review A*, **73**(1):013812, 2006.
- [83] O. KOZLOVA, J.-M. DANET, S. GUÉRANDEL et E. de CLERCQ : Limitations of long-term stability in a coherent population trapping Cs clock. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **63**(7):1863–1870, 2014.
- [84] N. CASTAGNA, R. BOUDOT, S. GUÉRANDEL, E. de CLERCQ, N. DIMARCQ et A. CLAIRON : Investigations on continuous and pulsed interrogation for a CPT atomic clock. *IEEE Trans. UFFC*, **56**(2):246–253, 2009.
- [85] N. UCHIDA : Optical properties of single-crystal paratellurite (TeO_2). *Physical Review B*, **4**(10):3736–3745, 1976.
- [86] Y. OHMACHI et N. UCHIDA : Temperature dependence of elastic, dielectric, and piezoelectric constants in TeO_2 single crystals. *Journal of Applied Physics*, **41**(6):2307–2311, 1970.
- [87] V. I. BALAKSHY, V. B. VOLOSHINOV, V. A. KARASEV, V. Ya. MOLCHANOV et V. SEMENKOV : Compensation of thermal effects in acousto-optic deflector. *Proceedings of SPIE*, **2713**:164–171, 1996.
- [88] D. MILETIC, C. AFFOLDERBACH, G. MILETI, M. HASEGAWA et C. GOREKI : Light shift in CPT based Cs miniature atomic clocks. *Proceedings of the EFTF/IFCS joint meeting conference*, pages 200–203, 2011.
- [89] P. MILLS et R. PLASTOW : Single mode operation of 1.55 μm semiconductor lasers using a volume holographic grating. *Electronic Letters*, **21**(15):648–649, 1985.
- [90] G. B. VENUS, A. SEVIAN, V. I. SMIRNOV et L. B. GLEBOV : High-brightness narrow-line laser diode source with volume Bragg-grating feedback. *Proceedings of SPIE*, **5711**:166–176, 2005.

- [91] S. RAUCH et J. SACHER : Compact bragg grating stabilized ridge waveguide laser module with a power of 380 mW at 780 nm. *IEEE Photonics Technology Letters*, **27**(16):1737–1740, 2015.
- [92] A. JIMÉNEZ, T. MILDE, N. STAACKE, C. ASSMANN, G. CARPINTERO et J. SACHER : Narrow-line external cavity diode laser micro-packaging in the NIR and MIR spectral range. *Applied Physics B*, **123**(7):207, 2017.
- [93] D. J. MCCARRON, S. A. KING et S. L. CORNISH : Modulation transfer spectroscopy in atomic rubidium. *Measurement Science and Technology*, **19**(10):105601, 2008.
- [94] J. M. SUPPLEE, E. A. WHITTAKER et W. LENTH : Theoretical description of frequency modulation and wavelength modulation spectroscopy. *Applied Optics*, **33**(27):6294–6302, 1994.
- [95] P. DUMONT : *Laser à semiconducteur pompé optiquement bifréquence pour les horloges atomiques à piégeage cohérent d'atomes de césium*. Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay, 2016.
- [96] B. COCQUELIN, G. LUCAS-LECLIN, P. GEORGES, I. SAGNES et A. GARNACHE : Tunable single-frequency operation of a diode-pumped vertical external-cavity laser at the cesium d_2 line. *Applied Physics B*, **95**(2):315–321, 2009.
- [97] P. DUMONT, F. CAMARGO, J.-M. DANET, D. HOLLEVILLE, S. GUERANDEL, G. PILLET, G. BAILI, L. MORVAN, D. DOLFI, I. GOZHYK, G. BEAUDOIN, I. SAGNES, P. GEORGES et G. LUCAS-LECLIN : Low-noise dual-frequency laser for compact Cs atomic clocks. *Journal of Lightwave Technology*, **32**(20):3817–3823, 2014.
- [98] S. DE, G. BAILI, S. BOUCHOULE, M. ALOUINI et F. BRETENAKER : Intensity and phase noise correlations in a dual-frequency vertical-external-cavity surface-emitting laser operating at telecom wavelength. *Physical Review A*, **91**(5):053828, 2015.
- [99] R. LUTWAK, D. EMMONS, T. ENGLISH, W. RILEY, A. DUWEL, M. VARGHESE, D. K. SERKLAND et G. M. PEAKE : The Chip-Scale Atomic Clock - Recent development progress. *Proceedings of 35th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Meeting*, 2004.
- [100] M. STÄHLER, R. WYNANDS, S. KNAPPE, J. KITCHING, L. HOLLBERG, A. TAI-CHENACHEV et V. YUDIN : Coherent population trapping resonances in thermal ^{85}Rb vapor : D_1 versus D_2 line excitation. *Optics Letters*, **27**(16):1472–1474, 2002.

- [101] C. SANNER, N. HUNTEMANN, R. LANGE, C. TAMM et E. PEIK : Autobalanced Ramsey spectroscopy. *Physical Review Letters*, **120**(5), 2018.
- [102] V. I. YUDIN, A. V. TAICHENACHEV, M. Yu. BASALAEV, T. ZANON-WILLETTE, J. W. POLLOCK, M. SHUKER, E. A. DONLEY et J. KITCHING : Generalized auto-balanced Ramsey spectroscopy of clock transitions. *arXiv:1712.03365*, 2018.
- [103] D. A. STECK : *Alkali Data*, 2010.
- [104] François VERNOTTE : *Stabilité temporelle et fréquentielle des oscillateurs : outils d'analyse*. Techniques de l'Ingénieur, 2006.
- [105] Enrico RUBIOLA : *Phase Noise and Frequency Stability in Oscillators*. Cambridge University Press, 2009.
- [106] Pierre UHRICH : Caractérisation de la stabilité des oscillateurs. Cours de l'observatoire de Paris, 2009.
- [107] Friedemann REINHARD : *Design and construction of an atomic clock on an atom chip*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, 2009.
- [108] W. ZHOU, K. M. CHONG et H. GUO : Linewidth measurement of littrow structure semiconductor laser with improved methods. *Physical Review A*, **372**(23):4327–4332, 2008.
- [109] G. DI DOMENICO, S. SCHILT et P. THOMANN : Simple approach to the relation between laser frequency noise and laser line shape. *Applied Optics*, **49**(25):4801–4807, 2010.
- [110] N. VON BANDEL, M. MYARA, M. SELLAHI, T. SOUCI, R. DARDAILLON et P. SIGNORET : Time-dependent laser linewidth : beat-note digital acquisition and numerical analysis. *Optics Express*, **24**(24):27961–27998, 2016.
- [111] V. LIGERET : *Etudes théoriques et expérimentales de sources lasers pour le pompage du césium et du rubidium : Applications horloges et interféromètres atomiques*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud XI, 2009.

Analyse et réduction des sources d'instabilité de fréquence dans une horloge CPT compacte

Resumé : Ce travail de thèse effectué dans le cadre d'un contrat CIFRE-Défense porte sur l'étude des sources d'instabilité de fréquence d'une horloge atomique basée sur le piégeage cohérent de population. L'objectif est de démontrer une stabilité de fréquence d'horloge de l'ordre de $10^{-13}\tau^{-1/2}$ jusque 10 000 s. Une cellule de vapeur de césium est utilisée avec un schéma d'excitation à fort contraste en utilisant des polarisations linéaires croisées et avec une interrogation impulsionnelle de type Ramsey. Un chapitre d'abord consacré aux sources de bruit à court terme présente les travaux réalisés pour réduire le bruit de phase et le bruit de puissance laser, limitant tous deux les performances de l'horloge à 1 s d'intégration. L'optimisation de la chaîne micro-onde avec un nouvel oscillateur local, et la réalisation d'un asservissement de puissance performant ont permis d'améliorer la stabilité de fréquence à $2,3 \times 10^{-13}$ à 1 s. L'analyse des fluctuations des paramètres de fonctionnement (puissance laser, champ magnétique, température, etc.) et la mesure de la fréquence d'horloge montrent que les variations de fréquence à moyen terme sont majoritairement limitées par les variations de puissance laser et celles du champ magnétique à 2×10^{-14} à 2 000 s. Ces analyses démontrent aussi que les fluctuations de puissance laser, malgré l'asservissement, sont liées aux fluctuations de polarisation via les fluctuations de température de l'expérience. Pour finir, les études d'un laser bifréquence et bipolarisation pour une horloge CPT compacte sont présentées, ouvrant la voie vers l'industrialisation en réduisant le banc optique.

Mots clés : horloge atomique, cellule de vapeur, piégeage cohérent de population, franges de Ramsey, effet Dick, bruit d'intensité, stabilité de fréquence.

Analysis and reduction of the frequency instability noise sources in a compact CPT clock

Abstract : This thesis work has been granted by a CIFRE-Défense contract to study the frequency stabilities of an atomic clock based on coherent population trapping. The objective is to demonstrate a frequency stability in the range of $10^{-13}\tau^{-1/2}$ up to 10 000 s. A caesium vapour cell is used with a high-contrast excitation scheme using cross linear polarisations and a Ramsey interrogation. The short-term frequency stability is presented with the reduction of the phase and the laser power noise, both limiting clock performance at 1 s integration time. The optimisation of the microwave chain with a new local oscillator, and the implementation of a very low noise power lock loop have improved the frequency stability down to 2.3×10^{-13} at 1 s integration time. The fluctuations analysis of the operating parameters (laser intensity, magnetic field, temperature, etc.) and the measurement of the clock frequency show that the medium-term frequency instability is mostly limited by laser power and magnetic field fluctuations at the level of 2×10^{-14} at 2 000 s integration time. These analyses also show that laser power fluctuations, despite servo loop control, are related to polarisation fluctuations through temperature fluctuations inside the experiment isolation box. Finally, the studies of a dual-frequency and dual-polarisation laser for a compact CPT clock are presented, paving the way to industrialisation by reducing the optical bench.

Key words : atomic clock, vapour cell, coherent population trapping, Ramsey fringes, Dick effect, intensity noise, frequency stability.