



OBSERVATOIRE DE PARIS  
LNE-SYRTE

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI  
PIERRE ET MARIE CURIE

spécialité : physique

présentée par  
Olga KOZLOVA

pour obtenir le grade de  
Docteur de l'Université Paris VI Pierre et Marie Curie

sujet de thèse :

**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.**

soutenue le 16 janvier 2012 devant le jury composé de

Mme.	Lucile JULIEN	Présidente du jury
M.	Vincent GIORDANO	Rapporteur
M.	Jean-Louis LE GOUËT	Rapporteur
M.	Vladimir VELICHANSKY	Examineur
Mme.	Laurence PRUVOST	Examinatrice
M.	Noël DIMARCQ	Directeur de thèse
M.	Emeric DE CLERCQ	Membre invité
M.	Jean-Marc LESAGE	Membre Invité



# Remerciements

J'ai effectué ce travail de thèse dans l'équipe "horloges compactes" du laboratoire SYRTE à l'Observatoire de Paris où j'ai bénéficié de conditions de travail extraordinaires tant sur le plan scientifique qu'humain. Je voudrais donc remercier Noël Dimarcq, directeur du laboratoire et directeur de ma thèse, de m'y avoir accueilli et d'avoir assuré avec efficacité la charge de Directeur de Thèse, en se souciant régulièrement de l'avancée de mon travail et de mes projets d'avenir.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude aux membres de mon jury, et tout particulièrement à Vincent Giordano et Jean-Louis Le Gouët pour avoir accepté la charge de rapporteur. Je souhaite ensuite remercier Lucile Julien qui a accepté d'être la présidente du jury. Je remercie Laurence Pruvost, Jean-Marc Lesage et Vladimir Velichansky d'avoir accepté de participer à l'évaluation de cette thèse. Je suis très reconnaissante à tout les membres du jury pour le temps qu'ils ont investi dans la lecture du manuscrit et pour leurs corrections et remarques. J'en profite également pour remercier ici la Délégation Générale pour l'Armement, qui a financé cette thèse.

Mes travaux ont été effectués sous l'encadrement d'Emeric de Clercq que je tiens ici à remercier très sincèrement et très chaleureusement pour son aide durant ces années. Je lui suis très reconnaissant pour tout ce que j'ai pu apprendre auprès de lui. Je remercie Emeric pour ses qualités scientifiques et humaines. Son talent de pédagogue et sa bonne humeur quotidienne, qui a rendu ces trois années très agréables. C'est grâce à lui, à sa présence, à ses conseils et à son aide que j'ai finalement pris de l'assurance et réussi à mener mon travail à son terme. Sa disponibilité, son soutien et ses encouragements m'ont été très précieux. Merci beaucoup pour le temps qu'il m'a accordé sans compter durant ces années de thèse. Et merci pour son immense travail surtout lors la rédaction du manuscrit et la préparation de la soutenance.

Je remercie également Stéphane Guérandel, qui a encadré mes travaux, surtout au début de ma thèse, pour l'ensemble des connaissances et compétences scientifiques qu'il m'a permis d'acquérir, pour son aide et son humour dévastateur.

Je remercie Rodolphe Boudot, pour son énergie, ses conseils et ses qualités, que j'ai eu l'occasion d'apprécier lors des derniers mois de son post-doc à Paris et lors des collaborations avec lui après son installation à Besançon.

Merci aux anciens du projet, à Natascia Castagna et à tout-puissant Thomas Zanon, pour leur intérêt, leur attention et les conseils.

Merci également à Jean-Marie Danet, nouvelle recrue sur l'horloge CPT, pour son aide et je lui souhaite bonne chance pour sa thèse.

L'ensemble de laboratoire qui a facilité ce travail de thèse, grâce au talent incomparable de chacun de ses membres. A l'extérieure du SYRTE et de l'Observatoire, j'ai souvent entendu parler que nous avons vraiment de la chance de travailler ici. Je ne peux que le confirmer ! C'est un vrai plaisir de travailler avec des équipes si efficaces, compétentes et aimables à la fois :

Tout d'abord un grand merci à Pierre Bonnay et Annie Gérard pour leur expérience et pour le soin apporté lors la réalisation de nombreuses cellules de qualité exceptionnelle pour les études durant ma thèse.

Je souhaite aussi remercier chaleureusement l'équipe mécanique, Jean-Pierre Aoustin pour son savoir-faire, ainsi que Jean-Jacques Bousquet et Laurent Pelay pour les différentes réalisations mécaniques.

Je tiens à remercier Michel Lours pour son attention et ses conseils qui m'ont été précieux, et toute l'équipe électronique avec Laurent Volodimer et José Pinto Fernandes pour les très nombreux montages réalisés et pour leur accueil toujours très sympathique.

Merci aussi à Pascal Blondé, Emmanuel Delor et Gilles Sakoun pour la résolution express des problèmes informatiques.

Je remercie Marine Pailler pour sa compréhension et son efficacité et ainsi qu'Anne Quezel, Pascale Baudoin, Pascale Michel et Kamel Mesloug pour la résolution des problèmes administratifs au quotidien. Je remercie Géraldine Gaillant et Laetitia Rubaud pour leur aide avec mon titre de séjour (ainsi que la préfecture de police qui a rendu mes 9 premiers mois sur le territoire français assez animés).

Merci à Nordine Azzi pour son intérêt au déroulement de ma thèse et pour ses nombreux encouragements.

Je remercie tous les membres du laboratoire, qui m'ont aidée, soutenue, encouragée, qui ont participé d'une manière ou d'une autre à cette thèse par des échanges fructueux ou parfois grâce à un simple sourire : Arnaud Landragin, Roland Barillet, Yann Lecoq, David Holleville, Rodolphe Le Targat, Jérôme Lodewyck, Daniele Rovera, Michel Abgrall, Jocelyne Guéna, Marie-Christine Angonin, Peter Rosenbusch, Pierre Lemonde, Philip Tuckey, Giorgio Santarelli... Je remercie particulièrement Ouali Acef pour son intérêt et ses conseils. Je tiens à remercier Philippe Laurent pour les conseils lors de la préparation de la soutenance.

Je remercie les permanents, thésards et post-docs croisés dans ce laboratoire : Carlos, Thomas, Sébastien, Alexandre, François, Adele, Bruno, Bertrand, Frédéric, Elizabeth, Bérengère, Amale, Amandine, Jacques, Vincent, Clément, Christian, Wilfried, Fernando, Cedric, Oscar, Florence, Khelifa, Sophie, Luigi, Igor, Mikhail...

Merci beaucoup à l'équipe « Horloge à réseau optique mercure », que j'admire profondément : merci à Michael Petersen (pour son attention et de nombreuses sorties culturelles), à John McFerran (pour son intérêt à nos travaux et son aide lors la rédaction des articles en anglais), à Sinda Mejri (pour sa présence et ses qualités humaines), à Lin Yi (pour les conseils sur le visa US), à Sébastien Bize (pour quelques discussions que j'ai eu l'occasion d'avoir) et bon courage à Rinat Tyumenev !

Merci à Nicolas Rossetto (le Maître de la photo, pour sa gentillesse et sa compagnie lors des conférences), à Quentin Bodart (pour son soutien dans les moments les plus désespérés), à Arnaud Lecailler (pour l'organisation du formidable «barbecue»).

Je remercie très particulièrement François-Xavier "F.-X." Esnault, qui m'épate toujours, pour tout les conseils, les encouragements et le soutien dont j'ai pu bénéficier !

Je souhaite terminer par remercier tous ceux grâce à qui j'ai pu arriver jusqu'ici.

Je suis reconnaissante à mes profs de français grâce à qui j'ai pu écrire ces lignes...

Merci à Vladimir Yakutkin pour mes premiers pas dans la physique expérimentale.

Je remercie ma famille de m'avoir toujours donné la confiance, l'attention, la patience et le soutien là où j'en avais besoin. Cela m'a permis de mener mon travail à bien, et d'acquérir l'élan nécessaire pour la suite.

Je veux remercier particulièrement "ma sœur" Zvet pour ses encouragements, son attention et son aide tout au long de ces années.

Et bien sûr je remercie mon mari Leonid, avec qui on a pris la décision de faire nos thèses dans des pays différents. Je te remercie pour ton soutien, ta compréhension et ta patience. Merci pour toutes ces belles choses qu'on a pu partager ensemble et merci pour ton aide précieuse dans les moments difficiles.

Merci aussi à ceux qui de près ou de loin, se sont intéressés à l'avancée de ma thèse et que j'ai oublié citer dans ces pages.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Horloges atomiques</b>	<b>5</b>
1.1 Principe de fonctionnement	5
1.1.1 Généralités et définitions	5
1.1.2 Description du fonctionnement	6
1.2 Caractérisation des performances	10
1.2.1 Stabilité et variance d'Allan	10
1.2.2 Exactitude	12
1.2.3 Principaux déplacements limitant la stabilité (horloge à cellule).	12
1.3 Aperçu des principales applications des horloges	13
<b>2 Effet de piégeage cohérent de population et horloges compactes</b>	<b>15</b>
2.1 Effet de piégeage cohérent de population	15
2.1.1 Théorie intuitive	15
2.1.2 CPT dans les systèmes réels	17
2.1.3 Différents schémas d'excitation de la résonance CPT	19
2.2 Horloges CPT	21
2.2.1 Premières applications	21
2.2.2 Horloges CPT compactes	22
2.2.3 Horloges CPT micro	22
2.2.4 Horloges compactes pour les systèmes embarqués	23
<b>3 Montages d'horloges à piégeage cohérent de population développées au laboratoire</b>	<b>25</b>
3.1 Horloge pulsée (Ramsey)	25
3.1.1 Principe et aperçu général	25
3.1.2 Lasers	28
3.1.3 Réalisation des impulsions	33
3.1.4 Mise en forme du faisceau	38
3.1.5 Contrôle des puissances laser	41
3.1.6 Référence atomique	48
3.1.7 Remplissage des cellules	53
3.1.8 Détection du signal et asservissement de la fréquence d'horloge	57
3.2 Banc de caractérisation - Horloge CPT continue	61
3.2.1 Montage expérimental	61
3.2.2 Premières mesures et limitations du montage.	70

<b>4</b>	<b>Étude des déplacements collisionnels: Cs - gaz tampon</b>	<b>75</b>
4.1	Déplacements collisionnels	75
4.2	Mesure des pressions	78
4.2.1	Principe	78
4.2.2	Montage et procédure	78
4.2.3	Dépendance thermique des coefficients pour le déplacement des transitions optiques	82
4.2.4	Résultats de mesure des pressions	86
4.2.5	Mesures d'élargissement des transitions optiques	86
4.3	Mesure des coefficients thermiques de la transition microonde	88
4.3.1	Précautions et corrections de fréquence	89
4.3.2	Résultats de mesure des coefficients du déplacement collisionnel de fréquence hyperfine	91
4.4	Mélange de gaz	95
4.4.1	Valeurs calculées	95
4.4.2	Mesures expérimentales	97
4.4.3	Validation de méthode par les mesures de pression totale	100
4.5	Conclusion sur les déplacements collisionnels	102
<b>5</b>	<b>Étude du signal et de la relaxation</b>	<b>105</b>
5.1	Amplitude du signal	105
5.1.1	Amplitude et intensité laser	105
5.1.2	Amplitude et séquence Ramsey	105
5.1.3	Amplitude et température	109
5.1.4	Amplitude et schémas d'excitation.	112
5.1.5	Amplitude et champ magnétique	114
5.2	Relaxation	119
5.2.1	Temps de relaxation $T_1$ et $T_2$	119
5.2.2	Méthodes de mesure des temps de relaxation	119
5.2.3	Mesure du temps de relaxation $T_1$	121
5.2.4	Mesure du temps de relaxation $T_2$ en fonction des différents paramètres	121
5.2.5	Remarques	125
5.2.6	Conclusion sur les mesures de relaxation $T_2$	131
5.3	Forme du signal CPT dans les cellules Cs sans gaz tampon	132
5.3.1	Théorie	132
5.3.2	Expérience	132
<b>6</b>	<b>Effets de puissance et déplacements lumineux</b>	<b>141</b>
6.1	Rappels théoriques	141
6.1.1	Modèle de J.Vanier	142
6.1.2	Modèle de T.Zanon	143
6.1.3	Calculs des déplacements lumineux	144
6.1.4	Remarque sur la dissymétrie de la résonance	146
6.2	Expérience	150
6.2.1	Conditions expérimentales	151
6.2.2	Mode continu/Ramsey	151
6.2.3	Intensité totale	152
6.2.4	Rapport des intensités: laser maître / laser esclave (M/E)	153



---

6.2.5	Désaccord optique . . . . .	155
6.2.6	Cellule . . . . .	157
6.2.7	Étude préliminaire de la dissymétrie . . . . .	161
6.3	Conclusion sur les effets de puissance et les déplacements lumineux . . . . .	162
<b>Conclusion</b>		<b>165</b>
<b>A Constantes fondamentales et données sur le <math>^{133}\text{Cs}</math></b>		<b>169</b>
A.1	Constantes fondamentales . . . . .	169
A.2	Niveaux d'énergie des raies D1 et D2 du Cs. . . . .	170
A.3	Données sur le $^{133}\text{Cs}$ . . . . .	172
A.4	Calculs de temps de relaxation de la cohérence hyperfine. . . . .	174
A.5	Calculs de fréquences de Rabi. . . . .	180
<b>B Liste des cellules</b>		<b>181</b>
<b>Bibliographie</b>		<b>187</b>



# Introduction

Pour diverses raisons dictées par ses préoccupations du moment, l'homme s'est toujours attaché à déterminer le temps qui passe. Au fil des siècles, la mesure du temps est devenue de plus en plus précise à mesure que les enjeux se sont accrus. Ces enjeux ont été dictés principalement par des besoins de la navigation maritime. Pendant des siècles la mesure de temps a été basée sur les phénomènes astronomiques ou mécaniques. Au cours du XX<sup>e</sup> siècle, à la suite des progrès de la physique atomique, les horloges atomiques ont détrôné les horloges basées sur les phénomènes mécaniques et révolutionné les échelles de temps. Grâce à une avancée technologique remarquable durant les soixante dernières années, on est capable de produire la seconde à mieux que  $10^{-15}$  près. Une telle précision donne accès aux différents domaines de recherche et de technologies actuels.

En recherche fondamentale, d'un côté les horloges atomiques permettent de tester les théories comme la théorie de la relativité ou de la gravitation, d'un autre elles contribuent à une connaissance de plus en plus fine des multiples propriétés des particules, des atomes et des molécules.

Dans le domaine des technologies, les systèmes de navigation par satellite (GPS, GLONASS, BeiDou-Compass et GALILEO) offrent une des applications les plus répandues et spectaculaires des horloges atomiques.

Dictée par différents besoins et des applications, une partie de l'effort de recherche en métrologie des fréquences est orientée vers la conception d'horloges dont les performances en terme de stabilité et d'exactitude sont de plus en plus exceptionnelles. Il s'agit des horloges optiques, à ions ou atomes neutres refroidis et piégés. Souvent la conception de ce type d'horloges est très complexe, conduisant à des dispositifs lourds et encombrants.

Contrairement aux applications dans le domaine de la recherche, pour lesquelles la conception d'horloges de plus en plus stables et de plus en plus exactes est primordiale, pour les applications technologiques souvent les critères de volume, de poids et de consommation sont dominants. Actuellement plusieurs projets sont menés dans des laboratoires du monde entier pour élaborer un prototype d'une horloge de dimensions compactes mais sans trop dégrader les performances. Malgré de nombreux avantages offerts par les atomes refroidis dans un piège, cette technique reste assez complexe et volumineuse. Dans ce domaine des horloges compactes les horloges à cellule contenant une vapeur thermique, dont le principe est assez simple et le volume peut être considérablement réduit, donnent des meilleures solutions du point de vue du rapport performances/volume.

Le développement des horloges à cellules a commencé dans les années 50-60 [1, 2]. Elles ont été basées sur la méthode de la double résonance, optique et micro-onde [3]. Dans ce type d'horloge, les atomes sont confinés dans une cellule en verre de quelques centimètres cubes qui contient aussi une vapeur de gaz inerte afin de limiter les collisions des atomes avec les parois. L'ensemble est placé dans une cavité micro-onde afin de sonder la transition d'horloge. Pour pouvoir effectuer ce sondage il faut effectuer un pompage optique [4]. Pour cela une lampe à décharge et un filtre isotopique ont été utilisés dans les premiers prototypes. Le filtre isotopique est nécessaire pour isoler l'une des raies de la structure hyperfine. Cette technique n'est valable que pour l'atome de Rb, car pour Cs, par exemple, il n'existe pas d'isotope correspondant.

L'application des lasers a permis de remplacer la lampe et le filtre et a rendu possible le pompage optique pour d'autres alcalins (Cs, par exemple) [5]. Mais pendant longtemps les performances d'horloges à Rb pompées par une lampe ont été meilleures que celles pompées par laser à cause de bruit supplémentaire induit par le laser (bruit d'amplitude et de fréquence). La situation a changé avec le développement des diodes laser et des techniques de stabilisation, qui ont permis de développer des prototypes de plus en plus performants [6, 7].

Un autre fait marquant pour le développement des horloges à cellule remonte aux années 90, quand l'application de l'effet de piégeage cohérent de population, un phénomène découvert dans les années 70 par Alzetta *et al.* [8], a été démontré [9]. Cela a permis de réaliser une interrogation purement optique, la cavité micro-onde n'était plus utile, ce qui a ouvert des possibilités pour la réduction du volume.

Le projet d'une horloge à cellule, qui a débuté dans les années 2000 au LNE-SYRTE-Observatoire de Paris [10], est basée sur cette interrogation purement optique. Cette horloge utilise une combinaison de deux techniques : l'effet de piégeage cohérent de population et une technique d'interrogation Ramsey [11] dans le domaine temporel. La combinaison de ces deux méthodes doit permettre d'atteindre de très bonnes caractéristiques, tout en gardant un volume raisonnable et une conception très simple.

Cette thèse présente la suite des travaux de développement de cette horloge. Elle est orientée vers une amélioration des caractéristiques d'horloge et une étude des principaux effets pouvant limiter la stabilité de fréquence à moyen et long terme.

Ce manuscrit présente les différents étapes de ce travail et s'organise de manière suivante:

**Le chapitre 1** "Horloges atomiques" permet de rappeler les différents aspects de fonctionnement d'une horloge atomique et comment ses performances sont évaluées. A la fin de ce chapitre on donne un bref aperçu des différentes applications actuelles des horloges atomiques.

**Le chapitre 2** "Effet de piégeage cohérent de population et horloges compactes" a pour but d'introduire les notions de l'effet de piégeage cohérent de population et de montrer les différentes applications de cet effet dans les horloges atomiques.

**Le chapitre 3** "Montages d'horloges à piégeage cohérent de population développées au laboratoire" est consacré à une description détaillée et une caractérisation du montage d'une horloge CPT pulsée développée au SYRTE.

On décrit également un montage d'une horloge CPT continue, qui a été construit pour caractériser les cellules, on présente les premiers résultats et on montre les limitations de ce montage.

**Le chapitre 4** "Étude des déplacements collisionnels: Cs - gaz tampon" présente les résultats de l'étude des déplacements collisionnels effectuée sur le montage horloge CPT pulsée. Cette étude a permis d'établir les coefficients de la dépendance thermique du déplacement collisionnel de la fréquence d'horloge pour trois gaz tampons (Ne, N<sub>2</sub> et Ar) et de choisir un mélange de gaz optimal pour annuler cette dépendance et réaliser une cellule avec des caractéristiques optimales.

**Le chapitre 5** "Étude du signal et de la relaxation" expose les résultats des travaux sur l'étude du signal de la résonance de piégeage cohérent de population. Il s'agit d'une étude de l'amplitude du signal et des valeurs optimales des paramètres permettant d'avoir une amplitude maximale dans le cas de l'horloge pulsée développée au SYRTE. Une étude de l'influence des différents paramètres sur la durée de vie de la cohérence dans le cas d'une horloge pulsée est également présentée. Ces deux études visent à trouver les paramètres optimaux pour une cellule optimale choisie lors de l'étude des déplacements collisionnels.

A la fin de ce chapitre on présente les résultats d'une étude sur la forme de la résonance dans les cellules avec et sans gaz tampon.

**Le chapitre 6** "Effets de puissance et déplacements lumineux" présente les résultats d'une étude des déplacements lumineux et des effets de puissance. Cette étude a permis d'établir l'importance de l'effet de dissymétrie de la résonance de piégeage cohérent de population, de déterminer la sensibilité de la fréquence d'horloge aux différents paramètres (intensité laser, désaccord optique) et d'estimer leur impact sur la stabilité de l'horloge développée.

**L'annexe A** permet de rappeler quelques constantes courantes et quelques données utiles sur l'atome de <sup>133</sup>Cs.

**L'annexe B** regroupe l'ensemble des informations disponibles sur les cellules utilisées pour les études présentées dans ce manuscrit.



# Chapitre 1

## Horloges atomiques

L'utilisation des atomes pour les mesures de temps est devenue possible au cours du XXème siècle avec le développement de la mécanique quantique et des techniques de spectroscopie. Contrairement aux horloges à quartz, dont la fréquence absolue dépend de la géométrie du cristal et présente des irrégularités (à court et long terme) dues au vieillissement du cristal, les atomes au repos, eux, possèdent des niveaux d'énergie stables et universels (dans l'état actuel de nos connaissances). Ces niveaux d'énergie sont reliés à des fréquences par la relation de Bohr, et les atomes constituent donc les meilleures références de fréquence que l'on connaisse à ce jour.

Dans ce chapitre le principe de fonctionnement d'une horloge atomique, ainsi que les outils permettant de caractériser ses performances seront décrits. A la fin du chapitre on donne des exemples des principales applications des horloges atomiques.

### 1.1 Principe de fonctionnement

#### 1.1.1 Généralités et définitions

Un étalon de fréquence est un dispositif physique qui fournit aux utilisateurs un signal périodique, dont la fréquence est très stable et connue avec une grande précision.

Un étalon de fréquence atomique est basé sur deux éléments essentiels:

1) une référence atomique correspondant à la fréquence de la transition  $\nu_{at}$  entre deux niveaux d'énergie  $|1\rangle$  et  $|2\rangle$  du spectre de l'atome utilisé, liés par la loi de Bohr  $E_2 - E_1 = h\nu_{at}$ , où  $h = 6.626 \cdot 10^{-34}$  J·s est la constante de Planck.

2) un oscillateur macroscopique, qui délivre un signal utile de fréquence  $\nu_{osc}$  proche de  $\nu_{at}$ .

La référence atomique ne délivre aucun signal utilisable directement mais permet d'évaluer la fréquence de l'oscillateur de manière absolue. L'oscillateur fournit le signal périodique utilisable, mais sa fréquence  $\nu_{osc}$  n'est pas bien définie en absolu et elle est susceptible de fluctuer au cours de temps. Pour minimiser les fluctuations de fréquence de l'oscillateur, on le compare périodiquement à la référence de fréquence (très stable et connue de manière absolue) afin de corriger le signal utile. C'est l'asservissement de la fréquence de l'oscillateur sur la référence. Il permet de transférer la stabilité de fréquence de la référence à l'oscillateur.

L'étalon de fréquence peut être de deux types différents:

- si la référence atomique est un oscillateur, l'étalon de fréquence est de type *actif* et la phase de l'oscillateur macroscopique est asservie à celle de l'oscillateur de référence.

- si la référence est un discriminateur de fréquence, il s'agit du type *passif*. La fréquence de l'oscillateur est asservie à la référence atomique.

Historiquement, l'atome de césium 133 a été choisi pour définir la seconde grâce à son abondance naturelle, sa facilité de manipulation, et grâce à sa transition hyperfine dans le domaine micro-onde (quelques GHz), accessible du point de vue technologique dans les années 1950, débuts de la métrologie du temps atomique. Au fil des développements, les horloges au césium se sont imposées en terme de fiabilité. Ainsi en 1967, lors de la 13ème Conférence des poids et mesures, la seconde a été redéfinie comme *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*, faisant alors des horloges au césium des étalons primaires de fréquence. Cette redéfinition implique que la fréquence de la transition hyperfine, appelée couramment transition d'horloge, du  $^{133}\text{Cs}$  est connue de manière exacte, sans incertitude.

Puisque c'est le césium qui est utilisé pour définir la seconde du système international, les horloges basées sur l'atome de césium peuvent constituer des *étalons primaires* (ils doivent réaliser l'unité de temps avec une exactitude ultime). Les horloges basées sur d'autres éléments doivent être calibrées (étalonnées) sur les étalons primaires et ils constituent des *étalons secondaires*.

La transition d'horloge peut appartenir au *domaine micro-onde* (9.19 et 6.83 GHz pour le césium ou le rubidium, par exemple) ou au *domaine optique* (de l'ordre de 100 THz).

Notons que la fréquence du signal délivrée par un oscillateur asservi sur une transition atomique constitue *un étalon de fréquence*, qu'on peut utiliser pour faire des mesures de fréquence. Si on associe à un étalon de fréquence un compteur capable de compter les périodes du signal d'horloge et de délivrer des tops d'horloge (tops de synchronisation) à un nombre fixé de périodes, alors on réalise *une horloge atomique*. Le dispositif réalise ainsi la définition de la seconde dans le cas d'une horloge basée sur le césium. On peut alors utiliser l'horloge pour construire une échelle de temps et dater des événements. Les notions d'étalon de fréquence et d'horloge sont différentes, mais dans ce manuscrit ces notions seront confondues.

Par la suite on va se concentrer sur une horloge passive basée sur une transition hyperfine du Cs qui se trouve dans le domaine micro-onde. Même si le principe de fonctionnement d'une horloge est assez générale, il sera illustré sur l'exemple d'une horloge à cellule contenant la vapeur d'un alcalin et utilisant le piégeage cohérent de population.

### 1.1.2 Description du fonctionnement

Une horloge atomique doit délivrer un signal de fréquence connue et stable reposant sur une résonance atomique. Pour cela on fait interagir un champ électro-magnétique (un champ d'interrogation), dont la fréquence  $\nu$  est générée à partir de la fréquence délivrée par un oscillateur ( $\nu_{osc}$ ), avec un atome présentant une résonance à la fréquence  $\nu_{at} = (E_2 - E_1)/h$  (voir figure 1.1). Notons que généralement la fréquence "propre" de l'oscillateur  $\nu_{osc}$  (délivrée par un quartz, par exemple) est de 5, 10 ou 100 MHz, donc, loin de la fréquence atomique, et on utilise une chaîne de fréquence pour multiplier et convertir cette fréquence jusqu'à la fréquence de la résonance.

La réponse du système atomique dépend du désaccord  $\delta = \nu - \nu_{at}$  entre la fréquence du signal issu de l'oscillateur et la résonance atomique<sup>1</sup>. La réponse est maximale quand le désaccord est nul.

---

1. Notons que pour les horloges basées sur l'effet de piégeage cohérent de population la résonance atomique est la résonance de piégeage cohérent de population. Cette résonance se traduit par une augmentation de la transmission de la cellule (contenant la vapeurs du Cs) en fonction du désaccord entre la différence de fréquences entre les deux lasers (délivrée par l'oscillateur) et la fréquence de l'écart hyperfin des niveaux fondamentaux du Cs (9.912 GHz). L'effet de piégeage cohérent de population sera décrit en détail dans le chapitre 2 et la réalisation expérimentale sera présentée dans le chapitre 3.



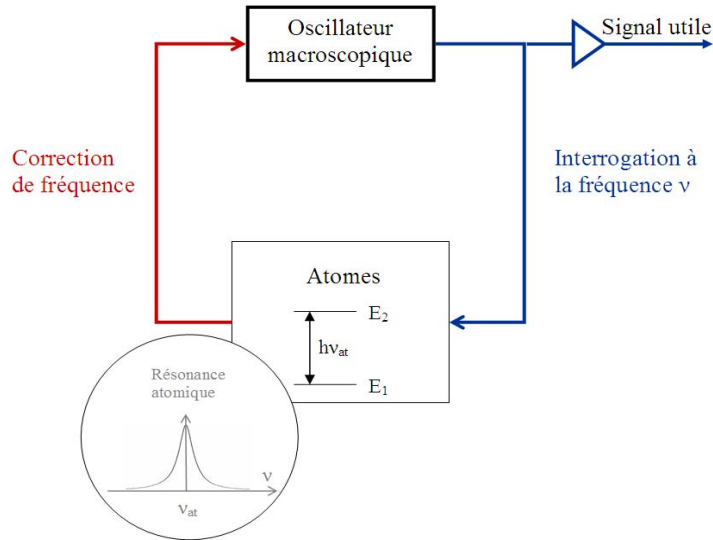


Figure 1.1 – Principe de fonctionnement d'une horloge atomique.

Pour interroger le système atomique deux méthodes sont couramment utilisées: la technique de Rabi [12] et la technique de Ramsey [11]. La première correspond à une seule interaction entre les atomes et le champ d'interrogation. La deuxième correspond à deux interactions séparées d'un temps de libre évolution de durée  $T$ . Dans ce cas le signal présente un système de franges, centré en  $\delta=0$ , dont la période vaut  $1/T$ , et qui s'atténuent lorsqu'on s'éloigne de la résonance<sup>1</sup>(voir figures 1.2).

Pour pouvoir asservir un oscillateur sur la référence atomique, une quantité importante est la pente  $(\delta S/\delta\nu)$  du discriminateur de fréquence atomique, c'est à dire la sensibilité avec laquelle on est en mesure de discriminer une variation de fréquence de l'oscillateur (la sensibilité avec laquelle on est en mesure de discriminer le changement de niveau de signal en fonction du changement la fréquence de l'oscillateur). L'asservissement sur la référence atomique est fait en appliquant une modulation de fréquence (ou de phase) carrée d'une certaine profondeur  $\Delta\nu$  (ou  $\Delta\varphi$ ) sur la fréquence (ou la phase) du signal d'interrogation. On mesure alternativement le niveau de signal de part et d'autre de la résonance (voir figure 1.3).

Habituellement, en cas de modulation de fréquence on choisit la profondeur de modulation  $\Delta\nu_m = (\Delta\nu_{1/2})/2$  (où  $\Delta\nu_{1/2}$  est la largeur totale à mi-hauteur), car c'est proche de la mi-hauteur que la pente du discriminateur de fréquence est maximale. Pour la modulation en phase, la pente du discriminateur est maximale pour la différence des phases entre les deux interrogation  $\Delta\varphi_m = \pi/2$ .

1. Notons que les expressions analytiques du signal observé dans le cas d'horloge basées sur l'effet de piégeage cohérent de population ne sont pas aussi simples que dans le cas d'observation de la population dans le système à deux niveaux. Dans notre cas il s'agit d'un système à trois niveaux avec deux niveaux fondamentaux et un niveau excité. Et la valeur observable est la population du niveau excité. Les expressions sont assez compliquées, et les formules analytiques pour l'interrogation Rabi peuvent être trouvées dans les articles suivants [13, 14, 15, 16] et pour l'interrogation Ramsey - dans l'article [16]. Ici on va se contenter de donner juste des exemples des signaux observés dans les cas Rabi et Ramsey (figure 1.2).

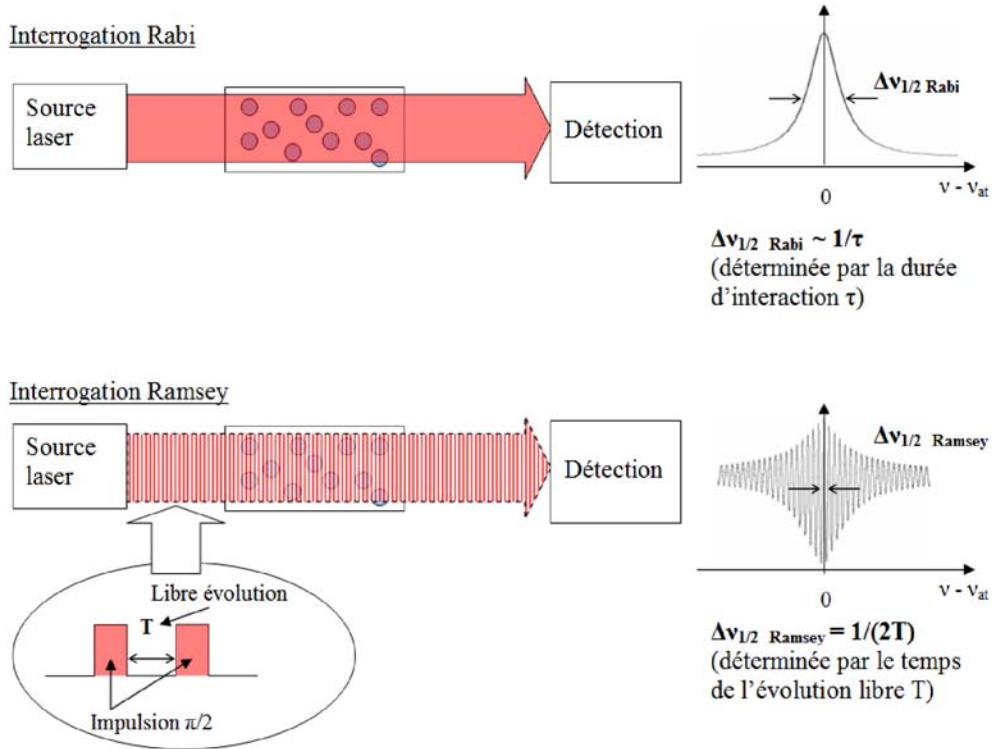


Figure 1.2 – Interrogation Rabi et Ramsey.

La différence entre les niveaux du signal  $\delta S = S_{\nu+\Delta\nu_m} - S_{\nu-\Delta\nu_m}$ , obtenue en sondant successivement les deux flancs de la résonance permet de construire le signal d'erreur et la correction  $\delta_c$  qui sera appliqué à la fréquence de l'oscillateur. La correction de la fréquence  $\delta_c^{(k)}$  à appliquer au  $k^{\text{eme}}$  cycle est définie par la relation de récurrence suivante:

$$\delta_c^{(k)} = \delta_c^{(k-1)} + (-1)^k G(S^{(k-1)} - S^{(k-2)}), \quad (1.1)$$

où  $S^{(i)}$  est le niveau de signal mesuré au  $i^{\text{eme}}$  cycle,  $G$  est le gain de l'asservissement. Ce processus itératif est un asservissement proportionnel intégral et a pour le but de ramener la fréquence de l'oscillateur d'interrogation vers la fréquence de la résonance atomique. Autrement dit l'asservissement vise à équilibrer les niveaux mesurés des deux côtés de la résonance, et quand les niveaux du signal de part et d'autre de la fréquence centrale sont égaux on se trouve à résonance exacte.

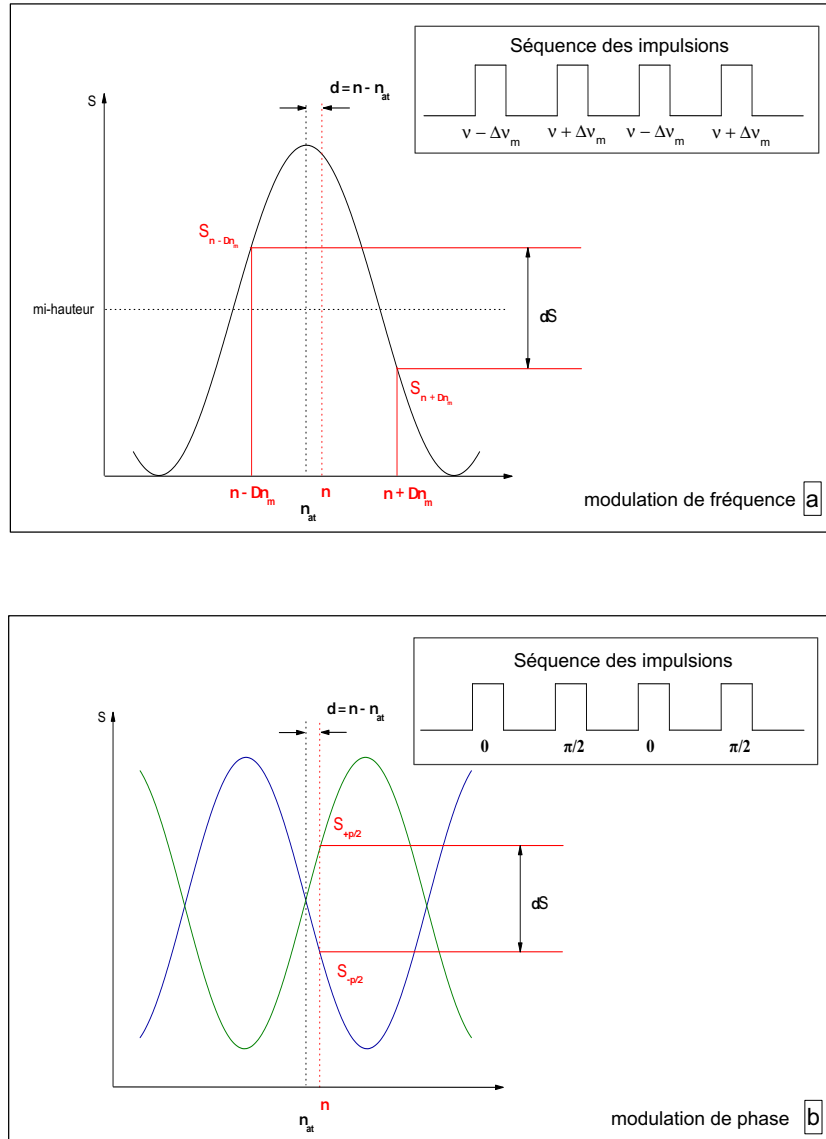


Figure 1.3 – Principe de l’asservissement sur une résonance atomique. Illustrations pour les cas de modulation carrée de fréquence et de phase. Signal pour l’interrogation de Ramsey. a) Modulation de fréquence. La fréquence d’interrogation  $\nu$  n’est pas centrée sur la résonance atomique à  $\nu_{at}$ . La modulation carrée de fréquence donne lieu à un déséquilibre  $\delta S = S_{\nu+\Delta\nu_m} - S_{\nu-\Delta\nu_m}$  des niveaux du signal mesurés de part et d’autre de la fréquence centrale traduisant le désaccord en fréquence  $\delta = \nu - \nu_{at}$ . L’asservissement va travailler pour corriger ce désaccord de manière à égaliser les mesures de niveaux. b) Modulation de phase. La fréquence d’interrogation reste constante, mais la phase est modulée entre 0 et  $\pi/2$ . Dans ce cas la différence de phase entre les deux impulsions est de  $+\pi/2$  pour le passage de 0 à  $\pi/2$  (frange en vert) et  $-\pi/2$  pour le passage de  $\pi/2$  à 0 (frange en bleu). Quand le désaccord  $\delta$  est nul le niveau détecté sur la frange verte est égale à celle de la frange bleue. Quand il y a un désaccord  $\delta = \nu - \nu_{at}$  non nul les niveaux détectés sont différents et l’asservissement va travailler pour corriger ce désaccord de manière à égaliser les mesures du niveau.

## 1.2 Caractérisation des performances

La fréquence utile délivrée par une horloge peut s'écrire sous la forme suivante:

$$\nu(t) = \nu_{at} \times [1 + \varepsilon + y(t)], \quad (1.2)$$

où  $\nu_{at}$  désigne la fréquence de résonance atomique (valeur théorique, non perturbée);  $\varepsilon$  représente le déplacement en valeur relative de la fréquence moyenne du signal par rapport à  $\nu_{at}$ ;  $y(t)$  représente les fluctuations de fréquence de ce signal en valeur relative.

Autrement dit,  $y(t)$  et  $\varepsilon$  déterminent deux grandeurs essentielles qui caractérisent la fréquence du signal délivré par une horloge atomique :

- la stabilité, qui caractérise les fluctuations relatives  $y(t)$  de la fréquence du signal pendant une durée de mesure  $\tau$ ; c'est la capacité de l'horloge à reproduire la même fréquence au cours du temps.

- l'exactitude, qui est l'incertitude de mesure sur la différence  $\varepsilon$  entre la fréquence de transition mesurée et la fréquence théorique (non-perturbée).

### 1.2.1 Stabilité et variance d'Allan

Pour caractériser la stabilité de fréquence d'un signal, on utilise un outil d'analyse statistique : la variance d'Allan (écart-type d'Allan) [17, 18]. On se reportera également au cours de P.Urich [19] pour plus de détails.

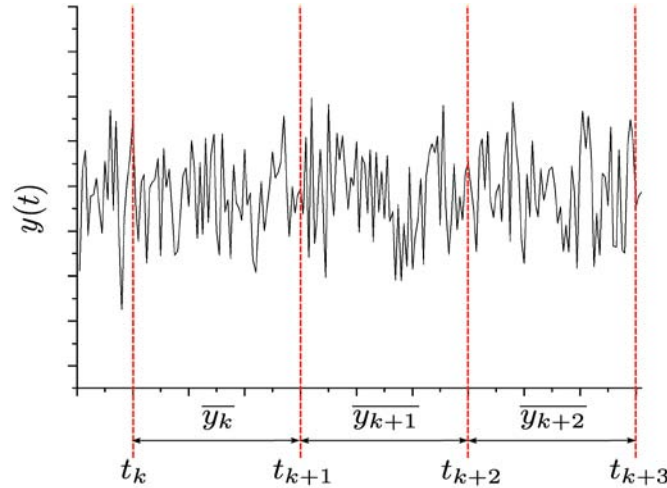


Figure 1.4 – Signal aléatoire pour le calcul de la variance d'Allan. Les  $\overline{y_k}$  sont les moyennes de  $y(t)$  sur chaque intervalle  $[t_k; t_{k+1}]$  de durée  $\tau$ .

Si on appelle  $\overline{y_k}$  les valeurs moyennes des fluctuations du signal  $y(t)$  sur les intervalles successifs  $[t_k; t_{k+1}]$ , tel que  $t_{k+1} - t_k = \tau$  (voir figure 1.4), alors

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

La variance d'Allan s'exprime comme:

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \langle (\overline{y_{k+1}} - \overline{y_k})^2 \rangle = \frac{1}{2} \lim_{n \rightarrow \infty} \left\{ \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (\overline{y_{k+1}} - \overline{y_k})^2 \right\}, \quad (1.4)$$

où  $y$  est l'écart relatif de fréquence instantanée.

L'avantage notable de la variance d'Allan est qu'elle permet de discriminer les types de bruit suivant la pente de variance (voir figure 1.5). Dans la suite la fonction  $\sigma_y(\tau)$  est nommée comme la stabilité de fréquence d'un signal.

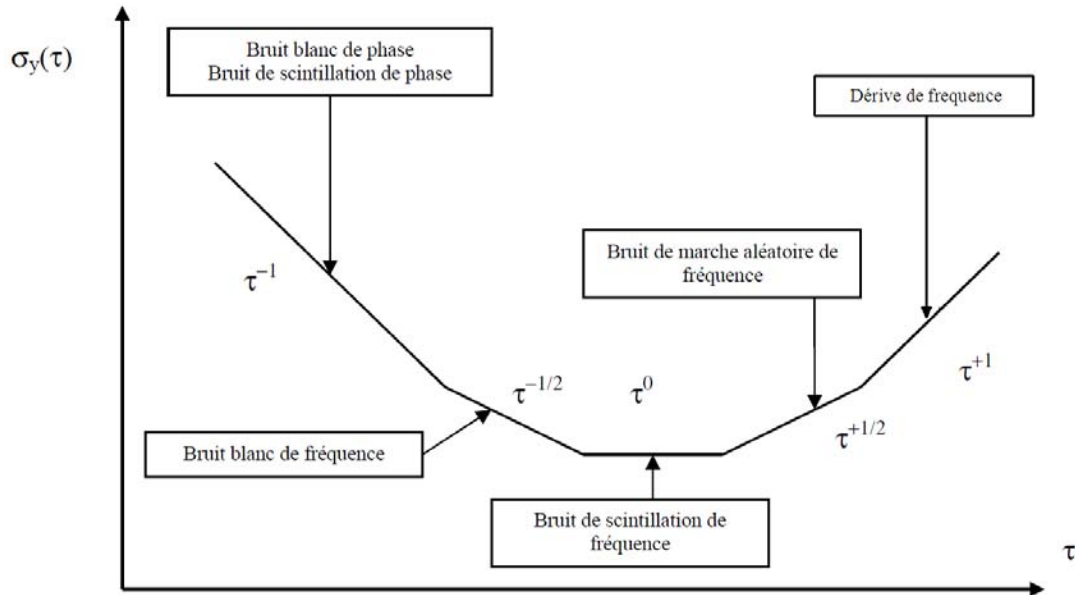


Figure 1.5 – Tracé bi-logarithmique de l'écart-type d'Allan.

Dans la plupart des horloges atomiques passives et pour les durées typiques  $\tau$  de 1 à 10000 s, les fluctuations de  $\overline{y_k}$  ne sont pas corrélées: il s'agit d'un bruit blanc de fréquence. Dans ce cas on peut montrer qu'on a une dépendance caractéristique de la stabilité en  $\tau^{-1/2}$ :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{\nu_{at}} \frac{\sigma_S}{\left( \frac{\delta S(\nu)}{\delta \nu} \right)_{\Delta \nu_m}} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}}, \quad (1.5)$$

où  $\nu_{at}$  est la fréquence de résonance atomique,  $\sigma_S$  est l'écart type des fluctuations du niveau de signal détecté  $S$ ,  $\left( \frac{\delta S(\nu)}{\delta \nu} \right)_{\Delta \nu_m}$  est la pente du discriminateur de fréquences,  $T_c$  est le temps de cycle, soit la durée d'une interrogation complète (préparation, interrogation, détection).

Sur les temps longs ( $\tau > 10^3 - 10^4$  s), les fluctuations insuffisamment contrôlées des paramètres de l'horloge peuvent provoquer l'apparition d'un palier, voir d'une remontée de l'écart type d'Allan, constituant la limite de résolution des mesures.

### 1.2.2 Exactitude

Dans l'équation (1.2),  $\varepsilon$  représente la différence entre la fréquence moyenne du signal délivré par l'horloge et la fréquence de la transition d'horloge d'un atome non perturbé. Ce déplacement de la fréquence de l'horloge provient des effets qui perturbent de manière déterministe le processus d'interrogation des atomes. On appelle ces effets des effets systématiques. Ils sont contrôlés le mieux possible et évalués par une modélisation des phénomènes physiques mis en jeu et par des mesures de fréquences faites pour plusieurs paramètres de fonctionnement de l'horloge. À l'issue de cette démarche, on peut donner une estimation de la valeur de  $\varepsilon$ . L'incertitude sur cette valeur décrit l'inexactitude de l'horloge. (On parle d'exactitude par abus de langage).

Dans une horloge atomique, malgré les différents blindages et autres protections, l'atome est perturbé par son environnement (température, champ magnétique, présence d'autres atomes ou de lumière, etc.). Il existe un grand nombre d'interactions et d'effets qui déplacent la valeur de la résonance atomique par rapport à la situation théorique d'un atome isolé. Les effets systématiques dépendent évidemment du type d'horloge considéré.

### 1.2.3 Principaux déplacements limitant la stabilité (horloge à cellule).

Chaque type d'horloges a des effets qui limitent leur stabilité et exactitude. Ces effets sont nombreux et ont une importance différente pour chaque type d'horloge. Dans cette thèse on va présenter une horloge atomique compacte à cellule contenant la vapeur de Cs, basée sur l'effet de piégeage cohérent de population. Pour les applications envisagées de ce type d'horloge (voir page 21) la notion d'exactitude n'est pas cruciale. On va se concentrer sur la stabilité de fréquence.

Pour ce type d'horloge on peut donner une liste non exhaustive des principaux déplacements affectant la stabilité de fréquence:

- le déplacement Zeeman du second ordre;
- le déplacement collisionnel;
- le déplacement lumineux.

**Déplacement Zeeman du second ordre.** Ce déplacement de fréquence est lié à la présence d'un champ magnétique dans la zone d'interrogation, qui est volontairement appliqué afin de lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman des deux états hyperfins de la transition d'horloge. On travaille avec les sous-niveaux  $m_F = 0$  qui exhibent une sensibilité au champ magnétique du second ordre seulement (pour Cs:  $\Delta\nu_{mag} = 427.45 Hz/G^2 \cdot B^2$ , où B est le module du champ magnétique directeur appliqué en Gauss). Les instabilités du champ magnétique appliqué, ainsi que les champs parasites peuvent dégrader la stabilité de la fréquence.

**Déplacement collisionnel.** L'atome (ou l'ensemble des atomes) qui sert de référence n'est jamais isolé et peut interagir avec les autres atomes. Dans le cas d'une horloge à cellule il s'agit principalement des interactions (collisions) avec les atomes des gaz tampons volontairement ajoutés dans la cellule. L'intérêt et les désavantages de l'introduction du gaz tampon dans la cellule seront discutés en détails dans le chapitre 4. Mentionnons ici que la sensibilité thermique de ce déplacement collisionnel affecte la stabilité moyenne et long terme de la fréquence d'horloge.

**Déplacement lumineux.** Le déplacement lumineux (ou l'effet Stark dynamique) apparaît à cause de l'interaction du moment dipolaire atomique induit avec le champ électro-magnétique. Cela mène à un déplacement des niveaux atomiques avec l'intensité de lumière. Ce déplacement est proportionnel à l'intensité lumineuse et dépend du désaccord entre la fréquence de la transition et la fréquence de la lumière incidente. Le déplacement lumineux sera discuté en détails dans le chapitre 6.

## 1.3 Aperçu des principales applications des horloges

Dans les sections précédentes on a montré le principe de fonctionnement et les principales caractéristiques des horloges atomiques. Dans cette section on va donner un bref aperçu des principales applications des horloges atomiques, qui sont indispensables partout où des mesures stables et/ou absolues de fréquences, de durées ou de longueurs sont nécessaires. Pour plus de détails sur les différentes applications on pourra se reporter aux références [20, 21].

### Métrologie.

*Système International d'unités.* Parmi les sept unités de base du Système International d'unités (SI), la seconde est de très loin l'unité que l'on sait le mieux réaliser. Une démarche logique consiste donc à essayer de raccorder, à l'aide des lois de la physique et des constantes fondamentales, les diverses unités à la seconde afin de bénéficier de toute l'exactitude de la réalisation de la seconde sur les autres unités. Ainsi, la seconde prend alors une place centrale en métrologie puisque de nombreux dispositifs visant à réaliser une unité, le mètre par exemple, nécessiteront une référence de temps exacte.

*Temps international.* Un des rôles "naturels" d'une horloge est d'assurer la réalisation d'une référence de temps, qui permet de dater les événements les uns par rapports aux autres. Cette tâche est effectuée par les différents laboratoires nationaux de métrologie, qui développent des étalons de fréquences et exploitent leurs signaux ultra-stables afin de construire diverses échelles de temps (Temps Atomique International (TAI), Temps Universel Coordiné (UTC)). Ces échelles doivent répondre à certaines exigences: l'universalité, la pérennité, l'accessibilité, l'exactitude, la stabilité. La qualité d'une échelle de temps repose à la fois sur l'exactitude exceptionnelle des étalons primaires et sur la très bonne stabilité (et continuité d'opération) des étalons secondaires (dont la fréquence moyenne est calibrée sur les étalons primaires).

### Physique fondamentale.

Les mesures précises (exactes) de fréquences jouent un rôle clé dans les nombreux projets de physique fondamentale. On va donner quelques exemples:

- mesures de constantes physiques (la constante de Rydberg  $R_\infty$  ou le rapport gyro-magnétique  $g$  d'électron);
- variation dans le temps des constantes fondamentales (constante hyperfine  $\alpha$ );
- propriétés des atomes et molécules (constantes atomiques comme les rapports gyro-magnétiques nucléaire et électronique, section efficace de collision entre les atomes froids, etc.);
- mesures absolues de fréquences (dans les domaines micro-onde (Rb) et optique (Ca), par exemple);
- mesure de la structure de l'espace-temps et de la gravité (projets ACES [22] et SAGAS [23])

### Systèmes de positionnement.

La détermination de distances par la mesure du temps de propagation du signal est à la base des systèmes de positionnement par satellites (GNSS - Global Navigation satellite Système). Le système comprend 3 composantes principales: i) la composante spatiale constituée (nominalement) de 24 satellites en orbite autour de la Terre, ii) la composante de contrôle formée de stations de poursuite au sol, et iii) la composante utilisateur qui comprend les récepteurs.

L'erreur sur le positionnement provient basiquement de deux contributions: la non-homogénéité du milieu de propagation du signal électromagnétique due aux effets atmosphériques (cela perturbe le temps de propagation du signal) et la "désynchronisation" des bases de temps à l'émission et à la réception. Ces bases de temps sont données par des horloges atomiques dont les fréquences peuvent fluctuer dans le temps. En pratique la stabilité de fréquence des horloges peut être un élément limitant.

L'échelle de temps de référence définissant le temps propre de la constellation (comme GPS-Time ou Galileo System Time) est générée par une batterie d'horloges très stables situées au sol dans la station de contrôle. Les horloges embarquées ont pour fonction de dispenser cette référence de temps le mieux possible. Mais à cause des contraintes (volume, poids, consommation) les horloges embarquées ont des performances moindres que les horloges sol, tant en terme de bruit que de dérive, et ne peuvent garantir la qualité de cette échelle de temps sans être périodiquement recalibrées. Cette calibration est faite tous les jours quand les satellites passent au dessus des stations de contrôle. La stabilité de l'horloge de bord doit donc être suffisamment bonne pour que l'erreur temporelle intégrée sur la durée entre deux calibrations soit inférieure à l'erreur maximum tolérée.

#### Autres applications.

Parmi les autres applications on peut nommer le rôle de synchronisation dans les projets :

- *VLBI* (Very Large Baseline Interferometry), c'est une technique qui permet d'observer des objets stellaires avec une très bonne résolution grâce à des antennes distantes. Cette technique peut aussi être employée en géodésie pour suivre la dynamique des plaques tectoniques ou la rotation de la Terre. Les horloges atomiques interviennent ici dans la synchronisation des enregistrements.

- *Deep Space Network (DSN)*, qui représente un réseau d'énormes antennes permettant de communiquer avec les sondes spatiales et d'assurer leur navigation dans le système solaire.

- Dans les exemples présentés il s'agit des applications des horloges qui ont un très haut niveau de performances, voir des performances exceptionnelles (tableau 1.1). Mentionnons aussi *des applications plus répandues et dont les besoins sur les performances sont plus modestes* mais les contraintes sur leur volume et consommation sont très strictes. La miniaturisation des horloges atomiques (des micro-horloges dont le volume est réduit à quelques dizaines de  $\text{cm}^3$ ) peut rendre possible leur intégration dans les récepteurs GNSS pour remplacer les horloges à quartz utilisées jusqu'à maintenant. On peut donner une autre exemple d'application possible - c'est les télécommunications. Avec le développement des systèmes de communication (ordinateurs portables, portables cellulaires) le transfert de données devient de plus en plus important. Pour effectuer un transfert de données efficace et sans erreur, les différents points de transfert doivent être synchronisés avec une très bonne exactitude. Une horloge atomique en chaque point d'émission et de réception pourrait améliorer la synchronisation.

Tableau 1.1 – Les besoins spécifiques pour les différentes applications des horloges atomiques.

Application	Stabilité court terme	Stabilité long terme	Exactitude	Contraintes
Métrologie				
Étalon primaire	$10^{-13} \tau^{-1/2}$	$10^{-16}$	$10^{-16}$	exactitude exceptionnelle
Étalon secondaire	$5 \cdot 10^{-12} \tau^{-1/2}$	$\leq 10^{-14}$	$10^{-13}$	continuité d'opération
Physique fondamentale	$10^{-13} \tau^{-1/2}$	$10^{-16}$	$\leq 10^{-15}$	-
GNSS	$10^{-12} \tau^{-1/2}$	$10^{-14}$	-	système embarqué
DSN	$10^{-12} \tau^{-1/2}$	$\leq 10^{-14}$	-	système embarqué
VLBI	$10^{-13} \tau^{-1/2}$	$10^{-15}$	-	continuité d'opération
Récepteurs GNSS, Télécommunications	$10^{-11} \tau^{-1/2}$	$\leq 10^{-13}$	-	fortes contraintes sur volume et consommation



## Chapitre 2

# Effet de piégeage cohérent de population et horloges compactes

### 2.1 Effet de piégeage cohérent de population

#### 2.1.1 Théorie intuitive

Une explication intuitive de l'effet de piégeage cohérent de population est basée sur un système atomique à trois niveaux qui interagit avec un champ bichromatique (figure 2.1).

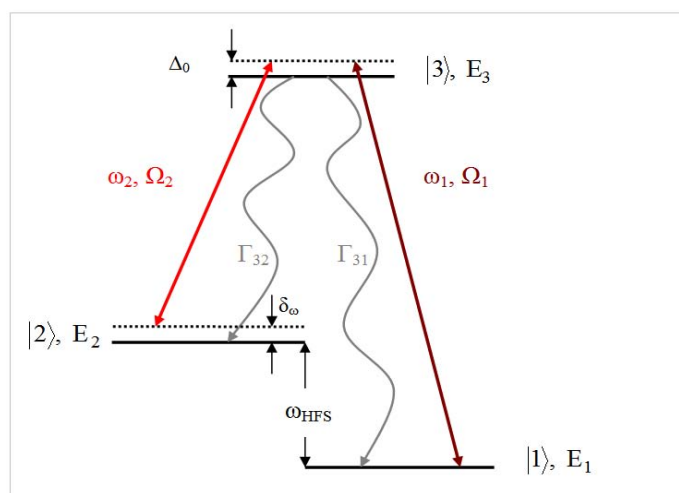


Figure 2.1 – Système atomique à trois niveaux en schéma  $\Lambda$ .  $E_1, E_2, E_3$  sont les énergies des niveaux,  $\Omega_1$  et  $\Omega_2$  sont les fréquences Rabi,  $\omega_1$  et  $\omega_2$  sont les fréquences du champ laser bichromatique.  $\omega_{HFS}$  est l'écart entre les niveaux  $|1\rangle$  et  $|2\rangle$ .  $\delta_\omega$  est le désaccord de la différence des fréquences  $(\omega_1 - \omega_2)$  de l'écart  $\omega_{HFS}$ .  $\Delta_0$  est le désaccord optique. Le taux de relaxation de l'état excité est  $\Gamma = \Gamma_{31} + \Gamma_{32}$ .

Un système à trois niveaux, nommé système- $\Lambda$ , est constitué de deux états fondamentaux  $|1\rangle$  et  $|2\rangle$  avec des énergies  $E_1$  et  $E_2$ , respectivement, couplés à un état excité commun  $|3\rangle$ .

Généralement dans le cas des atomes alcalins, les niveaux  $|1\rangle$  et  $|2\rangle$  sont les deux sous-niveaux hyperfins de l'état fondamental.

Le champ laser bichromatique est représenté comme deux ondes co-propageantes  $\varepsilon(t) = \varepsilon_1 \cdot \exp(-i\omega_1 t + i\varphi_1) + \varepsilon_2 \cdot \exp(-i\omega_2 t + i\varphi_2)$  avec les fréquences  $\omega_1$  et  $\omega_2$ , les amplitudes  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$ , les phases  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$ , et les fréquences Rabi  $\Omega_{1,2} = \vec{\varepsilon}_{1,2} \vec{d}_{1,2} / \hbar$ , où  $\vec{d}$  est le moment dipolaire de la transition considérée.

Dans cette approche l'hamiltonien du système s'écrit (dans la représentation des ondes tournantes):

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{int}, \quad (2.1)$$

$$\hat{H}_0 = E_1|1\rangle\langle 1| + E_2|2\rangle\langle 2| + E_3|3\rangle\langle 3|, \quad (2.2)$$

$$\hat{H}_{int} = -(\hbar/2) \cdot \{\Omega_1(|3\rangle\langle 1| + |1\rangle\langle 3|) + \Omega_2(|3\rangle\langle 2| + |2\rangle\langle 3|)\}, \quad (2.3)$$

où  $\hat{H}_0$  est l'hamiltonien non perturbé,  $\hat{H}_{int}$  est l'hamiltonien de l'interaction de l'atome avec le champ.

On peut choisir une autre base orthogonale  $\{|C\rangle, |NC\rangle, |3\rangle\}$  composée d'un état "couplé", d'un état "non-couplé" et de l'état excité. Les états couplé et non-couplé sont des superpositions des deux états fondamentaux  $|1\rangle$  et  $|2\rangle$ :

$$|C\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} \left( \Omega_1 e^{(-iE_1 t / \hbar)} |1\rangle + \Omega_2 e^{(-iE_2 t / \hbar + i(\varphi_2 - \varphi_1))} |2\rangle \right) \quad (2.4)$$

$$|NC\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} \left( \Omega_2 e^{(-iE_1 t / \hbar)} |1\rangle - \Omega_1 e^{(-iE_2 t / \hbar + i(\varphi_2 - \varphi_1))} |2\rangle \right) \quad (2.5)$$

Ce sont des états propres de l'hamiltonien  $\hat{H}_{int}$ . On peut calculer une amplitude de transition à partir des nouveaux états vers l'état excité [15] :

$$\langle 3 | \hat{H}_{int} | C \rangle = \frac{\hbar}{2\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} e^{-i(E_1/\hbar + \omega_1)t + i\varphi_1} \left( \Omega_1^2 + \Omega_2^2 e^{i\delta_R t + i\delta_\varphi} \right) \quad (2.6)$$

$$\langle 3 | \hat{H}_{int} | NC \rangle = \frac{\hbar\Omega_1\Omega_2}{2\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} e^{-i(E_1/\hbar + \omega_1)t - i\varphi_1} \left( 1 - e^{i\delta_R t - i\delta_\varphi} \right) \quad (2.7)$$

où  $\delta_R = (\omega_1 - \omega_2) - \omega_{HFS}$  est le désaccord des fréquences Raman, et  $\delta_\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$  est la différence de phase des lasers.

A résonance (quand  $\delta_R = 0$ )  $\langle 3 | \hat{H}_{int} | NC \rangle = 0$  et aucune excitation de l'état  $|NC\rangle$  vers un état excité  $|3\rangle$  n'est possible tant que la différence des phases entre les deux lasers  $\delta_\varphi$  est égale à  $n\pi$ ,  $n \in \mathbb{Z}$  (cela montre la nature cohérente de cet effet). On appelle également cet état ( $|NC\rangle$ ) un état noir [14].

Le problème de cette explication intuitive (qui ne tient pas compte des relaxations) est dans la question : comment un atome peut-il tomber dans un état noir ? La réponse est la suivante: si initialement l'atome se trouve dans un autre état, après une interaction avec le champ il peut tomber dans un état noir via émission spontanée. Une fois l'atome dans un état noir il ne peut plus le quitter. Donc, après plusieurs cycles d'excitation, presque tous les atomes sont pompés dans l'état noir, ils se trouvent dans un état noir, sans pouvoir interagir avec le champ optique. Expérimentalement, cet effet se traduit par un pic étroit dans le spectre d'absorption en fonction de la différence des fréquences des deux champs lasers  $\delta_R = (\omega_1 - \omega_2) - \omega_{HFS}$ . On

appelle ce pic de transmission une résonance noire ou CPT (en anglais Coherent Population Trapping) ou une  $\Lambda$ -résonance (figure 2.2).

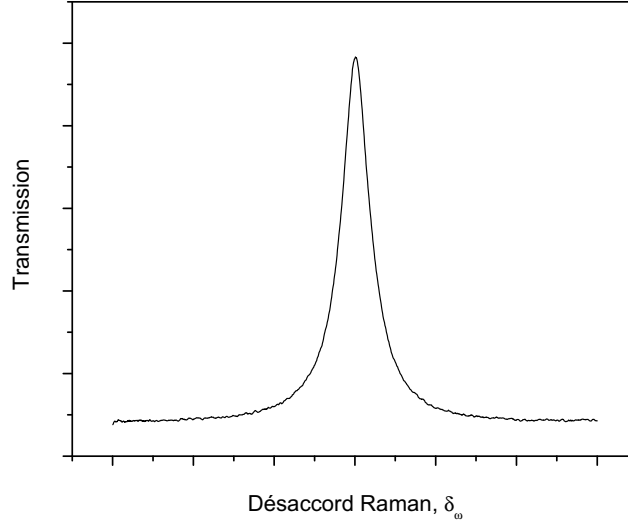


Figure 2.2 – Transmission du milieu en fonction du désaccord Raman - résonance CPT.

### 2.1.2 CPT dans les systèmes réels

Contrairement au système idéal décrit, dans les systèmes réels le nombre des niveaux impliqués est plus que trois et les processus de relaxation (les collisions des atomes avec les parois de la cellule, le temps d'interaction fini entre le champ laser et les atomes) sont toujours présents. Les processus de relaxation limitent le nombre d'atomes qui se trouvent dans l'état noir et déterminent la largeur de la résonance CPT.

#### Largeur de résonance

Généralement la forme de la résonance CPT peut être décrite par une Lorentzienne. La largeur minimale de la résonance CPT est définie par la relaxation de la cohérence hyperfine entre les états  $|1\rangle$  et  $|2\rangle$  ( $\gamma_2$ ), mais pas par la largeur des transitions optiques (par le taux de relaxation  $\Gamma$  de l'état excité  $|3\rangle$ ). Cette largeur augmente linéairement avec l'intensité incidente (dans la limite des faibles intensités et pour un milieu optiquement mince). La largeur totale à mi-hauteur (FWHM - full width half maximum)  $\Delta\nu_{1/2}$  [24] est:

$$\Delta\nu_{1/2} = \frac{1}{\pi} \cdot \left( \gamma_2 + \frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}{2\Gamma} \right) = \frac{1}{\pi} \cdot \left( \gamma_2 + \frac{\Omega_R^2}{\Gamma} \right), \quad (2.8)$$

où  $\gamma_2$  est la relaxation de la cohérence hyperfine en absence de radiation laser,  $\Omega_1$  et  $\Omega_2$  sont les fréquences Rabi,  $\Gamma$  est le taux de relaxation de l'état excité ( $\Gamma = \Gamma_{31} + \Gamma_{32}$ ). Dans le cas d'intensités égales  $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_R$ .

Pour un milieu optiquement dense, l'équation (2.8) n'est plus valable et pour estimer la largeur de la résonance CPT il faut résoudre les équations de Maxwell-Bloch et calculer la largeur du signal de transmission à la sortie de la cellule [25].

La largeur de la résonance CPT est proportionnelle à l'intensité laser. La largeur de la résonance pour l'intensité laser extrapolée vers zéro est déterminée uniquement par  $\gamma_2$ .

Généralement, dans la cellule qui ne contient que les atomes alcalins la relaxation  $\gamma_2$  est dominée par les collisions des atomes avec les parois. Pour augmenter la durée de vie de cohérence, on ajoute un gaz tampon dans la cellule et/ou on dépose un revêtement antirelaxant sur les parois. La présence de gaz tampon a un avantage double. Premièrement, les collisions des atomes alcalins avec le gaz tampon augmentent la durée de vie de la cohérence, car elles augmentent le temps mis par les atomes alcalins pour atteindre les parois (le mouvement des atomes devient diffusif au lieu de balistique) [18]. Deuxièmement, le mouvement diffusif des atomes alcalins, réduit la largeur Doppler de la transition microonde par l'effet de rétrécissement Dicke [26].

Supposons que le faisceau laser couvre toute la cellule (le diamètre du faisceau est égal au diamètre de la cellule). Dans ce cas la largeur de la résonance n'est pas limitée par le temps de vol des atomes dans le faisceau, et la relaxation de la cohérence  $\gamma_2$  dans cellule d'alcalin contenant un gaz tampon est déterminée par :

$$\gamma_2 = \gamma_w + \gamma_{se} + \gamma_{bg}. \quad (2.9)$$

Le premier terme  $\gamma_w$  représente la relaxation par les collisions sur les parois. L'augmentation de la pression du gaz tampon permet de réduire le nombre de ces collisions. Ce terme est donc inversement proportionnel à la pression du gaz tampon  $P$ . Dans le cas de cellule cylindrique il peut être écrit [18]:

$$\gamma_w = \left[ \left( \frac{2.405}{r} \right)^2 + \left( \frac{\pi}{L} \right)^2 \right] D_0 \frac{P_0}{P} \left( \frac{T}{T_0} \right)^{3/2}, \quad (2.10)$$

où  $L$  et  $r$  sont, respectivement, la longueur et le rayon de la cellule,  $D_0$  est une constante de diffusion d'atomes alcalins dans le gaz tampon,  $P_0 = 1$  atm est la pression de référence,  $T$  est la température de la cellule,  $T_0$  est la température de référence. Si la pression de gaz tampon  $P$  n'est pas trop élevée ce terme est dominant.

Le deuxième terme  $\gamma_{se}$  est une relaxation due aux collisions entre les atomes alcalins avec échange de spin. La contribution de ce terme peut être calculée [18]:

$$\gamma_{se} = \frac{6I + 1}{8I + 4} \bar{v}_r n_{cs} \sigma_{se}, \quad (2.11)$$

où  $I$  est le nombre quantique du spin nucléaire,  $\sigma_{se}$  est la section efficace d'échange de spin,  $n_{cs}$  est la densité de la vapeur d'atomes alcalins,  $\bar{v}_r = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi \mu}}$  est la vitesse relative moyenne, où  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $T$  est la température,  $\mu$  est la masse réduite du système. La contribution de ce terme devient importante pour les températures élevées.

Le troisième terme  $\gamma_{bg}$  est déterminé par les collisions des atomes alcalins avec les atomes de gaz tampon et se manifeste quand la pression de gaz tampon devient importante:

$$\gamma_{bg} = n_{bg} \bar{v}_{rel} \sigma_{bg}, \quad (2.12)$$

où  $n_{bg}$  est la densité du gaz tampon,  $\bar{v}_{rel}$  est la vitesse relative moyenne des atomes alcalins à l'égard des atomes de gaz tampon,  $\sigma_{bg}$  est une section efficace de collision entre atomes alcalins et gaz tampon. Contrairement au premier terme  $\gamma_w$ , ce terme  $\gamma_{bg}$  est linéairement proportionnel à la pression  $P$ . Pour les basses pressions de gaz tampon la largeur de la résonance CPT est déterminée par les collisions avec les parois, pour les hautes pressions la largeur est limitée par les collisions avec les atomes de gaz tampon.

Notons que les valeurs des constantes  $\sigma_{se}$ ,  $\sigma_{bg}$  et  $D_0$  sont données dans l'annexe A, ainsi que les calculs de temps de la cohérence hyperfine ( $T_2 = 1/\gamma_2$ ) en fonction des différents paramètres.

### Amplitude de résonance

L'amplitude de la résonance CPT ( $A_{CPT}$ ) peut être calculée comme la différence de population du niveau excité en résonance et hors résonance. Dans le cas d'un système à 3 niveaux, avec  $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_R$  et en tenant compte du désaccord optique  $\Delta_0$ , l'amplitude est proportionnelle à [27]:

$$A_{CPT} \propto n_{cs} \cdot \frac{\Omega_R^4}{4\Gamma} \cdot \left( \frac{1}{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + \Delta_0^2} \right) \cdot \left( \frac{1}{\gamma_2 + \frac{\Omega_R^2}{\Gamma}} \right) \quad (2.13)$$

L'amplitude du signal CPT est proportionnelle à la densité d'atomes de Cs  $n_{cs}$ , donc, l'augmentation de température de la cellule contenant la vapeur d'atomes alcalins permet d'augmenter le signal CPT, mais pour les hautes températures le milieu devient optiquement dense. L'absorption augmente considérablement à cause de l'absorption par les atomes dans les niveaux autres que ceux de la résonance CPT et le signal diminue. Il existe donc une température optimale pour avoir le signal maximal.

De l'autre côté l'augmentation de l'intensité laser doit conduire à l'augmentation du signal. Mais pour une forte intensité laser les effets de pompage sont importants (pour certains schémas d'excitation les atomes peuvent s'accumuler sur les niveaux Zeeman extrêmes (voir paragraphe suivant)). Cela limite le nombre d'atomes qui participent à la formation d'état noir "métrologique" et donc limite l'amplitude de la résonance CPT.

Il faut rappeler, que l'augmentation de température de la cellule et l'augmentation de l'intensité laser conduisent à l'élargissement du signal CPT (équation (2.8)).

### 2.1.3 Différents schémas d'excitation de la résonance CPT

Dans un système idéal à trois niveaux, la superposition d'états doit être complètement noire et la résonance CPT doit apparaître comme un pic de transmission complète sur la courbe de fond Doppler. Mais pour les systèmes réels cela est loin d'être le cas, l'amplitude de la résonance CPT n'atteint jamais 100% à cause des différents processus de la relaxation. En plus la structure des niveaux d'énergie atomiques des alcalins présente de nombreux sous-niveaux Zeeman et la population est distribuée sur ces sous-niveaux Zeeman (si le champ magnétique est appliqué et la dégénérescence levée). Pour diminuer la sensibilité de la fréquence aux variations du champ magnétique dans les horloges atomiques compactes (contrairement aux magnétomètres) on utilise les sous-niveaux Zeeman avec  $m_F = 0$  (dont les fréquences n'ont pas la forte dépendance linéaire avec le champ magnétique). Plusieurs schémas d'excitation de la résonance CPT ont été proposés et sont utilisés dans les horloges compactes.

Nous présentons ici les différents schémas d'excitation de la résonance CPT utilisés dans les horloges compactes, leurs avantages et inconvénients. Traditionnellement on utilise le schéma avec deux faisceaux lasers polarisés circulairement afin de provoquer des transitions entre niveaux Zeeman  $\Delta m_F = +1$  (ou  $-1$ ), (figure 2.3(a)). La superposition entre les niveaux  $m_{F=1} = 0$  et  $m_{F=2} = 0$  de l'état fondamental (dans le cas de Rb) est utilisée pour une résonance métrologique. Les points favorables de ce schéma sont les suivants: la simplicité de réalisation (elle ne demande qu'une lame  $\lambda/4$  devant la cellule, une seule source laser (modulée) peut être utilisée) et l'universalité (convient pour Cs et Rb, raies D1 et D2). Ce schéma simple est utilisé pour les réalisations des micro-horloges CPT (pour  $^{87}\text{Rb}$  [28, 29, 30], pour  $^{133}\text{Cs}$  [31, 32]). L'inconvénient de ce schéma est le pompage vers les niveaux Zeeman extrêmes (pièges) (voir

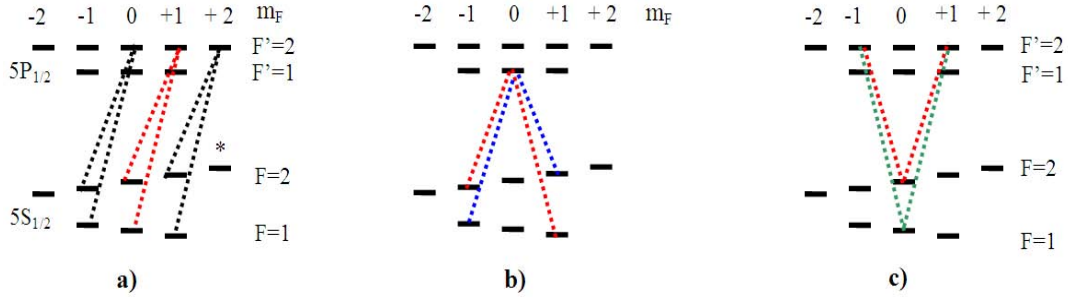


Figure 2.3 – Différent schémas d’excitation de la résonance CPT (cas de la raie D1 du Rb), en couleur - les transitions qui forment la résonance métrologique; a) Schéma traditionnel, deux faisceaux polarisés circulairement, l’étoile correspond à l’état ”piège”; b) Schéma lin || lin, deux faisceaux avec la même polarisation linéaire; c) Schéma avec les polarisations linéaires croisées (lin per lin), schéma avec les faisceaux contra-propageants ( $\sigma+$  -  $\sigma-$ ), schéma ”push-pull” et schéma ”retard de phase”.

figure 2.3(a)). La fuite des atomes vers les autres sous-niveaux Zeeman ne contribuant pas à la formation de l’état noir se traduit par la diminution de l’amplitude du signal.

Plusieurs schémas d’excitation ont été proposés pour augmenter l’amplitude du signal. Un schéma d’excitation avec deux faisceaux de la même polarisation linéaire (”lin || lin”, figure 2.3(b)) est proposé [33]. Ce schéma est aussi simple à réaliser et permet d’augmenter le contraste de signal CPT (jusqu’à un facteur 10). Les auteurs soulignent que les avantages de ce schéma se manifestent seulement pour la raie D1 des atomes avec spin nucléaire  $I=3/2$ , donc pour Rb, et pour une basse pression de gaz tampons. Néanmoins l’augmentation de contraste dans le cas de Cs ( $I=7/2$ ) a été montrée [34]. Mais, malgré la simplicité de réalisation et le contraste augmenté, ce schéma n’est pas favorable pour les horloges: les niveaux utilisés dans ce schéma sont plus sensibles au champ magnétique.

Il faut noter dans le schéma ”lin || lin” que la formation de la résonance CPT sur les sous-niveaux  $m_F = 0$  n’est pas possible pour la raison suivante. L’état noir pour les transitions  $\sigma+$  est brillant pour les transitions  $\sigma-$  et inversement. La situation est différente pour les schémas proposés dans [35, 36, 37, 38]: L’état noir pour les transitions  $\sigma+$  est aussi noir pour les transitions  $\sigma-$ . Ces schémas proposés utilisent les mêmes transitions pour créer la résonance CPT avec un grand contraste, mais par des méthodes différents. Pour l’horloge développée au SYRTE [35] le schéma dit ”double  $\Lambda$ ” ou ”lin per lin” avec les deux faisceaux avec des polarisations linéaires croisées est utilisé. Dans cette configuration les atomes circulent sur tous les niveaux Zeeman (sans s’accumuler sur les sous niveaux extrêmes (voir figure 2.3(b))) augmentant considérablement le contraste. L’inconvénient est que ce schéma est difficile à réaliser avec un seul laser. Mais cela deviendra possible avec le développement de sources laser bi-fréquences qui permet d’avoir les deux fréquences séparées de quelques GHz avec deux polarisations croisées [39].

L’article [36] présente une réalisation expérimentale d’un schéma qui repose sur la propagation en sens opposés de deux faisceaux laser de polarisations circulaires opposées ( $\sigma+$  -  $\sigma-$ ). L’expérience a montré l’augmentation du contraste d’un facteur 1.4. Mais à cause de la géométrie particulière, ce schéma n’est pas utilisé pour la réalisation pratique des horloges.

La méthode "push-pull" [37] utilise les deux polarisations circulaires,  $\sigma+$  et  $\sigma-$ , simultanément, mais déphasées ce qui revient à utiliser une alternance rapide de la polarisation circulaire (droite  $\sigma+$  et gauche  $\sigma-$ ), qui permet d'augmenter le contraste du signal CPT. La même équipe [40] a réalisé un oscillateur laser-atomique utilisant cette technique et comme une des applications possibles les auteurs proposent d'utiliser un oscillateur similaire ou même simplifié pour les horloges compactes et performantes.

Une autre technique intéressante pour augmenter le contraste est proposée dans [38]. La technique de retard de phase («phase delay») utilise une combinaison de champs lasers avec des polarisations  $\sigma+$  et  $\sigma-$  ayant un retard en temps approprié. Une réalisation compacte, utilisant deux lasers de type VCSEL a été démontrée. L'optimisation des différents paramètres est prévue pour mettre en évidence les avantages de cette technique sur les performances des micro-horloges.

En conclusion, on peut constater que différents schémas sont proposés: le plus simple (traditionnel circulaire) est utilisée pour les micro horloges où les contraintes sur les dimensions sont très fortes. Les schémas qui permettent d'augmenter le signal CPT et donc la stabilité d'horloges, trouvent les applications pour les horloges compactes où les exigences sur la stabilité sont dominantes.

## 2.2 Horloges CPT

Dans cette section nous présentons un bref aperçu des applications de la résonance CPT pour les horloges micro-ondes et quelques exemples des différentes réalisations possibles d'horloges basées sur l'effet CPT (compact ou micro ("chip-scale")). On peut trouver un aperçu plus complet et détaillé dans [41].

Les horloges compactes trouvent des applications dans les systèmes embarqués. Pour les systèmes de positionnement (GPS ou Galileo) les exigences sur le volume / poids sont les suivantes: dizaine de litre / dizaine de kg. Les exigences sur la stabilité sont de l'ordre de  $10^{-12}$  à 1 seconde et l'horloge doit être suffisamment stable pendant une période d'un jour (la durée entre les deux calibrations).

Les micro-horloges (avec un volume de quelques dizaines de  $\text{cm}^3$  et une stabilité de l'ordre de  $10^{-11}$ ) sont nécessaires, par exemple, pour les récepteurs GPS portables (elles pourraient remplacer les horloges à quartz). Il faut noter que le développement de ce type d'horloge est devenu possible grâce à l'application de l'effet CPT, ce qui a permis de réduire considérablement le volume, car il ne nécessite pas de cavité micro-onde de taille caractéristique de quelques cm (contrairement à l'horloge à pompage optique).

### 2.2.1 Premières applications

La première proposition et application de système  $\Lambda$  pour une excitation purement optique dans les horloges micro-ondes a été faite par groupe de Ezekiel en 1982 sur un jet thermique d'atomes de Na [42]. Contrairement aux horloges à jet d'atomes classiques, dans cette expérience les zones d'interaction avec le champ micro-onde ont été remplacées par des zones d'interaction avec la lumière CPT. Le temps de vol libre entre les deux zones limitait la stabilité de l'horloge à environ  $10^{-11} \tau^{-1/2}$  [43]. En 1993 la même équipe a appliqué cette technique pour un jet d'atomes de Cs [44], la stabilité de fréquence estimée est de  $6 \cdot 10^{-11} \tau^{-1/2}$ .



### 2.2.2 Horloges CPT compactes

**Horloge Raman-Ramsey développée au SYRTE.** Le remplacement du jet thermique par une vapeur atomique confinée dans une cellule avec un gaz tampon, ainsi que l'application des impulsions séparées dans le temps et non dans l'espace, ont permis d'améliorer les performances tout en réduisant le volume d'horloge [10]. D'un côté le gaz tampon confine les atomes dans le régime Dicke [26] en réduisant l'élargissement Doppler et augmente la durée de vie de la cohérence hyperfine permettant d'augmenter le temps d'interaction entre atomes et lumière. D'un autre côté la largeur des franges  $\delta\nu_{CPT} = 1/(2T_R)$  (et donc la stabilité) est définie par le temps  $T_R$  entre les impulsions qui peut être facilement augmenté (ce qui n'est pas le cas pour une séparation spatiale des zones d'interaction). L'absence de la nécessité de la séparation spatiale permet de réduire les dimensions de manière considérable. Cette horloge CPT pulsée sur les atomes de Cs développée au SYRTE (décrite en détail dans le chapitre 3) à une stabilité de  $7 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$  [45]. A court terme la stabilité est limitée par le bruit d'amplitude induit par les lasers et par le bruit de détection. A long terme elle est limitée par les déplacements collisionnels dus au gaz tampon et par les déplacements lumineux.

**Horloge Raman-Ramsey développée par l'équipe de M.S.Shahriar.** Il faut noter qu'une autre équipe [46, 47] est en train de développer une horloge CPT pulsée sur les atomes de Rb, en utilisant le même principe de séparation temporelle de impulsions et d'utilisation des atomes confinés dans une cellule. Ces horloges sont en phase de développement et nous n'avons aucune information sur la stabilité obtenue.

**Maser CPT développé à l'INRIM.** Une horloge développée par l'équipe de A.Godone (à Istituto Nazionale di Ricerca Metrologica - INRIM) montre une autre possibilité d'application de la résonance CPT dans les horloges micro-ondes : le maser CPT sur le Rb. Son fonctionnement est le suivant. Une cellule avec les atomes alcalins est placée dans une cavité micro-onde. La cohérence générée par excitation de l'état noir est couplée avec un des modes de la cavité pour stimuler l'émission de la fréquence micro-onde (égale à l'écart hyperfin du niveau fondamental de l'atome alcalin) par les atomes. La fréquence micro-onde émise par les atomes peut être utilisée à son tour pour moduler la fréquence du laser via un modulateur électro-optique (afin de créer les bandes latérales qui seront utilisées pour une excitation CPT) pour maintenir le fonctionnement du maser. La stabilité est de  $3 \cdot 10^{-12} \tau^{-1/2}$  [48].

**Horloge CPT avec atomes froids.** Actuellement, un projet d'horloge CPT pulsée sur des atomes froids (Rb) est développé par l'équipe de J.Kitching au NIST (National Institute of Standards and Technology). Ce projet [49] vise à combiner les avantages d'utilisation des atomes froids, l'utilisation du schéma d'excitation "lin || lin" pour le  $^{87}\text{Rb}$  et l'interrogation Ramsey pour atteindre une stabilité de  $6 \cdot 10^{-12}$  tout en gardant un volume réduit.

Une autre équipe [50] a obtenu des franges Raman-Ramsey avec les atomes froids de  $^{87}\text{Rb}$  et étudie la possibilité d'application aux horloges atomiques.

### 2.2.3 Horloges CPT micro

Le premier projet de micro-horloge (CSAC - Chip Scale Atomic Clock) a débuté au NIST dans les années 2000 [51]. Deux points clés ont permis la diminution considérable des dimensions d'horloges micro-ondes: l'utilisation de l'effet CPT et l'utilisation de méthodes MEMS (micro electro mechanical systems). Une interrogation purement optique (résonance CPT) permet de



réduire les dimensions par rapport à la technique de la double résonance radio-optique où la cavité micro-onde (de dimension caractéristique de quelques cm) est nécessaire. L'utilisation de méthodes MEMS, notamment pour la fabrication des cellules, a permis la miniaturisation considérable des composants. On peut trouver un aperçu détaillé des technologies MEMS dans [52].

Les travaux pionniers de l'équipe du NIST, ainsi que les travaux de Symmetricom [32], Honeywell [29] ont abouti à la création des prototypes de micro-horloges commercialisés, par exemple, le prototype proposé par Symmetricom<sup>1</sup> (volume 16 cm<sup>3</sup>, stabilité de l'ordre de 1·10<sup>-11</sup> à 1 seconde) ou par Kernco, Inc<sup>2</sup> (volume 25 cm<sup>3</sup>, stabilité de l'ordre de 7·10<sup>-11</sup> à 1 seconde).

Actuellement plusieurs groupes en Europe et en Chine développent leur propres prototypes de micro-horloges.

En Europe le projet MAC-TFC (MEMS Atomic Clocks for Timing, Frequency Control and communications), mené par l'Institut FEMTO-ST, a pour but la création d'un prototype avec une stabilité 6·10<sup>-10</sup> à 1 seconde (10<sup>-11</sup> à une journée), un volume de 15 cm<sup>3</sup> et une consommation de 150 mW. Actuellement ce projet est bien avancé, tous les composants sont testés séparément, la stabilité court terme de 2 - 3·10<sup>-10</sup> à 1 seconde est atteinte et la démonstration d'un prototype final est prévue pour le début de l'année 2012.

Plusieurs projets sont menés en Asie. Les différentes équipes [53, 54] développent des micro-horloges CPT continues sur <sup>85</sup>Rb. Récemment, un prototype opérationnel d'horloge CPT pulsée a été présenté par les auteurs de [55]. Le volume est de l'ordre de 40 cm<sup>3</sup>, mais il n'a y aucune information sur la stabilité.

#### 2.2.4 Horloges compactes pour les systèmes embarqués

Le tableau 2.1 montre le positionnement de l'horloge CPT pulsée développée au SYRTE parmi les autres horloges compactes de tous types.

Tableau 2.1 – Comparaison des performances des horloges compactes développées en laboratoire.

Type d'horloge	Stabilité à 1s, 10 <sup>-12</sup>	Équipe	Référence
Rb pompé par laser, cavité micro-onde, Ramsey	0.17	INRIM	2011 [56]
LITS, ion Hg+ en cellule	0.1-0.2	JPL	2008 [57]
HORACE, Cs refroidi en cellule, cavité m.-o., Ramsey	0.22	SYRTE	2011 [58]
Rb pompé par laser	0.3	NIST	1998 [6]
Rb pompé par laser	0.5	Neuchâtel	2011 [7]
<b>CPT-Ramsey, Cs, 2 lasers</b>	<b>0.7</b>	<b>SYRTE</b>	2009 [45]
Maser H	0.7	Vremya-CH	2011 [59]
Cs pompé par laser	1.2	Japon	2007 [60]
Maser, Rb	1.2	INRIM	2006 [61]
CPT continu, Rb, laser modulé	1.4	Agilent	2003 [62]

1. <http://www.symmetricom.com/csac/>

2. <http://www.kernco.com/index2.php?page=commercial>



## Chapitre 3

# Montages d'horloges à piégeage cohérent de population développées au laboratoire

### 3.1 Horloge pulsée (Ramsey)

#### 3.1.1 Principe et aperçu général

**Principe et particularités du montage du SYRTE.** L'horloge développée au SYRTE a de nombreux avantages par rapport aux autres horloges CPT. Les propositions, le choix parmi les différentes possibilités de réalisation, l'étude théorique du piégeage cohérent de population et la démonstration expérimentale d'une horloge CPT pulsée sont présentés dans la thèse de T.Zanon [10].

Les principaux avantages sont les suivants:

*Atome de Cs.*

Généralement, les deux isotopes du rubidium ( $^{87}\text{Rb}$  et  $^{85}\text{Rb}$ ) et le césium  $^{133}\text{Cs}$  sont utilisés pour réaliser les horloges CPT. Du point de vue de la stabilité de fréquence, le césium est plus favorable puisque l'écart hyperfin du niveau fondamental correspond à une fréquence d'horloge  $\nu_0$  plus élevée (9.2 GHz) que pour le Rb (6.8 GHz et 3 GHz).

De plus le césium est plus favorable pour le nombre d'atomes (et donc le signal) pour une température fixée. Pour une densité donnée les cellules de Rb doivent être chauffées de 20 à 30 °C de plus que celles de Cs.

Il faut noter que le Cs a une sensibilité au champ magnétique plus faible et donc la fréquence sera moins sensible aux variations du champ magnétique. La structure hyperfine des niveaux excités du Cs est plus importante et on peut s'attendre à un déplacement lumineux plus petit que pour le Rb.

Le désavantage du Cs par rapport au Rb est le nombre d'atomes sur les niveaux d'horloge: les isotopes du Rb possèdent moins de niveaux Zeeman et donc la proportion d'atomes sur les niveaux d'horloge est plus grande.

*Raie D1.*

Le choix de la raie D1 par rapport à D2 est plus favorable, car l'écart hyperfin du niveau excité est plus grand. Rappelons que dans le cas de la raie D2 une transition est possible vers un niveau excité  $F' = 2$  ou  $F' = 5$  l'état noir sera détruit (en revanche l'état noir est commun aux transitions vers  $F' = 3$  ou  $F' = 4$ ). Si la largeur Doppler et l'élargissement des raies dû à la présence de gaz tampon sont plus grands que l'écart hyperfin, une perte du signal à cause

des fuites vers les niveaux voisins devient plus importante. De ce point de vue, le cas le plus favorable est la raie D1 du Cs (l'écart hyperfin du niveau excité est 1.2 GHz).

*Génération du champ bi-fréquence.*

On utilise deux lasers asservis en phase. Contrairement aux autres possibilités, telles que la modulation du courant de la diode laser ou la modulation externe avec un modulateur électro-optique, l'utilisation de deux lasers donne plusieurs avantages: choix des polarisations (deux polarisations croisées), possibilité de régler l'intensité de chaque laser indépendamment et sans influencer d'autres paramètres (comme avec un laser modulé), l'absence des raies parasites (bandes latérales qui peuvent contribuer à une augmentation des déplacements lumineux).

*Schéma d'excitation.*

Le schéma d'excitation de la résonance CPT avec les faisceaux avec deux polarisations linéaires orthogonales permet d'éviter la fuite d'atomes vers les sous-niveaux Zeeman extrêmes (cas des deux polarisations circulaires) et donc d'augmenter le contraste du signal.

*Mode d'interrogation.*

Dans le cas d'une interrogation continue, la largeur de la résonance est limitée par l'élargissement dû à l'intensité laser. On cherche à réduire l'intensité laser pour diminuer la largeur de la résonance (voir équation (2.8), page 17), mais le signal diminue aussi. Donc, pour le cas continu, c'est une question de compromis entre la largeur et l'amplitude du signal.

Une des particularités du montage développé au SYRTE est une interrogation pulsée. Dans le cas d'interrogation pulsée, la largeur de la résonance est déterminée par la durée du temps Ramsey  $T_R$  entre les impulsions:  $\Delta\nu_{cpt} = 1/(2T_R)$ , et n'est pas limitée par l'élargissement dû à l'intensité laser (voir figure 3.1). L'interrogation pulsée permet d'avoir une résonance CPT étroite et une bonne amplitude du signal en même temps.

Cette technique permet également de réduire les déplacements lumineux.

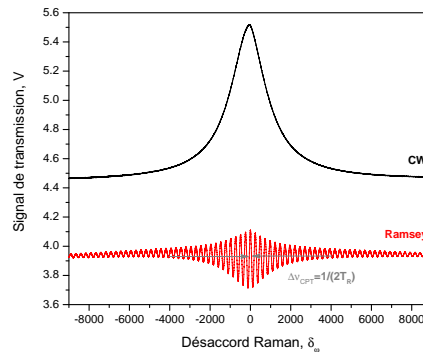


Figure 3.1 – Signal de la résonance CPT dans le cas continu (CW) et pulsé (Ramsey). L'intensité laser totale est de l'ordre de 1 mW/cm<sup>2</sup>. Dans le cas continu la largeur est limitée par l'élargissement dû à l'intensité laser. Dans le cas pulsé la largeur des franges est déterminée par le temps de Ramsey  $T_R$ .

**Aperçu général du montage expérimental.** Le montage expérimental d'horloge CPT pulsée développée au laboratoire est assez simple (voir figure 3.2). Le champ bi-fréquence pour exciter la résonance CPT est généré par deux lasers (maître et esclave) asservis en phase. La fréquence du laser maître est asservie sur la raie D1 du Cs. La résonance CPT est observée dans une cellule contenant les vapeurs de Cs et un mélange de gaz tampons. L'interrogation pulsée est obtenue grâce à une séquence ON-OFF appliquée sur le modulateur acousto-optique, pilotée

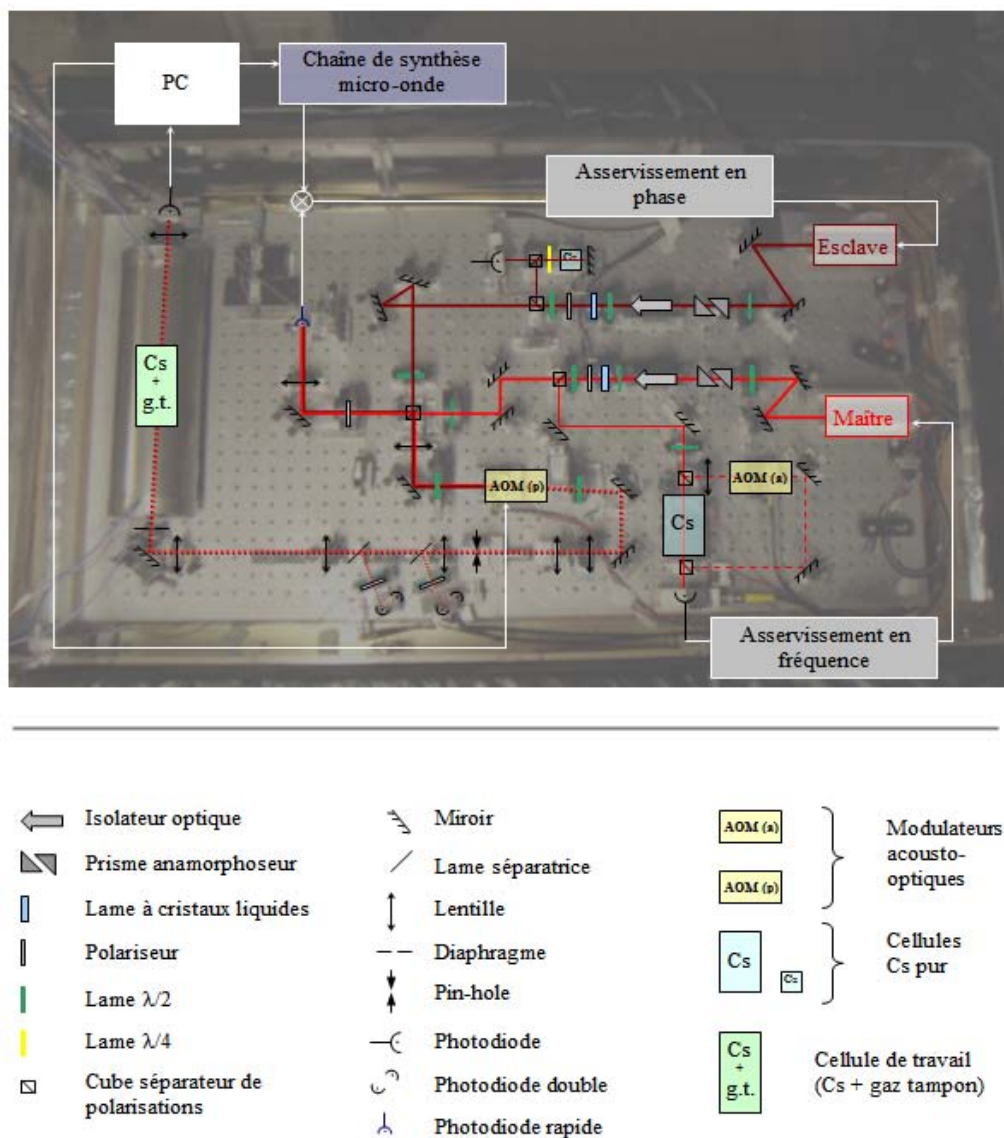


Figure 3.2 – Schéma général du banc d'horloge pulsée.

par ordinateur. La séquence appliquée, la détection du signal de transmission de la cellule et les corrections de fréquence envoyées sur le synthétiseur sont synchronisées par le programme de pilotage informatique.

Dans les paragraphes suivants chaque partie du montage expérimental est décrite dans le détail.

### 3.1.2 Lasers

Les transitions optiques utilisées pour exciter la résonance CPT, couplent les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental du Cs ( $6^2S_{1/2}$   $F = 3$  et  $F = 4$ ) via l'état hyperfin  $6^2P_{1/2}$   $F' = 4^1$  (raie D1 du Cs). Le système optique de génération des faisceaux (des deux fréquences) est basé sur l'utilisation de deux diodes lasers asservies en phase.

#### LCE avec un filtre interférentiel

On utilise des diodes lasers commerciales (Sacher Lasertechnik, traitées anti-reflet sur la face de sortie) dont la largeur spectrale est affinée grâce au montage en cavité étendue (LCE) [63] avec un filtre interférentiel. La géométrie développée au LNE-SYRTE [64] (voir figure 3.3) a une configuration très stable de laser en cavité étendue, essentiellement due au fait que l'oeil de chat procure un auto-alignement de la cavité externe dans les deux directions transverses. La longueur de la cavité externe peut être réglée très finement avec une cale piézo-électrique fixée sur le miroir de sortie.

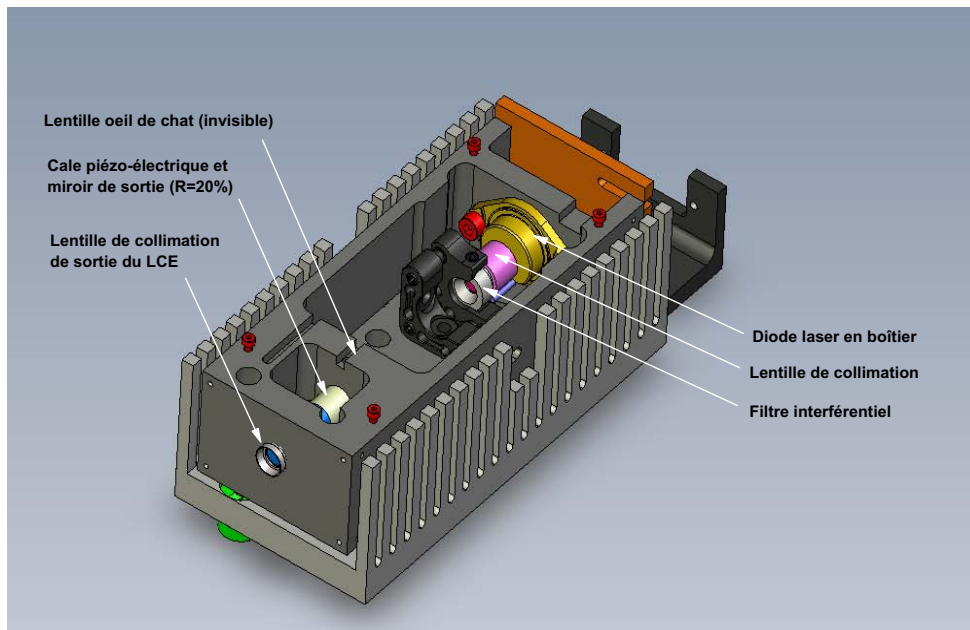


Figure 3.3 – Dessin de la diode laser en cavité étendue avec un filtre interférentiel. (Image fournie par D.Holleville.)

Une autre particularité remarquable est l'utilisation d'un filtre interférentiel. Cet élément clef permet d'optimiser la sélection du mode longitudinal avec la cavité externe indépendamment du mode transverse et sans provoquer trop de pertes intracavité. Contrairement à l'étalon classique à lame d'air (lame de verre d'épaisseur  $\sim 30\mu\text{m}$ ), le filtre étalon utilisé est basé sur un

1. Un couplage via le niveau  $6^2P_{1/2}$   $F' = 3$  est également possible, mais en général (si cela n'est pas mentionné spécialement) nous utilisons la couplage via le niveau  $F' = 4$

traitement multicouches fixées sur un substrat de silice de 1 mm et donc relativement robuste et insensible aux fluctuations ambiantes (pression, température).

La largeur de raie de ce type de lasers en cavité étendue est typiquement une centaine de kHz avec un fit gaussien (limite des bruits thermo-mécaniques en basse fréquence) et quelques dizaines de kHz avec un fit lorentzien (limite due à l'émission spontanée et taux de fluctuations de densité de porteurs à haute fréquence).

La puissance sortant de chaque laser est 12 mW pour un courant de diode de 60 mA, ce qui est suffisant pour notre montage.

### Asservissement en fréquence du laser maître

La fréquence du laser maître est asservie sur la transition  $F = 4 - F' = 4$  de la raie D1 du césium. Une technique de type pompe-sonde d'absorption saturée est utilisée (voir figure 3.4). La cellule du montage absorption saturée ne contient que du Cs (sans gaz tampon), elle est réglée en température à 28°C. La génération du signal d'erreur nécessite une modulation de fréquence du laser autour du signal du pic d'absorption saturée. Pour ne pas moduler directement le courant de la diode laser, qui introduirait une modulation d'intensité, on utilise un modulateur acousto-optique qui réalise une modulation de fréquence directement sur le faisceau pompe. Cette technique (quand le faisceau sonde reste à fréquence fixe et seule l'absorption atomique est modulée) permet d'avoir un signal d'erreur sur fond plat. Avec cette technique la fréquence du laser est écartée de la fréquence de la transition atomique de la moitié de la fréquence de modulation.

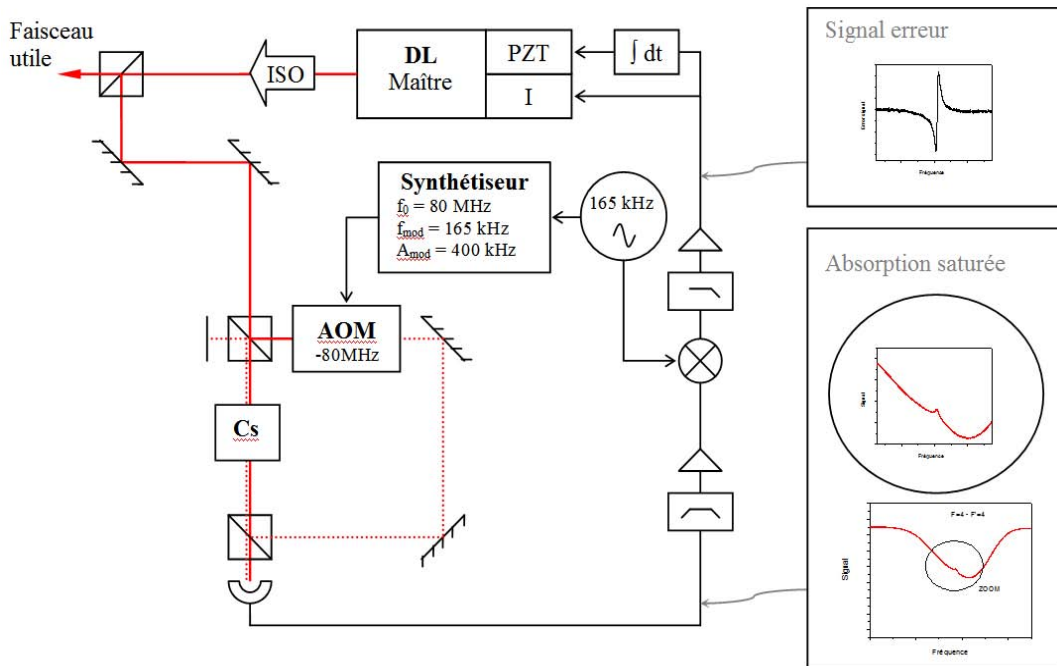


Figure 3.4 – Schéma de l'asservissement en fréquence du laser maître.



Les corrections proportionnelles sont envoyées sur le courant de la diode pour les corrections rapides. Le signal d'erreur est intégré et les corrections sont envoyées sur la commande de la cale piézo-électrique pour corriger les fluctuations lentes de la longueur de la cavité externe.

Pour quantifier la qualité de l'asservissement, on observe la densité spectrale de puissance (DSP) de bruit du signal d'erreur de l'asservissement à l'aide d'un analyseur de spectre FFT (Fast Fourier Transform, SR 760) (voir figure 3.5).

La réduction du bruit dans la bande 1 Hz - 100 Hz est de 30 dB. La remontée du bruit vers 500 Hz correspond à la réponse de la cale piézo-électrique. L'excès de bruit vers 5-10 kHz est dû aux corrections sur le courant. La bande passante est environ 5-10 kHz.

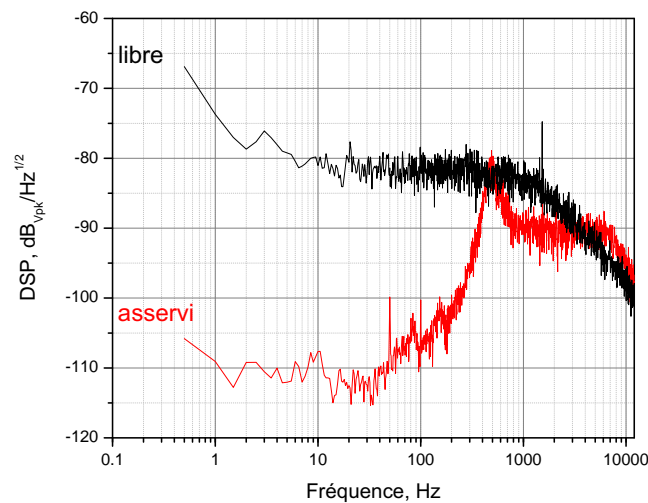


Figure 3.5 – Bruit du signal d'erreur d'asservissement de fréquence du laser maître (libre (en noir) et asservi en fréquence (en rouge)).

### Asservissement en phase du laser esclave

L'excitation de la résonance CPT exige que les deux composantes du champ bi-chromatique soient cohérentes en phase. La technique d'asservissement par verrouillage de phase est largement utilisée au laboratoire. Elle consiste à détecter la différence de phase entre les deux lasers à l'aide d'une photodiode rapide (New Focus Model 1437, bande passante de 25 GHz), en faisant interférer les deux champs lasers. Pour cela les deux faisceaux sont superposés en utilisant un cube séparateur de polarisation (voir figure 3.6).

Le signal de battement à 9.192 GHz est amplifié et ensuite mélangé à un signal de référence de fréquence 9.392 GHz, issu d'une chaîne de synthèse micro-onde (réalisée par R.Boudot [65], voir figure 3.7). La chaîne de fréquence est asservie sur le maser du laboratoire accordable en fréquence par un synthétiseur de fréquence (Agilent 33220A).

Pour filtrer les fréquences parasites un filtre passe-bas de 200 MHz est placé en sortie du mélangeur. La fréquence du battement ramenée à 200 MHz est divisée par 2 et comparée avec le 100 MHz fourni par le maser du laboratoire. Cette comparaison est effectuée grâce à un comparateur phase-fréquence numérique qui délivre un signal d'erreur proportionnel à la différence de phase des deux signaux lorsque ceux-ci oscillent à la même fréquence. Pour appliquer les cor-



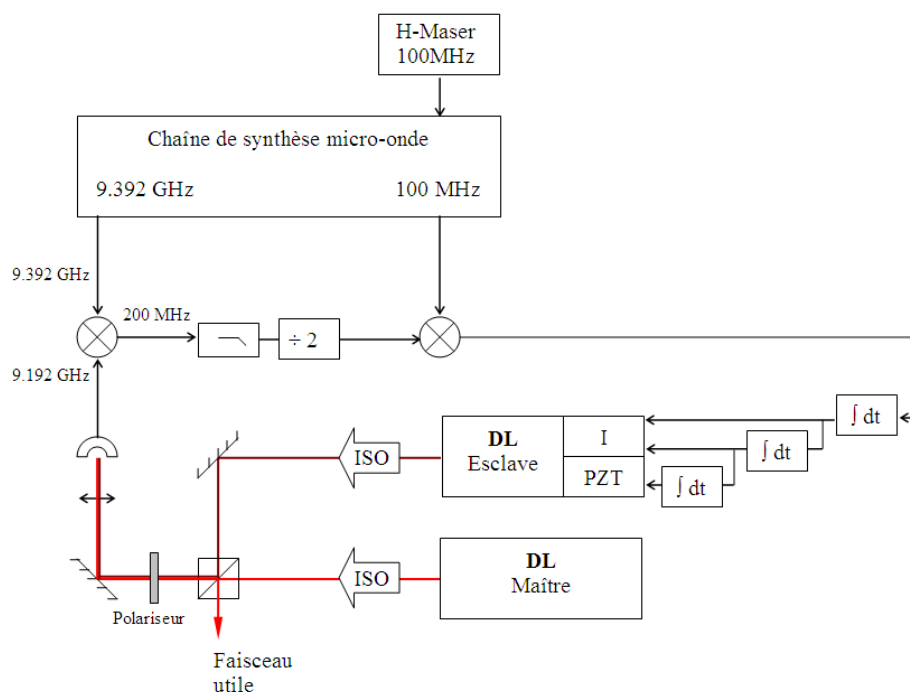


Figure 3.6 – Schéma de l'asservissement en phase des deux lasers.

rections haute fréquence, ce signal d'erreur est sommé directement sur le courant de la diode (via un té de polarisation (Bias tee)). Les corrections plus basse fréquence sont réalisées en intégrant l'erreur une seconde fois avant d'être envoyées sur l'entrée de modulation de l'alimentation en courant de la diode. Les dérives de fréquence sont compensées via un troisième étage d'intégration qui agit sur de la commande haute tension de la cale piézo-électrique.

La figure 3.8 montre le battement entre les deux LCE asservis en phase. Le système d'asservissement permet de transférer la pureté spectrale de la référence de fréquence sur la différence de fréquences optiques avec une bande passante d'environ 2 MHz. Afin d'avoir d'un temps de réponse rapide, la longueur du circuit de correction est la plus courte possible.

Dans le cas optimisé le bruit de phase entre les deux lasers à 1 Hz est de l'ordre de -80 dBrad<sup>2</sup>/Hz.

**Conclusion sur les sources laser** Le champ bi-fréquence généré par le montage décrit satisfait les besoins pour l'excitation de la résonance CPT au niveau de l'intensité, de la largeur spectrale et la cohérence entre les deux lasers.

En plus, l'intensité et la polarisation de lumière de chaque laser peuvent être changées et contrôlées séparément et il n'y a pas de raies parasites dans le spectre produit.

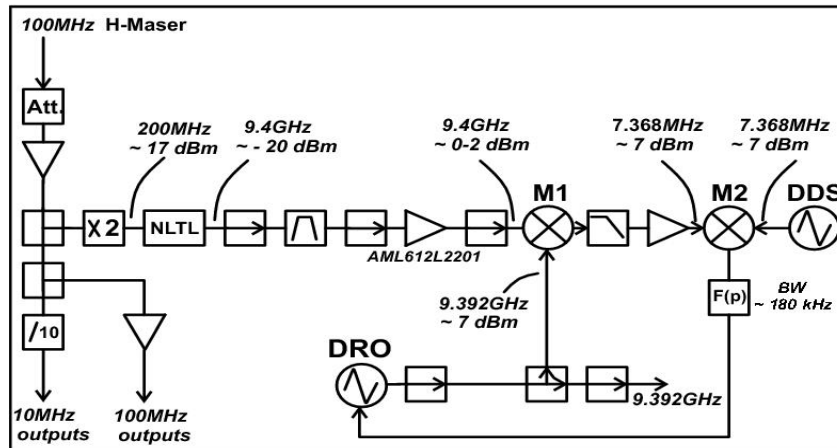


Figure 3.7 – Dans la chaîne de synthèse micro-onde la méthode de génération de 9.392 GHz est la suivante. Premièrement le signal à 9.400 GHz est réalisé en deux étapes: la génération du 200 MHz avec un doubleur de fréquence à partir du signal de 100 MHz (provenant du maser) et la génération du signal à 9.400 GHz à partir du signal de 200 MHz grâce à un composant NLTL (nonlinear transmission line). Deuxièmement, le signal à 9.400 GHz est mélangé avec le signal de 9.392 GHz issu d'un oscillateur DRO (dielectric resonator oscillator). Le signal de battement à 7.368 MHz est comparé avec le signal à 7.368 MHz délivré par un synthétiseur de fréquence commercial (DDS Direct Digital Synthesis) (Agilent 33220A) référencé à 10 MHz sur le maser. Le signal d'erreur obtenu est utilisé pour asservir le DRO via un boucle d'asservissement.

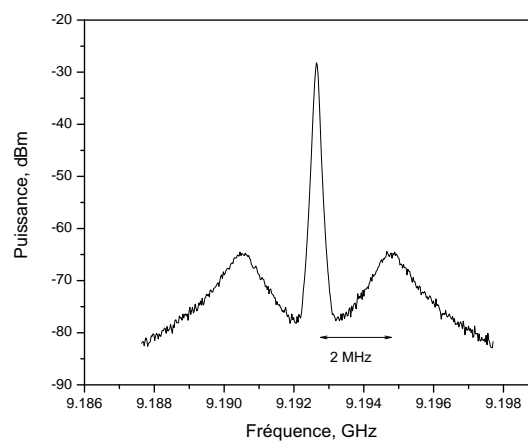


Figure 3.8 – Le spectre de battement à 9.192 GHz des deux diodes lasers asservies en phase. La résolution de la bande passante est 100 kHz. Moyennage sur 100 mesures.

### 3.1.3 Réalisation des impulsions

#### Modulateur acousto-optique

La réalisation des impulsions séparées temporellement nécessite l'emploi d'un obturateur rapide capable d'obturer et d'allumer les faisceaux en un temps beaucoup plus court que le temps pour atteindre l'état stationnaire de la résonance CPT (quelques ms). L'utilisation d'un modulateur acousto-optique semble particulièrement adéquate pour la réalisation de cette tâche.

On utilise un modulateur AA Opto-electronic MT200-A0.5-800 (fréquence porteuse  $200 \pm 30$  MHz, taux d'extinction  $> 2000/1$  donné par le constructeur).

Les avantages d'utilisation d'un modulateur sont nombreux:

- Temps de coupure et de montée assez rapide (de l'ordre de  $5 \mu\text{s}$  mesuré dans les conditions expérimentales (et probablement limité par le temps de réponse de la photodiode),  $160 \text{ ns/mm}$  déclaré par le fabricant).

- Facilité de commande et la possibilité de réalisation des différentes séquences ON-OFF sans réglages supplémentaires. La séquence est réalisée à l'aide d'un switch RF (ZASWA-2-50RF Mini Circuits) (pilote par ordinateur) qui commute entre le niveau RF constant donné par le générateur RF et le niveau 0.

- Possibilité de changer (d'atténuer) la puissance envoyée dans la cellule en agissant sur le niveau radio-fréquence (RF) injecté.

- Un tel obturateur décale la fréquence de l'ordre diffracté de  $200 \pm 30$  MHz. La combinaison avec un autre modulateur dans un des bras de l'absorption saturée permet une correction plus souple de fréquence du laser pour se mettre en résonance avec les transitions optiques dans la cellule d'horloge. On rappelle que la fréquence du laser maître est asservie sur un signal d'absorption (transition  $F=4 - F'=4$ ) dans la cellule qui ne contient que du Cs. La cellule d'horloge (où on observe la résonance CPT) contient un gaz tampon et les transitions optiques sont déplacées. Il faut donc décaler la fréquence des lasers pour être en résonance avec les transitions optiques dans la cellule d'horloge.

Mais le modulateur peut causer certains problèmes:

- Dégradation de polarisation. Un modulateur possède un axe de polarisation préférentiel. Dans notre cas (deux polarisations croisées) deux possibilités d'orientation sont possibles: 1) l'axe de polarisation de chaque faisceau forme un angle de  $45^\circ$  avec l'axe préférentiel du modulateur; 2) l'axe de polarisation d'un des faisceaux est parallèle et l'autre est perpendiculaire à l'axe préférentiel du modulateur.

Pour le modulateur utilisé il a été remarqué que pour le cas d'orientation à  $45^\circ$ , la polarisation quasi-linéaire (ellipticité<sup>1</sup>  $\tan(\epsilon) = 0.005$ ) est plus elliptique à la sortie ( $\tan(\epsilon) = 0.05$ ) que dans le cas parallèle-perpendiculaire ( $\tan(\epsilon) = 0.005$ , pas de dégradation de la polarisation.) Il faut donc faire attention à injecter la lumière laser selon la deuxième orientation (parallèle-perpendiculaire).

- Sensibilité à la température. On a constaté que l'axe de la polarisation de la lumière à la sortie du modulateur tourne avec la température du cristal (voir figure 3.9).

Dans notre cas cela est critique surtout en combinaison avec les miroirs qui ont des coefficients de réflexion légèrement différents selon l'angle de polarisation par rapport au plan d'incidence. Si cet angle tourne, le rapport des intensités de deux lasers (maître et esclave) vues par les atomes change et cela crée une variation du signal et un déplacement de fréquence

---

1. Pour une onde polarisée elliptiquement, on note  $a$  et  $b$  les deux demi-axes de l'ellipse correspondante. L'ellipticité est définie par la formule  $\tan(\epsilon) = a/b$ . Une onde polarisée rectilignement a une ellipticité de 0 et une onde polarisée circulairement a une ellipticité de  $45^\circ$

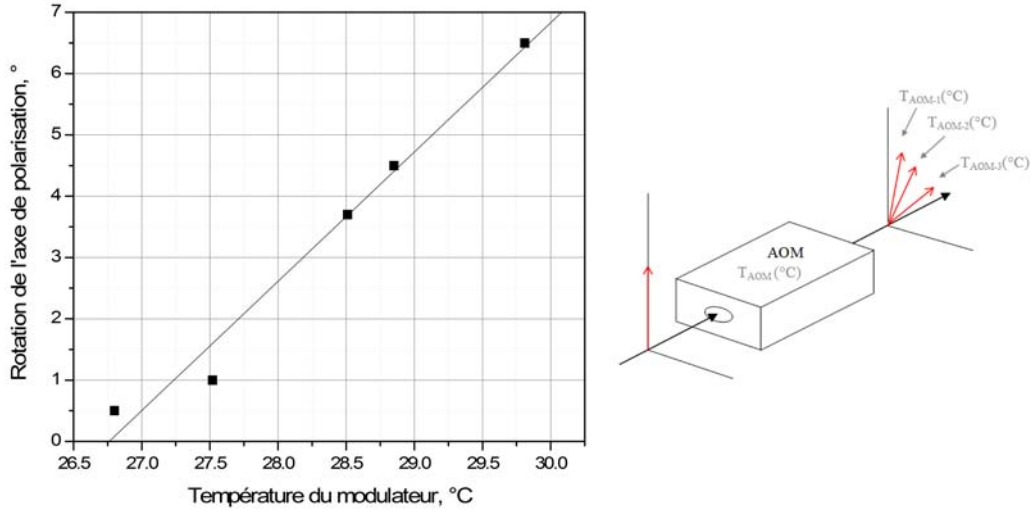


Figure 3.9 – Changement de l’axe de polarisation à la sortie du modulateur acousto-optique en fonction de la température du cristal. Un seul laser polarisé rectilignement (ellipticité avant modulateur  $\tan(\epsilon) = 0.005$ ).

(voir sous-section 3.1.5). Pour avoir une idée de l’importance de cet effet, l’impact du changement de température du cristal sur la fréquence d’horloge a été mesuré pour la cellule A17, il est de l’ordre de  $0.6\text{Hz}/^\circ\text{C}$ .

La température du modulateur dépend de la température sur le banc optique (variation  $\sim 0.5^\circ\text{C}$ ) et de la puissance RF injectée. Pour le signal RF éteint, la température du modulateur est égale à la température sur le banc optique  $24\text{-}25^\circ\text{C}$ , pour la puissance RF maximale la température peut atteindre plus de  $40^\circ\text{C}$ . Donc, les variations de fréquence de l’horloge peuvent atteindre une dizaine de Hz (quand on vient d’allumer l’horloge) et le temps nécessaire au modulateur pour arriver à la température stationnaire peut prendre quelques heures. En plus, même en arrivant à la température stationnaire, les fluctuations de température sur le banc optique (avec la climatisation) restent toujours présentes et perturbent la fréquence (une variation  $\sim 0.5^\circ\text{C}$  induit une variation de fréquence d’horloge  $\sim 0.3\text{ Hz}$ ). Il est donc nécessaire de contrôler la température du modulateur à un niveau meilleur que  $0.002^\circ\text{C}$  pour des variations de fréquence inférieures à  $0.001\text{ Hz}$ .

Un asservissement de la température du modulateur a été mis en place. Pour cela un module à effet Peltier est collé sous le boîtier du modulateur, deux thermistances sont collées au bord du boîtier et une carte de régulation PID est utilisée (voir figure 3.10). L’ensemble est entouré par deux boîtes en Mylar<sup>1</sup> pour une isolation thermique passive.

On atteint ainsi le niveau de variation de température inférieur à  $0.002^\circ\text{C}$  (voir figure 3.11).

1. [www.mylar.com](http://www.mylar.com)

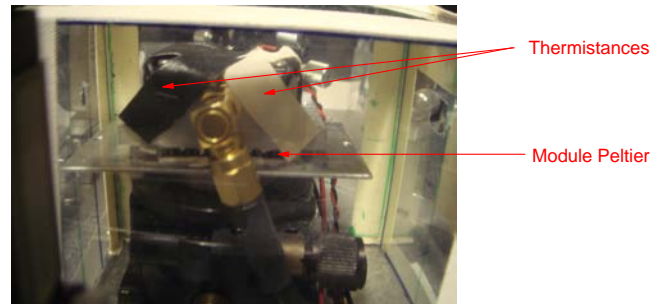


Figure 3.10 – Modulateur acousto-optique. Deux thermistances collées sur le boîtier, module Peltier placé sous le modulateur.

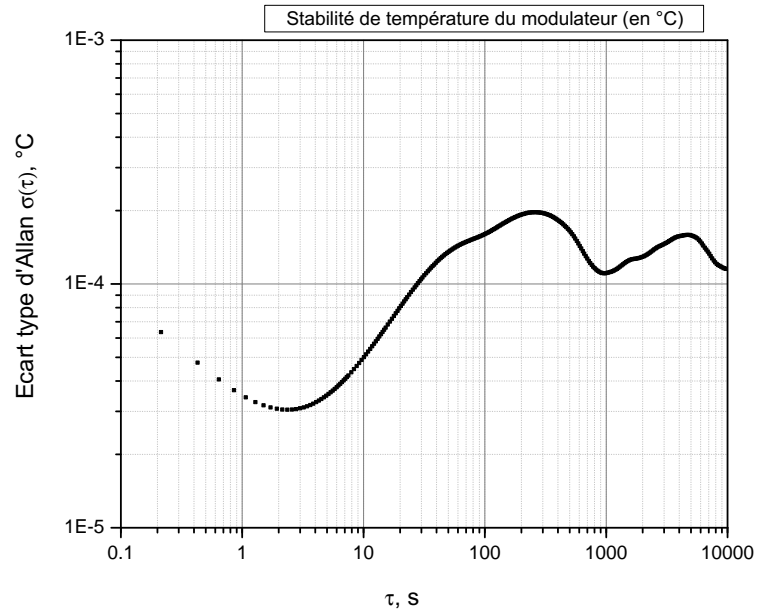


Figure 3.11 – Stabilité de température du modulateur acousto-optique (en °C). Les variations ne dépassent pas 0.002°C jusqu'à 10000 s.

### Obturbateur mécanique - scanner optique

Vu que le modulateur acousto-optique est sensible aux effets de polarisation, on voudrait essayer un obturbateur mécanique. Une des solutions possibles est l'utilisation d'un scanner galvanométrique initialement conçu pour orienter un miroir et défléchir les faisceaux lasers. Le miroir a été remplacé par un morceau de bande métallique (lame de rasoir) (voir figure 3.12). La carte de pilotage de scanner permet de contrôler les différents paramètres comme l'excursion angulaire, la position au repos et le temps de réponse.

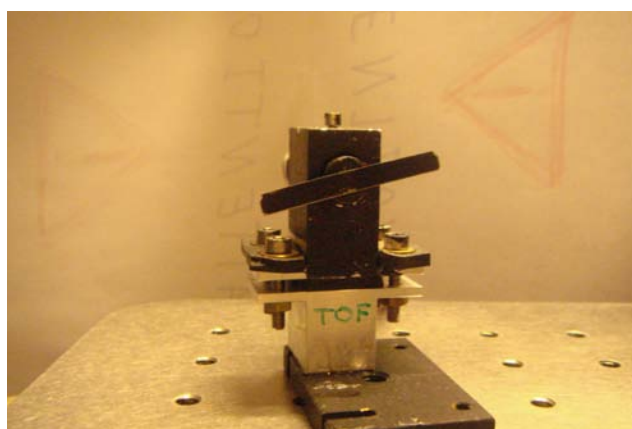


Figure 3.12 – Scanner optique.

Le fonctionnement, la procédure de réglage et les performances de ce type de scanners sont bien décrit dans la thèse de F.X.Esnault [66]. On utilise un scanner identique à celui étudié. En plaçant le scanner au col du faisceau et en optimisant les réglages, le meilleur temps de montée obtenu est de l'ordre de  $80 \mu\text{s}$  (voir figure 3.13).

Le temps de montée est optimisé pour une séquence Ramsey particulière ( $\tau = 2 \text{ ms}$ ,  $T_R = 4 \text{ ms}$ ). Pour toute autre séquence le réglage doit être changé et de nouveau optimisé, ce qui présente un grand désavantage par rapport au modulateur acousto-optique.

Les autres désavantages sont la création des vibrations sur le banc optique (malgré le support avec un isolant acoustique qui permet d'absorber une partie des vibrations) et les courants d'air induits par le mouvement de lame. Tout cela mène à une dégradation de la stabilité de l'horloge par rapport au cas du modulateur (voir figures 3.14 et 3.15).

**Conclusion sur la réalisation des impulsions** La possibilité d'utilisation d'un obturbateur mécanique pour l'horloge pulsée développée au SYRTE a été montrée. Mais finalement, malgré les problèmes liés à la polarisation, la solution avec un modulateur reste plus performante du point de vue de la stabilité de fréquence.

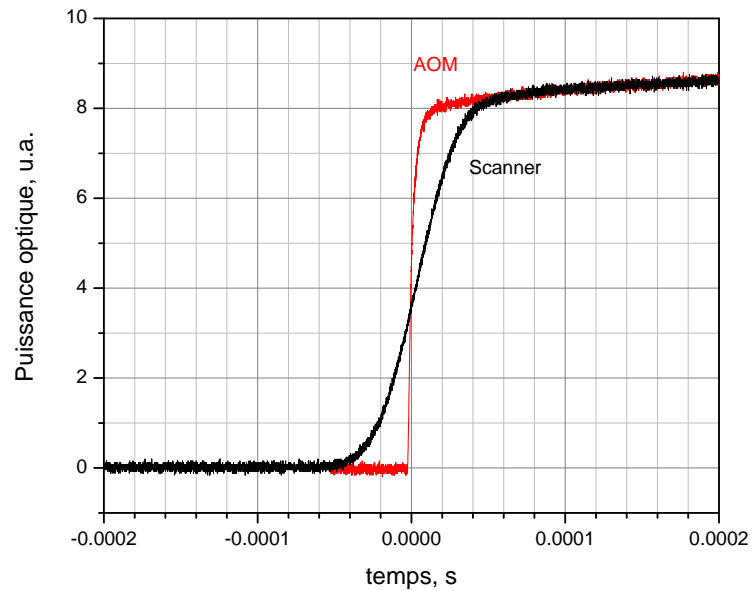


Figure 3.13 – Réponse optique du scanner (noir). Temps de montée de l'ordre de  $80 \mu\text{s}$ . Pour comparaison, le temps de montée du modulateur acousto-optique (en rouge).

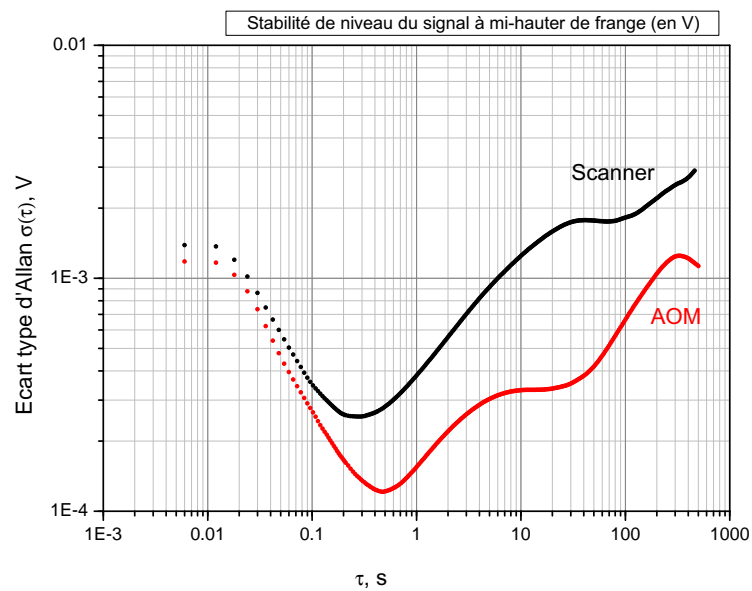


Figure 3.14 – Stabilité du signal à mi-hauteur de frange avec un modulateur acousto-optique et un scanner optique. Mode pulsé. Niveau du signal 8.4 V. Dans le cas d'utilisation du scanner optique la stabilité de signal est dégradée par rapport au cas d'utilisation du modulateur.

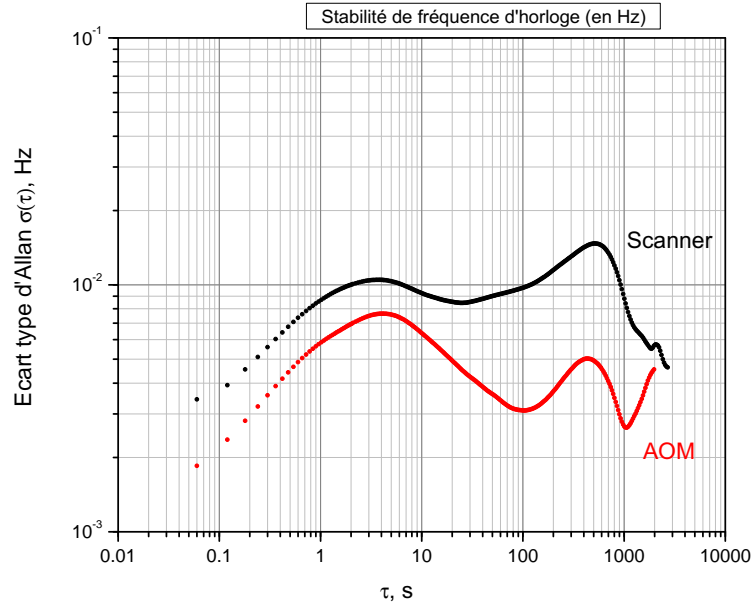


Figure 3.15 – Stabilité de la fréquence d’horloge. Mode pulsé. Mêmes conditions expérimentales pour les deux cas: modulateur acousto-optique et scanner optique. Dans le cas d’utilisation du scanner optique la stabilité de fréquence est dégradée par rapport au cas d’utilisation du modulateur. Notons que le ”bosse” entre 1 et 10 s est dû au gain proportionnel d’asservissement insuffisant. Le ”bosse” entre 100 et 1000 s est lié aux fluctuations périodiques de température dans la salle.

### 3.1.4 Mise en forme du faisceau

#### Fibre optique

Historiquement, sur le banc optique une fibre monomode à maintien de polarisation (SM-PM-FC/APC Oz optics) était utilisée pour superposer les faisceaux des deux lasers avant cellule et les mettre en forme. En effet, l’utilisation d’une fibre donne des nombreux avantages. Elle permet une superposition parfaite des faisceaux et le profil du faisceau à la sortie de la fibre est gaussien. Grâce à la fibre on peut facilement ramener le faisceau en n’importe quel point du banc optique (et même à l’extérieur, si nécessaire). Mais c’est un élément sensible à la polarisation. La fibre qu’on a utilisée permet de garder la polarisation linéaire à la sortie. Le coeur de ce type de fibre possède des zones de contraintes, ou est de forme elliptique, permettant de maintenir la polarisation lumineuse sur toute la longueur de la fibre selon les deux axes perpendiculaires (dits axes ”lent” et ”rapide”). Mais pour la fibre utilisée une sensibilité aux contraintes mécaniques et surtout thermiques a été remarquée. En injectant les deux faisceaux selon les axes ”lent” et ”rapide” la polarisation linéaire de chaque faisceau est préservée, mais l’ensemble de ces deux axes peut tourner sur un certain angle. Cet effet est surtout visible avec le changement de la température sur le banc optique. Comme dans le cas du modulateur acousto-optique (voir sous-section 3.1.3), la combinaison de la polarisation qui tourne et de miroirs qui ont des coefficients de réflexion légèrement différents pour les deux polarisations induit le changement du rapport des intensités des lasers maître et esclave (voir figure 3.16(c)). Et cela provoque des variations de fréquence d’horloge (via le déplacement lumineux).



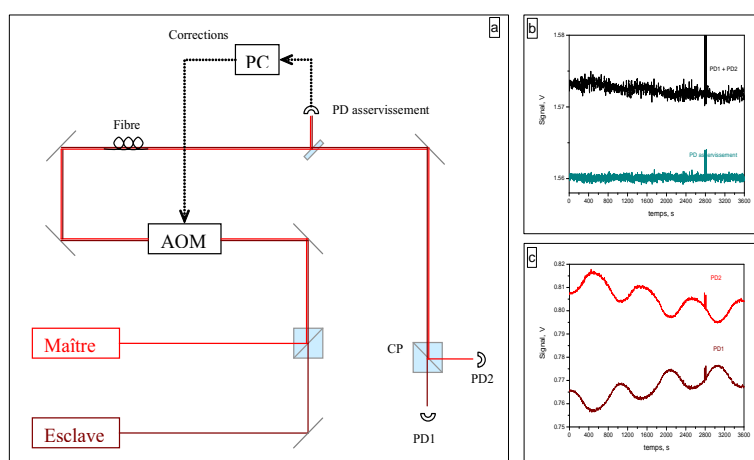


Figure 3.16 – Variations de la puissance après une fibre optique. Mode continu. a) Schéma du montage expérimental. La somme des deux polarisations est asservie sur la photodiode "PD asservissement". Après on sépare les deux polarisation grâce à un cube séparateur de polarisations et on détecte chaque polarisation séparément (PD1 et PD2); b) En vert - le signal détecté sur la photodiode "PD asservissement" et en noir - la somme des des deux signaux détectés séparément sur les photodiodes PD1 et PD2; c) Les signaux détectés sur les photodiodes PD1 et PD2 (CP - cube séparateur de polarisations). Ces deux photodiodes détectent les signaux polarisés dans deux plans perpendiculaires. Les maxima sur le signal de PD1 coïncident au minima sur le signal PD2 et vice versa. La période des variations correspondent aux variations de la température (la période de la climatisation). Cela correspond au fait que l'ensemble des deux polarisations tourne d'un certain angle avec le changement de la température.

Il faut noter que les tests de la fibre ont été effectués avant que l'asservissement de la température du modulateur soit mis en place. Rappelons que les variations de la température du banc optique (et donc du modulateur) ont un effet sur la polarisation, l'angle de l'axe à l'entrée et à la sortie change, voir figure 3.9. Donc, un effet de changement de l'angle de l'axe à l'entrée de la fibre peut jouer un rôle. Cet effet se traduit par la déviation de l'angle de polarisation par rapport à l'axe préférable d'injection dans la fibre. Et cela peut provoquer une ellipticité de polarisation du faisceau à la sortie de la fibre. A partir de la figure 3.17 on peut estimer l'importance de chacun des ces deux effets. Sans fibre, quand il y a seulement l'effet lié au modulateur, les variations périodiques de la fréquence d'horloge (dont la période correspond à la période de climatisation) restent présentes, mais elles sont nettement moins importantes que les variations périodiques dues à la fibre. Les variations lentes sont liées au réchauffement du cristal du modulateur dû à la puissance RF injectée.

### Filtre spatial

A cause des effets liés à la polarisation, l'utilisation d'une fibre pour superposer les faisceaux et mettre en forme les faisceaux avant la cellule entraîne de fortes variations de la fréquence d'horloge. Une autre solution a été mise en place: l'utilisation de filtre spatial (sténopé (pinhole), diamètre  $100\mu\text{m}$ ). Il permet d'avoir un profil gaussien du faisceau (voir figures 3.18: le profil du faisceau avant et après le pinhole) et il est insensible à la polarisation. Parmi les points faibles de cette méthode sont: la nécessité de la bonne superposition des faisceaux avant le pinhole et

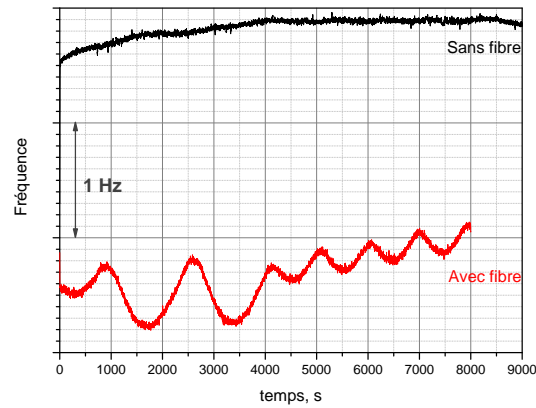


Figure 3.17 – Variations de la fréquence d’horloge avec et sans fibre optique. Les variations périodiques sont largement réduites dans le cas sans fibre optique. Les variations long terme (dérive) correspondent au changement de la température du modulateur acousto-optique. L’écart en fréquence entre les deux courbes correspond au changement de l’intensité laser (sans fibre, l’intensité est augmentée d’un facteur 2).

une sensibilité aux vibrations mécaniques (mais la solution avec la fibre optique a également ses points faibles).

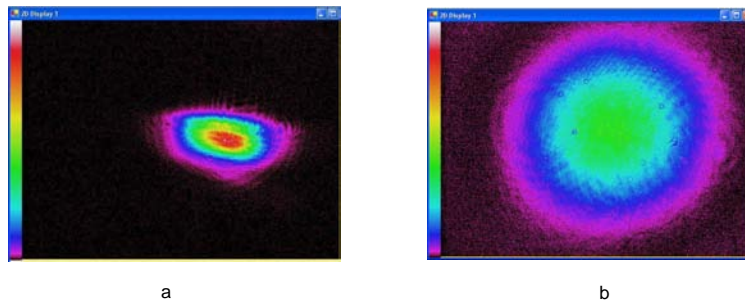


Figure 3.18 – Profil du faisceau avant (a) et après (b) le filtrage spatial.

**Conclusion sur la mise en forme des faisceaux** Les deux changements (l’asservissement de la température du modulateur acousto-optique et le remplacement de la fibre par un pinhole) ont permis de réduire considérablement les variations périodiques de la fréquence d’horloge liées aux variations périodiques de la température avec la climatisation, ainsi que les variations de fréquence liées au réchauffement du modulateur à cause de la puissance RF injectée (voir figure 3.19). Ces changements permettent d’améliorer la stabilité à moyen et long terme de la fréquence d’horloge.

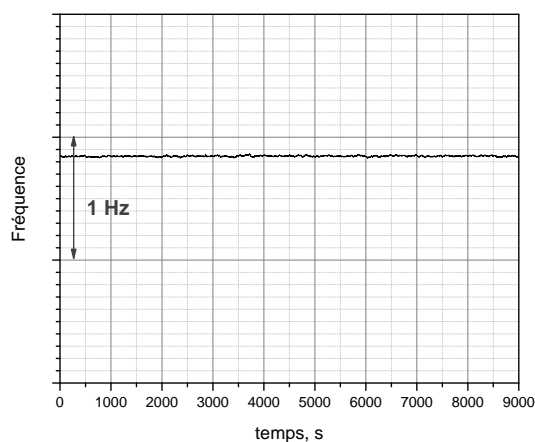


Figure 3.19 – Fréquence d’horloge avec l’asservissement de température du modulateur acousto-optique et remplacement de la fibre par le pinhole. Les variations périodiques de fréquence, ainsi que la dérive long terme sont largement réduites.

### 3.1.5 Contrôle des puissances laser

#### Puissance totale

**Estimation.** A partir des mesures du déplacement lumineux (voir chapitre 6) on peut estimer la sensibilité de la fréquence d’horloge aux variations de la puissance. La pente du déplacement lumineux dépend de plusieurs paramètres: puissance laser, désaccord optique, température de la cellule, etc. (voir chapitre 6). Avec nos conditions expérimentales (cellule 1A<sup>1</sup>) la sensibilité de la fréquence d’horloge à une variation de la puissance totale de 1% est de l’ordre de 0.003 Hz. Pour une autre cellule (A17<sup>2</sup>): 1% de variation de la puissance totale induit un déplacement de fréquence d’environ 0.006 Hz.

Donc, pour une stabilité de l’ordre de  $10^{-13}$  (variation de fréquence de 0.001 Hz) les variations de la puissance totale ne doivent pas dépasser 0.3% (pour la cellule 1A).

**Réalisation.** Le contrôle de la puissance totale peut être réalisé en déviant une partie du faisceau pour l’asservir à l’aide d’une photodiode supplémentaire et en agissant sur le niveau de la puissance radio-fréquence (RF) injectée dans le modulateur acousto-optique. On cherche à asservir la puissance au plus près de la cellule et donc après le modulateur acousto-optique. Dans notre cas, quand le faisceau est pulsé, l’asservissement numérique est plus simple à réaliser par rapport à l’asservissement analogique. Le niveau détecté sur la photodiode supplémentaire est enregistré avec une carte d’acquisition (dans les instants ON de la séquence TTL (ON-OFF) appliqué au modulateur)<sup>3</sup> et comparé avec une valeur de commande fixe. Puis la correction sur

1. Mélange Ar-N<sub>2</sub>  $r_{Ar/N_2}=0.595$ ,  $P_{total} = 21$  torr, température 29°C, désaccord par rapport à la résonance optique nul (-173 MHz par rapport au Cs), rapport d’intensité laser maître / laser esclave M/E = 1, intensité totale 1000  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$

2. Mélange Ar-N<sub>2</sub>  $r_{Ar/N_2}=0.405$ ,  $P_{total} = 20$  torr, température 29°C, intensité totale de l’ordre 1000  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ , rapport d’intensité laser maître / laser esclave M/E = 1, désaccord par rapport à la résonance optique 7MHz (-160MHz par rapport au Cs)

3. Voir sous-section 3.1.8 pour plus de détails sur la séquence

la puissance RF injectée est appliquée sur le générateur qui pilote le modulateur (voir figure 3.20).

La stabilité de la puissance totale obtenue sans et avec asservissement est présentée sur la figure 3.21.

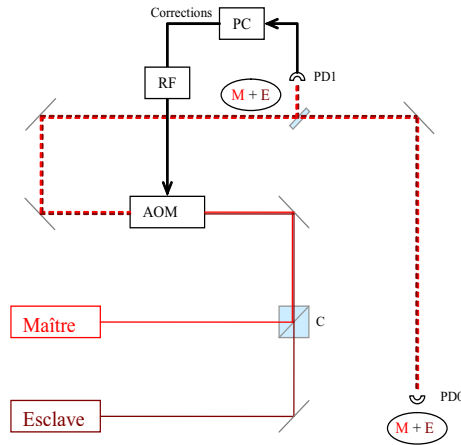


Figure 3.20 – Schéma d’asservissement de la puissance totale. C - cube de superposition, AOM - modulateur acousto-optique, PC - ordinateur, RF - synthétiseur, PD1 - photodiode d’asservissement, PD0 - photodiode de contrôle.

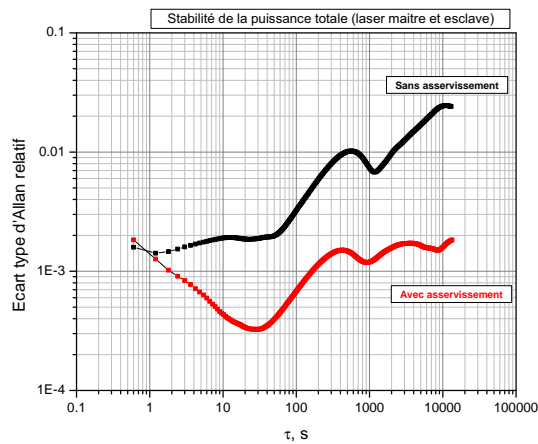


Figure 3.21 – Stabilité relative de la puissance totale avec et sans asservissement. Mode pulsé.

**Remarques.** L’asservissement de la puissance totale permet de la contrôler à mieux que 0.2% jusqu’à  $10^4$  secondes, dans ce cas les variations de la fréquence d’horloge sont inférieures à 0.001 Hz. Mais cela est vrai uniquement si le rapport des puissances laser maître / laser esclave (M/E) reste constant, ce qui est loin d’être le cas (voir paragraphe suivant).

### Rapport des puissances laser maître / laser esclave (M/E)

**Estimation.** Comme pour la puissance totale, on peut estimer la sensibilité de la fréquence d'horloge aux variations de la puissance de chaque laser. Pour la cellule 1A (dans les conditions expérimentales décrites dans le paragraphe précédent) un déséquilibre<sup>1</sup> des deux puissances (maître et esclave) de 1% induit un déplacement de fréquence d'horloge d'environ 0.03 Hz (voir figure 6.12, page 153). Le même ordre de grandeur est observé dans un autre cas (cellule A17 dans les conditions décrites dans le paragraphe précédent) : 0.02 - 0.06 Hz pour 1% de déséquilibre des puissances.

La sensibilité au déséquilibre des puissances est un ordre de grandeur plus importante que la sensibilité aux variations de la puissance totale. Donc, il est plus important d'asservir la puissance de chaque laser séparément et les exigences sur la stabilité d'asservissement sont plus strictes: pour une variation de fréquence de moins de 0.001 Hz il faut assurer la stabilité relative de chaque laser au niveau de  $3 \cdot 10^{-4}$ .

**Réalisation.** La réalisation d'asservissement de la puissance de chaque laser n'est pas si facile. Il faut prendre en compte les restrictions suivantes:

Premièrement, pour éviter les fluctuations résiduelles dues aux différents chemins optiques parcourus il faut asservir la puissance au plus près de la cellule. Dans ce cas le faisceau sera pulsé et on doit utiliser un asservissement numérique (décrit dans le paragraphe précédent).

Deuxièmement, il faut trouver la possibilité d'agir et de contrôler chaque puissance laser séparément, sans perturber l'autre. Il faut éviter de séparer et recombiner les faisceaux après la première superposition sur le cube de superposition C (voir figure 3.22). Si après être superposés et asservis en phase les faisceaux parcourent des chemins différents, ils accumulent des phases différentes et cette différence ne sera pas corrigée (surtout les fluctuations de phase d'un laser par rapport à l'autre à cause des fluctuations de chemin parcouru). Rappelons que cette contrainte est dictée par la nécessité d'avoir les deux lasers cohérents en phase pour observer la résonance CPT et les franges Ramsey.

La possibilité d'asservissement suivante a été trouvée (voir figure 3.22). Pour exciter la résonance CPT on utilise les deux faisceaux avec des polarisations rectilignes et croisées. Cela donne une possibilité de sélectionner un des faisceaux à l'aide d'un polariseur. Les polariseurs utilisés (Thorlabs LPVIS100) ont un taux d'extinction meilleur que  $10^{-5}$  (et meilleur que  $10^{-8}$  exceptionnellement autour de 895 nm).

La puissance dans chaque faisceau est contrôlée avec une combinaison d'une lame à cristaux liquides (Liquid Crystal Variable Retarders, Maedowlark Optics) et d'un polariseur. Selon l'amplitude de modulation appliquée à cette lame, le faisceau polarisé rectilignement à l'entrée aura une polarisation plus ou moins elliptique (de rectiligne à circulaire) à la sortie. Ainsi une lame à cristaux liquides avec un polariseur permet de contrôler la puissance transmise (voir figure 3.23).

Il faut noter que pour dévier une partie de faisceau pour asservissement on utilise des lames de verre assez épaisses (sans aucun revêtement) pour éviter les effets d'interférence entre les réflexions des deux surfaces. Pour la même raison on est contraint d'utiliser un faisceau de petit diamètre (2-3 mm) et de mettre une lame séparatrice avec un angle assez important par rapport à l'incidence normale afin de pouvoir séparer spatialement les deux réflexions.

Pour détecter la puissance on utilise des photodiodes dont les fenêtres ont été enlevées (Hamamatsu S1337-1010BQ), pour éviter les interférences entre les réflexions sur la fenêtre et la surface de la photodiode. On utilise un ensemble de deux photodiodes branchées en série

1. On définit le déséquilibre comme  $\frac{I_M - I_E}{(I_M + I_E)/2}$

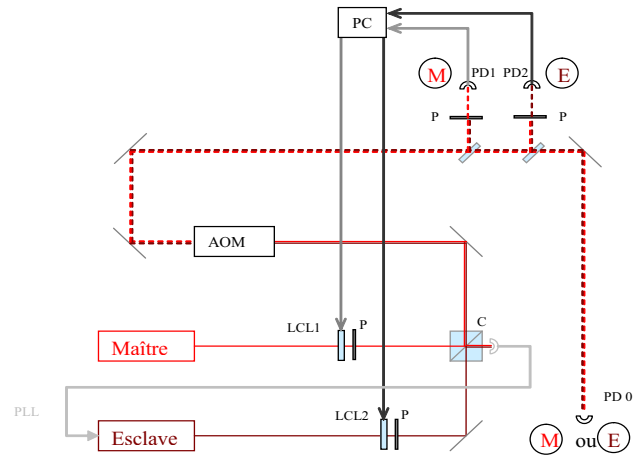


Figure 3.22 – Schéma d'asservissement de la puissance de chaque laser - maître et esclave. LCL1 et LCL2 - lames à cristaux liquides, P - polariseur, C - cube de superposition, AOM - modulateur acousto-optique, PD1 - photodiode d'asservissement du laser maître, PD2 - photodiode d'asservissement du laser esclave, PD0 - photodiode de contrôle.

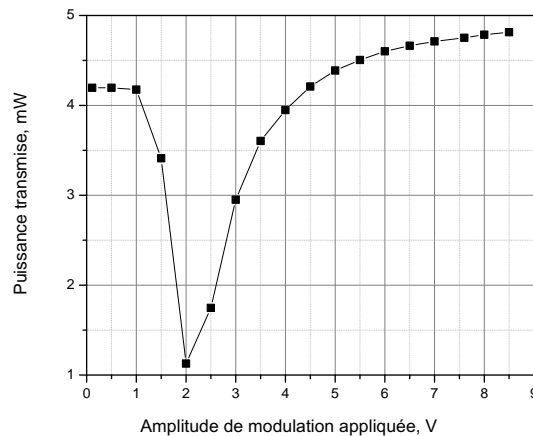


Figure 3.23 – Puissance transmise par l'ensemble lame à cristaux liquides - polariseur pour différentes amplitudes de modulation appliquées à lame. Fréquence de modulation 2 kHz. Puissance incidente 8.4 mW.

(pour la tension). La deuxième photodiode sert à collecter la lumière réfléchiée par la première. Les résistances utilisées dans les circuits des photodiodes ont un faible coefficient thermique (500 k $\Omega$ , 1 ppm/K). Le principe d'asservissement en mode pulsé est décrit sur la page 59.

La stabilité de la puissance de chaque laser avec et sans asservissement des lames à cristaux liquides est présentée sur les figures 3.24 et 3.25. Pour le laser maître la fréquence est également

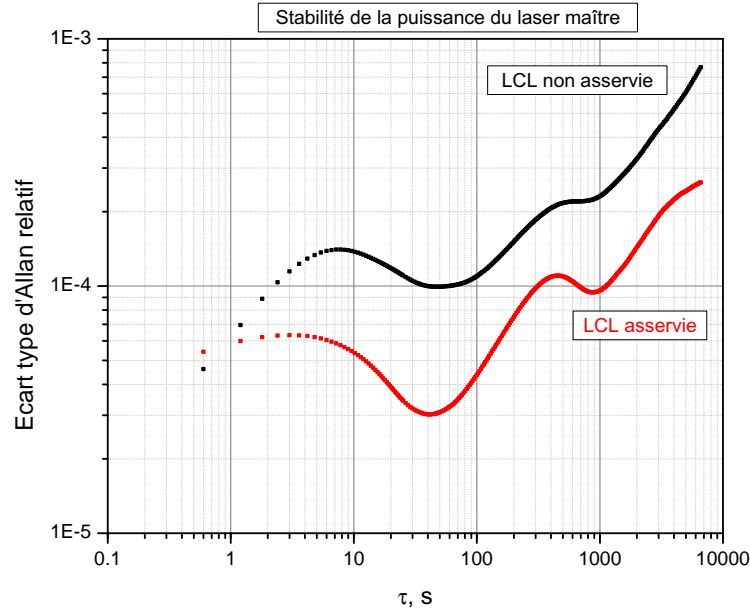


Figure 3.24 – Stabilité de puissance du laser maître avec et sans asservissement de lame à cristaux liquides (LCL1). Mode pulsé. La puissance est asservie à l’aide de la photodiode PD1 et la stabilité de puissance est contrôlée sur la photodiode PD0 (voir figure 3.22).

asservie par absorption saturée. Le laser esclave n’est pas asservi en phase sur le laser maître.

Même si sur les photodiodes d’asservissement (PD1 ou PD2) (figure 3.26) on observe un écart-type d’Allan qui varie comme  $1/\tau$  (correspondant à la densité spectrale de bruit en  $f^2$ ), sur la photodiode de contrôle (PD0) on peut constater qu’il y a des fluctuations résiduelles qui sont probablement liées aux variations de la température dans la salle. Parmi les éléments sensibles: différentes sensibilités des photodiodes, la sensibilité de la carte d’acquisition aux variations de la température. Des limitations de cet asservissement sont discutées dans le paragraphe ”Remarques”.

L’asservissement de la puissance de chaque laser permet d’atteindre une stabilité de puissance avant la cellule (la puissance vue par les atomes) meilleure que  $3 \cdot 10^{-4}$  à  $10^4$  secondes. Cela permet d’assurer que les variations de la fréquence d’horloge dues aux variations de rapport des puissances sont inférieures à 0.001 Hz jusqu’à  $10^4$  secondes.

**Remarques.** Cette méthode d’asservissement a ces limitations:

- Différence des chemins. A cause du manque de place avant la cellule et à cause du grand diamètre du faisceau dont on a besoin pour éclairer la cellule, l’asservissement des puissances directement avant la cellule n’est pas possible. L’asservissement est fait le plus près possible devant la cellule (avant l’élargissement du faisceau), mais il reste une certaine différence des chemins entre l’endroit où sont asservis les puissances et la cellule. Les fluctuations résiduelles sont donc inévitables pour plusieurs raisons. D’une part sur ce chemin il y a des éléments optiques supplémentaires - des lentilles, un diaphragme et surtout un miroir. D’autre part les changements d’indice de l’air à cause du gradient de la température sur le banc optique (créé par les différents éléments qui sont ”chauds”: modulateur acousto-optique, cellule, amplificateurs)

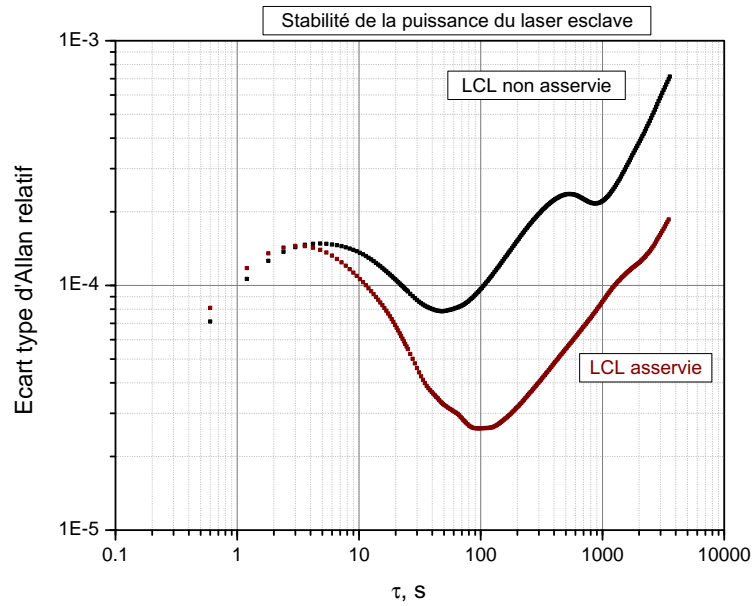


Figure 3.25 – Stabilité de puissance du laser esclave avec et sans asservissement de lame à cristaux liquides (LCL2). Mode pulsé. La puissance est asservie à l'aide de la photodiode PD2 et la stabilité de puissance est contrôlée sur la photodiode PD0 (voir figure 3.22).

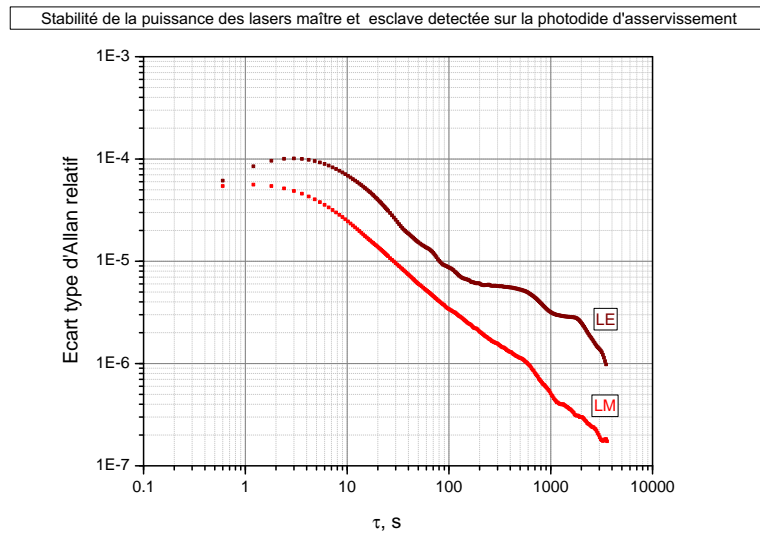


Figure 3.26 – Stabilité de puissance des lasers maître (LM) et esclave (LE) dans le mode asservi obtenue sur les photodiodes d'asservissement PD1 et PD2, respectivement (voir figure 3.22). Mode pulsé.

et des petits courants d'air.

- La corrélation des asservissements. La polarisation rectiligne devient légèrement elliptique



après le passage par des éléments optiques (surtout les miroirs). Mais à cause de la présence de deux polarisations croisées après le cube de superposition nous n'avons pas de moyen de "nettoyer" la polarisation avec un bon polariseur. L'ellipticité de la polarisation se traduit par la présence d'une partie de la puissance du laser maître sur la photodiode de l'asservissement de la puissance du laser esclave et vice versa. Cela peut perturber l'asservissement. L'ellipticité mesurée le plus près du point d'asservissement (juste avant les lames qui servent à dévier le faisceau pour asservissement) ne dépasse pas  $\tan(\epsilon) = 0.008$  (pour chaque laser). Donc, on estime que moins de 1% des résidus de la puissance de l'autre laser, ne va pas empêcher l'asservissement de fonctionner (surtout que la puissance de l'autre laser est asservie à son tour), mais cela peut donner des fluctuations résiduelles.

- Bruit court terme. La modulation des lames à cristaux liquides (à 2 kHz) crée une source de bruit court terme supplémentaire sur la puissance vue par les atomes. Pour limiter cette source de bruit la modulation est synchronisée avec la séquence des impulsions pour qu'il n'y ait pas de changement de niveau à cause de cette modulation pendant la détection.

- Perte de la puissance laser. Seulement près de la moitié de la puissance incidente est transmise par l'ensemble lame - polariseur.

**Conclusion sur le contrôle des puissances.** L'asservissement de la puissance de chaque laser permet de limiter les variations du rapport des puissances de deux lasers et donc de réduire les variations de fréquence (variations de déplacement lumineux). Comme ces variations sont plutôt moyen et long terme, l'asservissement a permis d'améliorer la stabilité moyen et long terme de l'horloge (voir figure 3.27).

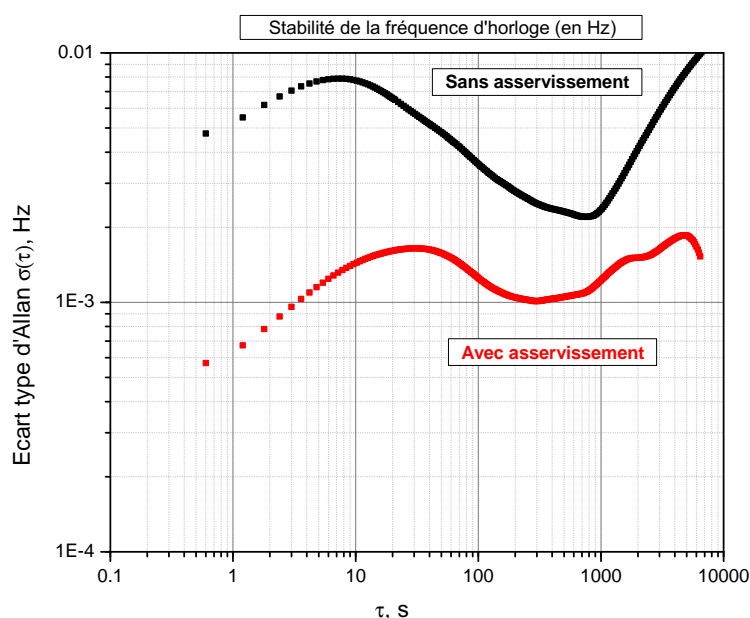


Figure 3.27 – Stabilité de fréquence de l'horloge avec et sans asservissement des puissances des deux lasers avec les lames à cristaux liquides.

### 3.1.6 Référence atomique

#### Cellule et enceinte atomique

On utilise des cellules en Pyrex dont les dimensions sont de 20 à 50 mm de longueur et de 20 à 25 mm de diamètre qui contiennent une vapeur atomique de Cs et une vingtaine de torr d'un gaz (Ne, Ar ou N<sub>2</sub>) ou d'un mélange de gaz tampons Ar-N<sub>2</sub>. Rappelons que quelques torr de gaz tampon sont ajoutés dans la cellule afin de réduire la largeur Doppler et d'augmenter la durée de vie de la cohérence hyperfine. Mais les collisions d'atomes de Cs avec les atomes de gaz tampon induisent un déplacement de la fréquence des niveaux et notamment de fréquence d'horloge<sup>1</sup>. Ce déplacement est dépendant de la température et il est donc nécessaire de contrôler la température de la cellule pour minimiser les fluctuations de la fréquence d'horloge liée à cette effet. Pour cela la cellule est placée dans un four. Afin de produire le champ magnétique nécessaire pour séparer la résonance CPT faiblement sensible au champ magnétique (la résonance 0-0, la transition entre  $m_F = 0$ ) des autres résonances ( $m_F \neq 0$ , par exemple la résonance 1-1 ( $m_F = 1 - m_F = 1$ )) la cellule est entourée par un solénoïde. Et l'ensemble est mis dans deux blindages magnétiques. Dans les paragraphes suivants on va décrire plus en détails l'aspect thermique et magnétique de l'enceinte atomique. La procédure de remplissage des cellules sera décrite dans la sous-section 3.1.7. Notons que le choix du mélange gazeux réduisant la sensibilité thermique de la fréquence d'horloges est décrit dans le chapitre 4.

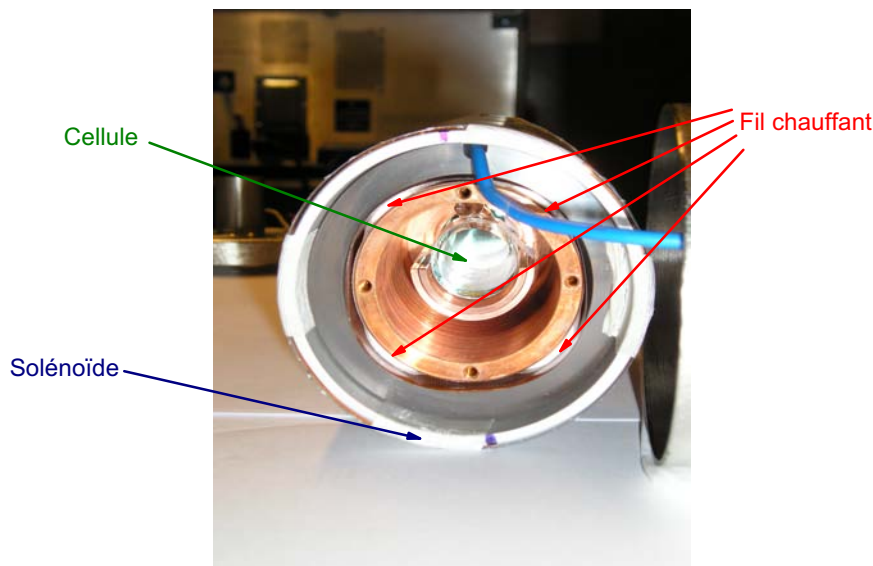


Figure 3.28 – Assemblage de l'enceinte atomique.

**Régulation de température.** Pour réguler la température la cellule est placée dans "un four" en cuivre (diamètre 50 mm, longueur 110 mm). Le four est chauffé avec un fil coaxial. Pour réduire le champ magnétique parasite qu'il peut produire, le fil est enroulé longitudinalement autour du four et de manière que chaque partie compense le champ magnétique produit par

1. L'influence du gaz tampon est décrite plus en détails dans le chapitre 4

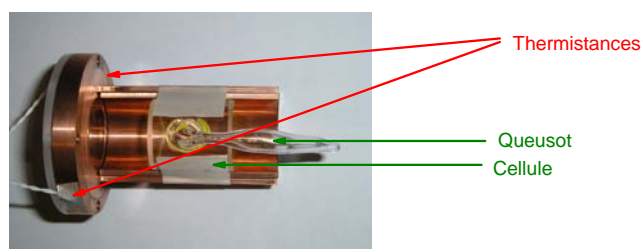


Figure 3.29 – Le berceau pour tenir la cellule.

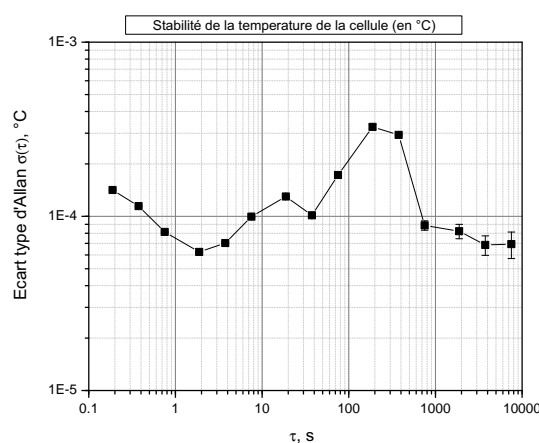


Figure 3.30 – Stabilité de température de la cellule.

une partie opposée (voir figure 3.28). La cellule se pose dans un berceau en cuivre, dont le diamètre est égal au diamètre de la cellule, ainsi le contact thermique entre la cellule et le four est bon (voir figure 3.29). Deux thermistances amagnétiques (Betatherm, 10 k $\Omega$ ) sont placées sur cette pièce pour asservir et contrôler la température de la cellule.

La température est asservie avec un régulateur PID. Pour la température 29°C la stabilité de la régulation thermique de la cellule est largement inférieure à 1 mK jusqu'à 10<sup>4</sup> secondes (voir figure 3.30). La régulation de la température de la cellule à ce niveau et l'utilisation de la cellule avec un mélange de gaz approprié (qui permet d'annuler la sensibilité thermique autour d'une température choisie) permet de réduire considérablement la dépendance thermique du déplacement collisionnel. Par exemple, pour la cellule 1A réglée autour de 29°C, la dépendance thermique du déplacement collisionnel est de l'ordre 0.1 Hz/°C (28-30°C). Avec la régulation au niveau de 0.5mK, la variation du déplacement collisionnel est de l'ordre de 5·10<sup>-5</sup> Hz.

### Environnement magnétique

**Champ directeur.** Pour lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman et pour séparer la transition d'horloge  $|F = 3, m_F = 0\rangle - |F = 4, m_F = 0\rangle$  des autres un champ magnétique directeur est appliqué le long de l'axe de propagation des faisceaux lasers. La transition d'horloge

est sensible au carré du champ magnétique :

$$\Delta\nu = 427,45(\text{Hz/G}^2) \cdot B^2.$$

Pour appliquer le champ magnétique nécessaire aux atomes la cellule est placée dans un solénoïde constitué par du fil de cuivre (émaillé) enroulé sur un tube en Dural. Deux paramètres sont importants: l'homogénéité du champ et la stabilité.

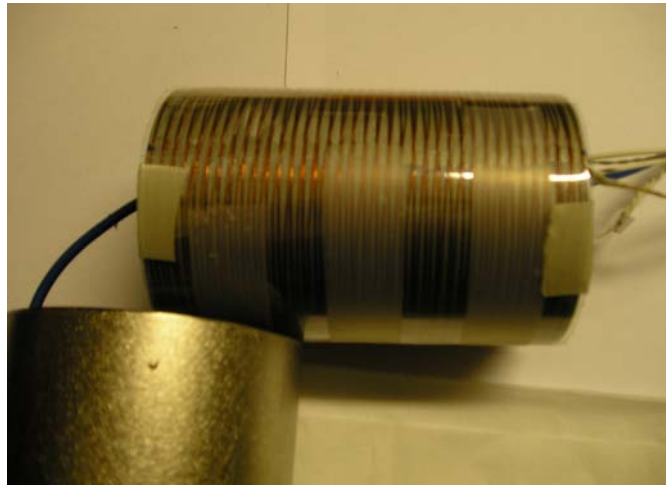


Figure 3.31 – Solénoïde.

Pour assurer l'homogénéité du champ magnétique deux aspects sont critiques. Premièrement, lors du montage du solénoïde une attention spéciale à l'uniformité d'enroulement du fil est indispensable. Deuxièmement, la longueur du solénoïde doit être suffisante pour éviter au maximum les inhomogénéités près des bords. Dans notre cas le solénoïde consiste en  $2 \times 37$  tours (aller-retour) de fil espacés de 1.5 mm sur la longueur totale de 110 mm, le diamètre est 75 mm (voir figure 3.31). Dans ce cas le champ magnétique appliqué sur l'axe est de 8.2 G/A. La valeur exacte du champ magnétique peut être mesurée à partir des résonances CPT, excitées sur les sous-niveaux Zeeman  $|F = 3, m_F = -1\rangle - |F = 4, m_F = -1\rangle$  et  $|F = 3, m_F = +1\rangle - |F = 4, m_F = +1\rangle$ , par exemple (voir figure 3.32):

$$\Delta\nu_{-1|-1|+1|+1} = 2 \cdot 700.84(\text{kHz/G}) \cdot B$$

La stabilité du champ dépend de la stabilité du générateur du courant. Différentes sources ont été testées : une source commerciale stable (Keithley Source Meter Model 2601) et une source de courant de diode laser (réalisée par le service électronique du laboratoire).

La stabilité des sources est mesurée de la manière suivante. La fréquence d'horloge CPT est asservie sur la résonance CPT excitée entre les sous-niveaux Zeeman  $|F = 3, m_F = +1\rangle - |F = 4, m_F = +1\rangle$  et donc très sensible au champ magnétique (700.84 kHz/G). Dans ce cas, les variations de fréquence sont dominées par les variations du champ magnétique (puisque les variations liées aux autres sources d'instabilités de fréquence d'horloge telles que les déplacements lumineux ou le changement de la température de la cellule, sont négligeables par rapport aux

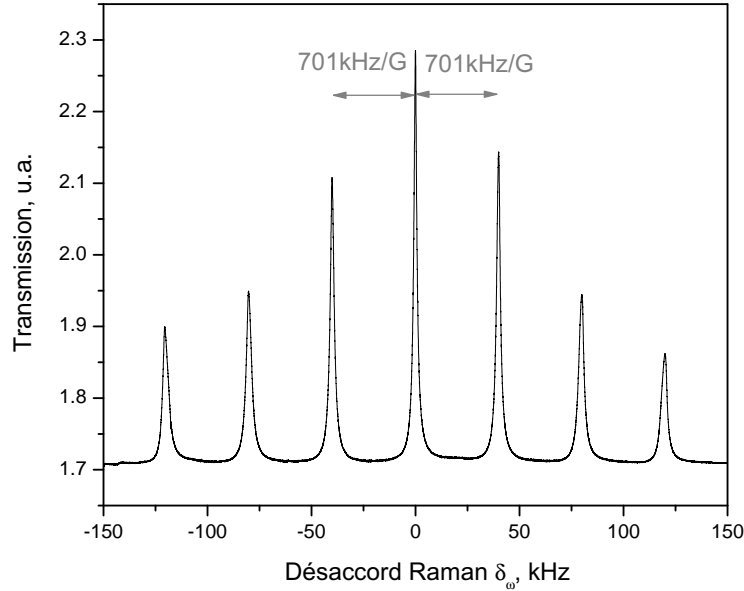


Figure 3.32 – Spectre Zeeman pour un champ magnétique appliqué de 57.4 mG. Mode continu.

variations du champ magnétique<sup>1</sup>.

La stabilité de la fréquence de la résonance 1-1 (transition avec  $m_F = 1$ ) est déterminée par la stabilité de la source de courant qui alimente le solénoïde. (Précisons qu'il ne faut pas oublier la contribution des champs magnétiques parasites (voir paragraphe suivant), mais on estime que grâce aux blindages magnétiques cela peut être négligé).

L'avantage de la source commerciale est la facilité de changer le courant précisément, elle est très commode pour les études et l'optimisation du champ magnétique. Une fois la valeur du champ magnétique choisie, l'utilisation de la source de courant de diode laser permet d'avoir une meilleure stabilité (voir figure 3.33). Dans les deux cas, les variations de fréquence de la résonance CPT 1-1 ( $|F = 3, m_F = +1\rangle - |F = 4, m_F = +1\rangle$ ) ne dépassent pas quelques Hz (jusqu'à 1000 s). A partir des variations de cette fréquence  $\Delta f_z$ , on peut estimer la variation du champ magnétique :  $dB = B \cdot \frac{\Delta f_z}{f_z} = 1.7 \cdot 10^{-6}(G)$ .

D'où on peut estimer la contribution du champ magnétique dans les variations de la fréquence d'horloge  $\Delta \nu_{f00}$  (CPT 0-0,  $|F = 3, m_F = 0\rangle - |F = 4, m_F = 0\rangle$ ) :

$$\Delta \nu_{f00} = 2 \cdot B \cdot dB \cdot \beta \sim 2.4 \cdot 10^{-4} \text{ Hz},$$

où  $\beta = 427.45 \text{ Hz/G}^2$ ,  $B = 0.168 \text{ G}$  est la valeur du champ magnétique appliqué,  $dB$  - les variations du champ magnétique.

On obtient que pour la résonance 0-0 les variations ne dépassent pas 0.24 mHz (jusqu'à 1000 s et pour le champ magnétique appliqué de l'ordre de 0.2 G).

1. On estime que les variations de fréquence liées à la température de la cellule et au déplacement induit par le gaz tampon ne dépassent pas 0.003 Hz (pour cellule A17, à 29°C la sensibilité est de 3Hz/°C et la température est réglée au niveau de 1mK). Typiquement, les variations de la fréquence d'horloge liées au déplacement lumineux sont de l'ordre de 0.010 Hz (pour les variations de la puissance de chaque laser de 0.1% et pour une sensibilité de l'ordre 0.002-0.006 Hz pour 1% de variations pour la cellule A17).

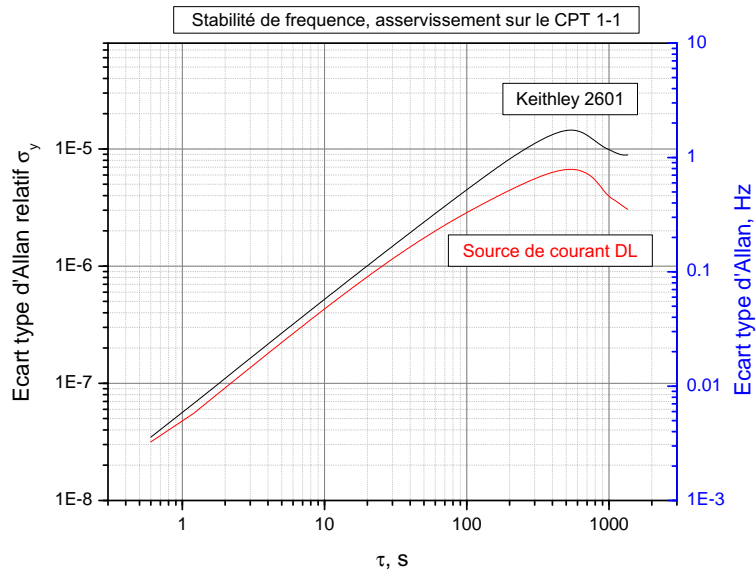


Figure 3.33 – Stabilité de fréquence, asservissement sur la transition  $|F = 3, m_F = +1\rangle - |F = 4, m_F = +1\rangle$  (CPT 1-1), sensible au champ magnétique (700.84 kHz/G). L’instabilité est liée aux variations du champ magnétique, produit par différentes sources: source commerciale (Keithley 2601) et source de courant de diode laser (DL). Les mêmes conditions expérimentales. Cellule A17, température de la cellule 29°C, champ magnétique appliqué 0.168 G (écartement de la résonance CPT 1-1 de la résonance CPT 0-0 est de  $f_z = 118$  kHz). Mode Ramsey.

**Blindages magnétiques.** Les fluctuations du champ magnétique proviennent non seulement des fluctuations de courant mais aussi des sources parasites. Ces contributions peuvent être statiques comme le magnétisme résiduel de certaines parties autour de l’enceinte (vis, supports, isolateurs optiques) et fluctuantes provenant du champ terrestre et des appareils électriques. Pour limiter ces influences des champs magnétiques parasites présents dans le laboratoire l’ensemble de la cellule dans son four et son solénoïde est placé dans deux blindages magnétiques. En plus une attention particulière a été faite pour les parties placées à l’intérieur des blindages. Toutes sont faites de matériaux amagnétiques.

Les blindages sont faits de  $\mu$ -métal et ont une forme cylindrique (voir figure 3.34). Pour réduire les champs magnétiques parasites le blindage intérieur a une forme spéciale - ”cut-off” magnétique (une prolongation autour du trou pour passer le faisceau laser).

**Caractéristiques magnétiques.** Atténuation. Après le processus de démagnétisation l’atténuation du champ magnétique extérieur est de l’ordre  $10^4$ . Ces blindages permettent d’atténuer le champs magnétique extérieur jusqu’à  $0.125 \pm 0.025$  mG (champ résiduel).

Homogénéité. Le gradient du champ magnétique au niveau de la cellule et sur les dimensions de la cellule est de l’ordre de 2.5 mG.

Stabilité de la source de courant. Les variations du champ magnétique dues à la source de courant sont de l’ordre de 0.3 mG.

Champ parasite. Il ne faut pas oublier qu’il existe une source de champ parasite à l’intérieur des blindages: c’est le fil chauffant. Ce fil est tourné de manière que le champ magnétique produit

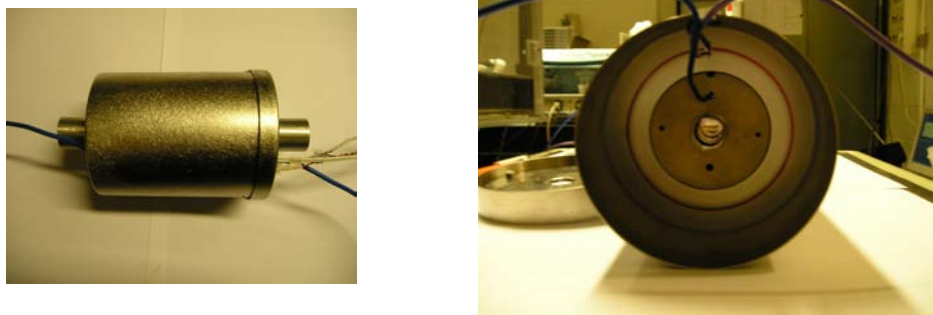


Figure 3.34 – A gauche - blindage magnétique intérieur (vue de haut). Les dimensions du blindage intérieur: diamètre 90 mm, longueur 115 mm (sans tubes de "cut-off" magnétique). A droite - deux blindages magnétiques (vue de côté). Les dimensions du blindage extérieur: diamètre 120 mm, longueur 350 mm.

par une partie sera compensé par une autre. La contribution du champ magnétique parasite induit par le courant qui passe dans le fil chauffant est de l'ordre de 0.109 mG/A. Pour les valeurs typiques de courant pour chauffer la cellule autour de 30°C, de l'ordre de 0.350 A, le champ parasite induit est de l'ordre de 0.04 mG.

#### *Conclusion sur l'enceinte atomique.*

Avec la régulation thermique de la cellule et le choix du mélange de gaz approprié on arrive à réduire les fluctuations dues à la dépendance thermique des déplacements collisionnels à mieux que  $5 \cdot 10^{-5}$  Hz. Ces fluctuations ne vont pas limiter la stabilité de la fréquence d'horloge.

Grâce aux précautions prises lors de la construction de l'ensemble, aux blindages magnétiques et à la source de courant stable, les fluctuations de fréquence d'horloge liées au champ magnétique ne sont pas limitantes pour ce montage.

### 3.1.7 Remplissage des cellules

Pour avoir une référence atomique stable (avec les caractéristiques prévues), plusieurs aspects sont importants :

- la qualité de cellules : le type de verre, la propreté avant remplissage, la soudure des fenêtres;
- la qualité des éléments introduits dans la cellule : la pureté du Cs, la pureté des gaz et la proportion du mélange;
- la procédure de remplissage: l'élimination des impuretés (étuvage), le niveau du vide avant le remplissage, le contrôle de pression et de température lors du remplissage et du scellement;
- la caractérisation des cellules après la fabrication.



### Cellules commerciales

Pour nos expériences plusieurs cellules contenant la vapeur de Cs et un gaz tampon (ou un mélange de gaz tampons) ont été commandées chez quatre fournisseurs différents<sup>1</sup>. Cela a été fait pour éviter (ou réduire) des biais dûs à la fabrication et au remplissage des cellules. Pour ces cellules commerciales nous n'avons pas toutes les informations sur les caractéristiques et la procédure de remplissage.

Nous disposons de l'information suivante sur le remplissage des cellules commerciales.

Fournisseur F : - pureté de gaz (fournisseur Carbagas<sup>1</sup>): Ne (99.995%), Ar (99.999%), N<sub>2</sub> (99.999%); - la proportion de mélange est mesurée avec une erreur relative de 2%.

### Remplissage des cellules au laboratoire

Pour pouvoir remplir les cellules au laboratoire un banc de remplissage a été construit par P. Bonnay, A. Gérard et S. Guérandel.

Nous utilisons des cellules vides en Pyrex (fournisseur Hellma<sup>2</sup> de dimensions centimétriques (diamètre entre 10 et 20 mm, longueur entre 10 et 50 mm).

Notre fournisseur de gaz tampon est Carbagas. Nous utilisons les différents mélanges de gaz Ar-N<sub>2</sub> (pureté de gaz : Ar (99.999%), N<sub>2</sub> (99.999%); la précision sur la proportion de mélange est de 2% en valeur relative). Le mélange gazeux est fourni dans des bouteilles de 1.0 l contenant 8.25 torr (on dispose de deux bouteilles pour chaque mélange) qui sont raccordables au banc de remplissage.

Pour le remplissage des cellules on dispose des capsules de Cs de haute pureté de 5 g (fournisseur Chemetall, contamination par d'autres éléments (Li, Na, Rb, K) est de moins de 6 mg/kg au total) ou des capsules de 1 g (fournisseur Alfa Aesar, pureté 99.98%).

Le schéma du banc de remplissage est montré sur la figure 3.35.

La procédure de remplissage des cellules est la suivante. Premièrement, toutes les parties du système sont pompées et étuvées à 350 - 400°C (la température est la plus homogène possible). Le pompage est effectué avec une pompe primaire (une pompe à palettes) et une pompe secondaire (une pompe turbomoléculaire). On arrive à obtenir le niveau de vide de 10<sup>-9</sup> torr après une semaine. Le niveau de vide est contrôlé avec un jauge à vide Inficon BGP400. Une fois le niveau suffisant de vide obtenu, on arrête de chauffer le système. Deuxièmement, on casse la capsule de Cs à l'intérieur du système et on fait couler quelques gouttes de Cs dans les cellules. Pendant l'introduction du Cs le pompage continue, le vide est dégradé jusqu'au niveau de 10<sup>-6</sup>-10<sup>-7</sup> torr. Pour ne pas "contaminer" les pompes un piège de Cs (un cryostat) est mis en place (un point froid maintenu pour condenser le Cs). Troisièmement, une fois le Cs introduit, on place les cellules dans le bain thermostaté (VWR Model 1160S) réglable en température (à 0.0 ± 0.1°C), on coupe le pompage en fermant la vanne principale de pompage. On ouvre la vanne de remplissage et on commence à introduire le gaz tampon. Grâce à la vanne microfuites (Varian variable leak valve Model 951-5106) on contrôle avec précision la pression de gaz introduit. La pression de gaz au niveau des cellules est mesurée avec un manomètre Inficon (maintenu également à 0°C). Une fois la pression souhaitée atteinte on ferme les vannes. On laisse la pression de gaz tampon se stabiliser pour une période de quelques heures. Il existe la possibilité d'observer les gaz (utiles et contaminant) avec un spectromètre de masse (Pfeiffer Vacuum Prisma QMS 200). Finalement, on "détache" les cellules du système en scellant les

1. F (Physics Department, Fribourg University, Switzerland); T (Triad company, U.S.A); S (Sacher Laser-technik GmbH, Germany); O (Toptica Photonics AG, Germany).

1. <http://www.carbagas.ch>

2. <http://www.hellma-optics.com>



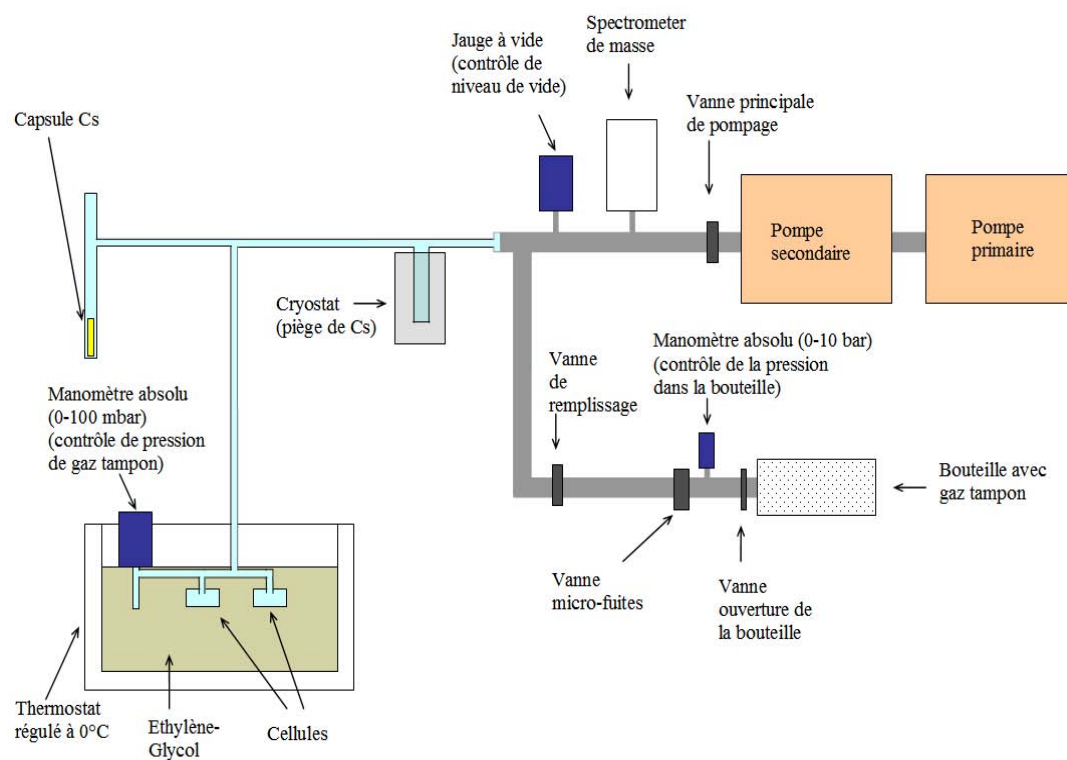


Figure 3.35 – Le schéma de banc de remplissage.

queusots. Le scellement est fait en maintenant les cellules à la température  $0^{\circ}\text{C}$ , l'évolution de la pression lors du scellement au chalumeau est également enregistrée. Généralement, toute la fabrication des cellules prend au total 2 semaines, verrerie comprise.

### Caractérisation

On a observé une dérive de fréquence assez importante sur les nouvelles cellules avec un seul ou un mélange de gaz tampons (livrées par des fabricants ou remplies au laboratoire). Cette dérive est de l'ordre de  $0.1\text{ Hz/heure}$  et elle est presque la même pour plusieurs cellules neuves avec les différents gaz tampons (voir figure 3.36). Pour les anciennes cellules (fabriqués il y a un ou deux an) la dérive est absente.

On suppose que des contaminations résiduelles peuvent être à l'origine de cette dérive. On a remarqué la diminution de la dérive après quelques semaines de "vieillessement" dans un four à  $150 - 180^{\circ}\text{C}$ . Généralement on arrive à l'éliminer à partir de 4 semaines dans le four (voir figure 3.37).

Un autre effet a été remarqué. Quand il y a plusieurs cellules faites dans la même série (6 par exemple), les premières cellules qui sont découpées ont des caractéristiques attendues (la dépendance de la fréquence hyperfine à la température de la cellule correspond au mélange introduit). Les cellules découpées en dernier ont des caractéristiques légèrement décalées par rapport à celles attendues (la dépendance thermique de la fréquence hyperfine). Donc, il peut

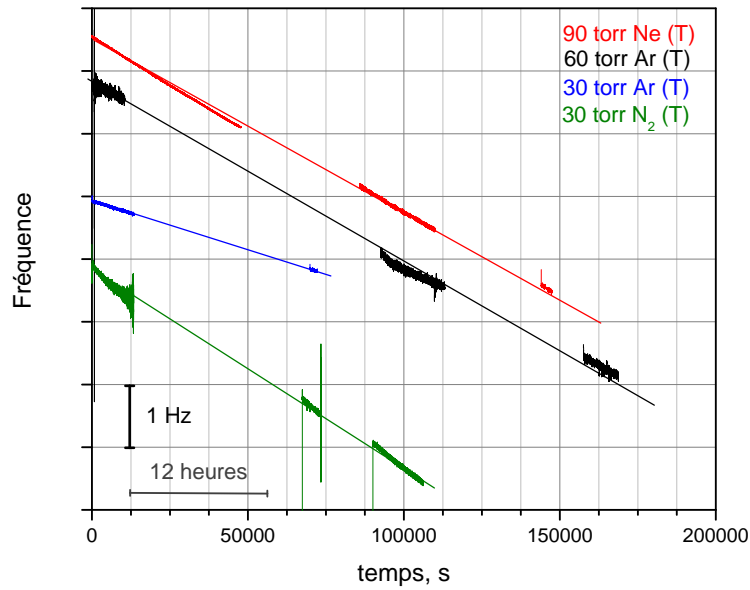


Figure 3.36 – Dérive de fréquence dans les cellules récemment fabriquées. Pour une meilleure visibilité un offset de fréquence différent est appliqué pour chaque cellule. Cellules fabriquées par Triad.

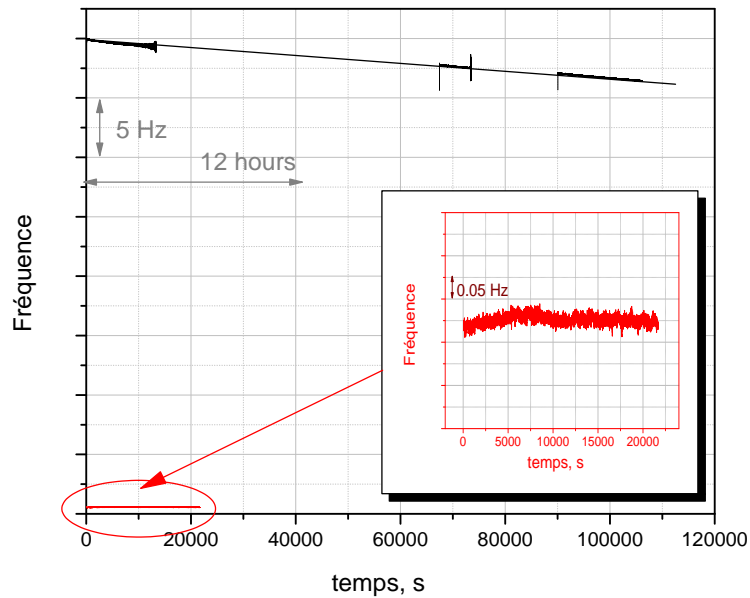


Figure 3.37 – Dérive de fréquence avant étuvage (en noir) et après plusieurs semaines en étuve (en rouge). Cellule 30 torr N<sub>2</sub> (T).

s'agir d'une contamination lors du processus de remplissage et scellement. Généralement, une série de deux cellules pour chaque lancement de la procédure est un bon compromis entre le temps de fabrication et la qualité des cellules.

### 3.1.8 Détection du signal et asservissement de la fréquence d'horloge

#### Photodiode

Pour détecter le signal CPT on utilise une photodiode bas bruit (Hamamatsu S1337-1010BQ, sans fenêtre) dont la surface active est de  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  et de sensibilité de 0.5 A/W à 895 nm. Le photo-courant est converti en tension avec un montage trans-impédance dont le gain et la bande passante sont ajustés via un circuit RC parallèle. La résistance utilisée est de 50 k $\Omega$  (faible sensibilité thermique 10 ppm/K) et le condensateur de 22 pF. On utilise un amplificateur opérationnel de faible bruit (OPA637, modèle couramment utilisé au laboratoire).

#### Carte d'acquisition et programme de pilotage

L'acquisition et le traitement des signaux analogiques des photodiodes, ainsi que la commande des signaux (analogique : commande de tension pour les lames à cristaux liquides; TTL : commande ON-OFF pour le switch RF du modulateur acousto-optique; GPIB : commande de fréquence du synthétiseur de fréquence) sont pilotés par un programme écrit en LabView. Ce programme prend en charge l'interface avec les cartes entrées-sorties et les compteurs en assurant leur compatibilité.

On utilise les cartes suivantes (les cartes sont synchronisées entre elles):

La carte d'acquisition : NI-PCI-6120 (National Instruments), 16 bits de résolution sur une dynamique d'entrée symétrique ( $\pm 0.2V \dots \pm 20V$ ), fréquence d'échantillonnage de 1 MHz (pour chaque voie), la carte possède 4 entrées branchées en configuration pseudo-différentielle (uniquement), 2 sorties et 2 compteurs. Une entrée est utilisée pour la détection de la réponse atomique. Deux entrées sont utilisées pour la détection des signaux des photodiodes de l'asservissement des puissances des lasers maître et esclave. Les deux sorties sont utilisées pour générer les signaux modulés en amplitude qui sont appliqués aux lames à cristaux liquides.

La carte compteur NI-PCI-6602 : compteur 32 bits, fréquence 20 MHz, 8 compteurs. Cette carte sert à synchroniser les différences séquences (la séquence des impulsions ON-OFF envoyé sur le switch RF, la séquence pour une modulation de phase, la séquence des fenêtres d'acquisitions).

(La carte DT9832A : 2 entrées (16 bits), 2 sorties (16 bits) et 2 compteurs. Pour l'instant cette carte est utilisée uniquement pour le mode "balayage" de frange (pas pour le mode asservissement), on utilise une seule sortie de cette carte pour générer une rampe de tension qui est appliquée à un synthétiseur DDS pour réaliser une rampe de fréquence.)

#### Paramètres

La séquence appliquée consiste en un train des impulsions de temps de pompage  $\tau$ , séparées de temps de Ramsey  $T_R$ . La détection du signal est faite au début de chaque impulsion au temps  $t_d$  pendant un certain temps de mesures  $t_m$  (voir figure 3.38).

Le programme permet de choisir et de modifier différents paramètres: la séquence ( $\tau$  et  $T_R$ , temps de détection, durée de détection), les paramètres d'asservissement de la fréquence d'horloge (type de modulation: de fréquence (FM) ou de phase (PM), nombre de moyennes, gain) et d'asservissement des puissances laser (fréquence et amplitude de modulation de tension

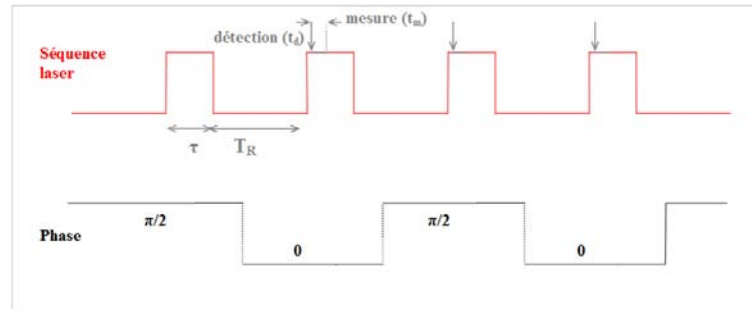


Figure 3.38 – Une séquence Ramsey:  $\tau$  - temps de pompage,  $T_R$  - temps de Ramsey,  $t_d$  - temps de détection,  $t_m$  - temps de mesures.

sur les lames à cristaux liquides, nombre de moyennes, gain, ainsi que la puissance laser totale via le niveau RF envoyé sur le modulateur acousto-optique).

**Séquence.** Le cycle typique est de 6 ms. La séquence suivante est utilisée:  $\tau = 2$  ms et  $T_R = 4$  ms. Le temps  $\tau$  est optimisé à partir du critère de pompage des atomes dans un état stationnaire à la fin de l'impulsion. Ce temps dépend de l'intensité laser totale. Ce temps doit être choisi suffisant pour arriver à pomper les atomes vers l'état stationnaire à la fin de l'impulsion, mais il ne faut pas l'augmenter plus, car cela augmente la durée du cycle.

L'un des critères pour choisir le temps Ramsey  $T_R$  est la largeur des franges qui varie comme  $1/(2T_R)$ . Plus le temps est long, plus les franges sont étroites. L'autre critère est l'amplitude des franges. Après une impulsion, les atomes évoluent pendant le temps  $T_R$  dans le noir et à cause de processus de relaxation la cohérence hyperfine diminue. Cette relaxation est caractérisée par le temps  $T_2$  (voir chapitre 5). L'amplitude des franges détectée au début de l'impulsion suivante décroît comme  $\exp(-T_R/T_2)$ . On trouve le compromis quand  $T_R = T_2$ , qui correspond au cas de la pente maximale du signal avec la fréquence [67, 68].

Une étude sur les paramètres optimaux de la séquence est présentée dans le chapitre 5.

**Détection.** Un certain décalage (temps de retard  $t_d$ ) est appliqué entre la commande ON-OFF envoyée sur le modulateur acousto-optique et le moment de détection du signal en début d'impulsion. Le temps de retard optimum dépend du temps de réponse, du temps de montée de modulateur et, également, de l'intensité laser. Ce temps est optimisé pour avoir le maximum d'amplitude de signal et il est de l'ordre de 0.010 ms.

La durée de mesure  $t_m$  est un compromis entre le bruit (du nombre d'échantillons  $N$  qui dépend de la vitesse de la carte d'acquisition) et l'amplitude du signal (qui décroît avec le décalage du moment d'acquisition vers la fin d'impulsion). Le choix de la durée des mesures de 0.025 ms semble un bon compromis pour notre niveau d'intensité laser. Elle permet de réduire le bruit d'un facteur  $N^{1/2} = 5$  par rapport à une seule mesure (cas de bruit blanc), sans réduire significativement l'amplitude du signal.

**Asservissement de fréquence.** Le schéma de principe de l'asservissement de la fréquence est montré sur la figure 3.39.

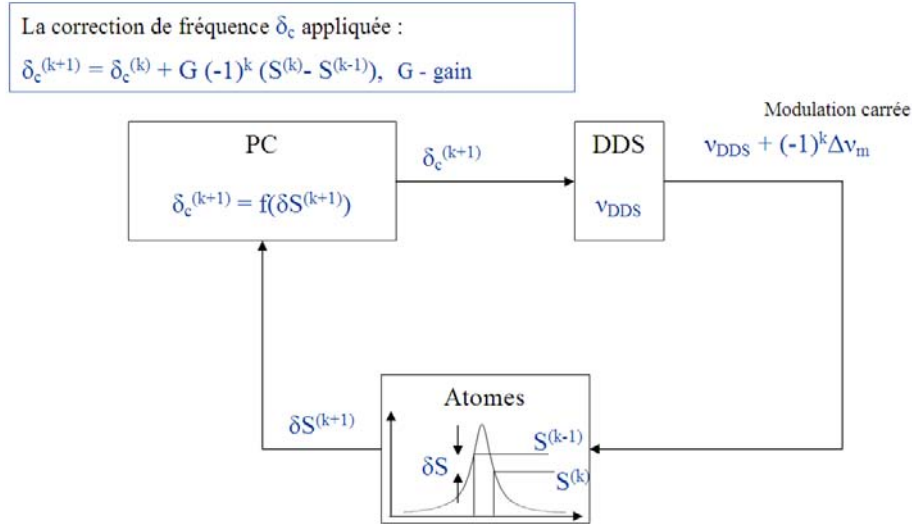


Figure 3.39 – Principe de l’asservissement de fréquence. PC - ordinateur, DDS - synthétiseur. La fréquence centrale délivrée par DDS  $\nu_{DDS}$  est modulée ( $\Delta\nu_m$ ) pour interroger le niveau du signal de chaque coté de la résonance. A partir du signal d’erreur  $\delta S = S_{\nu+\Delta\nu_m} - S_{\nu-\Delta\nu_m}$  la correction sur la fréquence centrale de DDS  $\nu_{DDS}$  est calculée et appliquée.

Pour asservir la fréquence d’horloge on peut utiliser la modulation carrée de fréquence (FM ou de phase (PM) (voir figure 1.3, page 9).

Grâce à la modulation carrée le niveau du signal est comparé de chaque côté du maximum de la frange, et une correction de fréquence  $\delta_c^{(k)}$  appropriée est appliquée au synthétiseur pour se placer au maximum de la résonance (voir figure 3.39).

Le gain optimal dépend de la pente du signal et du rapport signal à bruit. Il existe une possibilité d’appliquer la correction ne pas à chaque cycle d’interrogation, mais au bout de certain nombre des mesures  $S^{(i)} - S^{(i-1)}$ . (Le signal d’erreur  $\delta S$  est moyenné sur  $n$  cycles, puis la correction de fréquence est calculée et appliquée au synthétiseur.) L’augmentation du nombre de moyennes permet de réduire le bruit, mais cela réduit la bande passante de l’asservissement. Typiquement le gain de 10 pour une moyenne sur 100 cycles est utilisé.

**Asservissement de puissance laser.** Pour asservir la puissance laser le niveau détecté sur la photodiode d’asservissement (PD1 et PD2, figure 3.22) est comparé avec le niveau de commande fixe. A partir du signal d’erreur la correction sur l’amplitude de modulation des lames à cristaux liquides est appliquée pour ramener le niveau détecté vers la valeur de commande.

Le gain optimal dépend de l’intensité totale (et le gain sur la photodiode) et du rapport signal à bruit. Cet asservissement est mis en place pour corriger les variations lentes de la puissance laser donc les corrections sont appliquées chaque 600 ms (moyennées sur 100 mesures).

La fréquence de modulation est choisie à partir des caractéristiques des lames à cristaux liquides: la pente (de puissance transmise avec la tension appliquée) est plus raide pour la fréquence 2 kHz.

### Limite de stabilité court terme

A partir de nos paramètres expérimentaux on peut calculer la stabilité court terme limite donnée par le bruit de grenaille (shot-noise):

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{\nu_0} \frac{\sigma_s}{P} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}}, \quad (3.1)$$

où  $\nu_0$  est la fréquence de la transition d'horloge 9.192 631 770 Hz,  $\sigma_s$  est l'écart type des fluctuations du niveau du signal détecté,  $P$  est la pente du discriminateur de fréquence, pente du signal,  $T_c$  est le temps de cycle (dans notre cas  $T_c = 6$  ms),  $\tau$  est le temps de mesure.

Dans le cas continu la pente du signal est typiquement  $P_V = 5 \cdot 10^{-4}$  V/Hz, soit en tenant compte que le signal est détecté avec une photodiode avec une résistance de 50 k $\Omega$ ,  $P = 10^{-8}$  A/Hz.

Dans le cas pulsé la pente est typiquement  $P_V = 1.5 \cdot 10^{-2}$  V/Hz, soit  $P = 3 \cdot 10^{-7}$  A/Hz.

Pour le bruit de grenaille dans une bande passante de 1 Hz :  $\sigma_i = \sqrt{2ei_0}$ ,

où  $e$  est un charge d'électron,  $i_0$  est le niveau du signal à mi-hauteur (en A), dans notre cas il est typiquement  $i_0 = 5$  V / 50 k $\Omega = 10^{-4}$  A.

Dans notre cas, les mesures sont faites dans une fenêtre d'acquisition  $t_m = 25$   $\mu$ s, la bande passante est donc BP = 1/(2 $t_m$ ). On peut alors écrire :

$$\sigma_s = \sigma_i \cdot \sqrt{BP} = \sqrt{2ei_0} \cdot \sqrt{\frac{1}{2t_m}}.$$

On obtient :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{\nu_0} \frac{\sqrt{2ei_0}}{P} \sqrt{\frac{1}{2t_m}} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}}. \quad (3.2)$$

Avec les valeurs usuelles des paramètres expérimentaux la stabilité de fréquence court terme dans la limite du bruit de grenaille est dans le cas continu:

$$\sigma_y(\tau) = 6.7 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2},$$

et dans le cas pulsé

$$\sigma_y(\tau) = 2.2 \cdot 10^{-14} \tau^{-1/2}.$$

On voit alors que dans le cas pulsé on peut gagner un facteur 30 sur la stabilité d'horloge, qui correspond au facteur 30 sur la pente.

## 3.2 Banc de caractérisation - Horloge CPT continue

Dans cette section on décrit un montage d'horloge CPT continue. Contrairement au montage présenté dans la section précédente, cette horloge utilise un laser, dont la fréquence est modulée à 9.2 GHz grâce à un modulateur électro-optique fibré (ce montage est donc plus compact). Contrairement à l'horloge présentée, ce montage travaille en continu, sur la raie D2 du Cs et en schéma  $\sigma+$ .

Ce montage a été construit pour pouvoir caractériser les cellules, notamment, pour mesurer la dépendance thermique du déplacement collisionnel. Mais à part des mesures de déplacement, ce montage a été intéressant pour étudier les caractéristiques et la possibilité d'utilisation de ce type de modulateur électro-optique dans les horloges CPT compactes.

### 3.2.1 Montage expérimental

**Aperçu général du montage expérimental.** Le schéma de principe du montage est montré sur la figure 3.40. Il consiste en éléments suivants: Un laser à cavité étendue (*ECDL*), dont la fréquence est asservie via l'absorption saturée (*AbsSat*). Pour générer le champ bi-fréquence nécessaire pour exciter la résonance CPT on utilise un modulateur électro-optique (*EOM*). La fréquence du laser est modulée à la fréquence de l'écart hyperfin du niveau fondamentale de Cs. La température du modulateur ( $T_{EOM}$ ) est asservie. La fréquence hyperfine est générée par un synthétiseur (*Synthesizer 9.192GHz*), dont la puissance (la puissance de la radiation injectée dans le modulateur) est maintenue constante grâce à une boucle d'asservissement. La puissance optique devant la cellule est également asservie à l'aide d'un modulateur acousto-optique (*AOM1*). La cellule dans laquelle on observe une résonance CPT est placée dans un solénoïde (le champ magnétique  $\vec{B}$  est appliqué) et sa température ( $T_{CELL}$ ) est contrôlée. On utilise une cellule avec un gaz tampon. Le signal de transmission de la cellule (la résonance CPT) est détecté avec une photodiode (*PhD<sub>CPT</sub>*). Afin d'avoir un bon rapport signal à bruit on utilise une technique de détection synchrone (*Lock - In - Amplifier*). Le signal est numérisé et traité par l'ordinateur (*PC*). On utilise un asservissement numérique de fréquence. Les corrections de fréquence sont envoyées à un synthétiseur (*DDS*), qui pilote le synthétiseur de 9.192 GHz.

**Asservissement en fréquence du laser.** On utilise un laser à cavité étendue (figure 3.41), dont le montage est identique à celui décrit dans la sous-section 3.1.2. La diode utilisée (SDL-5422) est accordée sur la raie D2 du Cs (852 nm)(voir figure 3.43).

La fréquence du laser est asservie via le montage de l'absorption saturée (voir figure 3.42). Pour observer la résonance CPT on peut accorder la fréquence du laser sur les transitions " $F = 3$  vers le niveau excité" ou " $F = 4$  vers le niveau excité". On a choisi de travailler avec la fréquence de laser accordée sur " $F = 4$  vers le niveau excité", afin de bénéficier d'un meilleur rapport signal à bruit pour le signal d'asservissement de fréquence (voir 3.44).

Pour observer la résonance CPT on utilise une cellule avec un gaz tampon (30 torr Ar, Fribourg). Les fréquences des transitions optiques sont donc décalées par rapport au Cs. Pour être en résonance optique dans "la cellule CPT", la fréquence du laser (asservi sur la transition  $F = 4 - F' = 3$ ) est décalée de 160 MHz grâce à un modulateur acousto-optique placé avant le montage de l'absorption saturée (voir le spectre sur la figure 3.45).

La densité spectrale de bruit de fréquence avec et sans asservissement est montrée sur la figure 3.46.

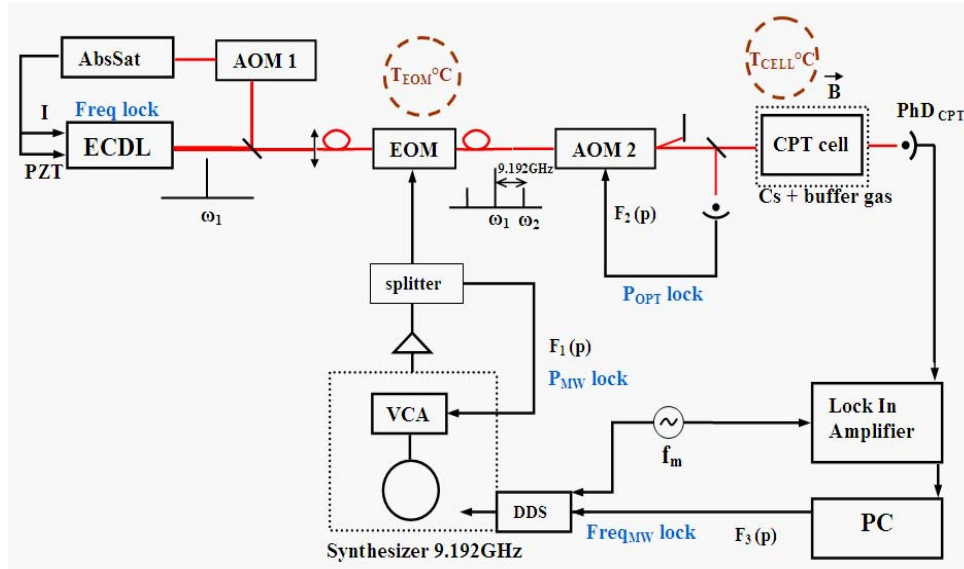


Figure 3.40 – Schéma général du montage d'horloge continue avec un modulateur électro-optique. Les explications sont dans le texte.

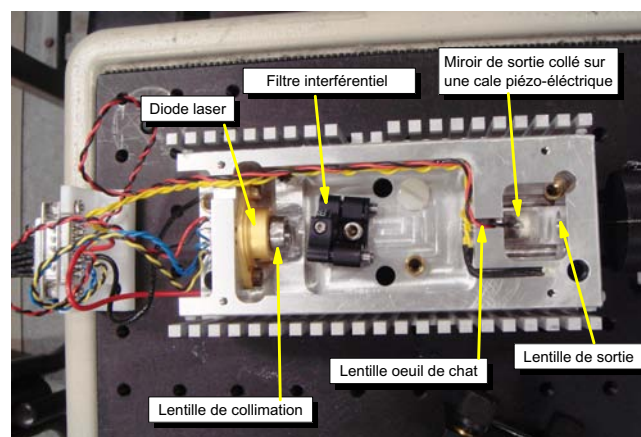


Figure 3.41 – Diode laser à cavité étendue.



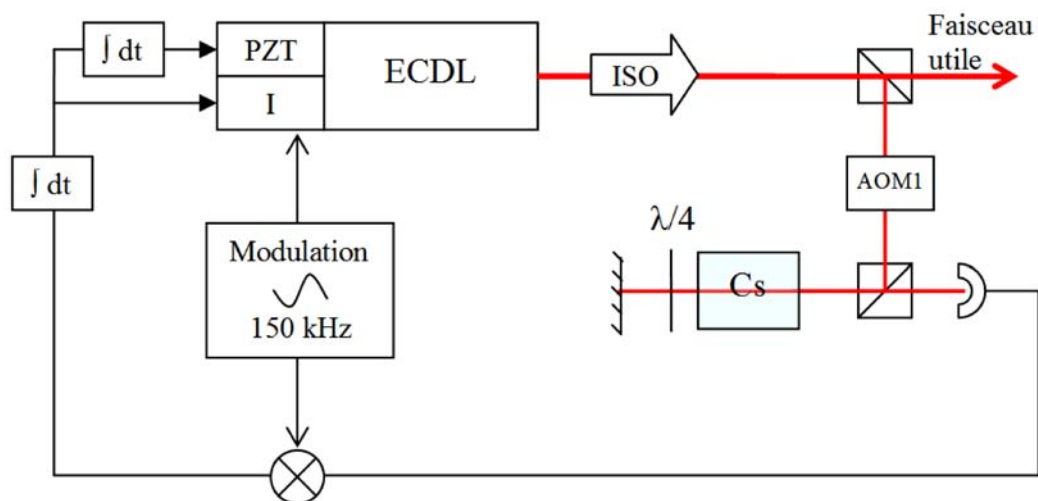


Figure 3.42 – Schéma d'asservissement en fréquence du laser.

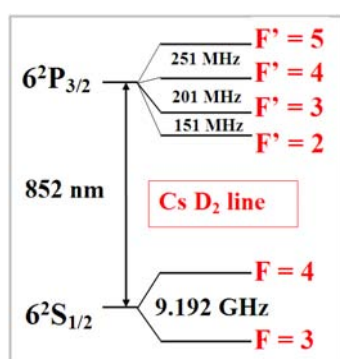


Figure 3.43 – Raie D2 du Cs.

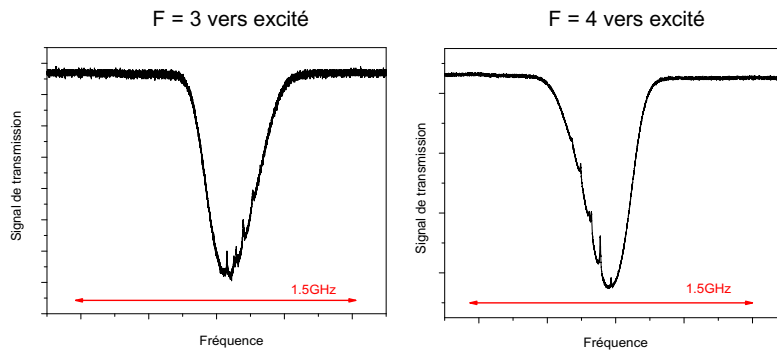


Figure 3.44 – Les signaux d'absorption saturée pour les transitions "F = 3 vers le niveau excité" et "F = 4 vers le niveau excité".

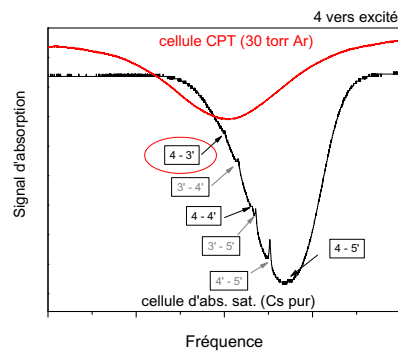


Figure 3.45 – Les signaux de transmission de la cellule d'absorption saturée (noir) et de la cellule CPT (30 torr Ar) (rouge). Pour le signal de la cellule d'absorption saturée la fréquence laser est décalée de 160 MHz avec un modulateur acousto-optique. La fréquence du laser sera asservie sur la transition 4-3'.

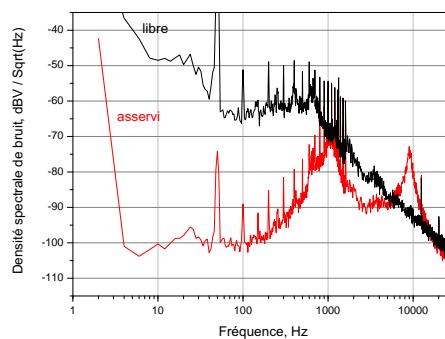


Figure 3.46 – Bruit de signal d'erreur d'asservissement de fréquence de laser (libre (en noir) et asservi en fréquence (en rouge)).

**Modulateur électro-optique.** Afin de créer un champ bi-fréquence nécessaire pour l'excitation de la résonance CPT on utilise un modulateur électro-optique, qui permet la modulation de phase du signal lumineux, et ainsi de générer des bandes latérales autour d'une porteuse. On a utilisé le modulateur de phase Photline NIR-MPX-850-LN-08, c'est un modulateur avec les sorties fibrées (figure 3.47). On s'est rendu compte que la transmission de l'ensemble (modulateur + fibre) est sensible aux variations de température (pour un changement de température de  $1^{\circ}\text{C}$  les variations de l'intensité totale sont de 6%). Les variations de la température du modulateur déplacent la fréquence de la résonance CPT d'environ  $3.75\text{Hz}/^{\circ}\text{C}$ . Le modulateur et les fibres ont alors été placés dans deux boîtes isolantes. Le modulateur est chauffé à  $30^{\circ}\text{C}$  avec un fil résistif coaxial et sa température est contrôlée au niveau de 2-3 mK avec une carte de régulation PID (voir figure 3.48).

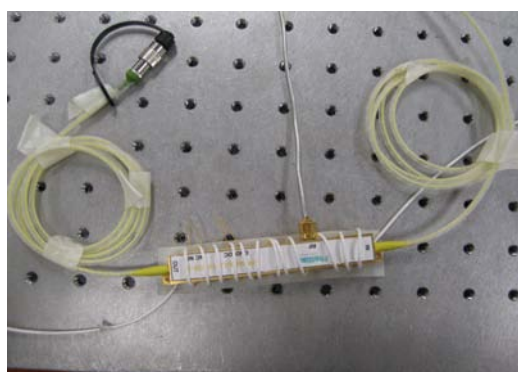


Figure 3.47 – Modulateur électro-optique fibré entouré d'un fil chauffant.

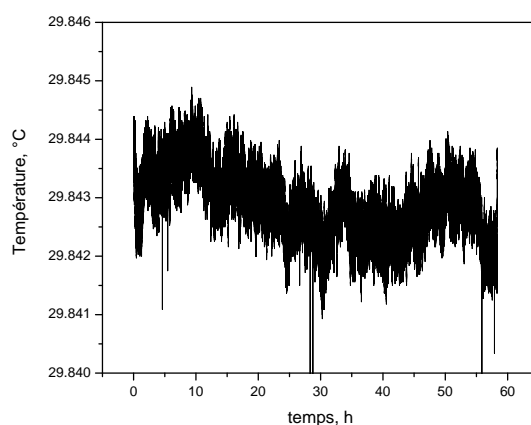


Figure 3.48 – Les variations de température du modulateur électro-optique. Le modulateur est placé dans deux boîtes isolantes, chauffé avec un fil résistif et sa température est contrôlée avec une carte de régulation PID.

**Synthétiseur de 9.192 GHz.** Pour générer la fréquence micro-onde (9.192 GHz) on utilise un synthétiseur, dont le schéma de principe est montré sur la figure 3.49.

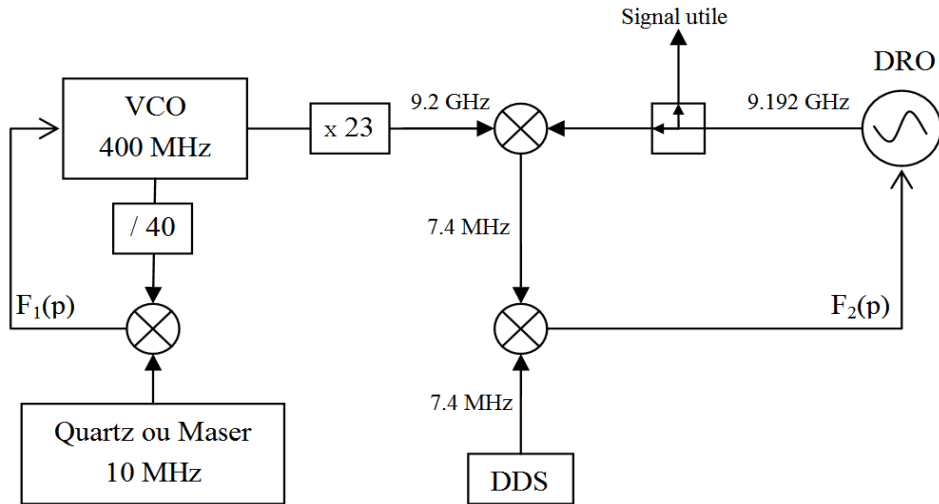


Figure 3.49 – Schéma de principe de synthétiseur de 9.192 GHz. VCO - voltage controlled oscillator, DRO - dielectric resonator oscillator, DDS - direct digital synthesis.

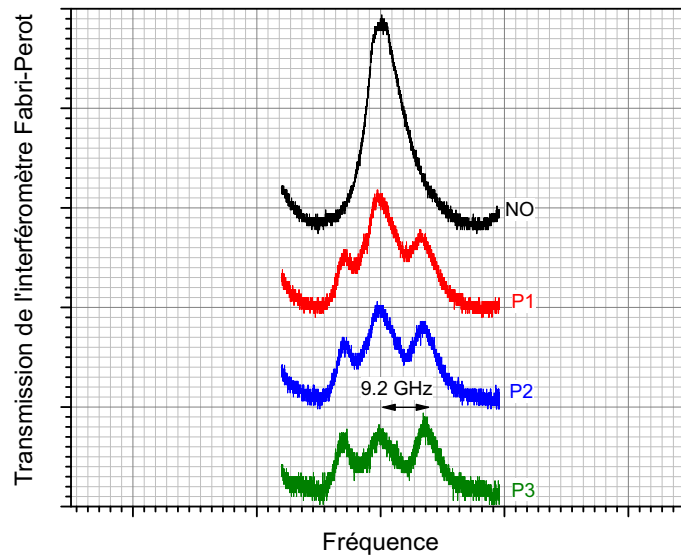


Figure 3.50 – Les rapports des intensité laser dans la porteuse / bandes latérales pour les différentes puissances micro-ondes (P1, P2 et P3). En noir, aucun signal micro-onde n'est injecté.

Le signal du synthétiseur est amplifié (amplificateur de +35 dB) et envoyé dans le modulateur électro-optique (voir figure 3.40). Les rapports des intensités laser dans la porteuse / bandes latérales pour les différentes puissances micro-ondes injectées dans le modulateur sont enregistrées grâce à un interféromètre Fabry-Perot (voir figure 3.50). On travaille à la puissance P3, quand les amplitudes de la porteuse et des bandes latérales sont égales. La porteuse est accordée sur la transition  $F = 4 - F' = 3$ , les bandes latérales sont écartées de 9.2 GHz de la porteuse. Une des bandes latérales (haute fréquence) est accordée alors sur la transition  $F = 3 - F' = 3$ .

Pour maintenir le rapport des amplitudes (des puissances) entre la porteuse et les bandes latérales constant, un asservissement de la puissance micro-onde est mis en place. Pour cela une partie de la puissance micro-onde est déviée et contrôlée avec un détecteur. Le niveau détecté est comparé avec une tension de référence, et on agit sur la tension d'un amplificateur commandé par tension (VCA - Voltage Controlled Amplifier)(voir figure 3.40).

Le synthétiseur a une référence à 10 MHz, qui est générée par un Quartz (MIQ-25) ou le maser de laboratoire (la fréquence de maser 100 MHz est divisée par 10).

**Asservissement de l'intensité laser.** Pour réduire les fluctuations de la puissance laser totale devant la cellule un asservissement analogique de l'intensité a été mis en place. Pour cela on utilise un modulateur acousto-optique et on travaille avec le faisceau non diffracté. Une partie de la puissance dans l'ordre 0 est déviée et détectée sur une photodiode. Pour asservir la puissance laser détectée on agit sur la puissance RF injectée dans le modulateur. La stabilité de l'intensité avec et sans asservissement est montrée sur la figure 3.51.

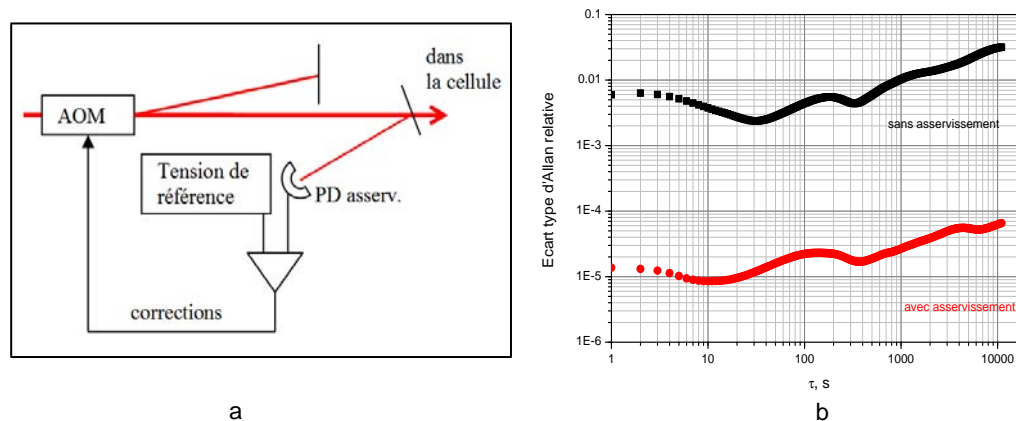


Figure 3.51 – Asservissement de l'intensité totale. a) Schéma de principe; b) Stabilité de l'intensité laser totale avec et sans asservissement.

**Cellule - Régulation de température et champ magnétique.** On utilise la cellule contenant la vapeur de Cs et 30 torr de gaz tampon Ar, de longueur 20 mm et de diamètre 20 mm. La cellule est placée dans un four - une pièce en cuivre amagnétique - chauffé avec fil résistif coaxial (figure 3.52). Pour garantir un chauffage homogène et avec le moins de champ magnétique parasite, une géométrie particulière a été apportée à la disposition du fil autour du four pour que chaque partie du fil compense le champ magnétique produit par une partie opposée. La température du four est contrôlée au niveau de quelques mK grâce à deux thermistances Be-tatherm (10 k $\Omega$ , amagnétiques) et une carte de régulation PID (figure 3.53).

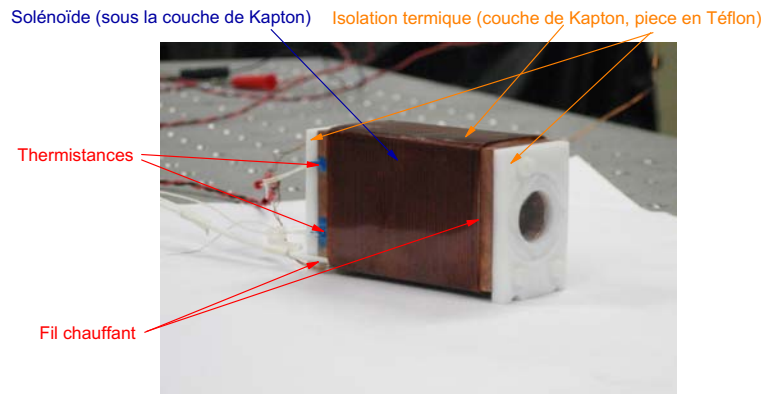


Figure 3.52 – Assemblage de l'enceinte atomique.

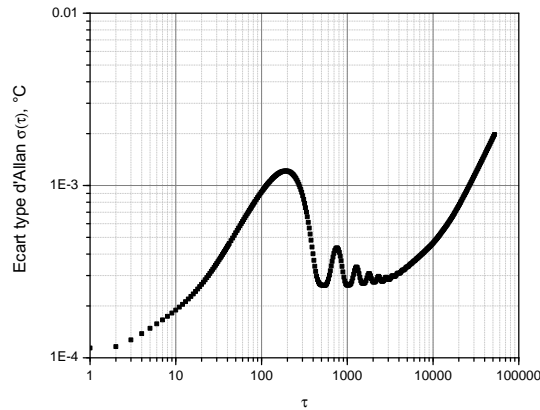


Figure 3.53 – Stabilité de la température de la cellule. Température de la cellule 39°C.

Le champ magnétique directeur nécessaire pour lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman est appliqué grâce à un solénoïde (figure 3.52). Le champ magnétique appliqué sur l'axe est de 10.9 G/A.

L'ensemble (four + solénoïde) est placé dans deux blindages magnétiques. Le champ magnétique résiduel du courant de chauffage est de l'ordre de 0.15 mG au maximum de la puissance de

chauffé (1 A).

Pour le champ appliqué de l'ordre de 200 mG, les fluctuations de champ magnétique sont de l'ordre de 0.01 mG (limitées par la stabilité de la source de courant utilisée).

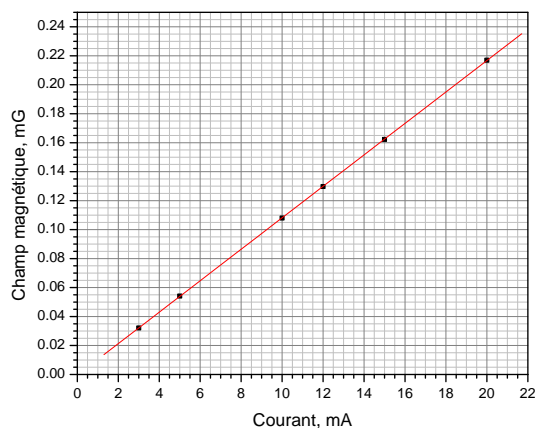


Figure 3.54 – Champ magnétique mesuré en fonction du courant appliqué au solénoïde. Pour relever la valeur de champ magnétique on mesure la séparation entre les résonances formées sur les sous-niveaux Zeeman  $m_F = \pm 1$  :  $CPT_{-1-1}$   $CPT_{+1+1}$ .

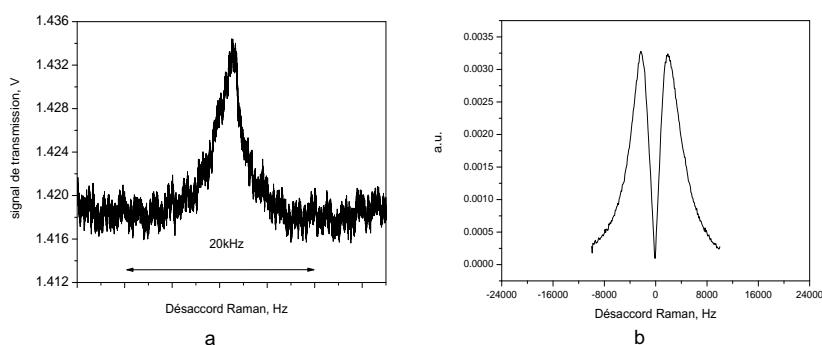


Figure 3.55 – Signal direct (a) et signal après la détection synchrone (b).

**Détection.** Le signal de transmission de la cellule est enregistré avec une photodiode. On travaille dans le schéma d'excitation traditionnel ( $\sigma+$ ). Pour cela une lame  $\lambda/4$  est placée devant la cellule.

On utilise la technique de détection synchrone pour améliorer le rapport signal à bruit. Pour cela une modulation de fréquence (de l'ordre de quelques kHz) est appliquée au modulateur électro-optique et le signal est démodulé avec une détection synchrone (Lock-in-Amplifier SR-345R). On travaille avec le module du signal  $R = (P^2 + Q^2)^{1/2}$ , où  $P$  et  $Q$  sont, respectivement, le signal en phase et en quadrature. Le signal obtenu avec cette technique a le rapport signal

à bruit 100 fois meilleur que le signal "brut" (voir figure 3.55). La pente du signal (V/Hz) est également plus raide dans le cas du signal démodulé.

Le signal démodulé est enregistré par l'ordinateur. Pour réaliser un asservissement de la fréquence d'horloge sur la résonance CPT on applique une modulation de fréquence. La procédure d'asservissement est décrite dans sur les pages 9 et 58.

**Stabilité.** Pour ce banc on avait pour l'objectif d'avoir une horloge compacte avec une stabilité au niveau de 1 Hz, pour pouvoir faire les mesures de la dépendance thermique du déplacement collisionnel. On a atteint cet objectif. La stabilité de fréquence de cette horloge est montrée sur la figure 3.56.

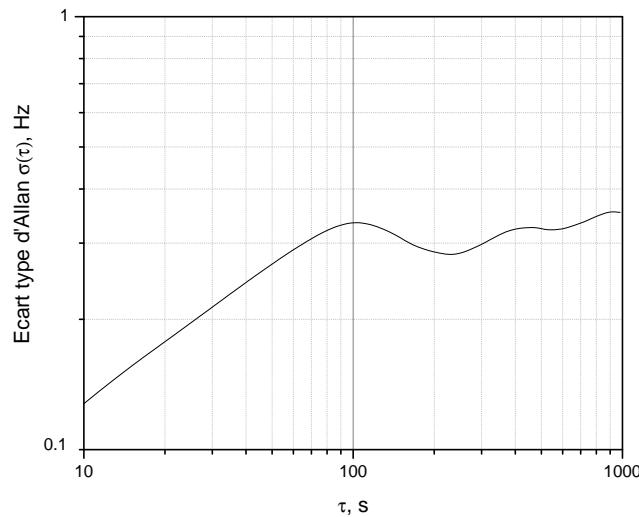


Figure 3.56 – Stabilité de fréquence d'horloge.

### 3.2.2 Premières mesures et limitations du montage.

**Fréquence mesurée.** Sur le banc construit on a fait des mesures de la dépendance thermique du déplacement collisionnel (cellule avec 30 torr Ar) (voir chapitre 4 pour plus de détails sur les déplacements collisionnels). Pour cela on varie la température de la cellule et on mesure le déplacement de la fréquence pour chaque température. Pour pouvoir relever la dépendance liée aux collisions avec un gaz tampon, il faut savoir déduire tous les autres déplacements. La fréquence mesurée peut être écrite sous la forme :

$$\nu = \nu_0 + f_1(B^2) + f_2(I_{laser}) + f_3(P_{MO}) + f_4(FM_{ds}) + f(coll), \quad (3.3)$$

où  $\nu_0$  est la fréquence non-perturbée du Cs (9.912 631 770 Hz),  $f_1(B^2)$  est le déplacement lié à l'effet Zeeman quadratique,  $f_2(I_{laser})$  est le déplacement lumineux,  $f_3(P_{MO})$  est le déplacement lié à la puissance micro-onde,  $f_4(FM)$  est le déplacement lié au choix des paramètres de modulation pour la détection synchrone. Le terme  $f(coll)$  est le déplacement collisionnel, dont on cherche à mesurer la dépendance thermique.



**Terme  $f_1(B^2)$ .** Le déplacement lié à l'effet Zeeman quadratique peut être facilement calculé:  $f_1(B^2) = 427.45 \cdot B^2$ . Dans notre cas le champ appliqué est de 200 mG, donc  $f_1(B^2) = 17.1$  Hz.

**Terme  $f_2(I_{laser})$ .** Pour s'affranchir du déplacement lumineux, la fréquence est mesurée pour différentes intensités laser et extrapolée à intensité nulle.

**Terme  $f_3(P_{MO})$ .** Le rapport d'intensité entre la porteuse et les bandes latérales dépend de la puissance micro-onde injectée dans le modulateur électro-optique (voir figure 3.50). Par les effets liés à la puissance micro-onde (terme  $f_3(P_{MO})$ ) on comprend le changement des déplacements lumineux en fonction de la puissance injectée. On a mesuré le déplacement lumineux pour différentes puissances micro-ondes (figure 3.57). La différence des valeurs extrapolées détermine la barre d'erreur sur les mesures finales.

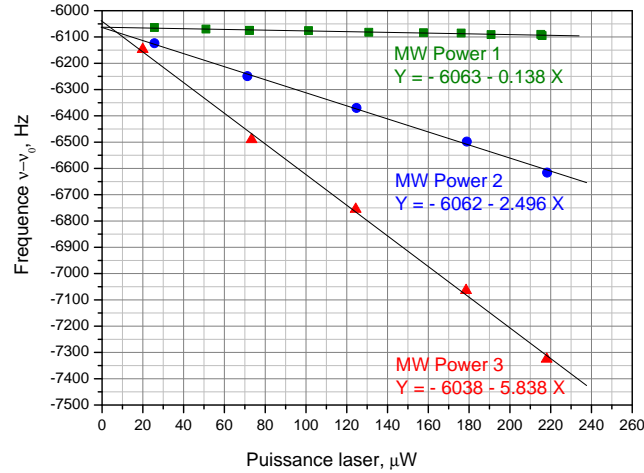


Figure 3.57 – Extrapolation de la fréquence à l'intensité nulle pour différentes puissances micro-ondes injectées dans le modulateur électro-optique. Diamètre du faisceau 4 mm.

**Terme  $f_4(FM)$ .** Les paramètres de modulation sont choisis pour avoir une amplitude maximale du signal démodulé.

Selon les articles [69, 70] pour un signal de forme Lorentzienne l'indice de modulation ( $m$ ) optimal pour avoir une amplitude maximale du signal démodulé est proche de  $m=2$ . L'indice de modulation est gardé égal à 2 pour toutes les mesures.

D'un autre côté, l'amplitude du signal est maximale si la profondeur de modulation est proche de la moitié de la largeur ( $(\Delta\nu_{1/2})/2$ ), ce qui correspond à la condition  $f_m/\Delta\nu_{1/2} = 1$ , quand l'indice de modulation est fixe  $m=2$ .

La profondeur de modulation sera donc fixée par la largeur de la résonance. Et la fréquence de modulation sera ajustée ensuite pour garder l'index de modulation  $m=2$ . Même si on n'a pas de moyens de mesurer précisément la largeur de la résonance (le signal direct est très bruité, la précision est donc faible), il existe un moyen de trouver les paramètres de modulation optimaux.

1.  $m = \Delta f_m / f_m$ , où  $\Delta f_m$  est une profondeur de modulation et  $f_m$  est une fréquence de modulation

Il suffit de mesurer l'amplitude du signal démodulé pour les différentes valeurs de  $f_m$  (en gardant l'indice de modulation  $m=2$ ). Le maximum de cette courbe (la valeur  $f_m$  (pour  $m=2$ ) pour laquelle l'amplitude est maximale) correspond aux conditions optimales (la profondeur de modulation est proche de la moitié de la largeur). Voir figure 3.58.

Pour chaque intensité la largeur de la résonance est différente et on procède à cette optimisation pour chaque intensité. (On ne peut pas garder la même profondeur de modulation pour toutes les intensités parce que pour certaines intensités le signal sera surmodulé et donc avec une amplitude diminuée, pour d'autres la profondeur de modulation ne sera pas suffisante et l'amplitude du signal sera également diminuée.)

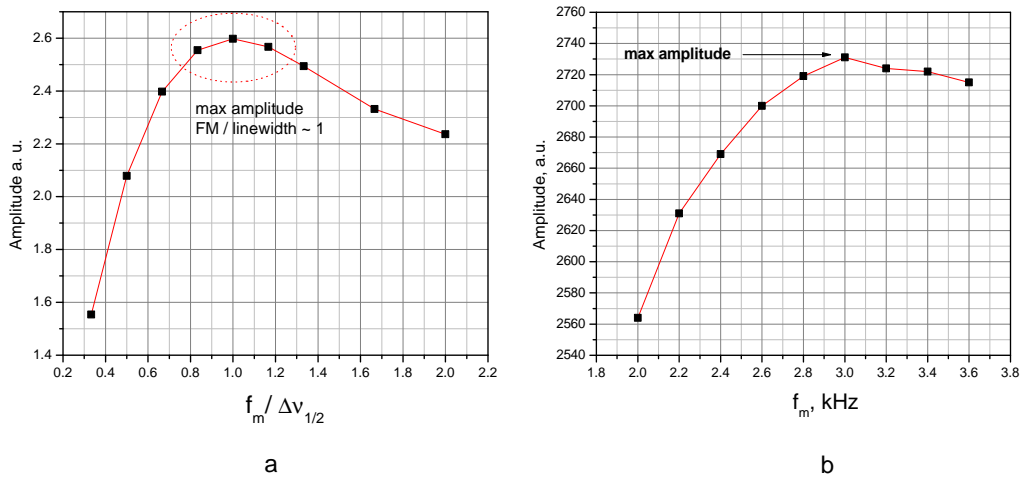


Figure 3.58 – a) Amplitude du signal démodulé calculé en fonction de  $f_m/\Delta\nu_{1/2}$ ,  $f_m$  est la fréquence de modulation,  $\Delta\nu_{1/2}$  est la largeur totale du signal Lorentzien à mi-hauteur, l'indice de modulation est toujours  $m=2$ . L'amplitude est maximale pour  $f_m/\Delta\nu_{1/2} = 1$ . Ce qui correspond à la modulation à mi-hauteur. b) Mesures expérimentales. Amplitude du signal démodulé en fonction de la fréquence de modulation  $f_m$ ,  $m=2$  toujours.

**Terme  $f(coll)$ . Mesure du déplacement collisionnel. Procédure.** Une fois les autres déplacements possibles établis, on peut procéder aux mesures de la dépendance thermique du déplacement collisionnel. La procédure de mesure est la suivante :

1) Pour une température fixée, pour une puissance micro-onde fixée et pour chaque intensité laser on détermine les paramètres de modulation (profondeur de modulation en fonction de la largeur,  $m = 2$ ) comme décrit dans le paragraphe précédent "Terme  $f_4(FM)$ ".

2) Une fois les paramètres de modulation établis, on procède aux mesures de déplacement lumineux pour une certaine puissance micro-onde. La procédure est répétée pour les autres valeurs de la puissance micro-onde. L'extrapolation de la fréquence à l'intensité nulle pour les différentes puissances micro-onde donne la valeur du déplacement pour une certaine température. La fréquence doit être corrigée de l'effet Zeeman de second ordre, voir le paragraphe "Terme  $f_1(B^2)$ ".

3) La procédure décrite est répétée pour les autres températures et on obtient la dépendance thermique du déplacement collisionnel (voir figure 3.59).

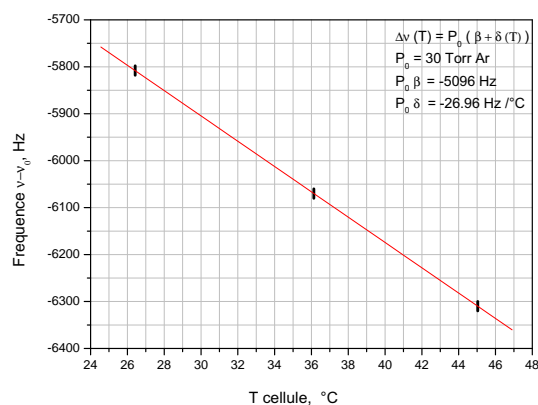


Figure 3.59 – Résultats de mesure de la dépendance thermique du déplacement collisionnel pour la cellule contenant 30 torr Ar.

**Conclusion.** Initialement, on a construit ce banc pour caractériser les cellules, mais aussi pour étudier les caractéristiques et la possibilité d'utilisation de ce type de modulateur électro-optique dans les horloges CPT compactes. Cet objectif est atteint.

On a réussi à faire les mesures préliminaires de déplacement collisionnel. Mais lors des premières mesures de la dépendance thermique du déplacement collisionnel, on s'est rendu compte que ce banc n'était pas la meilleure solution. La procédure de mesure est assez compliquée et longue, principalement à cause de la nécessité d'ajustement des paramètres de modulation pour chaque intensité laser. L'incertitude sur les valeurs mesurées est considérable. Notons, que ce banc compact et opérant en continu a plusieurs désavantages par rapport à l'horloge pulsée :

- l'utilisation de la raie D2 (la structure hyperfine du niveau excité n'est pas résolue, le signal est donc plus faible à cause des fuites des atomes vers d'autres niveaux).

- l'utilisation du schéma traditionnel (l'amplitude du signal est réduite par rapport au schéma "double- $\Lambda$ ").

- le fonctionnement en continu (la largeur du signal est plus importante, les déplacements lumineux sont plus grands).

- la méthode pour créer le champ bi-fréquence est une modulation avec un modulateur électro-optique. Cela implique la présence de plusieurs raies parasites (bandes latérales) dans le spectre. D'une part cela influence les déplacements lumineux. D'un autre part, dans le cas de modulation il est assez compliqué de varier le rapport entre les deux composantes utiles sans influencer d'autres paramètres.

- le montage a été réalisé très compact, notamment l'enceinte atomique - le four; les cellules plus grandes (que nous avons commandées par la suite pour avoir plus de signal) ne rentrent pas dans le four.

Finalement on a décidé de poursuivre les mesures avec le banc de l'horloge pulsée.



## Chapitre 4

# Étude des déplacements collisionnels: Cs - gaz tampon

Pour les horloges microondes à cellule, une technique classique est d'ajouter un gaz tampon dans la cellule contenant la vapeur d'atomes alcalins. Les avantages sont les suivants. Premièrement, les collisions entre les atomes alcalins et les atomes de gaz tampon empêchent le mouvement libre (ballistique) des atomes alcalins, et rendent ce mouvement diffusif. Cela aide à augmenter la durée de vie de la cohérence (en augmentant le temps de diffusion des atomes alcalins vers les parois) et à réduire l'élargissement lié au temps de vol (puisque les atomes passent plus de temps dans le faisceau laser). Deuxièmement, l'élargissement Doppler est réduit par effet Lamb-Dicke [26, 18], lorsque le libre parcours moyen entre les collisions est inférieur à la longueur d'onde correspondante (pour Cs,  $\lambda \approx 3.2$  cm).

Les désavantages sont liés au déplacement et à l'élargissement collisionnel. Les collisions affectent les niveaux fondamentaux ( $S$ ) (figure 4.1) et déplacent la fréquence de transition microonde (de l'ordre de quelques centaines de Hz/torr). Les niveaux excités ( $P$ ) sont également déplacés et élargis (quelques MHz/torr).

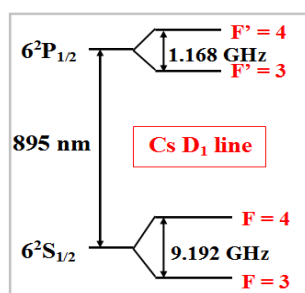


Figure 4.1 – La raie D1 du Cs.

### 4.1 Déplacements collisionnels

Les interactions avec les atomes du gaz tampon pendant les collisions conduisent aux déplacements de la fréquence des transitions hyperfines des atomes alcalins [71]. Généralement on considère que pendant une collision avec un atome ou une molécule du gaz tampon, les

niveaux hyperfins d'un atome alcalin sont perturbés à cause de l'altération de la densité de l'électron de valence au noyau. Une collision entre un atome alcalin et un atome de gaz tampon conduit à une distorsion du nuage électronique (d'électron de valence) de l'atome alcalin. Premièrement, les forces de Van der Waals tirent l'électron, et sa densité au noyau se réduit. Cet effet mène à une réduction de l'interaction hyperfine. Deuxièmement, quand un atome alcalin se rapproche d'un atome de gaz tampon, les nuages électroniques se recouvrent et se repoussent, la densité électronique au noyau augmente. Par conséquent, l'interaction hyperfine augmente. Ces deux effets sont à l'origine du déplacement positif ou négatif de la fréquence hyperfine. Beaucoup de paramètres (comme la nature du gaz tampon, la densité, la température) entrent en jeu pour déterminer quel effet sera dominant et comment sera le déplacement.

L'expérience [71, 72] montre que pour les atomes alcalins le déplacement de fréquence est positif pour les gaz légers, tels que He, Ne, N<sub>2</sub> puisque les forces d'exclusion (Pauli) sont dominantes. Pour les gaz tampons lourds (Ar, Kr ou Xe) les interaction de Van der Waals sont déterminantes et le déplacement est négatif.

On appelle cet effet le déplacement collisionnel de fréquence hyperfine. Ce déplacement est de l'ordre de quelques centaines de Hz/torr et sa variation avec la température atteint quelques Hz/torr.K. Il n'existe pas d'expression théorique exacte pour décrire ce déplacement. La meilleure estimation a été faite pour le gaz tampon He et elle est en accord qualitatif avec les résultats expérimentaux [73].

En pratique, pour des plages de variation de pression et de température limitées il est une pratique commune d'approximer le déplacement collisionnel par une fonction linéaire de la pression et de la température. Néanmoins, dans l'article [74] un polynôme de cinquième degré est utilisé pour "fitter" la dépendance thermique sur une plage de quelques centaines de K. Pour approximer les données expérimentales dans une plage de quelques kTorr les auteurs de l'article [75] utilisent un polynôme de deuxième degré pour la pression et de premier degré pour la température. Dans l'article [76] les auteurs ont montré que pour les gaz lourds (Ar, Kr) des formations de molécules de Van der Waals transitoires sont possibles via les collisions à trois corps  $\text{Cs} + \text{Ar} + \text{Ar} \rightarrow \text{CsAr} + \text{Ar}$ . Cela conduit à l'apparition d'un petit terme non linéaire  $\Delta^2\nu$  pour les faibles pressions.

Selon Vanier *et al.* [18, 77] pour les applications aux horloges atomiques (les régions de pressions sont de quelque dizaines de torr et celles de températures sont de quelque dizaines de K) il est possible d'approximer le déplacement collisionnel avec un polynôme de deuxième degré pour la température et de premier degré pour la pression.

Si on tient compte du terme quadratique  $b$  de [75] et du terme non-linéaire  $\Delta^2\nu$  de [76] le déplacement collisionnel peut être approximé par l'équation suivante :

$$\Delta\nu(T) = P_0 [\beta + \delta(T - T_0) + \gamma(T - T_0)^2] + \Delta^2\nu + b \cdot P_0^2, \quad (4.1)$$

où  $T$  est la température de la cellule,  $P_0$  est la pression du gaz tampon à la température de référence  $T_0 = 273$  K,  $\beta$  (Hz/torr) est le coefficient linéaire de pression,  $\delta$  (Hz/(torr.K)) et  $\gamma$  (Hz/(torr.K<sup>2</sup>)) sont les coefficients thermiques de premier et de deuxième ordre.

*Nous considérons par la suite le cas du Cs et trois gaz tampons possibles, deux gaz rares: le néon et l'argon, et un gaz moléculaire : l'azote.*

**Termes supplémentaires.** Généralement, les termes  $b \cdot P_0^2$  et  $\Delta^2\nu$  sont très faibles. Le terme  $b \cdot P_0^2$  devient important pour les hautes pressions de gaz tampon. Le terme  $\Delta^2\nu$  est maximal pour les basses pressions ( $\sim 5$  torr).

On considère que ces deux termes supplémentaires sont valables uniquement pour Ar. En effet, pour Ne le coefficient  $b$  est nul [75] et le terme  $\Delta^2\nu$  est inconnu, mais on peut sûrement le négliger comme ce terme apparaît uniquement pour les gaz lourds pour lesquels une formation des molécules de Van der Waals est possible. Pour l'azote le terme  $\Delta^2\nu$  est nul [76] et le coefficient  $b$  est inconnu, on le néglige.

Pour le gaz tampon Ar le coefficient  $b = 1 \text{ mHz/torr}^2$  [75]. Le terme  $\Delta^2\nu$  est égal [76]:

$$\Delta^2\nu = - \left( \frac{1}{2\pi T} \right) \frac{\phi^3}{1 + \phi^2}, \quad (4.2)$$

avec  $T \cdot P^2 = 0.05 \pm 0.01 \text{ s}\cdot\text{torr}^2$  et  $\phi \cdot P = 3.90 \pm 0.44 \text{ rad}\cdot\text{torr}$  pour Ar à 35°C. La valeur maximale de ce terme est -24.2 Hz à 3.9 torr.

On néglige la dépendance thermique de ces deux termes supplémentaires.

**Mesure des coefficients.** Les coefficients  $\beta$ ,  $\delta$  et  $\gamma$  des l'équation (4.1) sont bien connus pour Rb. Par contre pour Cs ces coefficients ont été mesurés par des groupes différents et les résultats ne sont pas toujours en accord [78, 75, 79, 80] (voir tableau 4.7). La valeur du coefficient quadratique  $\gamma$  est inconnue.

Pour mesurer les coefficients  $\beta$ ,  $\delta$  et  $\gamma$  la dépendance thermique de la fréquence microonde est mesurée pour les cellules contenant un seul gaz tampon (Ne, N<sub>2</sub> ou Ar). Un polynôme d'ordre 2 (équation (4.3)) est ensuite ajusté sur les points expérimentaux:

$$\Delta\nu(T) = A + B \cdot (T - T_0) + C \cdot (T - T_0)^2 = P_0 \cdot \beta + P_0 \cdot \delta(T - T_0) + P_0 \cdot \gamma(T - T_0)^2, \quad (4.3)$$

où les coefficients de "fit" ( $A, B, C$ ) sont les produits de la pression de gaz tampon  $P_0$  et des coefficients  $\beta$ ,  $\delta$  et  $\gamma$ :  $A = P_0 \cdot \beta$ ,  $B = P_0 \cdot \delta$  et  $C = P_0 \cdot \gamma$ . Pour extraire les valeurs des coefficients il faut connaître la valeur de la pression  $P_0$ . Il faut noter que généralement, la précision sur ces coefficients est limitée par l'incertitude sur la valeur de la pression [78].

**Température d'inversion.** *Un seul gaz.* Pour les gaz tampons qui ont un fort coefficient thermique quadratique  $\gamma$  il est possible d'annuler la dépendance thermique de la fréquence d'horloge à une température (voir équation (4.4)). Cette température d'inversion ne dépend pas de la pression du gaz tampon, elle est fixe pour chaque gaz tampon:

$$T_{inv} - T_0 = -\frac{\delta}{2\gamma}. \quad (4.4)$$

*Un mélange de gaz.* Une autre possibilité d'annuler la dépendance thermique de la fréquence consiste à utiliser un mélange de gaz tampons avec des signes de dépendance thermique opposés (un mélange de Ar et N<sub>2</sub>, par exemple). Dans ce cas, la dépendance thermique de la fréquence peut être écrite comme:

$$\begin{aligned} \Delta\nu(T) &= P_1 [(\beta_1 + r\beta_2) + (\delta_1 + r\delta_2)(T - T_0) + (\gamma_1 + r\gamma_2)(T - T_0)^2] \\ &+ \Delta^2\nu(1) + \Delta^2\nu(2) + b_1(P_1)^2 + b_2(rP_1)^2. \end{aligned} \quad (4.5)$$

où  $r = (P_2/P_1)$  est le rapport des pressions partielles des deux gaz  $P_1$  et  $P_2$ .

Et la température inversion dépend du rapport de pression  $r$  des deux gaz :

$$T_{inv} - T_0 = -\frac{\delta_1 + r\delta_2}{2(\gamma_1 + r\gamma_2)}. \quad (4.6)$$

La connaissance précise des valeurs des coefficients  $\beta$ ,  $\delta$  et  $\gamma$  pour les gaz tampons (Ne, N<sub>2</sub>, Ar) permet d'établir la composition du mélange annulant la dépendance thermique de la fréquence d'horloge à la température voulue. Ce rapport peut être calculé selon :

$$r(P_2/P_1) = -\frac{\delta_1 + 2\gamma_1(T_{inv} - T_0)}{\delta_2 + 2\gamma_2(T_{inv} - T_0)}. \quad (4.7)$$

## 4.2 Mesure des pressions

### 4.2.1 Principe

Pour établir les coefficients  $\beta$ ,  $\delta$  et  $\gamma$  les mesures précises de pression du gaz tampon sont nécessaires. Pour les cellules scellées il n'existe pas de moyen direct de mesurer la pression. Même si la pression et la température du gaz tampon sont mesurées pendant l'insertion du gaz tampon, il est difficile de les contrôler pendant les processus de scellement.

La mesure de la pression de gaz tampon dans une cellule scellée est possible par des moyens spectroscopiques. Les collisions des atomes alcalins avec des atomes de gaz tampons affectent non seulement les fréquences des transitions hyperfines (qu'on cherche à mesurer), mais aussi les transitions optiques qui sont déplacées et élargies. Grâce à des travaux récents [81, 82] les coefficients des déplacements ( $\kappa_{opt}$ ) et des élargissements ( $\xi_{opt}$ ) collisionnels pour les transitions optiques de Cs en présence des gaz tampons (N<sub>2</sub>, Ar, Ne) sont connus. Ces déplacements et élargissements sont proportionnels à la pression de gaz tampon dans la cellule et ils sont de l'ordre de quelques MHz/torr et de dizaine de MHz/torr, respectivement. Pour connaître la pression de gaz tampons  $P_{bg}$  dans la cellule il suffit de mesurer le déplacement de la fréquence optique  $S$  et d'appliquer ces coefficients  $\kappa_{opt}$ :  $P_{bg} = S/\kappa_{opt}$ .

Une autre possibilité est de mesurer un élargissement collisionnel. Mais il faut noter que les largeurs des transitions sont déterminées par les durées de vie des niveaux impliqués (la largeur naturelle), la distribution des vitesses d'atomes (la largeur Doppler) et les collisions. Quand on détecte un spectre d'absorption, les transitions sont également élargies par effet de pompage optique et de saturation et il faut aussi tenir compte de la largeur spectrale du laser. Généralement le spectre d'émission (si on détecte la fluorescence) ou le spectre d'absorption (le logarithme du signal transmis (selon le loi de Beer-Lambert-Bouguer) peut être décrit par un profil de Voigt. Mais l'extraction de l'élargissement dû aux collisions de ce profil de Voigt est plus compliquée et a priori moins précise que la mesure du déplacement. Donc, la détermination de la pression du gaz tampon dans les cellules est basée sur la mesure des déplacements.

### 4.2.2 Montage et procédure

**Montage.** Pour mesurer le déplacement collisionnel des transitions optiques (raie D1 de Cs) le montage suivant à été construit (figure 4.2).

On utilise une diode DBR (Distributed Bragg Reflector) (type SDL-57-S9726, largeur spectrale  $\sim 4$  MHz, fréquence 895 nm). Afin d'enregistrer le spectre des transitions de la raie D1 du Cs la fréquence du laser doit être balayée de plus que 12 GHz. Pour cela on applique une modulation lente du courant de la diode, qui conduit au changement de fréquence et d'intensité laser. L'intensité laser est atténuée avec des densités neutres pour éviter les effets de pompage optique et de saturation. Les intensités mesurées devant les cellules sont inférieures à  $1\mu\text{W}/\text{cm}^2$ . La transmission des faisceaux lasers est enregistrée simultanément par les photodiodes PD1 et PD2 derrière les deux cellules (figure 4.2). On utilise une cellule de référence qui ne contient que du Cs (sans gaz tampon) et on compare les spectres de transmission enregistrés dans la



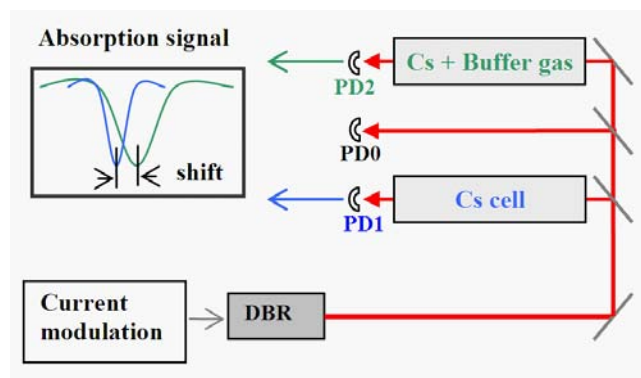


Figure 4.2 – Schéma expérimental pour mesurer le déplacement de la raie D1. DBR - diode laser DBR (Distributed Bragg Reflector). PD0, PD1, et PD2 - photodiodes.

cellule avec un gaz tampon et la cellule de référence. Le déplacement des transitions de la raie D1 dans la cellule avec le gaz tampon par rapport à la cellule de référence est proportionnel à la pression de gaz tampon dans la cellule étudiée.

Les mesures sont faites à la température ambiante ( $22.5 \pm 0.5$ )°C et en champ magnétique ambiant. Nous avons vérifié qu'il n'y a pas de déplacement mesurable par rapport aux cellules placées dans un blindage magnétique.

**Variations d'intensité.** Les raisons de variations d'intensité sont doubles:

- Lorsqu'on change le courant du laser pour balayer la fréquence l'intensité émise change.
- Lorsque le faisceau traverse des éléments optiques les interférences sur les surfaces parallèles donnent des modulations sinusoïdales de l'intensité.

Les variations dues au changement du courant du laser sont inévitables, mais assez lentes et stables (figure 4.3). Les variations dues aux interférences sont plus gênantes, car en se superposant avec les spectres absorption elles peuvent fausser ces derniers.

Pour réduire les variations dues aux interférences (figure 4.3(b)) le montage est simplifié pour réduire le nombre d'éléments optiques. Lorsque la fréquence est balayée on a évité tous les éléments sensibles (lames  $\lambda/2$ ,  $\lambda/4$ , cubes polariseurs, isolateur optique). Même après ces précautions des variations résiduelles restent présentes.

Pour éviter le changement d'intensité pendant le balayage, un asservissement d'intensité laser a été testé. On utilise le faisceau diffracté par un modulateur acousto-optique (l'ordre +1) et on agit sur la puissance RF appliquée sur le cristal afin d'augmenter ou diminuer l'intensité du faisceau diffracté. L'avantage de cette méthode est la possibilité de travailler à une puissance constante. Les désavantages de cette technique sont les suivants : 1) l'asservissement rajoute du bruit sur le signal; 2) puisqu'il est impossible d'asservir l'intensité exactement devant la cellule, les chemins optiques du faisceau asservi et du faisceau utile seront différents et il y aura toujours des résidus non corrigés.

Une autre possibilité pour éliminer le changement d'intensité est de diviser le signal par le

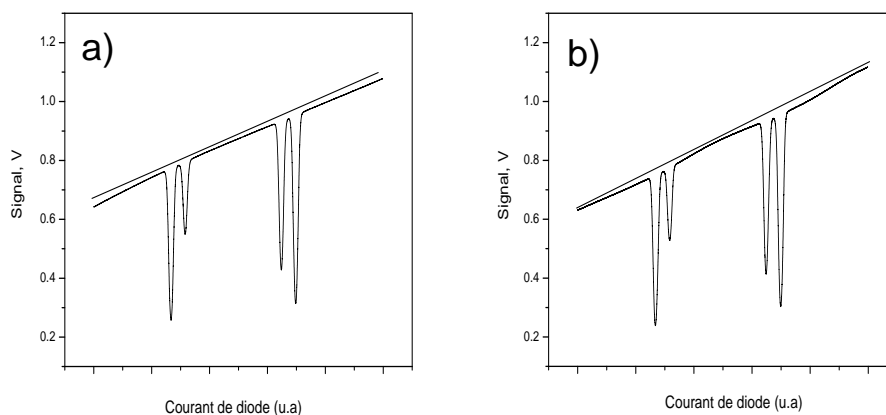


Figure 4.3 – Variation d’intensité due au balayage de courant de la diode laser. Une droite est tracée pour une meilleure visibilité des variations de fond). a) Les variations sont liées au balayage de courant (le caractère quadratique (non-linéaire) du fond est lié au caractère non-linéaire du balayage de fréquence de laser et aux interférences résiduelles sur les fenêtres de la cellule); b) Les modulations sinusoïdales sont liées aux interférences parasites sur les éléments optiques.

fond (figure 4.2). Pour cela on peut utiliser une troisième photodiode (PD0) et diviser le signal de chaque cellule par le fond enregistré sur la troisième photodiode. Cette méthode permet de faire une normalisation directement pendant l’acquisition (un circuit avec un amplificateur opérationnel AD734). Mais les résidus dus au différents chemins optiques parcourus restent non corrigés.

La troisième méthode consiste à faire deux enregistrements consécutifs, avec et sans cellule, et diviser les deux signaux. Cette méthode ne permet pas d’éliminer le fond directement pendant les mesures, et de plus, le fond enregistré ne correspond pas au même balayage de fréquence. Néanmoins, cette expérience et celle de [81] montrent que cette méthode est plus efficace pour éliminer les résidus dus aux différences dans les chemins optiques parcourus. Donc, pour les mesures de pression de gaz tampons dans les cellules cette méthode a été utilisée.

**Les cellules mono-gaz.** Afin de diminuer les barres d’erreur et éviter un biais dû à un processus de fabrication on utilise des cellules réalisées par quatre fabricants différents F, T, S, O. ( F: Physics Department, Fribourg University, Switzerland. O: Toptica Photonics AG, Germany. S: Sacher Lasertechnik GmbH, Germany. T: Triad company, U.S.A.).

Nous disposons de 4 cellules remplies avec Ne, 5 avec  $N_2$  et 5 avec Ar. Toutes les cellules sont faites en Pyrex et ont des fenêtres de qualité optique. La forme des cellules est cylindrique et leurs dimensions varient. Le diamètre est 20 ou 22 mm, la longueur est 15, 20, 22 ou 50 mm. La liste des cellules avec les dimensions et fabricants, dates de fabrication, photos sont dans l’annexe B.

**Étalonnage de l'axe des fréquences.** L'axe de fréquence (l'axe "x") est étalonné avec un spectre d'absorption de la cellule de référence (Cs sans gaz tampon). Le logarithme du signal de transmission de la cellule de référence est "fitté" (à l'aide du programme commercial IGOR Pro) avec une somme des profils Gaussiens indépendants pour extraire les positions des centres des pics  $x_i$ . (Pour une cellule sans gaz tampon on considère qu'un profil de Voigt peut être remplacé par un profil Gaussien, parce que les composantes Lorentziennes dues aux collisions et à la largeur spectrale de laser sont peu importantes. On a vérifié que les valeurs de positions des pics restent les mêmes dans le cas de "fit" avec un profil de Voigt ou Gaussien. La transition ( $F = 3 - F' = 4$ ) est prise comme référence. On trace les écarts de fréquence entre les transitions de Cs en fonction des positions des pics  $x_i$  dans le spectre de Cs. Les positions  $x_i$  sont proportionnelles au courant de la diode laser. Les points obtenus sont "fittés" avec un polynôme de troisième degré. La figure 4.4(b) montre le caractère non-linéaire de la dépendance de la fréquence du laser avec le courant. L'axe des fréquences est ensuite recalculé à l'aide de ce polynôme et les courbes retracées en fonction de la fréquence.

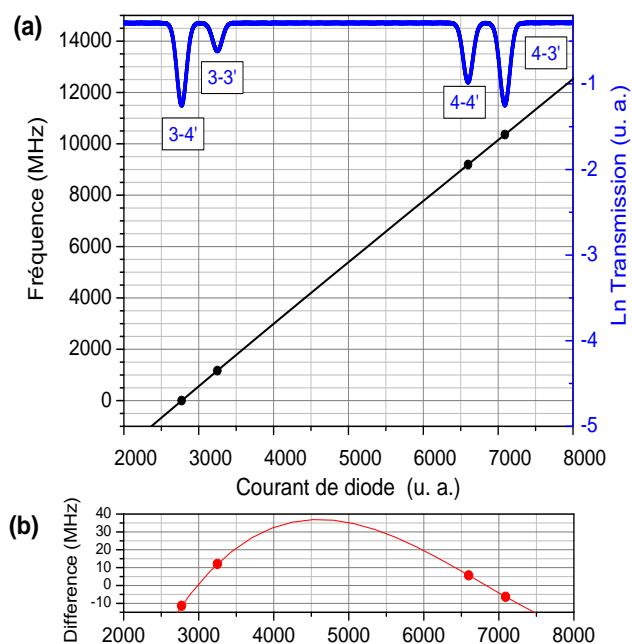


Figure 4.4 – Calibration de l'axe des fréquences. Fréquence du laser en fonction du courant de la diode. (a) Bleu - spectre d'absorption de la cellule de référence (Cs) (axe vertical droite). Points noirs - les positions des pics (l'axe vertical gauche correspond à la fréquence, le premier pic est pris pour origine.) (b) Différence entre "le fit" linéaire et "le fit" avec un polynôme d'ordre 3.

**Mesure des positions des pics.** Une fois l'axe des fréquences étalonné, les spectres de transmission dans la cellule de référence et dans la cellule avec un gaz tampon sont tracés en

fonction de la fréquence.

Les figures 4.5 et 4.6 montrent des exemples de spectre d'absorption pour les cellules Cs et Cs + 30 torr N<sub>2</sub> (T) et Cs + 90 torr Ne (F). Les transitions impliquées sont: ( $F = 3 - F' = 4$ ), ( $F = 3 - F' = 3$ ), ( $F = 4 - F' = 4$ ), ( $F = 4 - F' = 3$ ), où  $F$  et  $F'$  sont les nombres hyperfins des niveaux fondamentaux et excités, respectivement. Sur cette figure sur l'axe "x" la valeur absolue du courant augmente vers la droite et la valeur absolue de la fréquence diminue vers la droite.

Les transitions dans la cellule contenant un gaz tampon sont élargies à cause des collisions (élargissement collisionnel). Les spectres des différentes transitions se recouvrent et faussent les mesures des positions des pics. Pour extraire les positions des centres des pics un modèle de somme de quatre profils de Voigt est ajusté sur les courbes expérimentales (logarithme du signal transmis). Les paramètres libres sont la position du centre du pic ( $F = 3 - F' = 4$ ), les amplitudes des pics, la largeur Lorentzienne et le fond linéaire. Les paramètres fixés sont la largeur Gaussienne et les écarts en fréquence entre le pic ( $F = 3 - F' = 4$ ) et les autres.

Il faut noter que:

- En général, la largeur Lorentzienne est élargie à cause des collisions et des effets de saturation. En absence des effets de saturation (à très faible intensité), la largeur Lorentzienne est proportionnelle à la pression de gaz tampon  $P$ :  $\Delta\nu_c = \xi_{opt}P$ , où  $\xi_{opt}$  est le coefficient d'élargissement collisionnel des transitions optiques.

- La valeur de la largeur Gaussienne (la largeur Doppler) est fixée. Elle est calculée à partir de la température de la cellule :  $\Delta\nu_D = \frac{2\nu_{opt}}{c} \sqrt{(2RT/M)\ln 2} = 7.16 \times 10^{-7} \nu_0 \sqrt{T/M}$  (en Hz), où  $\nu_{opt} = 335.12$  THz est la fréquence de la transition ( $\lambda = 895$  nm) [83],  $c = 3.00 \cdot 10^8$  m/s est la célérité de la lumière,  $R = 8.31$  J/(mol·K) est la constante universelle des gaz parfaits,  $T$  est la température de la cellule,  $M$  est la masse molaire de Cs (133 g). La valeur calculée (358 MHz pour  $T = 22.5^\circ\text{C}$ ) est en accord avec la valeur donnée par "le fit" sur les cellules ne contenant que du Cs.

- Les écarts des fréquences entre les différentes transitions sont fixées à partir des structures hyperfines bien connues des niveaux fondamentaux et excités [83] (figure 4.1).

- Les amplitudes relatives pour les transitions ( $(F = 3 - F' = 4)$ , ( $F = 3 - F' = 3$ ), ( $F = 4 - F' = 4$ ), ( $F = 4 - F' = 3$ )) sont : (21, 7, 15, 21).

**Conclusion.** En conclusion, le décalage en fréquence entre les positions des pics dans la cellule avec un gaz tampon par rapport à la cellule de référence est donné par "le fit". On a vérifié que la valeur donnée par le modèle est stable et quasi-invariable et quasi-indépendante de certains paramètres et certains effets (les largeurs Lorentzienne ou Gaussienne fixées ou pas, amplitudes des pics fixées ou pas, champ magnétique, largeur spectrale du laser). Le déplacement de fréquence dans les cellules avec un gaz tampon est mesuré, les résultats de ces mesures sont dans le tableau 4.2.

### 4.2.3 Dépendance thermique des coefficients pour le déplacement des transitions optiques

Une fois les déplacements collisionnels mesurés, il suffit d'utiliser les coefficients  $\kappa_{opt}$  (qui ont été précisément mesurés et publiés récemment par Andalkar *et al.* [81] et Pitz *et al.* [82]) pour remonter à la pression de gaz tampon dans chaque cellule:  $P_{bg} = S/\kappa_{opt}$ . Les mesures de déplacement ont été faites à la température  $(22.5 \pm 0.5)^\circ\text{C}$ , soit  $(295.5 \pm 0.5)$  K. Dans les articles [81, 82] les valeurs des coefficients de déplacement des transitions optiques (raie D1) sont données pour des températures différentes 294 K [81], ou 313-333 K [82]. Pour pouvoir

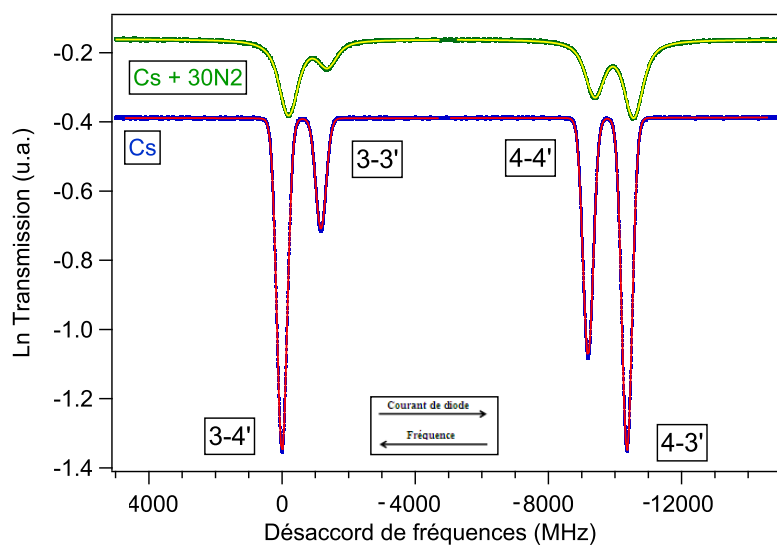


Figure 4.5 – Spectre d'absorption dans les cellules Cs et Cs + 30 torr N<sub>2</sub> (T). Les points bleus et verts sont les spectres enregistrés pour les cellules Cs et Cs + 30 torr N<sub>2</sub> (T), respectivement. Les courbes rouge et jaune sont les "fits" avec une somme de profils de Voigt pour les cellules Cs et Cs + 30 torr N<sub>2</sub> (T), respectivement.

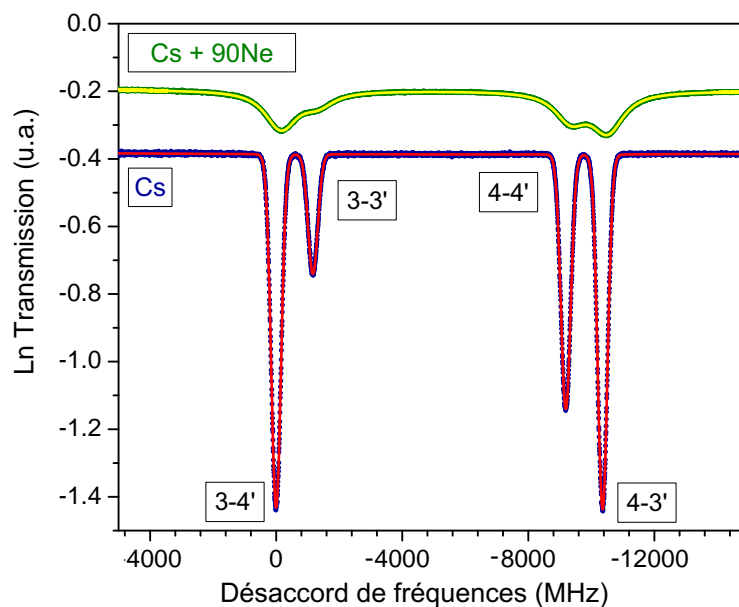


Figure 4.6 – Spectre d'absorption dans les cellules Cs et Cs + 90 torr Ne (F). Les points bleus et verts sont les spectres enregistrés pour les cellules Cs et Cs + 90 torr Ne (F), respectivement. Les courbes rouge et jaune sont les "fits" avec une somme de profils de Voigt pour les cellules Cs et Cs + 90 torr Ne (F), respectivement.

appliquer ces coefficients aux mesures de déplacement dans les cellules la dépendance thermique des coefficients doit être étudiée.

La dépendance thermique des déplacements collisionnels des transitions optiques peut être écrite sous forme [84, 85]:

$$\frac{S_m}{S_r} = \left( \frac{T_m}{T_r} \right)^n, \quad (4.8)$$

où  $S_m$  et  $S_r$  sont les déplacements mesurés pour les températures  $T_m$  and  $T_r$ , respectivement. La valeur de  $n$  est déterminée par les interactions entre les atomes de Cs et de gaz tampon et par la dépendance thermique de la section efficace de collisions. A notre connaissance la dépendance thermique de ces déplacements pour les gaz tampons Ne, N<sub>2</sub> et Ar n'a pas été mesurée expérimentalement.

Une fois la dépendance thermique des déplacements pour les cellules scellées connue, la dépendance thermique des coefficients peut être obtenue compte tenu de l'équation des gaz parfaits  $P = n_d k T$  (où  $n_d$  est la densité atomique,  $k$  est la constante de Boltzmann):

$$\frac{\kappa_m}{\kappa_r} = \left( \frac{T_m}{T_r} \right)^{n-1}, \quad (4.9)$$

où  $\kappa_m$  et  $\kappa_r$  sont les coefficients des déplacements des transitions optiques pour les températures  $T_m$  and  $T_r$ , respectivement.

**Mesure de la dépendance thermique.** Pour mesurer la dépendance thermique des déplacements des transitions optiques (raie D1) le même montage (figure 4.2) a été utilisé. La cellule est placée dans un cylindre de cuivre régulé en température. Pour les trois cellules (30 torr Ar (T), 30 torr N<sub>2</sub> (T), 90 torr Ne (T)) le déplacement est mesuré pour différentes températures entre 295 et 323 K. Chaque fois la température de la cellule est contrôlée au niveau de 0.5 K et la valeur de déplacement est mesurée avec une incertitude de l'ordre de 1%. Les résultats sont ensuite "fittés" avec l'équation 4.8. Les résultats sont présentés sur la figure 4.7. Les valeurs de  $n = \ln(S)/\ln(T)$  obtenues expérimentalement sont les suivantes:  $0 \pm 0.2$  (pour Ne),  $0.18 \pm 0.03$  (pour N<sub>2</sub>),  $0.56 \pm 0.07$  (pour Ar) (voir tableau 4.1).

## Discussion

**Valeurs théoriques pour Ne et Ar** Les valeurs théoriques de  $n$  ont été publiées par Kielkopf [84] (tableau 4.1). Ces calculs sont basés sur l'approximation d'impact (le temps entre les collisions est beaucoup plus grand que la durée de la collision) et des potentiels interatomiques semi-empiriques. Selon Kielkopf les valeurs théoriques (calculées) de  $n$  sont plus incertaines pour les gaz tampons légers, comme He. Pour les gaz lourds (Kr, Xe) ils sont plus fiables à cause de l'introduction d'un facteur répulsif empirique qui est dominé par les interactions attractives pour les gaz lourds. Selon cette théorie, pour les gaz tampons lourds la valeur de  $n$  doit tendre vers 0.3.

En faisant une comparaison avec nos valeurs expérimentales (tableau 4.1) on trouve qu'ils sont plus en accord pour un gaz léger (Ne) que pour un gaz lourd (Ar).

*Une comparaison pour Rb :* Les valeurs expérimentales de  $n$  sont mieux connues pour Rb dans le cas du gaz tampon He. Si on compare les résultats théoriques [84] ( $n=1.2$ ) et expérimentaux [85] ( $n=1.1 \pm 0.1$  pour D1 et  $n=1.6 \pm 0.4$  pour D2) et [86] ( $n=0.8 \pm 0.1$ ) on peut constater un certain décalage entre les valeurs. Romalis *et al.* [85] trouvent des valeurs différentes pour les raies D1 et D2, et Kielkopf ne différencie pas ces deux cas.

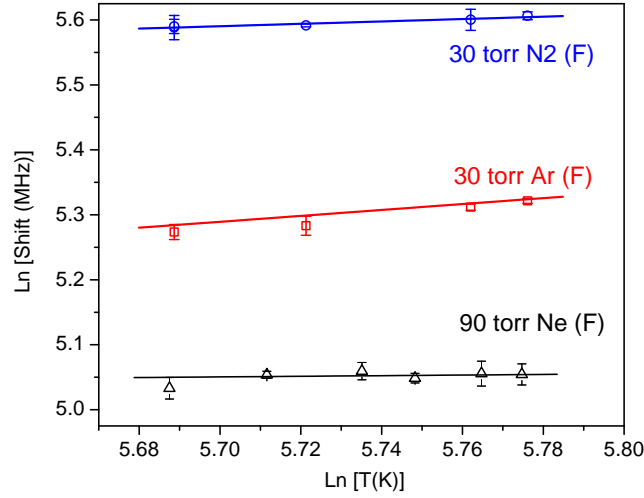


Figure 4.7 – Dépendance thermique des déplacements des transitions optiques (raie D1) pour les gaz tampons: Ne, N<sub>2</sub> et Ar. Unités logarithmiques. Pour chaque gaz les points expérimentaux sont "fittés" avec une droite, sa pente correspond à la valeur de  $n$ .

Tableau 4.1 – Dépendance thermique  $n$  des coefficients de déplacement collisionnel des transitions optiques (raie D1) du Cs pour les gaz tampons (Ne, N<sub>2</sub>, Ar) et valeurs des coefficients  $\kappa$  ramenées à la température de mesure  $T_m$ .

Gaz tampon	$n$ mesuré	$n$ théorique [84]	$\kappa_r$ (MHz/torr) à $T_r$	$T_r$ (K)	$\kappa_m$ (MHz/torr) à $T_m = 295.5$ K
Ne	$0 \pm 0.2$	0.0	$-1.60 \pm 0.01$ [82]	313	$-1.69 \pm 0.03$
N <sub>2</sub>	$0.18 \pm 0.03$	-	$-7.69 \pm 0.01$ [82]	318	$-8.17 \pm 0.05$
			$-7.71 \pm 0.01$ [82]	323	$-8.29 \pm 0.05$
			$-7.41 \pm 0.01$ [82]	333	$-8.17 \pm 0.06$
			$-8.23 \pm 0.02$ [81]	294	$-8.20 \pm 0.04$
					moyenne: $-8.21 \pm 0.02$
Ar	$0.56 \pm 0.07$	0.31	$-6.47 \pm 0.03$ [82]	313	$-6.63 \pm 0.05$

**Valeur pour N<sub>2</sub>** En supposant que la section de collision est indépendante de la distribution des vitesses, Pitz *et al.* [82] estiment que pour le gaz tampon N<sub>2</sub>  $n$  doit être  $\sim 0.5$ . Cette valeur estimée n'est pas en accord avec notre valeur expérimentale  $0.18 \pm 0.03$ . Pour N<sub>2</sub> les valeurs du coefficient de déplacement collisionnel sont publiées par des équipes différentes et pour des températures différentes [81, 82] et leurs résultats ne sont pas en accord entre eux (tableau 4.1). Pitz *et al.* [82] donne trois valeurs  $\delta_{r,N_2}$  pour trois températures différentes 318, 323 et 333 K. Si on ramène ces valeurs à la température 295.5 K, la valeur moyenne de ces trois coefficients est  $\delta_{m,N_2} = -8.21 \pm 0.03$ . Cette valeur est très proche de la valeur donnée par Andalkar *et al.* [81] ramenée à la même température  $\kappa_{m,N_2} = -8.20 \pm 0.04$ . Cela montre que la dépendance de température obtenue est correcte.

Tout cela assure que même s'il y a un certain décalage avec les valeurs théoriques, on peut être confiant dans les résultats expérimentaux obtenus.

**En conclusion**, Les valeurs des coefficients ramenées à la température des mesures des déplacements sont présentées dans le tableau 4.1.

#### 4.2.4 Résultats de mesure des pressions

Une fois la pression de gaz tampon dans une cellule scellée mesurée à une certaine température, on peut recalculer la pression à n'importe quelle température.

$$P_0 = \frac{S_m T_0}{\kappa_m T_m}, \quad (4.10)$$

où  $S_m$  et  $\kappa_m$  sont les valeurs du déplacement et du coefficient pour la température de mesures  $T_m$ , respectivement.  $P_0$  est la pression à la température de référence  $T_0$ . On a choisi une température référence  $T_0 = 273$  K. Les résultats de mesure des pressions sont présentés dans le tableau 4.2.

On peut constater que l'incertitude sur les mesures de la pression est de l'ordre de 1% pour les gaz Ar et N<sub>2</sub> et plus grande (de l'ordre de 2%) pour Ne. Cela peut être expliqué par une pression de gaz assez élevée dans le cas de Ne et donc par un élargissement plus important (voir figure 4.6) qui rend la mesure des positions des pics plus difficile et moins précise.

L'incertitude sur les valeurs de pression est plus importante que l'incertitude sur les déplacements, car elle accumule également les incertitudes sur les valeurs des coefficients et sur les valeurs de la dépendance thermique.

Tableau 4.2 – Valeurs de la pression de gaz tampon mesurées dans les cellules scellées. La deuxième colonne correspond à la pression demandée au fabricant, la lettre entre les parenthèses correspond au fabricant.

Gaz tampon	Cellule	Déplacement collisionnel $S_m$ (MHz) à $T_m=295.5$ K	Pression de gaz tampon $P_0$ (torr) à $T_0=273$ K
Ne	90 torr (F)	$-155.9 \pm 3$	$85.2 \pm 3.3$
	90 torr (T)	$-147.6 \pm 2$	$81.7 \pm 2.7$
	180 torr (T)	$-269.6 \pm 5$	$147.4 \pm 5.6$
	90 torr (S)	$-128.9 \pm 5$	$70.5 \pm 4.1$
N <sub>2</sub>	30 torr (F)	$-263.0 \pm 3$	$29.6 \pm 0.4$
	30 torr (T)	$-237.7 \pm 2$	$26.8 \pm 0.3$
	60 torr (T)	$-472.7 \pm 3$	$53.2 \pm 0.5$
	30 torr (S)	$-197.5 \pm 2$	$22.2 \pm 0.3$
	23 torr (O)	$-172.1 \pm 2$	$19.4 \pm 0.3$
Ar	30 torr (F)	$-195.1 \pm 3$	$27.2 \pm 0.6$
	30 torr (T)	$-173.7 \pm 1$	$24.2 \pm 0.3$
	60 torr (T)	$-367.6 \pm 6$	$51.2 \pm 1.2$
	30 torr (S)	$-138.7 \pm 2$	$19.3 \pm 0.4$
	15 torr (S)	$-79.1 \pm 0.5$	$11.0 \pm 0.2$

#### 4.2.5 Mesures d'élargissement des transitions optiques

Comme on a précisé dans la sous-section 4.2.1 il existe une possibilité de remonter à la pression de gaz tampon dans les cellules scellées en mesurant le déplacement ou l'élargissement



des transitions optiques. Même si les mesures d'élargissement sont moins précises, il semble intéressant d'étudier l'élargissement. Les mesures d'élargissement sont réalisées sur le même montage (figure 4.2) et sont faites en même temps que les mesures de déplacement. Pour éviter les effets de saturation les mesures ont été faites pour des intensités très basses et avec un petit diamètre du faisceau (pour les trois cellules (F), diamètre de faisceau 1 mm, la puissance laser est inférieure à  $1\mu\text{W}/\text{cm}^2$ ). La valeur d'élargissement collisionnel des transitions optiques est obtenue à partir du "fit" avec une somme de profils de Voigt. La largeur de la Gaussienne est fixée à partir de la température de la cellule. La largeur de la Lorentzienne  $\Delta\nu_c$  correspond à l'élargissement collisionnel, en déduisant la largeur naturelle (4.6 MHz), l'élargissement dû à la largeur spectrale du laser (4 MHz) et en supposant que les effets de saturation sont négligeables (pour les très faibles intensités). Ensuite la pression du gaz tampon  $P_{bg}$  peut être calculée:  $P_{bg} = \Delta\nu_c/\xi_{opt}$ , où  $\xi_{opt}$  est le coefficient d'élargissement collisionnel des transitions optiques.

**Dépendance thermique des coefficients pour élargissement.** Comme pour les coefficients de déplacements, on s'intéresse à la dépendance thermique des coefficients d'élargissement de transitions optiques. Pour la valeur d'élargissement on peut écrire [84, 85]:

$$\frac{\Delta\nu_{c,m}}{\Delta\nu_{c,r}} = \left(\frac{T_m}{T_r}\right)^p, \quad (4.11)$$

où  $\Delta\nu_{c,m}$  et  $\Delta\nu_{c,r}$  sont des élargissements collisionnels mesurés pour les températures  $T_m$  and  $T_r$ , respectivement. La valeur de  $p$  est déterminée par les interactions entre les atomes de Cs et de gaz tampon et par la dépendance thermique de la section de collisions.

Comme pour les déplacements, la dépendance thermique des coefficients d'élargissement peut être obtenue compte tenu de l'équation des gaz parfaits  $P = n_d k T$  (où  $n_d$  est la densité atomique,  $k$  est la constante de Boltzmann):

$$\frac{\xi_m}{\xi_r} = \left(\frac{T_m}{T_r}\right)^{p-1}, \quad (4.12)$$

où  $\xi_m$  et  $\xi_r$  sont les coefficients des déplacements des transitions optiques pour les températures  $T_m$  and  $T_r$ , respectivement.

Comme pour le déplacement pour chaque gaz (Ne, N<sub>2</sub> et Ar, cellules (F)) l'élargissement des transitions optiques est mesuré pour différentes températures et la valeur de  $p$  est obtenue à partir de la pente  $p = \ln(\Delta\nu_c)/\ln(T)$  (voir figure 4.8). Les valeurs de  $p$  obtenues sont les suivantes:  $0.83 \pm 0.08$  (pour Ne),  $0.73 \pm 0.12$  (pour N<sub>2</sub>),  $0.74 \pm 0.27$  (pour Ar). Les valeurs de  $p$  obtenues et les valeurs théoriques [84] et expérimentales [82] publiées par d'autres équipes sont données dans le tableau 4.3.

**Rapport des coefficients déplacement/élargissement.** On a remarqué les valeurs d'élargissement collisionnel obtenues sont plus importantes que les valeurs attendues à partir des coefficients publiés par [82] (en supposant qu'on connaisse la pression de gaz tampon à partir des mesures du déplacement).

Puisqu'à une température fixe ( $T_m$ ) le déplacement  $S$  et l'élargissement  $\Delta\nu_c$  sont mesurés simultanément (dans les mêmes conditions), la pression  $P$  est la même:  $\frac{\Delta\nu_c}{S} = \frac{P \cdot \xi}{P \cdot \kappa} = \frac{\xi}{\kappa} = R_\xi \kappa$ .

Compte tenu de la dépendance thermique du déplacement ( $n$ ) et de l'élargissement ( $p$ ), on ramène les valeurs publiées [82, 81]<sup>1</sup> à la température de mesures  $T_m$  et on peut comparer les

1. Dans l'article [82] les auteurs estiment la valeur attendue de  $p - 1 = 0.5$ , mais d'après leur mesures on peut conclure que  $p - 1 \approx 0$  ( $p = 1$ ), voir tableau 4.4

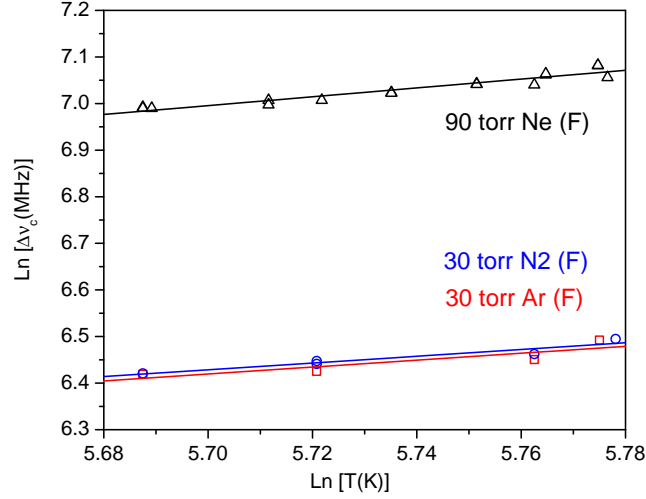


Figure 4.8 – Dépendance thermique de l’élargissement des transitions optiques (raie D1) pour les gaz tampons: Ne, N<sub>2</sub> et Ar. Unités logarithmiques. Pour chaque gaz les points expérimentaux sont ”fittés” avec une droite, sa pente correspond à la valeur de  $p$ .

Tableau 4.3 – Dépendance thermique  $p$  des coefficients d’élargissement collisionnel des transitions optiques (raie D1) dans Cs pour les gaz tampons (Ne, N<sub>2</sub>, Ar) et valeurs des coefficients  $\xi$  ramenées à la température de mesures  $T_m$ .

Gaz tampon	$p$ mesuré	$p$ publié	$\xi_r$ (MHz/torr) à $T_r$	$T_r$ (K)	$\xi_m$ (MHz/torr) à $T_m = 295.5$ K
Ne	$0.83 \pm 0.08$	0.29 [84]	$10.85 \pm 0.02$ [82]	313	$11.0 \pm 0.3$
N <sub>2</sub>	$0.73 \pm 0.12$	1.5 [82]	$15.82 \pm 0.05$ [82]	318	$16.1 \pm 0.6$
			$16.36 \pm 0.02$ [82]	323	$16.8 \pm 0.7$
			$15.66 \pm 0.08$ [82]	333	$16.2 \pm 1.0$
			$14.73 \pm 0.69$ [87]	393	$15.9 \pm 1.8$
			$19.51 \pm 0.24$ [81]	294	$19.5 \pm 0.3$
Ar	$0.74 \pm 0.27$	0.33 [84]	$18.31 \pm 0.16$ [82]	313	$18.6 \pm 1.3$

rapports des coefficients  $\xi$  et  $\kappa$  ( $R_{\xi\kappa} = \frac{\xi}{\kappa}$ ) à  $T_m$  (voir tableau 4.4). Pour les trois gaz tampon on constate une différence assez importante avec les valeurs de [82], mais notre valeur pour N<sub>2</sub> est en accord avec celle de [81]. Une explication possible (donnée par [82]) du fait qu’on trouve une valeur d’élargissement plus importante que [82] pourrait être un élargissement dû aux effets de saturation (pour nos valeurs et celle de [81]). En effet, l’intensité de saturation devient extrêmement basse pour une transition avec pompage optique, en présence de gaz tampon (c’est à dire des temps de relaxation très longs).

### 4.3 Mesure des coefficients thermiques de la transition microonde

Pour mesurer la dépendance thermique du déplacement collisionnel de la fréquence hyperfine, la fréquence de la transition métrologique ( $(F = 3, m = 0) - (F = 4, m = 0)$ ) est mesurée

Tableau 4.4 – Rapport  $R_{\xi\kappa}$  des coefficients  $\xi$  et  $\kappa$  à la température de mesures  $T_m$ .

Gaz tampon	Rapport $R_{\xi\kappa}$ mesuré	Rapport $R_{\xi\kappa}$ publié
Ne	$-7.08 \pm 0.09$	$-6.47 \pm 0.34$ [82]
N <sub>2</sub>	$-2.33 \pm 0.13$	$-2.38 \pm 0.05$ [81]
		$-1.98 \pm 0.09$ [82]
		$-2.02 \pm 0.10$ [82]
		$-1.98 \pm 0.14$ [82]
Ar	$-3.14 \pm 0.10$	$-2.80 \pm 0.24$ [82]

pour une série de températures pour chaque cellule avec gaz tampon. Les mesures ont été faites sur le banc horloge Raman-Ramsey, décrit dans le chapitre 3. Chaque fois la fréquence d’horloge est asservie sur la résonance CPT.

#### 4.3.1 Précautions et corrections de fréquence

**Température.** La température de la cellule peut être variée de 25°C à 80°C. La plage des températures utilisée pour la plupart des mesures était limitée à 65°C à cause de la disparition du signal. Les causes sont les suivantes. Premièrement, avec une augmentation de température le milieu devient optiquement dense et l’intensité laser vue par les atomes diminue. Deuxièmement, avec une augmentation de température de la cellule les collisions Cs-Cs avec un échange de spin deviennent plus importantes et contribuent à la relaxation des cohérences. Pour les cellules courtes (90 torr Ne (F) et 90 torr Ne (S)) il était possible de faire les mesures jusqu’à la température 75 – 80° C (mais en mode continu, pas pulsé).

La température est mesurée avec des thermistances non-magnétiques avec une exactitude de 0.2°C. La température est régulée au niveau du mK pour les températures basses (25 – 45°C) et au niveau de 10 mK pour les températures hautes (et au niveau de 0.1 K pour 65 – 80° C). Pour chaque point de mesure, on laisse la température se stabiliser pendant au moins deux heures. Pour éviter un biais lié à la stabilisation de la température, la moitié des points de mesure est faite en montant en température et la moitié en descendant.

**Champ magnétique.** La fréquence est corrigée du déplacement Zeeman du deuxième ordre  $\nu_z$  suivant l’équation [88]:

$$\nu_z = 8 \frac{f_z^2}{\nu_0}, \quad (4.13)$$

où  $2f_z$  est la différence de fréquence entre les transitions microondes ( $F = 3, m = -1$ ) – ( $F = 4, m = -1$ ) et ( $F = 3, m = +1$ ) – ( $F = 4, m = +1$ ), et  $\nu_0 = 9\,192\,631\,770$  Hz est la fréquence de l’écart hyperfin d’un atome de Cs non-perturbé (elle est fixée par la définition de la seconde). Pour les mesures effectuées cette correction est de l’ordre de 18 Hz.

**Déplacements lumineux.** Les mesures sont faites avec un diamètre de faisceau de 11 mm, pour des intensités de l’ordre de quelques centaines de  $\mu\text{W}$  et avec les puissances des deux faisceaux (maître et esclave) égales. Comme il est mentionné dans le chapitre 3 le régime pulsé permet de réduire considérablement les déplacements lumineux, mais ne les annule pas. Pour les précisions sur les déplacement lumineux voir chapitre 6.

Pour s'affranchir des déplacements lumineux pour chaque point en température la fréquence est mesurée pour différentes intensités laser (0.1 - 0.5 mW). Ensuite la valeur de la fréquence est extrapolée à intensité nulle.

L'intensité laser est changée à l'aide du modulateur acousto-optique (qui sert à faire des impulsions), en changeant le niveau de puissance radio-fréquence (RF) injectée. Suivant la puissance (RF) injectée dans le modulateur, la température du cristal change. Comme c'est décrit dans le chapitre 3 sous-section 3.1.3, cela induit un déplacement de la fréquence d'horloge.

La régulation thermique qui à été mise en place permet de corriger ce changement de température et de maintenir la température du modulateur stable. Pour s'assurer que la méthode avec un modulateur pour changer l'intensité laser n'ajoute pas de biais, l'intensité laser à été changée à l'aide des densités neutres (Thorlabs NDK01) placées devant la cellule (la puissance injectée dans modulateur reste constante). Aucun biais n'a été détecté (figure 4.9) et donc on peut utiliser la méthode avec un modulateur (qui est beaucoup plus commode, puisque le niveau de puissance RF peut être commandé directement par ordinateur via un port GPIB). Les détails sur le caractère de déplacement lumineux seront décrits dans le chapitre 6.

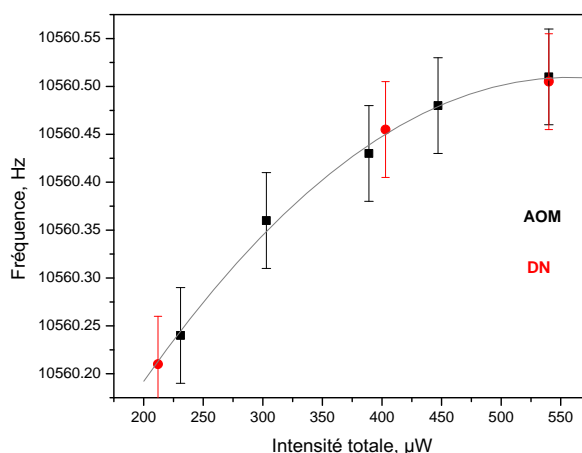


Figure 4.9 – Extrapolation de la fréquence de la résonance CPT à intensité nulle. Points noirs - méthode avec un modulateur acousto-optique, points rouges - méthode avec les densités neutres. Cellule 1A (mélange Ar et N<sub>2</sub>), température de la cellule 33°C, diamètre de faisceau laser 11 mm.  $\nu$  est la valeur de la fréquence dans la cellule avec un gaz tampon,  $\nu_0 = 9\,192\,631\,770$  Hz.

**Viellissement et impuretés dans les cellules.** Pour éviter le biais dû à une dérive résiduelle dans les cellules, la fréquence de la résonance CPT est enregistrée pendant quelques jours pour s'assurer de l'absence d'une dérive, avant de commencer les mesures thermiques (et aussi les mesures optiques pour établir la pression du gaz tampon). Voir détails sur le vieillissement dans le chapitre 3, sous section 3.1.7.

**Pureté des gaz.** La pureté des gaz tampons donnée par le fabricant (Carbagas, Suisse) est 99.999% pour Ar et N<sub>2</sub>, et 99.995% pour Ne (pour les cellules "F", pour les autres fabricants des cellules on suppose que la pureté des gaz est du même ordre de grandeur). Généralement, on peut supposer que pendant le scellement des cellules la pureté des gaz peut être dégradée, mais

il est difficile de le quantifier. L'utilisation des cellules fabriquées par les différents fournisseurs pourrait aider à minimiser le biais lié aux additions possibles.

**Conclusion.** En conclusion, plusieurs précautions ont été prises pour éviter les biais. Compte tenu de toutes les incertitudes (variations de température, de champ magnétique, extrapolation à intensité nulle) on estime que la précision avec laquelle la fréquence est mesurée est 0.05 Hz et 0.3 Hz pour les plages de températures 25-45°C et 45-65°C, respectivement (4.5). Pour la cellule 90 torr Ne (F), dans le cas des mesures en régime continu (CW) pour les très hautes températures (65-80°C) l'incertitude est de l'ordre de quelques Hz.

Tableau 4.5 – Les sources d'incertitudes sur la mesure de fréquence et les estimations de leurs valeurs.

Source	Estimation, Hz
Rapport signal/bruit	0.03-0.05 (25-45°C) 0.05-0.1 (45-65°C) de l'ordre de 1 (65-80°C)
Température de la cellule	0.03 (25-45°C) 0.3 (45-65°C) de l'ordre de 1 (65-80°C)
Champ magnétique	moins que 0.01
Extrapolation à intensité nulle	0.01-0.1
Impuretés dans les cellules	difficile à quantifier
Pureté des gaz tampons	difficile à quantifier

### 4.3.2 Résultats de mesure des coefficients du déplacement collisionnel de fréquence hyperfine

**Courbes expérimentales et valeurs des coefficients.** On définit le déplacement de la fréquence  $\nu_{shift}$  comme la différence entre la valeur de la fréquence dans la cellule avec un gaz tampon  $\nu$  (corrigée des déplacements lumineux et de l'effet Zeeman du deuxième ordre) et la valeur de la fréquence non perturbée  $\nu_0$ :  $\nu_{shift} = \nu - \nu_0$ . Les résultats typiques de mesure de la dépendance thermique sont présentés sur les figures 4.10 et 4.11.

Les points expérimentaux sont "fittés" avec un polynôme de deuxième degré (pour Ne et N<sub>2</sub>). Pour Ar la dépendance de température est linéaire et le coefficient quadratique est négligeable (sa valeur est inférieure à sa barre d'erreur). Les points sont "fittés" avec un polynôme de premier degré. Dans le cas du gaz tampon Ar la fréquence doit être également corrigée des termes supplémentaires  $b \cdot P_0^2$  et  $\Delta^2\nu$  (voir section 4.1).

Ensuite pour chaque cellule, pour remonter aux coefficients de la dépendance thermique du déplacement collisionnel des niveaux hyperfins, il suffit de diviser les coefficients du "fit" par la pression du gaz tampon dans les cellules (équation (4.3)). Les résultats sont présentés dans le tableau 4.6.

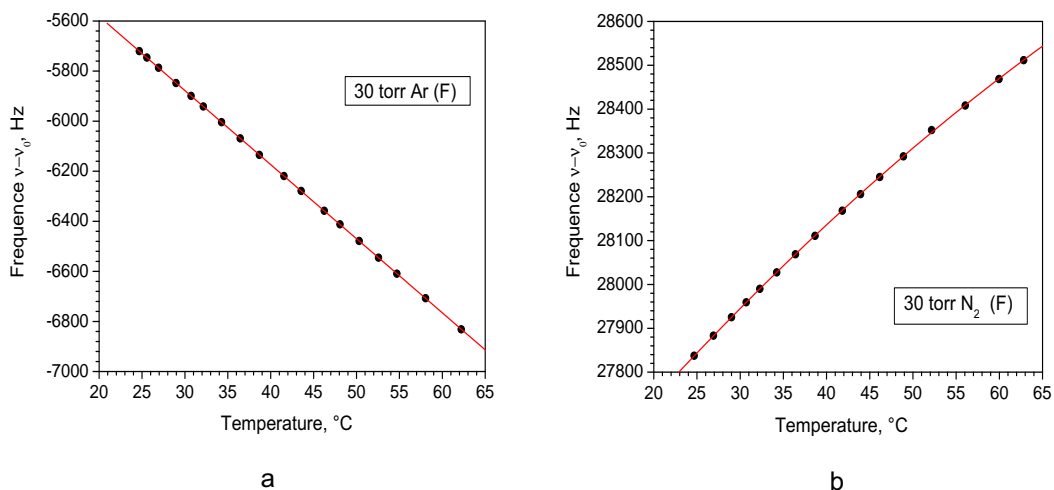


Figure 4.10 – Dépendance thermique de la fréquence d’horloge pour les gaz tampons: (a) Ar (cellule 30 torr Ar (F)) et (b) N<sub>2</sub> (cellule 30 torr N<sub>2</sub> (F)). Dépendance thermique de la fréquence d’horloge ”fittée” avec une droite pour le cas de gaz Ar. Dépendance thermique de la fréquence d’horloge ”fittée” avec un polynôme de deuxième degré dans le cas de N<sub>2</sub>.

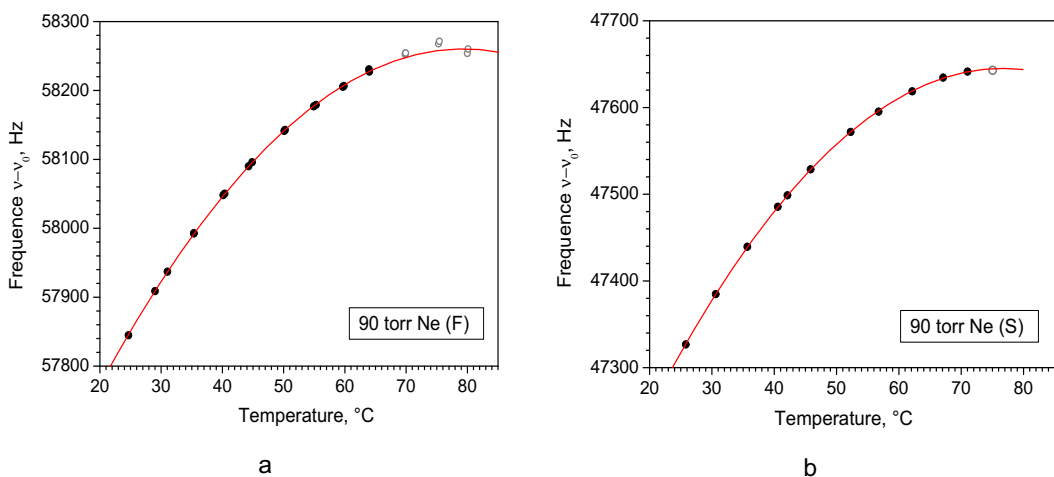


Figure 4.11 – Dépendance thermique de la fréquence d’horloge pour le gaz tampon Ne, cellules (a) 90 torr N<sub>2</sub> (F) et (b) 90 torr N<sub>2</sub> (S). Dépendance thermique de la fréquence d’horloge ”fittée” avec un polynôme de deuxième degré. En gris - les mesures faites en mode continu.

Tableau 4.6 – Coefficient de pression ( $\beta$ ) et coefficients thermiques de premier et de deuxième ordre ( $\delta$ ,  $\gamma$ ) de déplacement collisionnel de la fréquence d’horloge de Cs en présence des gaz tampons Ne, N<sub>2</sub> et Ar.

Gaz tampon	Cellule	$\beta$ (Hz/torr)	$\delta$ (Hz/(torr·K))	$\gamma$ (mHz/(torr·K <sup>2</sup> ))
Ne	90 torr (F)	673.3 ± 29.5	0.264 ± 0.011	-1.70 ± 0.08
	90 torr (T)	692.2 ± 22.7	0.264 ± 0.011	-1.61 ± 0.09
	180 torr (T)	700.6 ± 26.5	0.270 ± 0.014	-1.67 ± 0.11
	90 torr (S)	665.8 ± 33.7	0.272 ± 0.017	-1.80 ± 0.12
	<b>moyenne Ne</b>	<b>686.1 ± 13.5</b>	<b>0.266 ± 0.006</b>	<b>-1.68 ± 0.05</b>
N <sub>2</sub>	30 torr (F)	921.8 ± 12.8	0.826 ± 0.012	-2.6 ± 0.04
	30 torr (T)	924.6 ± 10.0	0.812 ± 0.010	-2.25 ± 0.05
	60 torr (T)	921.3 ± 8.2	0.811 ± 0.014	-2.33 ± 0.11
	30 torr (S)	919.3 ± 11.6	0.837 ± 0.012	-2.77 ± 0.06
	23 torr (O)	926.8 ± 13.1	0.842 ± 0.017	-2.71 ± 0.11
<b>moyenne N<sub>2</sub></b>	<b>922.5 ± 4.8</b>	<b>0.824 ± 0.006</b>	<b>-2.51 ± 0.03</b>	
Ar	30 torr (F)	-183.4 ± 4.2	-1.088 ± 0.025	
	30 torr (T)	-198.4 ± 2.7	-1.148 ± 0.017	
	60 torr (T)	-192.3 ± 4.6	-1.109 ± 0.027	
	30 torr (S)	-195.7 ± 4.3	-1.138 ± 0.026	
	15 torr (S)	-198.1 ± 2.9	-1.166 ± 0.019	
<b>moyenne Ar</b>	<b>-194.4 ± 1.6</b>	<b>-1.138 ± 0.010</b>	<b>0.0 ± 0.3</b>	

**Discussion.** *Comparaison avec des valeurs publiées.* Dans le tableau 4.7 les résultats obtenus sont comparés avec les valeurs publiées par les autres auteurs. Les valeurs publiées par Strumia *et al.* [79] et Beverini *et al.* [78] sont référencées à la température 0°C (à la même température que les valeurs obtenues) et donc on n’a pas besoin de les corriger. Les valeurs de Beer et Bernheim [80] sont mesurées pour les températures 25 et 28°C, les valeurs de Dorenburg *et al.* [75] sont référencées à la température 80°C.

Dans le tableau 4.7 toutes les valeurs sont référencées à la température 0°C, compte tenu des coefficients thermiques obtenus ou compte tenu des coefficients publiés par l’auteur [75] (Ar).

La précision des coefficients obtenus reste limitée par l’incertitude sur la pression de gaz tampon dans les cellules. Les valeurs des coefficients  $\beta$  sont en bon accord avec les valeurs publiées par d’autres auteurs pour l’azote et l’argon. Pour le néon elles sont en accord raisonnable. Les valeurs des coefficients  $\delta$  sont mesurées avec une incertitude réduite par rapport aux travaux précédents. Les valeurs des coefficients  $\delta$  publiées précédemment sont plus petites que celles que nous avons obtenues. Pour Ne et N<sub>2</sub> cela peut être expliqué par le fait que dans les travaux précédents le terme quadratique, qui a un signe opposé au terme linéaire, n’est pas pris en compte.

*Faits marquants.* Les coefficients quadratiques  $\gamma$  pour Ne et N<sub>2</sub> sont mesurés pour la

Tableau 4.7 – Valeurs finales obtenues et comparaison avec les valeurs publiées pour les coefficients  $\beta$ ,  $\delta$  et  $\gamma$  de la transition d’horloge du Cs en présence des gaz tampons Ne, N<sub>2</sub> et Ar.

Gaz tampon	$\beta$ (Hz/torr)	$\delta$ (Hz/(torr·K))	$\gamma$ (mHz/(torr·K <sup>2</sup> ))	Ref.
<b>Ne</b>	<b>686 ± 14</b>	<b>0.266 ± 0.006</b>	<b>-1.68 ± 0.05</b>	<b>Ce travail</b>
	652 ± 20	0.14 ± 0.10		
	683 ± 14			
	624 ± 5			
	634 ± 5			
<b>N<sub>2</sub></b>	<b>922.5 ± 4.8</b>	<b>0.824 ± 0.006</b>	<b>-2.51 ± 0.03</b>	<b>Ce travail</b>
	924.7 ± 7.0	0.623 ± 0.050		
	888 ± 10			
<b>Ar</b>	<b>-194.4 ± 1.6</b>	<b>-1.138 ± 0.010</b>	<b>0.0 ± 0.3</b>	<b>Ce travail</b>
	-191.4 ± 3.0	-1.05 ± 0.05		
	-193 ± 4	-1.00 ± 0.08		
	-187 ± 10			

première fois. Pour Ar le coefficient  $\gamma$  est beaucoup moins important, et on a donné une estimation de sa valeur maximale.

*Température d’inversion.* Il faut noter que pour le gaz tampon Ne il y a une forte dépendance quadratique de la température. La température d’inversion (équation (4.4)), calculée à partir des coefficients de "fit" (sans division par la pression pour éviter des incertitudes liées à la pression) obtenues est égale:  $T_{inv} = (79 \pm 3)^\circ\text{C}$ . Pour confirmer cette valeur les mesures ont été faites jusqu’à la température 75 – 80°C dans les cellules 90 torr Ne (F) et 90 torr Ne (S) (en régime continu). L’annulation de la dépendance thermique de la fréquence d’horloge est visible sur les figures 4.11. Cette valeur de température d’inversion à été confirmé également par le travail [90] sur les micro cellules. Le fait que pour Ne la température d’inversion se trouve autour de 79°C est très attirant pour les micro-horloges à Cs (Cs chip scale clocks) [51, 91, 30], car à cause de la longueur réduite de la micro-cellule la température doit être assez élevée (jusqu’à 70-80°C) pour avoir un signal suffisant. Avec un seul gaz tampon Ne on peut annuler la dépendance thermique de fréquence à la température habituelle de fonctionnement des micro cellules.

La température d’inversion pour N<sub>2</sub> est (164 ± 13)°C. Pour Ar, le coefficient quadratique est nul ou très faible et la valeur de la température d’inversion ne peut pas être donnée.

*Mélange.* Avec les valeurs des coefficients thermiques obtenues on peut calculer une composition du mélange de gaz qui permet d’avoir un point d’inversion à la température voulue, voir section suivante 4.4



## 4.4 Mélange de gaz

### 4.4.1 Valeurs calculées

Comme on l'a déjà mentionné dans la section 4.1, on peut obtenir une température d'inversion avec un mélange de gaz tampons ayant des signes des coefficients thermiques opposés et dans ce cas la valeur de  $T_{inv}$  dépend des pressions partielles des gaz tampons. Les valeurs des coefficients  $\delta$  et  $\gamma$  obtenues permettent de calculer précisément la composition du mélange donnant la température d'inversion voulue.

Il faut noter que comme le gaz tampon Ar a un coefficient thermique quadratique  $\gamma$  nul, pour les mélanges avec Ar on peut simplifier l'équation (4.7):

$$r = -\frac{\delta_{N_2,Ne} + 2\gamma_{N_2,Ne}}{\delta_{Ar}}(T_{inv} - T_0).$$

L'équation (4.7) donnant le rapport des pressions de deux gaz tampons en fonction de la température d'inversion voulue s'écrit :

pour Ar-N<sub>2</sub> (voir figure 4.12):  $r(Ar/N_2) = 0.724(12) - 0.00441(9) \cdot (T_{inv} - T_0)$ ,

pour Ar-Ne (voir figure 4.13):  $r(Ar/Ne) = 0.234(9) - 0.00295(11) \cdot (T_{inv} - T_0)$ ,

pour N<sub>2</sub>-Ne (voir figure 4.14):

$$r(N_2/Ne) = -\frac{0.266(6) - 0.00336(10) \cdot (T_{inv} - T_0)}{0.824(6) - 0.00502(6) \cdot (T_{inv} - T_0)},$$

où les chiffres entre parenthèses sont les incertitudes sur les coefficients.

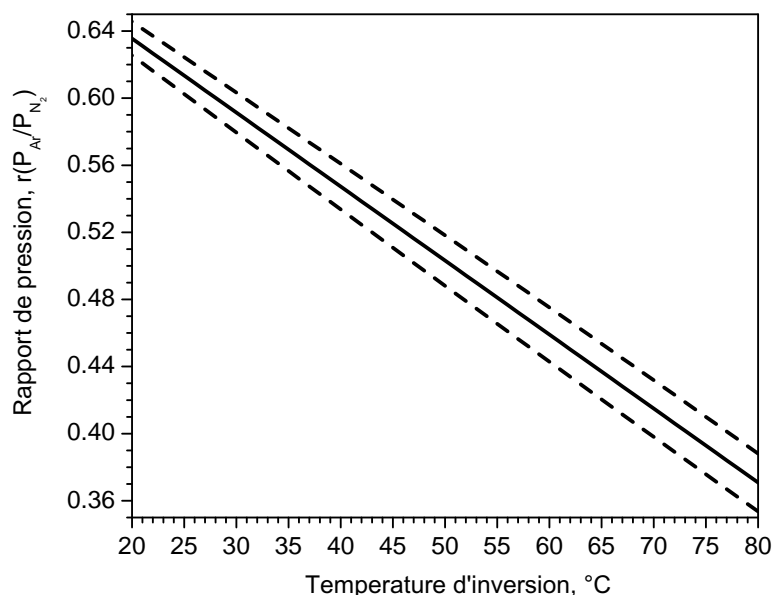


Figure 4.12 – Le rapport des pressions (Ar et N<sub>2</sub>) en fonction de la température d'inversion. En pointillé - incertitude 1- $\sigma$ .

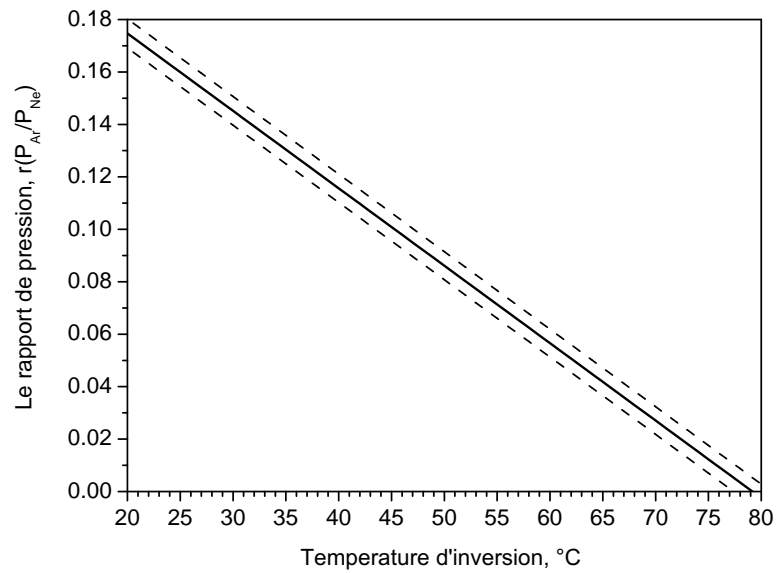


Figure 4.13 – Le rapport des pressions (Ar et Ne) en fonction de la température d'inversion. En pointillé - incertitude  $1-\sigma$ .

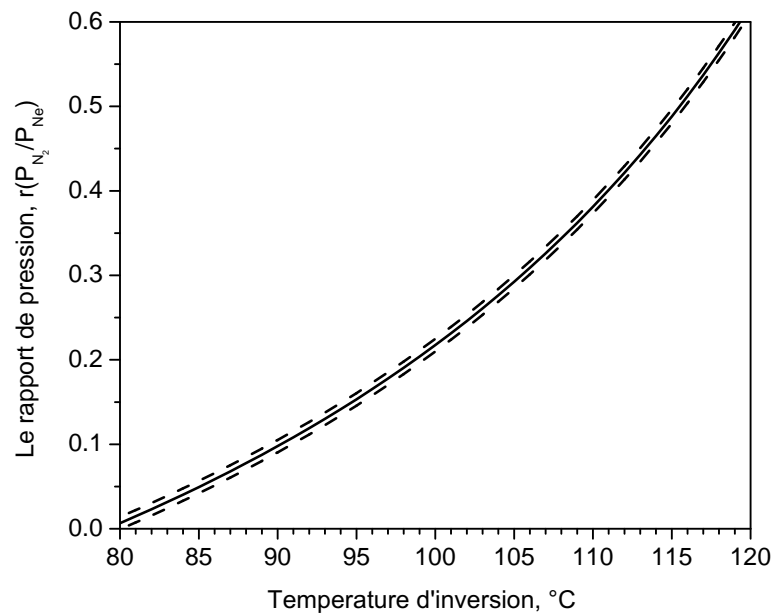


Figure 4.14 – Le rapport des pressions ( $N_2$  et Ne) en fonction de la température d'inversion. En pointillé - incertitude  $1-\sigma$ .

### 4.4.2 Mesures expérimentales

#### Triad Company

A partir des coefficients mesurés, des cellules avec différentes proportions de mélange Ar-N<sub>2</sub> ont été commandées chez Triad Company (États-Unis).

Les proportions demandées sont  $r_{Ar/N_2} = 0.62, 0.665$  et  $0.7$  (pour les températures d'inversion  $24\text{ °C}, 13\text{ °C}$  et  $5\text{ °C}$ , respectivement). Les mesures de dépendance thermique de la fréquence d'horloge (voir figure 4.15) indiquent que apparemment les proportions demandées ont été inversées par le fabricant ( $r_{N_2/Ar}$  ou  $r_{N_2/total}$  au lieu de  $r_{Ar/N_2}$ ).

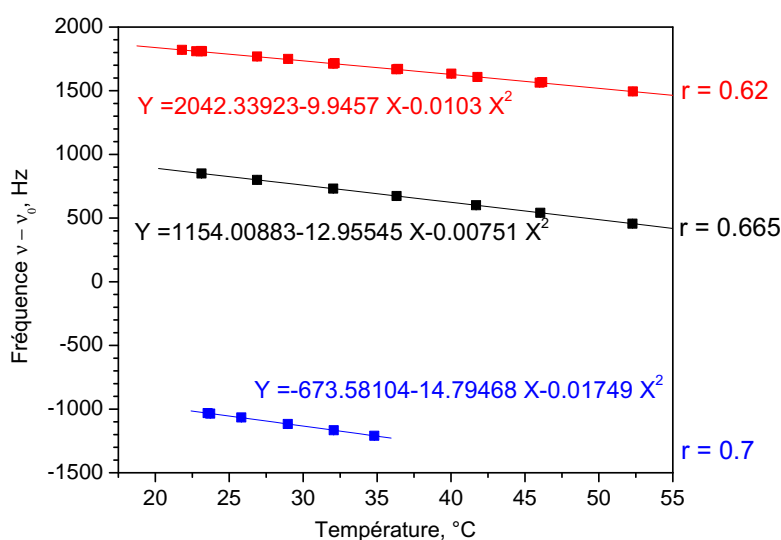


Figure 4.15 – Dépendance thermique de la fréquence d'horloge pour trois cellules Triad bigaz (Ar-N<sub>2</sub>).

Le tableau 4.8 présente les valeurs de température d'inversion calculées pour différentes proportions Ar-N<sub>2</sub> et les valeurs de température d'inversion obtenues à partir des points expérimentaux ( $T_{inv}$  mesurée).

Tableau 4.8 – Température d'inversion pour différentes rapports de pression Ar-N<sub>2</sub>.

Rapport demandé $r_{Ar/N_2}$	Rapport inversé $r'_{N_2/Ar}$ $r = 1/r'$	Portion de N <sub>2</sub> $r'_{N_2/total}$ $r = r'/(1 - r')$	$T_{inv}$ mesurée
0.7 ( $T_{inv} = 5\text{ °C}$ )	1.43 ( $T_{inv} = -160\text{ °C}$ )	2.33 ( $T_{inv} = -364\text{ °C}$ )	$T_{inv} = -423\text{ °C}$
0.665 ( $T_{inv} = 13\text{ °C}$ )	1.50 ( $T_{inv} = -177\text{ °C}$ )	1.99 ( $T_{inv} = -286\text{ °C}$ )	$T_{inv} = -863\text{ °C}$
0.62 ( $T_{inv} = 24\text{ °C}$ )	1.62 ( $T_{inv} = -203\text{ °C}$ )	1.63 ( $T_{inv} = -206\text{ °C}$ )	$T_{inv} = -483\text{ °C}$

La température d'inversion dans ces cellules est trop basse par rapport à la température d'inversion attendue pour les mélanges demandés. Et puisque ces cellules ne seront pas alors utilisées, l'étude des causes possibles de cette anomalie s'arrête ici.

#### NIST

Nous disposons d'une cellule avec un mélange Ar-Ne. Cette cellule provient du NIST (Boulder, États-Unis) et apparemment elle doit contenir 50 torr de mélange Ar-Ne ( $r_{Ne/Ar} = 5.5$ , soit

dans les notations choisies  $r_{Ar/Ne} = 0.18$ ). Malheureusement, nous n'avons pas plus d'information sur cette cellule.

La mesure de la dépendance thermique de la fréquence d'horloge a été faite (voir figure 4.16). La température d'inversion calculée à partir de la composition attendue  $r_{Ar/Ne} = 0.18$  est  $18^\circ\text{C}$ . Mais la température d'inversion obtenue à partir des points expérimentaux est  $-5810^\circ\text{C}$ . On peut supposer que le rapport de gaz a été inversé. Effectivement, si on prend  $r_{Ar/Ne} = 1/(r_{Ar/Ne} = 0.18) = 5.5$  la température d'inversion sera  $-1795^\circ\text{C}$ .

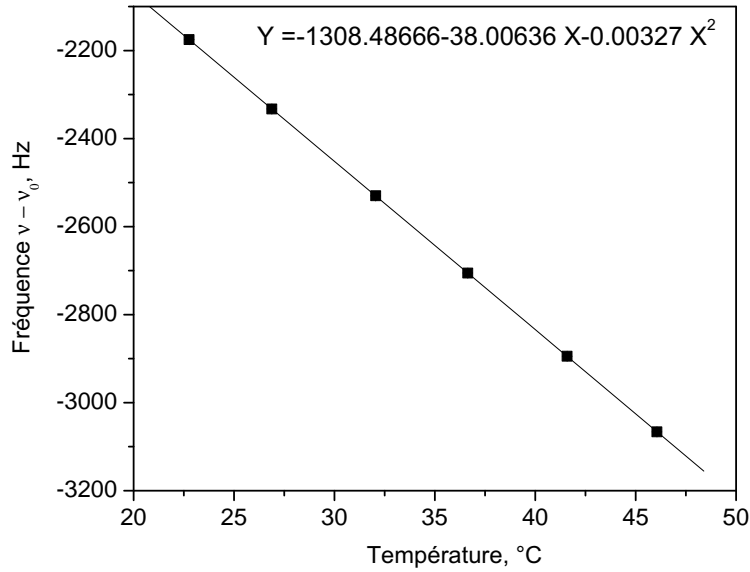


Figure 4.16 – Dépendance thermique de la fréquence d'horloge. Cellule bigaz NIST (Ar-Ne).

Pour cette cellule la dépendance thermique de fréquence mesurée a été "fittée" avec une équation (4.5):

$$\begin{aligned} \Delta\nu(T) &= P_{Ne} [(\beta_{Ne} + r\beta_{Ar}) + (\delta_{Ne} + r\delta_{Ar})(T - T_0) + (\gamma_{Ne} + r\gamma_{Ar})(T - T_0)^2] \\ &+ \Delta^2\nu(Ar) + b_{Ar}(rP_{Ne})^2. \end{aligned}$$

avec les coefficients ( $\beta$ ,  $\delta$ ,  $\gamma$ ,  $b$ ,  $\Delta^2\nu$ ) fixées pour chaque gaz. La pression  $P_{Ne}$  et le rapport de pression  $r_{Ar/Ne}$  sont libres (voir figure 4.17). Les valeurs obtenues à partir de "fit":  $r = 4.38$  et  $P_{total} = P_{Ne} \cdot (1 + r) = 42.5$  torr. Ces valeurs sont en accord raisonnable avec les valeurs indiquées (en supposant que le rapport est inversé,  $r_{Ar/Ne} = 5.5$ ).

Pour cette cellule le déplacement de la fréquence optique a été également mesuré. A partir de la valeur obtenue  $S = -299.7$  MHz, on peut calculer la pression totale  $P_{total}$  à  $0^\circ\text{C}$  (toujours en supposant que le rapport est inversé,  $r_{Ar/Ne} = 5.5$ )  $P_{total} = \frac{(1 + r_{Ar/Ne}) \cdot S}{r_{Ar/Ne} \cdot \kappa_{Ar} + \kappa_{Ne}} \cdot \frac{273\text{K}}{295.5\text{K}} = 47.2$  torr. Cette valeur est assez proche de celle indiquée.

Si on calcule la valeur du déplacement de la fréquence optique attendue pour cette cellule, toujours en supposant que le rapport est inversé  $r_{Ar/Ne} = 5.5$ , on obtient  $S = \frac{P_{total}}{(1+r_{Ar/Ne})} (\kappa_{Ne} +$

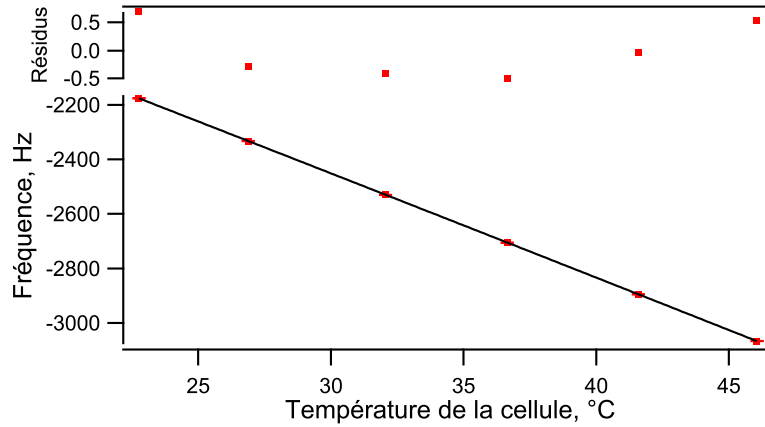


Figure 4.17 – Cellule bigaz NIST (Ar-Ne). Dépendance thermique de la fréquence d’horloge ”fittée” avec l’équation (4.5). Tous les coefficients sont fixés, seuls la pression  $P_{Ne}$  et le rapport de pression  $r_{Ar/Ne}$  sont libres.

$r_{\kappa_{Ar}} = 293.5$  MHz, on trouve un valeur assez proche de celle qui été mesurée. Tout cela montre que vraisemblablement le rapport est inversé.

Puisqu’il y a très peu d’information sur le remplissage de cette cellule (telle que la température de remplissage, les incertitudes sur la pression totale et le rapport de mélange, la pureté des gaz), l’étude de cette cellule s’arrête ici.

#### SYRTE-Fribourg-Carbagas

Pour une étude plus concluante des mélanges de gaz tampon le contrôle de plusieurs paramètres est nécessaire: la température et la pression de remplissage, le rapport de gaz et la pureté des gaz utilisés, etc. Pour cela plusieurs cellules ont été remplies au SYTRE (voir chapitre 3, sous-section 3.1.7). Le mélange de gaz Ar- $N_2$  commandé chez Carbagas (Suisse) a été réalisé avec une incertitude relative de 2% et une pureté des gaz 99.999%. La pression et la température (0°C) sont bien contrôlées pendant le remplissage et le scellement des cellules.

On a également une cellule (A17) remplie à l’Université de Fribourg avec un mélange Ar- $N_2$  de Carbagas.

Pour chaque cellule la dépendance thermique de la fréquence d’horloge a été mesurée, les points expérimentaux ont été ”fittés” (interpolés ou extrapolés) pour déterminer la température d’inversion.

Pour obtenir la valeur expérimentale du rapport de pressions, la dépendance thermique est également ”fittée” avec un polynôme (équation (4.5)), les coefficients ( $\beta$ ,  $\delta$ ,  $\gamma$ ,  $b$ ,  $\Delta^2\nu$ ) étant fixés pour chaque gaz, la pression  $P_{N_2}$  et le rapport de pression  $r_{Ar/N_2}$  laissés libres (voir figures 4.18, 4.19, 4.20, 4.21).

Pour chaque cellule on trace les valeurs de la température d’inversion et du rapport de pressions obtenues expérimentalement (voir figure 4.22). Pour chaque cellule on trace également les valeurs du rapport données par le fabricant du mélange. Les valeurs données par le ”fit” sont en accord avec les valeurs du fabricant. Les valeurs expérimentales (les ronds rouges) sont ”fittées” par une droite (en rouge pointillé):

$$r_{exper} = 0.718(9) - 0.00441(18) \cdot (T_{inv} - T_0)$$

Il faut noter que cette équation est en très bon accord avec l’expression calculée à partir des coefficients

$$r_{calc}(Ar/N_2) = 0.724(12) - 0.00441(9) \cdot (T_{inv} - T_0). \text{ Cela nous permet d’avoir confiance dans}$$

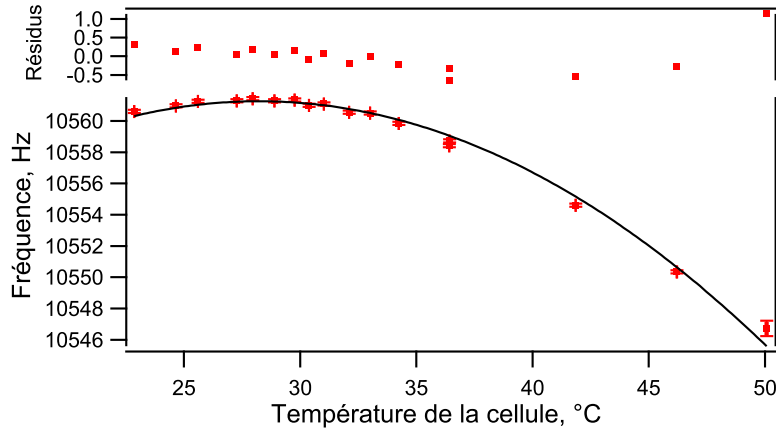


Figure 4.18 – Cellule 1A, SYRTE (mélange Ar-N<sub>2</sub>,  $r_{Ar/N_2} = 0.611 \pm 0.020$ ,  $P_{total} = 21.5$  torr). Dépendance thermique de la fréquence d’horloge ”fittée” avec l’équation (4.5). Tous les coefficients sont fixés, seuls la pression  $P_{N_2}$  et le rapport de pression  $r_{Ar/N_2}$  sont libres. Valeurs données par le ”fit”:  $P_{total} = 20.95 \pm 0.04$  torr,  $r_{Ar/N_2} = 0.600 \pm 0.003$ .

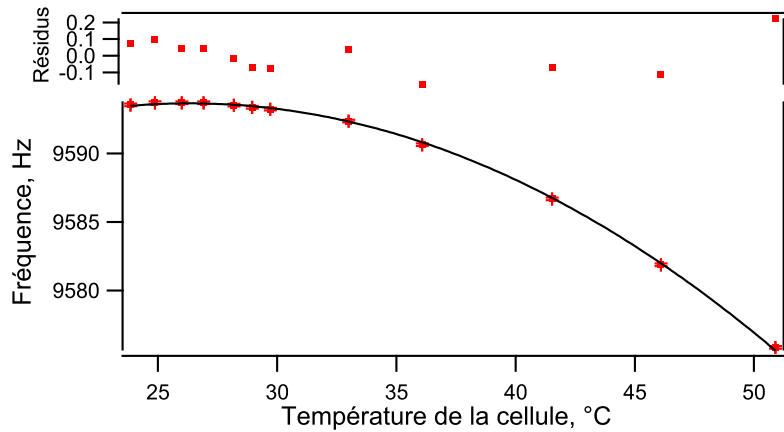


Figure 4.19 – Cellule 2A, SYRTE (mélange Ar-N<sub>2</sub>,  $r_{Ar/N_2} = 0.621 \pm 0.020$ ,  $P_{total} = 19.8$  torr). Dépendance thermique de la fréquence d’horloge ”fittée” avec l’équation (4.5). Tous les coefficients sont fixés, seuls la pression  $P_{N_2}$  et le rapport de pression  $r_{Ar/N_2}$  sont libres. Valeurs données par le ”fit”:  $P_{total} = 19.17 \pm 0.01$  torr,  $r_{Ar/N_2} = 0.6075 \pm 0.0003$ .

les coefficients obtenus.

Pour compléter cette analyse on peut donner aussi une expression à partir du ”fit” des points qui correspondent aux valeurs de  $r$  du fabricant:

$$r_{fabr} = 0.745(17) - 0.00470(33) \cdot (T_{inv} - T_0).$$

#### 4.4.3 Validation de méthode par les mesures de pression totale

Pour quelques cellules avec le mélange Ar-N<sub>2</sub> (faites au SYRTE) on peut comparer les résultats des différentes mesures de la pression totale du gaz tampon (à 0°C) : une mesure directe avant scellement de la cellule, une mesure à partir du déplacement de la transition d’horloge et une mesure à partir du déplacement de la transition optique (voir tableau 4.9).

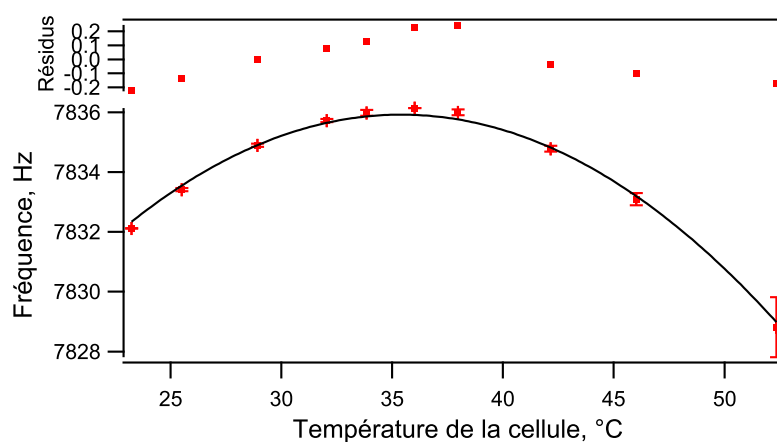


Figure 4.20 – Cellule SYRTE3 (mélange Ar-N<sub>2</sub>,  $r_{Ar/N_2} = 0.585 \pm 0.020$ ,  $P_{total} = 15.5$  torr). Dépendance thermique de la fréquence d’horloge ”fittée” avec l’équation (4.5). Tous les coefficients sont fixés, seuls la pression  $P_{N_2}$  et le rapport de pression  $r_{Ar/N_2}$  sont libres. Valeurs données par le ”fit”:  $P_{total} = 15.11 \pm 0.02$  torr,  $r_{Ar/N_2} = 0.5675 \pm 0.0006$ .

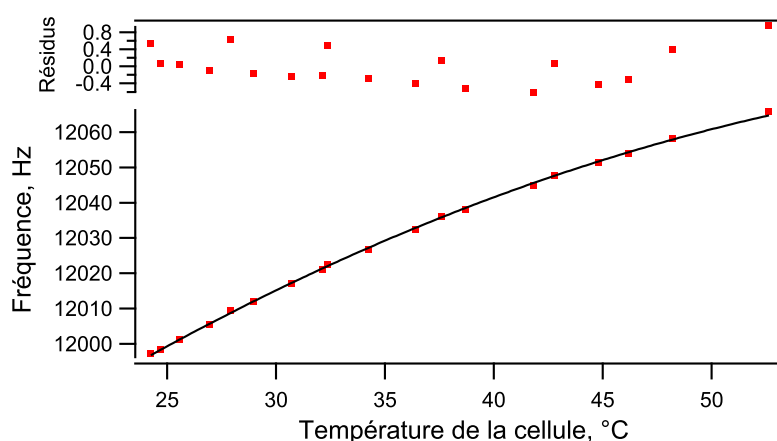


Figure 4.21 – Cellule A17 - Fribourg (mélange Ar-N<sub>2</sub>,  $r_{Ar/N_2} = 0.4 \pm 0.020$ ,  $P_{total} \sim 20$  torr). Dépendance thermique de la fréquence d’horloge ”fittée” avec l’équation (4.5). Tous les coefficients sont fixés, seuls la pression  $P_{N_2}$  et le rapport de pression  $r_{Ar/N_2}$  sont libres. Valeurs données par le ”fit”:  $P_{total} = 19.84 \pm 0.4$  torr,  $r_{Ar/N_2} = 0.4051 \pm 0.0008$ .

Le première méthode (une mesure directe) consiste à mesurer la pression totale du gaz tampon avec un manomètre placé le plus près possible de la cellule à 0°C avant scellement de la cellule (voir chapitre 3, sous-section 3.1.7). Malgré la précision qu’on peut avoir avec le manomètre utilisé, pendant le scellement la température et la pression sont difficiles à contrôler, et la valeur de la pression dans la cellule scellée peut être différente de la valeur avant scellement. Cela peut expliquer la différence de cette valeur par rapport aux valeurs des autres méthodes.

Dans la deuxième méthode la valeur de la pression totale est obtenue à partir du ”fit” de la dépendance thermique de la fréquence d’horloge avec un polynôme (équation (4.5)) avec les coefficients fixés pour chaque gaz, la pression et le rapport de pression libres.

Dans la troisième méthode le déplacement de fréquence optique ( $S$ ) a été mesuré et à partir de ces mesures il est possible de déduire la pression totale à 0°C de mélange de gaz dans la

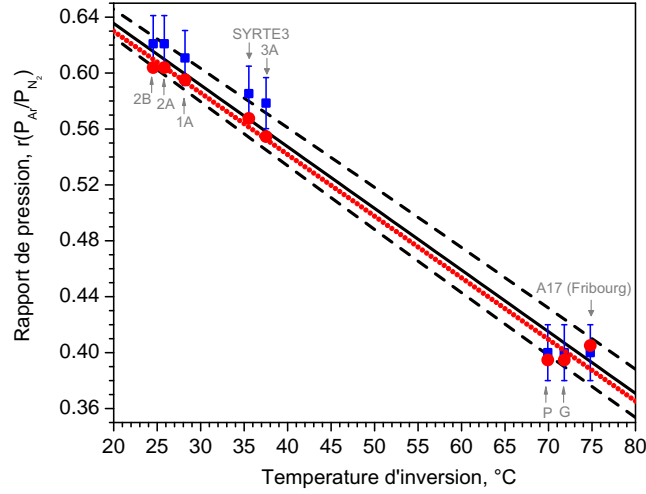


Figure 4.22 – Le rapport des pressions ( $r_{Ar/N_2}$ ) en fonction de la température d'inversion  $T_{inv}$ . En noir : les valeurs calculées à partir des coefficients. Les carrés bleus et les ronds rouges : les températures d'inversion mesurées pour 8 cellules. Pour chaque cellule deux valeurs de  $r_{Ar/N_2}$  sont tracées: celle donnée par le fabricant du mélange (les carrés bleus) et celle donnée par le "fit" (les ronds rouges). En rouge pointillé - "fit" des points rouges.

cellule à condition qu'on connaisse le rapport  $r_{Ar/N_2}$ :  $P_{total} = \frac{(1 + r_{Ar/N_2}) \cdot S}{r_{Ar/N_2} \cdot \kappa_{Ar} + \kappa_{N_2}} \cdot \frac{273K}{295.5K}$ . Ici on calcule deux valeurs: l'une pour  $r$  donné par le fabricant, l'autre pour  $r$  obtenu à partir du "fit" de la dépendance thermique de la fréquence d'horloge.

On voit que les deux dernières méthodes donnent des valeurs assez proches, et cela confirme que nos méthodes de mesure (pour la dépendance thermique de la fréquence d'horloge et pour la mesure de la pression dans les cellules monogaz) sont valables, qu'il y n'a pas de biais ou d'autres problèmes majeurs. Effectivement, les mesures de déplacement de transitions optiques et microonde sont séparées, et le fait que par ces deux méthodes on trouve les valeurs très proches est assez concluant.

## 4.5 Conclusion sur les déplacements collisionnels

Les principaux résultats obtenus décrits dans ce chapitre sont les suivants:

- La mesure de la dépendance thermique des coefficients de déplacement collisionnel des transitions optiques (la raie D1) de Cs en présence des gaz tampons ( $N_2$ , Ne et Ar) (voir tableau 4.1). Cette dépendance thermique n'a jamais été mesurée auparavant.

- La mesure de la dépendance thermique du déplacement collisionnel de la transition d'horloge de Cs en présence des gaz tampons ( $N_2$ , Ne et Ar): coefficient linéaire de pression, coefficients linéaire et quadratique de température (tableau 4.7). Par rapport aux mesures précédentes l'incertitude sur les coefficients linéaires de pression et de température a été réduite. Le coefficient quadratique de température (pour  $N_2$  et Ne) a été mesuré pour la première fois. Pour Ar le coefficient quadratique de température est petit, on donne une estimation supérieure de sa valeur.



Tableau 4.9 – Résultats de mesure de pression totale de mélange de gaz Ar-N<sub>2</sub> (à la température 0°C) par les différentes méthodes.

Cell	$P_{totale}$ scellement torr	$P_{totale}$ microonde torr	$P_{totale}$ optique ( $r_{fit}$ ) torr	$P_{totale}$ optique ( $r_{fabr}$ ) torr
G	16.04	15.18	15.03	15.04
SYRTE3	15.51	15.11	15.03	15.06
1A	21.53	20.95	21.07	21.10
2A	19.78	19.17	19.30	19.32
2B	20.27	19.59	19.82	19.85
3A	20.35	19.45	19.66	19.70

- Pour le gaz tampon Ne la température d'inversion autour de 79°C a été prédite à partir des coefficients obtenus et confirmée expérimentalement.

- A partir des coefficients obtenus pour les trois gaz tampons, les différentes combinaisons des gaz possibles (Ar-N<sub>2</sub>, Ar-Ne et N<sub>2</sub>-Ne), permettant d'annuler la dépendance thermique de la fréquence d'horloge à une température voulue ont été calculées.

- L'équation reliant composition et température d'inversion  $r_{Ar/N_2}(T_{inv})$  calculée pour le mélange Ar-N<sub>2</sub> a été confirmée expérimentalement sur des cellules contenant différentes proportions des gaz Ar et N<sub>2</sub>.

- Cette étude a permis de réaliser une cellule (1A) avec la composition du mélange Ar-N<sub>2</sub> présentant une inversion de température autour de 29°C, température pour laquelle le signal est maximum (voir chapitre 5).



## Chapitre 5

# Étude du signal et de la relaxation

Dans ce chapitre on présente

- les résultats de l'étude de l'influence des différents paramètres sur le signal et l'optimisation de ces paramètres pour l'amélioration du signal.
- les résultats d'une étude préliminaire sur les temps de relaxation dans les cellules, ainsi que les problèmes rencontrés et les pistes pour les contourner.
- les résultats de l'étude de l'influence de la largeur du laser sur la forme du signal.

### 5.1 Amplitude du signal

Avoir une amplitude maximale du signal est important pour la stabilité de fréquence.

D'une part cela permet d'augmenter le rapport signal à bruit. D'autre part, à largeur fixe l'augmentation de l'amplitude permet d'augmenter la pente (V/Hz) du discriminateur pour l'asservissement (cela permet de corriger la fréquence avec plus de précision).

#### 5.1.1 Amplitude et intensité laser

L'amplitude du signal en fonction de l'intensité laser est mesurée pour la cellule cellule 1A (mélange Ar-N<sub>2</sub>) dans les cas continu et Ramsey (voir figures 5.1). Dans la plage des intensités utilisées le signal augmente linéairement avec l'intensité. On a donc intérêt à travailler à forte intensité pour avoir le meilleur signal.

#### 5.1.2 Amplitude et séquence Ramsey

Les figures 5.2, 5.3, 5.5, 5.6 montrent la dépendance de l'amplitude de la frange centrale en fonction de différents paramètres de la séquence (temps de pompage  $\tau$  (durée d'un pulse), temps de Ramsey  $T_R$  (temps entre deux pulses), temps de détection  $t_d$  (instant où le signal est mesuré), temps de mesure  $t_m$  (durée de la mesure))(voir figure 3.38, page 58). La figure 5.4 montre l'évolution de l'amplitude de la frange centrale en fonction du temps de pompage pour les différentes intensités laser. Ces mesures sont faites pour une cellule 1A (mélange Ar-N<sub>2</sub>  $r_{Ar-N_2} = 0.6$ , pression totale 21 torr) à 29°C, pour l'intensité laser totale 1000  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$  (les intensités des deux lasers sont égales)), diamètre de faisceau 12 mm.

Ces mesures permettent de choisir la séquence optimale pour nos conditions expérimentales : temps de Ramsey  $T_R = 4$  ms, temps de pompage  $\tau \approx 3$  ms, temps de détection  $t_d = 0.010$  ms et temps de mesure  $t_m = 0.025$  ms.

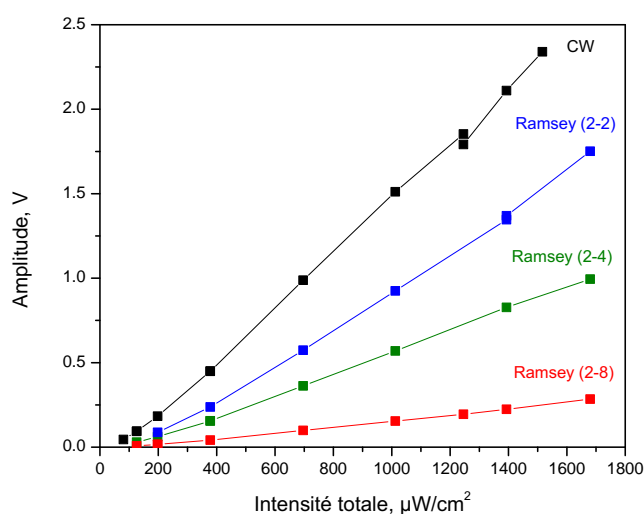


Figure 5.1 – Amplitude du signal en fonction de l'intensité laser. Amplitude de la résonance CPT dans le cas continu en noir. Cas Ramsey, amplitude de la frange centrale, trois séquences différentes:  $\tau = 2$  ms,  $T_R = 2$  ms (en bleu);  $\tau = 2$  ms,  $T_R = 4$  ms (en vert);  $\tau = 2$  ms,  $T_R = 8$  ms (en rouge). Cellule 1A (mélange Ar-N<sub>2</sub>  $r_{Ar-N_2} = 0.6$ , pression totale 21 torr), température 29°C, diamètre du faisceau 12 mm, champ magnétique 210 mG.

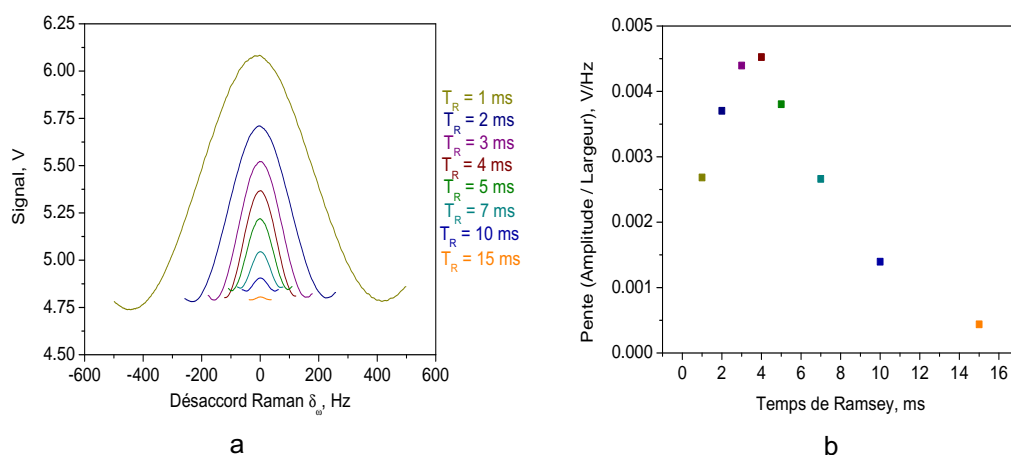


Figure 5.2 – a) Frange centrale en fonction du temps de Ramsey  $T_R$ . b) Rapport amplitude / largeur en fonction du temps Ramsey  $T_R$ . Temps de pompage  $\tau = 2$  ms, temps de détection  $t_d = 0.010$  ms, temps de mesure  $t_m = 0.025$  ms. Cellule 1A (mélange Ar-N<sub>2</sub>  $r_{Ar-N_2} = 0.6$ , pression totale 21 torr), température 29°C, diamètre du faisceau 12 mm, intensité laser 1000  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ , champ magnétique 210 mG.

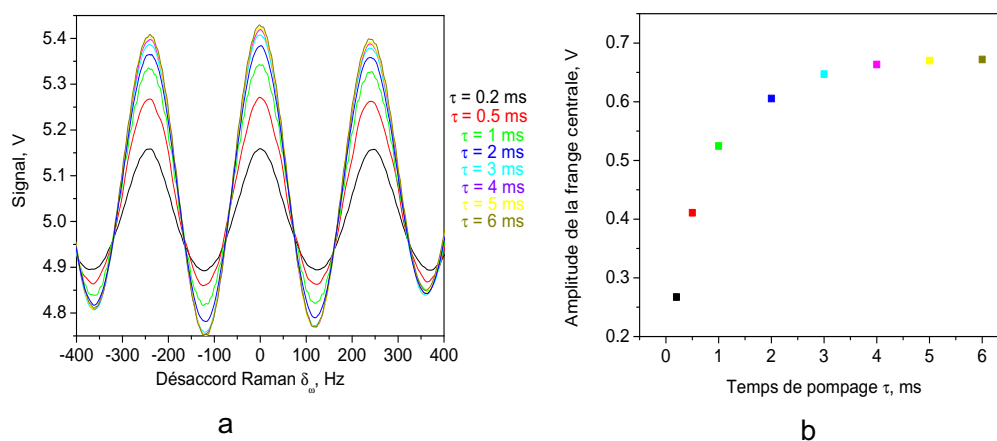


Figure 5.3 – Amplitude de la frange centrale en fonction du temps de pompage  $\tau$ . Temps de Ramsey  $T_R = 4$  ms, temps de détection  $t_d = 0.010$  ms, temps de mesure  $t_m = 0.025$  ms. Cellule 1A (mélange Ar-N<sub>2</sub>  $r_{Ar-N_2} = 0.6$ , pression totale 21 torr), température 29°C, diamètre du faisceau 12 mm, intensité laser  $1000 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ , champ magnétique 210 mG.

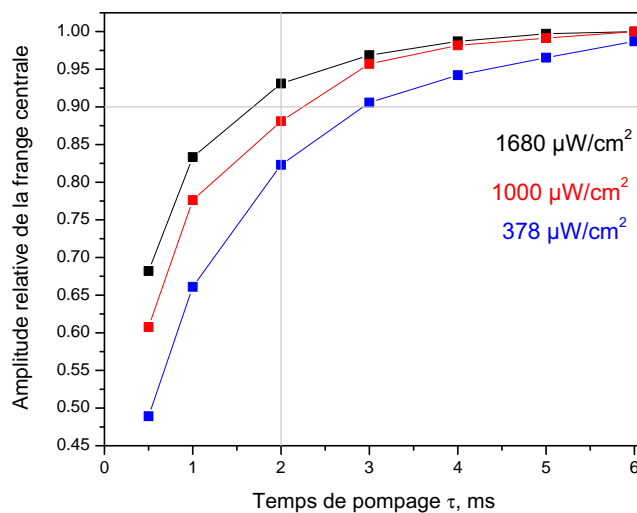


Figure 5.4 – Amplitude de la frange centrale relative (par rapport à la frange avec le pompage du maximum d'atomes) en fonction du temps de pompage  $\tau$  pour différentes intensités. Pour l'intensité laser de  $1000 \mu\text{W}/\text{cm}^2$  à  $\tau = 2$  ms l'amplitude est de 88% de sa valeur maximale. Temps de Ramsey  $T_R = 4$  ms, temps de détection  $t_d = 0.010$  ms, temps de mesure  $t_m = 0.025$  ms. Cellule 1A (mélange Ar-N<sub>2</sub>  $r_{Ar-N_2} = 0.6$ , pression totale 21 torr), température 29°C, diamètre du faisceau 12 mm, champ magnétique 210 mG.

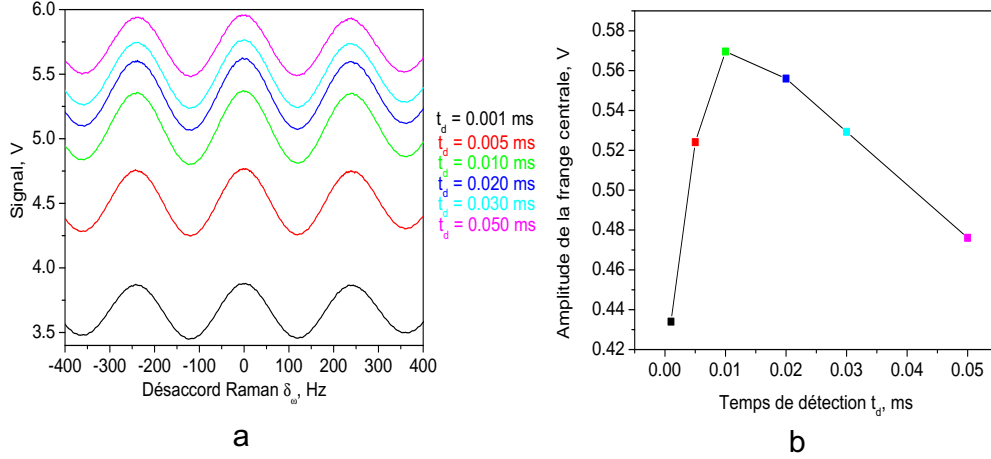


Figure 5.5 – Amplitude de la frange centrale en fonction du temps de détection  $t_d$ . Temps de pompage  $\tau = 2$  ms, temps de Ramsey  $T_R = 4$  ms, temps de mesure  $t_m = 0.025$  ms. Cellule 1A (mélange Ar- $N_2$   $r_{Ar-N_2} = 0.6$ , pression totale 21 torr), température 29°C, diamètre du faisceau 12 mm, intensité laser 1000  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ , champ magnétique 210 mG.

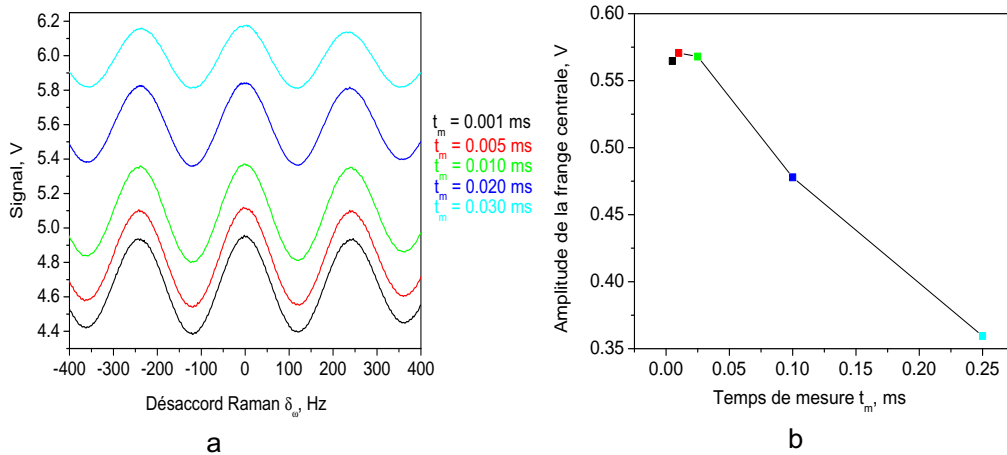


Figure 5.6 – Amplitude de la frange centrale en fonction du temps de mesure  $t_m$ . Temps de pompage  $\tau = 2$  ms, temps de Ramsey  $T_R = 4$  ms, temps de détection  $t_d = 0.010$  ms. Cellule 1A (mélange Ar- $N_2$   $r_{Ar-N_2} = 0.6$ , pression totale 21 torr), température 29°C, diamètre du faisceau 12 mm, intensité laser 1000  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ , champ magnétique 210 mG.

Notons que ces optima ont du sens. Quand le temps Ramsey  $T_R$  augmente, le signal diminue en  $\exp[-T_R/T_2]$  ( $T_2$  est le temps de relaxation de la cohérence hyperfine), et la largeur des franges diminue en  $1/[2T_R]$ . On trouve bien un optimum pour  $T_R \simeq T_2$ .

Le critère pour le choix du temps de pompage ( $\tau$ ) est l'amplitude du signal. Le signal détecté dépend de la durée de l'impulsion et de l'intensité laser. Pour une intensité total de  $1 \text{ mW/cm}^2$  on arrive à obtenir 95% de la valeur maximale du signal pour une durée d'impulsion de 3 ms.

D'un coté la détection ( $t_d$ ) ne doit pas se faire trop tôt sur le front de l'impulsion, car on risque d'avoir un niveau d'intensité insuffisant et donc un signal très faible. D'un autre coté la détection ne doit pas se faire trop tard, car dans ce cas la cohérence créée par l'impulsion précédente sera détruite par le pompage vers l'état stationnaire d'un nouvel état cohérent.

Le choix de la durée de mesures ( $t_m$ ) est un compromis entre une durée de détection la plus longue possible et la destruction de la cohérence pour la détection un signal qui évolue vers l'état stationnaire.

### 5.1.3 Amplitude et température

L'amplitude du signal CPT dépend de la température de la cellule. Avec l'augmentation de la température de la cellule la densité de vapeur de Cs augmente et cela mène à une augmentation du signal. Mais à partir d'une certaine température le milieu devient optiquement dense (à cause de l'absorption de la lumière incidente par les atomes qui se trouvent sur les sous-niveaux Zeeman autres que  $m_F=0$ ) et en plus le taux de relaxation de la cohérence augmente (à cause des collisions Cs-gaz tampon ou Cs-Cs) (voir page 18). Il existe donc une température optimale pour laquelle l'amplitude du signal est maximale.

*Mode Ramsey.* La figure 5.7 montre l'amplitude du signal en fonction de la température pour différentes intensités laser.

Les mesures préliminaires montrent qu'il existe une faible dépendance de la température du maximum d'amplitude aux différents temps de pompage ( $\tau$ ) et temps Ramsey ( $T_R$ ) (voir figures 5.8).

On voit toujours une augmentation de la température optimale pour les séquences dans lesquelles les atomes sont éclairés plus longtemps. On peut donner une explication intuitive: a) avec l'augmentation du temps entre les impulsions ( $T_R$ ) la relaxation entre les impulsions augmente et cela est équivalent à l'augmentation de la densité; b) avec l'augmentation du temps de pompage, plus d'atomes sont pompés vers l'état noir et l'absorption (sur les sous-niveaux Zeeman impliqués) baisse, cela est équivalent à une diminution de la densité.

*Mode continu.* On observe également cette dépendance de la température optimale en fonction de l'intensité incidente pour le cas continu (voir figure 5.9).

*Explication simple.* Le fait que pour une plus grande intensité le maximum du signal avec la température est déplacé vers les plus hautes températures peut être expliqué par le fait que pour une plus forte intensité on peut avoir un niveau d'absorption (la température) plus grand avant que l'intensité transmise vers l'extrémité de la cellule ne devienne trop faible et entraîne une baisse du signal. Autrement dit, avec l'augmentation de la température et donc de l'absorption plus grande intensité est nécessaire pour atteindre le fond de la cellule et exciter les atomes qui y se trouvent. Plus l'intensité est grande, pour plus haute température suffisamment de lumière atteint le fond de la cellule et excite les atomes vers l'état noir.

*Modèle théorique.* Un modèle simple pour expliquer cet effet est proposé. Il est basé sur le calcul numérique de la différence d'intensité transmise entre le fond de la courbe d'absorption Doppler sans résonance CPT (à la fréquence qui correspond au centre de la résonance CPT), et le sommet de la résonance CPT tenant compte de tous les sous-niveaux Zeeman (voir page

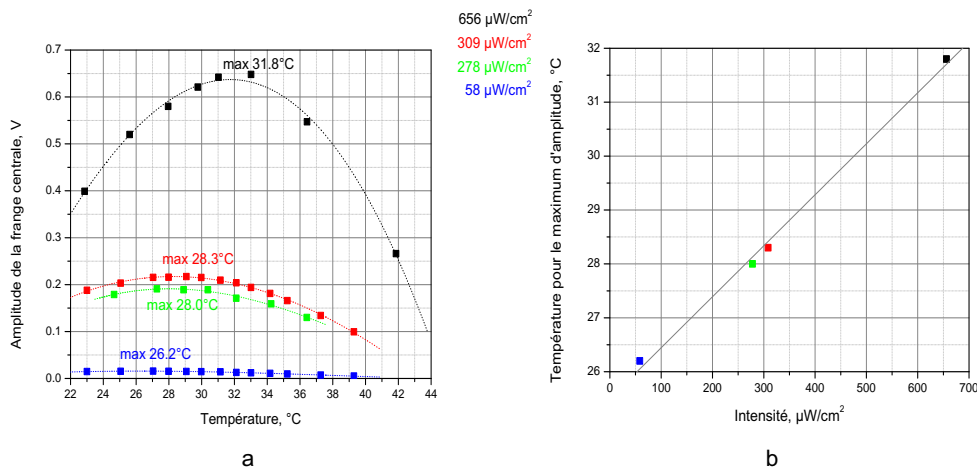


Figure 5.7 – a) Amplitude de la frange centrale en fonction de la température pour les différentes intensités laser (de 58  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$  à 656  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ ). Les points expérimentaux sont interpolés (courbes en pointillé). b) Température de l'amplitude maximale en fonction de l'intensité incidente (fit linéaire, pente 0.009  $^\circ\text{C} / (\mu\text{W}/\text{cm}^2)$ ). Cellule 1A (mélange Ar- $\text{N}_2$   $r_{\text{Ar}-\text{N}_2} = 0.6$ , pression totale 21 torr), longueur de la cellule 50 mm, diamètre faisceau 11 mm. Mode Ramsey ( $\tau = 2$  ms,  $T_R = 4$  ms).

19, paragraphe "Amplitude de résonance").

On trouve un accord qualitatif avec l'expérience, mais pas quantitatif (voir figure 5.9). Dans l'expérience le déplacement de la température du maximum du signal avec l'intensité laser est plus important que celui donné par les calculs. L'accord entre expérience et le calcul est meilleur pour les basses intensités.

*Remarques.* Il faut noter qu'un des paramètres critiques pour les calculs est la densité d'atomes de Cs à une température donnée. Cette densité est connue avec une grande incertitude (de l'ordre de 10%). Et le modèle est très sensible à ce paramètre. Le changement de la valeur de la densité d'atomes de Cs de 10% déplace la valeur de la température du maximum de signal donnée par le modèle de plus de 1  $^\circ\text{C}$ .

Dans les calculs on ne tient pas compte de la structure transversale du faisceau (du profil du faisceau), l'intensité est considérée constante sur tout le diamètre du faisceau. Mais dans l'expérience le profil est gaussien (le diamètre à  $1/e^2$  du maximum est de 30 mm et on sélectionne la partie centrale de 11 mm avec un diaphragme).

De plus le modèle est assez simple et ne tient pas compte, par exemple, de la structure des niveaux du Cs et du recouvrement possible des transitions avec l'augmentation de la température. Le modèle ne tient pas compte non plus de l'absorption de l'intensité du laser sur la longueur de la cellule (de l'évolution de l'intensité transmise au long de la cellule à cause de l'absorption). Toutes ces raisons peuvent expliquer le désaccord quantitatif entre les calculs et l'expérience.

**Conclusion.** La température optimale pour le maximum du signal dépend de l'intensité laser. Il faut tenir compte de cela pour le choix des paramètres optimaux pour le fonctionnement d'une horloge CPT.

Il faut rappeler que cette température optimale dépend également de la cellule : de sa



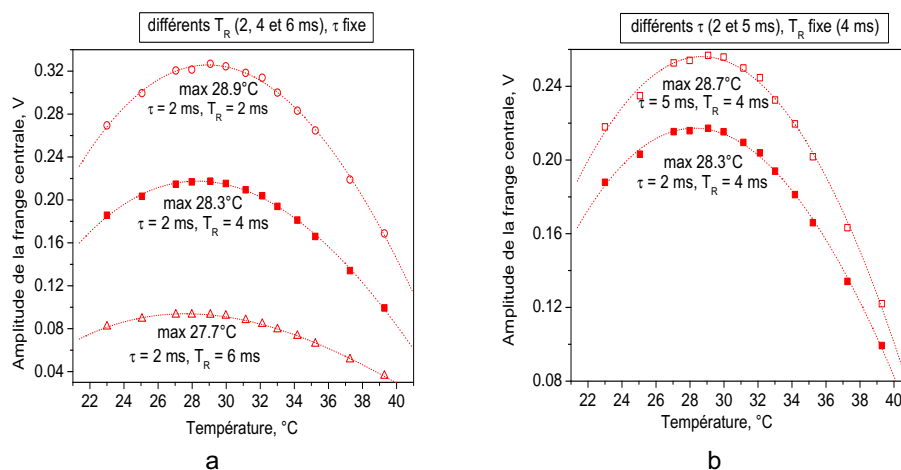


Figure 5.8 – Amplitude de la frange centrale en fonction de la température pour les différentes séquences : a)  $T_R$  change (2, 4 et 6 ms),  $\tau$  fixe (2 ms); b)  $\tau$  change (2 et 5 ms),  $T_R$  fixe (4 ms). Les points expérimentaux sont interpolés (courbes en pointillé). Cellule 1A, diamètre faisceau 11 mm. Intensité  $309 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ .

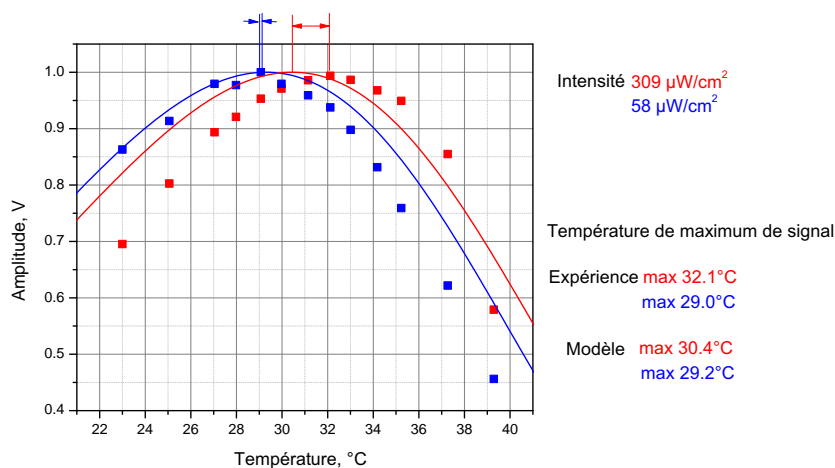


Figure 5.9 – Amplitude de la résonance CPT en fonction de la température pour deux intensités laser ( $58 \mu\text{W}/\text{cm}^2$  (bleu) et  $309 \mu\text{W}/\text{cm}^2$  (rouge)). Points - mesures expérimentales. Courbes continues - modèle théorique. Cellule 1A, diamètre faisceau 11 mm. Mode continu.

longueur et du gaz tampon utilisé (le type et la pression). Notons que le contrôle précis de la pression du gaz tampon lors du remplissage de la cellule est une tâche qui s'avère difficile. Et même si on pouvait établir la pression exacte pour avoir un maximum de signal à une

température voulue, on aura toujours des décalages lors de la fabrication de la cellule. Le fait que cette température optimale dépende aussi de l'intensité laser offre une possibilité "d'ajuster" cette température et de la ramener vers une valeur voulue (dans la plage de quelques °C).

Notons que cet "ajustement" n'est pas anodin. Par exemple, l'augmentation de l'intensité laser mène à une augmentation des déplacements lumineux, qui peut dégrader la stabilité long terme. La diminution de l'intensité laser conduit à la diminution du signal et donc à la dégradation du rapport signal à bruit, ce qui empire la stabilité court terme.

Remarquons aussi que la dépendance de la température du maximum de signal avec l'intensité laser a été observée dans l'article [92].

### 5.1.4 Amplitude et schémas d'excitation.

**Amplitude pour différentes transitions.** On travaille sur la raie D1 du Cs donc on peut pomper les atomes dans un état noir via les états excités  $6^2P_{1/2} F' = 3$  ou  $6^2P_{1/2} F' = 4$  (voir figures 5.10).

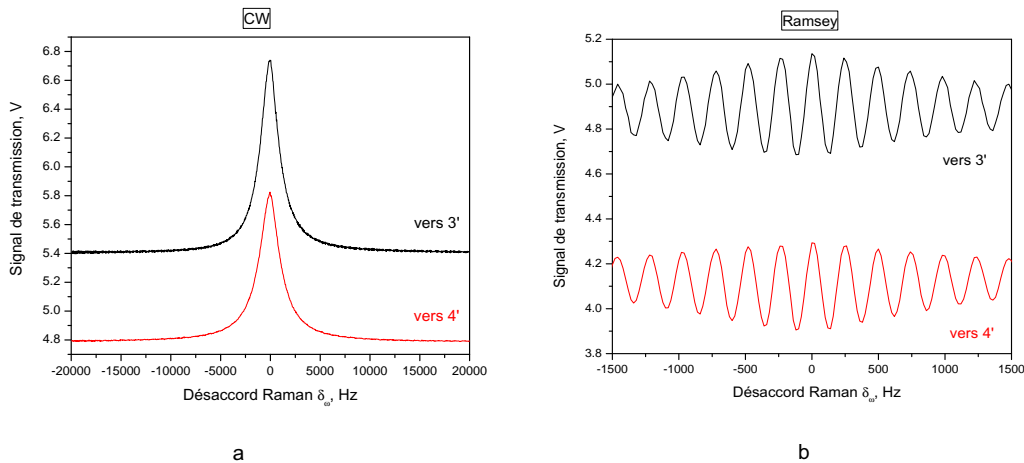


Figure 5.10 – Résonance CPT pour l'excitation via les niveaux  $F' = 3$  (noir) et  $F' = 4$  (rouge); a) Mode continu; b) Mode Ramsey. Cellule 1A, 29 °C, intensité totale  $600\mu\text{W}/\text{cm}^2$ .

Dans le cas continu amplitude et contraste (amplitude/fond) sont légèrement meilleurs dans le cas d'excitation vers le niveau  $F' = 3$  (contraste 25% avec  $F' = 3$  et 22% avec  $F' = 4$ ). Pour une interrogation Ramsey, l'amplitude est légèrement meilleure dans le cas d'excitation via le niveau  $F' = 3$  (0.45V contre 0.39 dans le cas  $F' = 4$ ), mais le contraste est meilleur dans le cas  $F' = 4$  (9.2% pour  $F' = 3$  et 9.5% pour  $F' = 4$ ).

**Amplitude pour différents schémas d'excitation.** Le montage permet de comparer deux schémas d'excitation: double- $\Lambda$  et traditionnel avec une polarisation circulaire (voir page 20).

Le contraste du signal (la résonance  $m_F=0 - m_F=0$ ) dans le schéma double- $\Lambda$  est nettement plus important (plus de 22%) que celui obtenu dans le schéma traditionnel (moins de 6%) (voir figures 5.11).

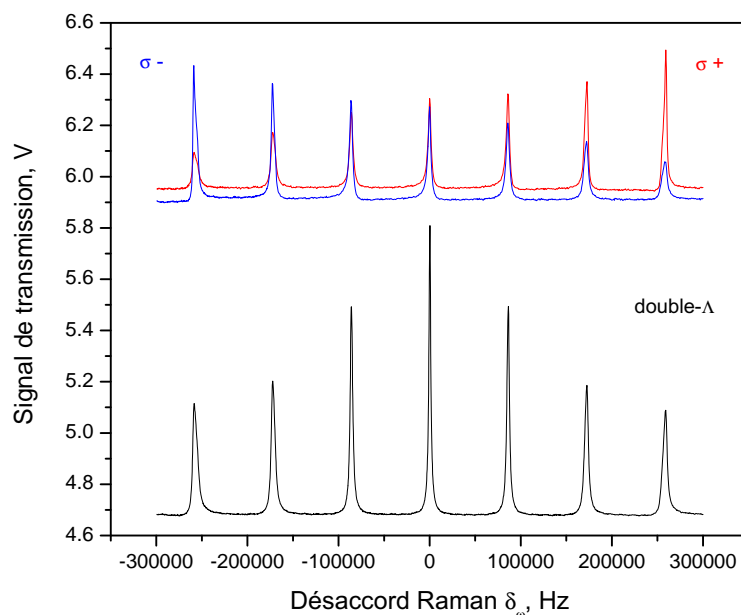


Figure 5.11 – Résonance CPT pour les différents schémas d'excitation: double- $\Lambda$  (noir) et circulaire ( $\sigma+$  en rouge,  $\sigma-$  en bleu). Excitation via niveau  $F' = 4$ . Cellule 1A, 29 °C, intensité totale  $600\mu\text{W}/\text{cm}^2$ .

Il faut noter que les amplitudes des résonances CPT formées sur les différents sous-niveaux Zeeman ne sont pas directement proportionnelles au produit des coefficients Clebsch-Gordan [27] (voir tableau 5.1. Ce désaccord peut être expliqué par les effets de pompage et de balayage (pour enregistrer le spectre la fréquence est balayé dans un sens (du CPT -3 -3 vers +3 +3)).

Tableau 5.1 – Amplitudes relatives des résonances CPT formées sur les différents sous-niveaux Zeeman. Valeurs mesurées et théoriques (à partir des coefficients Clebsch-Gordan). Deux schémas d'excitation: circulaire ( $\sigma+$  et  $\sigma-$ ) et double- $\Lambda$ .

Résonances:	-3 -3	-2 -2	-1 -1	0 0	+1 +1	+2 +2	+3 +3
$\sigma+$							
mesuré	0.40	0.62	0.84	1.00	1.05	1.19	1.54
théorique	0.26	0.52	0.77	1.00	1.16	1.20	1.05
$\sigma-$							
mesuré	1.45	1.26	1.07	1.00	0.83	0.63	0.40
théorique	1.05	1.20	1.16	1.00	0.77	0.52	0.26
double- $\Lambda$							
mesuré	0.38	0.46	0.72	1.00	0.72	0.44	0.36
théorique	0.66	0.87	0.97	1.00	0.97	0.87	0.66

### 5.1.5 Amplitude et champ magnétique

On applique un champ magnétique pour séparer les niveaux Zeeman (pour lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman et séparer la résonance métrologique  $m_F=0 - m_F=0$ ). Dans le cas de schéma double- $\Lambda$ , la résonance métrologique est formée par les transitions  $\sigma+$  entre  $|F = 3, m_F = 0\rangle - |F' = 4, m_F = +1\rangle$  et  $|F = 4, m_F = 0\rangle - |F' = 4, m_F = +1\rangle$  (en vert sur la figure 5.12), et les transitions  $\sigma-$  entre  $|F = 3, m_F = 0\rangle - |F' = 4, m_F = -1\rangle$  et  $|F = 4, m_F = 0\rangle - |F' = 4, m_F = -1\rangle$  (en rouge sur la figure 5.12). Pour former la résonance CPT ces transitions utilisent les mêmes sous-niveaux Zeeman ( $|F = 3, m_F = 0\rangle$  et  $|F = 4, m_F = 0\rangle$ ). La résonance métrologique est sensible au champ magnétique au deuxième ordre ( $427.45 \text{ Hz/G}^2$ ).

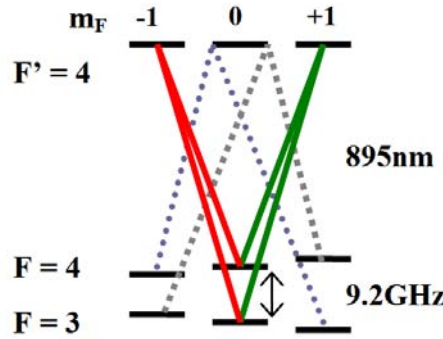


Figure 5.12 – Schéma des transitions utilisées pour former la résonance métrologique. Seuls les sous-niveaux Zeeman impliqués sont montrés.

Dans le schéma double- $\Lambda$  la formation de résonances CPT, dont la fréquence est très proche de la fréquence de la résonance métrologique est possible. Il s'agit des résonances CPT formées par les transitions suivantes (voir figure 5.12): (1)  $|F = 3, m_F = -1\rangle - |F' = 4, m_F = 0\rangle$  et  $|F = 4, m_F = +1\rangle - |F' = 4, m_F = 0\rangle$  (en pointillé gris); (2)  $|F = 4, m_F = -1\rangle - |F' = 4, m_F = 0\rangle$  et  $|F = 3, m_F = +1\rangle - |F' = 4, m_F = 0\rangle$  (en pointillé violet). Les résonances CPT formées sur les transitions  $\Delta m_F = 2$  ont une sensibilité magnétique légèrement différente.

**Sensibilité magnétique.** On peut calculer l'énergie d'un sous niveau  $|F, m_F\rangle$  de l'état fondamental d'un atome alcalin soumis à un champ magnétique directeur  $B$  avec la formule de Breit-Rabi [93, 94]:

$$E_{F,m_F} = -\frac{\Delta E}{2(2I+1)} - g_I m_F \mu_B B \pm \frac{\Delta E}{2} \left(1 + \frac{4m_F}{2I+1} x + x^2\right)^{1/2}, \quad (5.1)$$

où  $\mu_B$  est le magnéton de Bohr,  $B$  est le champ magnétique appliqué,  $g_I$  le facteur de Landé nucléaire,  $g_J$  le facteur de Landé électronique,  $I$  est le spin nucléaire ( $I=7/2$  pour Cs),  $\Delta E$  est l'écart hyperfin de l'état fondamental et  $x = (g_I + g_J) \frac{\mu_B B}{\Delta E}$  est une grandeur sans dimension. Le signe  $\pm$  correspond à  $F = I \pm 1/2$ .

Rappelons qu'on peut trouver dans l'annexe A les valeurs des constantes fondamentales ( $\mu_B, h$ ), ainsi que les valeurs des constantes pour Cs ( $\nu_0, g_I, g_J(6^2 S_{1/2})$ ).

On peut calculer la fréquence de transition entre les sous-niveaux  $|F = 3, m = m_3\rangle$  et  $|F = 4, m = m_4\rangle$  (en supposant que le champ est petit ( $B \sim 10 \mu T$  ou  $0.1 G, x \ll 1$ )):

$$\begin{aligned}
\nu(m_3, m_4) &= \frac{E_{F=4, m=m_4} - E_{F=3, m=m_4}}{h} = \\
&= \frac{\nu_0}{2} \left( \sqrt{1 + \frac{m_4}{2}x + x^2} + \sqrt{1 + \frac{m_3}{2}x + x^2} \right) - g_I \frac{\mu_B B}{h} (m_4 - m_3) \simeq \\
&\simeq \nu_0 \left( 1 + \frac{(m_4 + m_3)x}{8} + \left(1 - \frac{(m_4)^2 + (m_3)^2}{32}\right) \frac{x^2}{2} \right) - g_I \frac{\mu_B B}{h} (m_4 - m_3)
\end{aligned} \tag{5.2}$$

La fréquence de la résonance 0-0 (résonance métrologique) est:

$$\nu_{00} = \nu(m_3 = 0, m_4 = 0) = \nu_0 \left( 1 + \frac{x^2}{2} \right). \tag{5.3}$$

On peut calculer la différence de fréquence entre la résonance 0-0 et les pics (1) et (2):

$$\begin{aligned}
\nu_1 - \nu_{00} &= \nu(m_3 = -1, m_4 = +1) - \nu(m_3 = 0, m_4 = 0) = \\
&= -g_I \frac{\mu_B B}{h} + \nu_0 \frac{x^2}{32} = -1116.492 \text{ Hz/G} + 26.71 \text{ Hz/G}^2,
\end{aligned} \tag{5.4}$$

et

$$\begin{aligned}
\nu_2 - \nu_{00} &= \nu(m_3 = +1, m_4 = -1) - \nu(m_3 = 0, m_4 = 0) = \\
&= +g_I \frac{\mu_B B}{h} + \nu_0 \frac{x^2}{32} = +1116.492 \text{ Hz/G} + 26.71 \text{ Hz/G}^2.
\end{aligned} \tag{5.5}$$

Ces calculs montrent que, avec l'augmentation du champ magnétique, les résonances (1) et (2) s'écartent de la résonance métrologique dans les sens opposées, mais pas de manière symétrique à cause du terme quadratique.

**Cas d'interrogation continue.** Les résonances CPT formées sur ces transitions  $\Delta m_F = 2$  (résonances (1) et (2)) sont observées dans le cas continu (voir figures 5.13). A partir des spectres enregistrés on peut mesurer leur sensibilité au champ magnétique (voir figures 5.14). Pour la résonance (1) la sensibilité est  $\nu_1 - \nu_{00} = -1070 \text{ Hz/G} + 22.3 \text{ Hz/G}^2$ , pour la résonance (2) -  $\nu_{fz}$  ( $\nu_2 - \nu_{00}$ ) = + 1133 Hz/G + 26.9 Hz/G<sup>2</sup>. On trouve un assez bon accord avec les valeurs calculées. Remarquons que l'amplitude relative des résonances  $\Delta m_F = 2$  par rapport à la résonance 0-0 est d'environ 25%, la valeur théorique (à partir des coefficients Clebsch - Gordan) est de 39%.

Pour les valeurs de champ magnétique utilisées pour le fonctionnement d'horloge (de l'ordre d'une centaine de mG) les pics "adjacents" ((1) et (2)) ne sont pas résolus. Dans le cas continu ces pics mènent à un élargissement de la résonance "métrologique" et peuvent induire une sensibilité supplémentaire au champ magnétique (surtout que leur écartement par rapport à la résonance métrologique n'est pas tout à fait symétrique).

**Cas d'interrogation Ramsey.** Dans le cas d'interrogation Ramsey la situation est plus complexe. Une dépendance de l'amplitude des franges au champ magnétique appliqué a été observée [45] (voir figure 5.15(b)).

Cette dépendance est due à la présence des pics "adjacents" ((1) et (2)). Superposées pour le champ magnétique nul, les franges de Ramsey des pics "adjacents" ((1) et (2)) s'écartent de la résonance "métrologique" avec l'augmentation du champ magnétique. Pour certaines valeurs de champ magnétique les maxima de la frange "métrologique" sont superposés avec les maxima

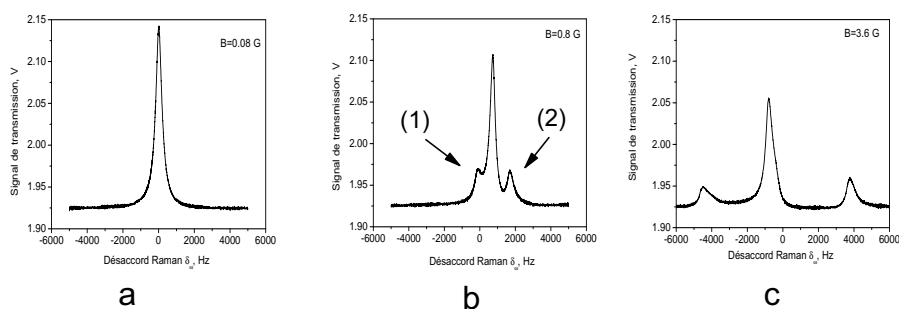


Figure 5.13 – La résonance CPT métrologique  $\nu_{00}$  et la résonance CPT formée sur les transitions  $\Delta m_F = 2$  ((1)  $|F = 3, m_F = -1\rangle - |F = 4, m_F = +1\rangle$  et (2)  $|F = 3, m_F = +1\rangle - |F = 4, m_F = -1\rangle$ ) pour différentes valeurs de champ magnétique (0.08 G, 0.8 G, 3.6 G).

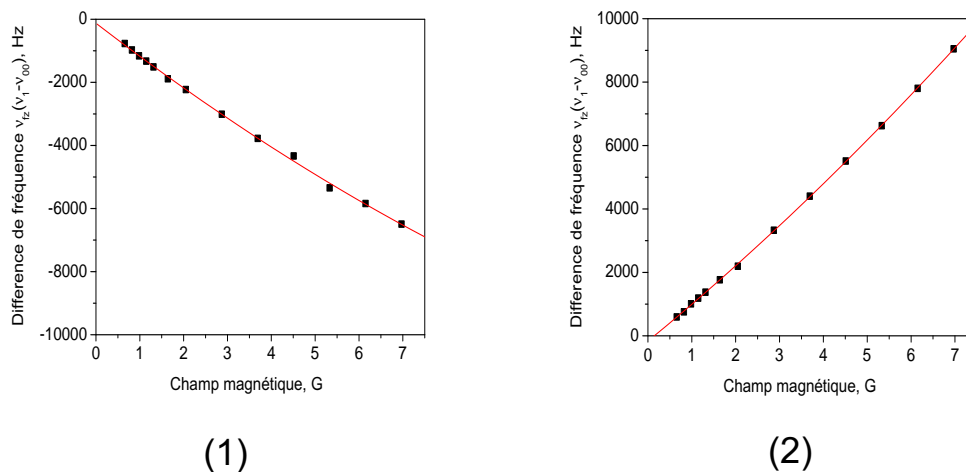


Figure 5.14 – L'écart en fréquence entre la résonance CPT métrologique  $\nu_{00}$  et la résonances CPT  $\Delta m_F = 2$  ((1)  $|F = 3, m_F = -1\rangle - |F = 4, m_F = +1\rangle$  et (2)  $|F = 3, m_F = +1\rangle - |F = 4, m_F = -1\rangle$ ) pour les différentes valeurs de champ magnétique. Les points expérimentaux sont "fittés" avec un polynôme de deuxième degré.

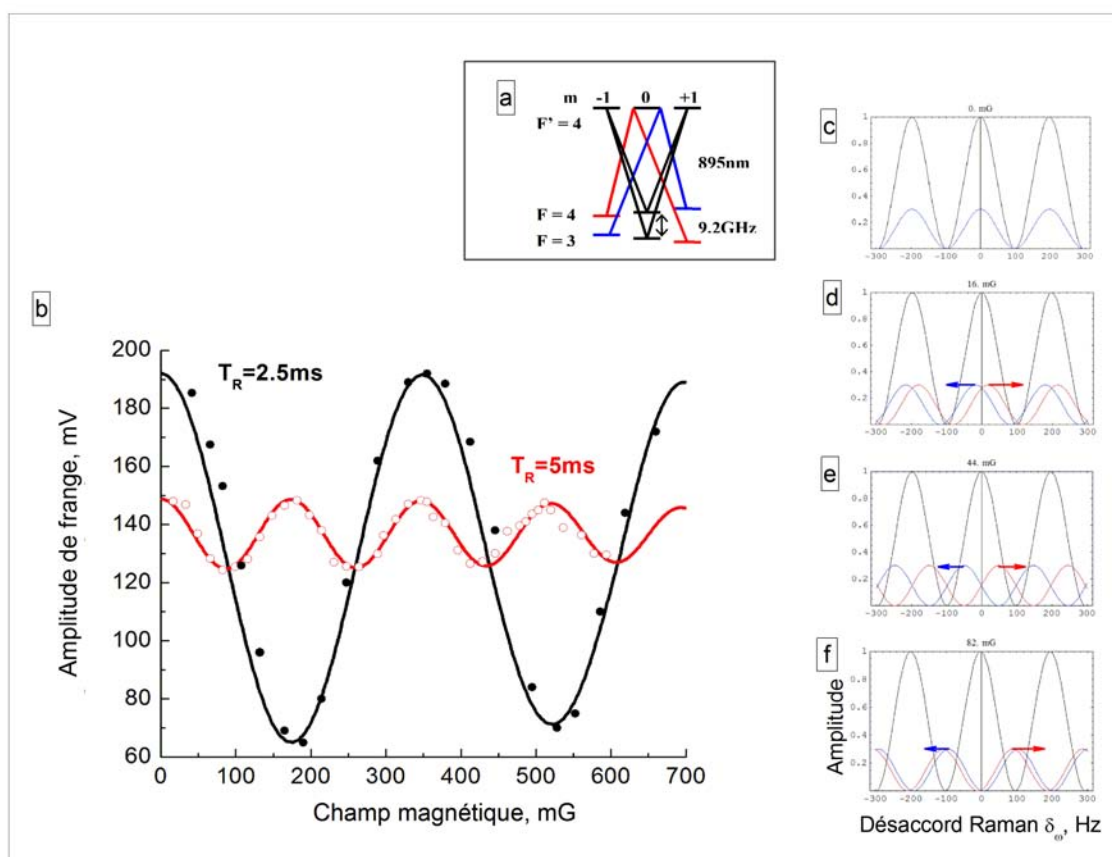


Figure 5.15 – Influence du champ magnétique sur l’amplitude de la frange centrale de la résonance métrologique: a) Le schéma des niveaux impliqués (les autres sous niveau Zeeman ne sont pas montrés). En noir - les transitions qui forment la résonance métrologique, en couleur (rouge et bleu) - les résonances adjacentes, formé sur les transitions avec  $\Delta m_F = 2$ ; b) Les variations d’amplitude de la frange centrale avec le champ magnétique pour de temps de Ramsey  $T_R = 2.5\text{ ms}$  (en noir) et  $T_R = 5\text{ ms}$  (en rouge). Les points - données expérimentales, les courbes - modèle théorique. Cellule A17, intensité totale  $780\ \mu\text{W}/\text{cm}^2$ , temps de pompage  $2\text{ ms}$ ; c - f) Les calculs de l’amplitude des franges pour les différents champ magnétiques ( c -  $0\text{ mG}$ ; d -  $16\text{ mG}$ ; e -  $44\text{ mG}$ ; f -  $82\text{ mG}$ ) pour le temps de Ramsey  $T_R = 5\text{ ms}$ , amplitudes de franges sont normalisées par rapport à la frange centrale de la résonance métrologique. En noir - les franges de la résonance métrologique, en couleur (rouge et bleu) - les franges des résonances adjacentes (les notations sont la même que pour (a) ). On voit qu’avec une augmentation du champ magnétique les pics adjacents s’écartent de la résonance ”métrologique” et différentes superpositions des franges de la résonance métrologique et des franges des résonances adjacentes (c-f) sont possibles, ainsi, le signal détecté (qui résulte de la somme des franges) est modulé en amplitude à mesure que le champ magnétique statique varie (b).

des franges de pics adjacents et cela correspond au maximum d’amplitude enregistré. Pour les autres valeurs de champ, les maxima de la frange ”métrologique” sont superposés avec les minima des franges des pics adjacents, et cela correspond au minimum d’amplitude enregistré.

La période de ces oscillations est divisée par 2 avec la division de la largeur des franges par 2 (augmentation du temps Ramsey de  $2.5$  à  $5\text{ ms}$ ).

Les durées de vie des cohérences sur les transitions  $\Delta m_F = 2$  (pics adjacents) sont plus

courtes que celle de  $\Delta m_F = 0$  (résonance métrologique), donc pour diminuer l'influence de pics adjacents on a intérêt à choisir le temps de Ramsey long. A partir d'ajustement du modèle développé où seules les amplitudes des pics adjacents sont les paramètres libres, on peut déduire que les amplitudes des pics adjacents pour  $T_R = 2.5$  ms sont de 12.5% de l'amplitude de la résonance métrologique, et, comme on voit sur la figure 5.15(b) l'amplitude des oscillations (de changement de l'amplitude de signal) est assez importante. Pour le temps de Ramsey  $T_R = 5$  ms, les amplitudes des pics adjacents sont de 2.2% de l'amplitude de la résonance métrologique, et les variations avec le champ magnétique sont considérablement réduites.

L'amplitude de ces oscillations diminue avec le champ magnétique car avec l'augmentation du champ magnétique la frange centrale de la résonance "métrologique" est superposée avec les franges de plus en plus éloignée des franges centrales des pics adjacents. Et comme l'amplitude des franges diminue avec l'éloignement de la frange centrale, l'influence des pics adjacents sur la frange centrale de la résonance "métrologique" diminue, ce qui se traduit par une diminution d'amplitude des oscillations.

**Conclusion.** Dans le cas de l'interrogation Ramsey le champ magnétique optimal pour séparer les niveaux Zeeman et avoir une bonne amplitude correspond au champ pour lequel on a le deuxième maximum (le premier correspond au champ nul). Pour la séquence optimale pour la cellule 1A ( $\tau = 2$  ms,  $T_R = 4$  ms) le champ optimum est de 210 - 220 mG (voir figure 5.16).

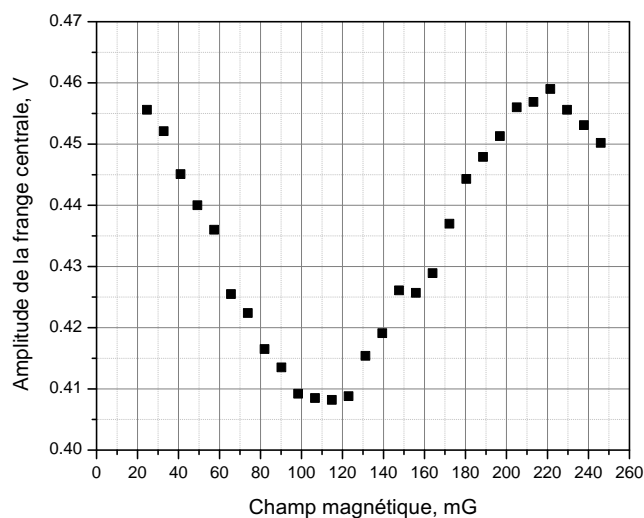


Figure 5.16 – Amplitude de la frange centrale en fonction du champ magnétique. Séquence:  $\tau = 2$  ms,  $T_R = 4$  ms. Cellule 1A.

Il faut remarquer que comme les franges des pics adjacents ne s'écartent pas symétriquement de la résonance 0-0, ils peuvent entraîner une dissymétrie de la frange centrale.



## 5.2 Relaxation

### 5.2.1 Temps de relaxation $T_1$ et $T_2$

Les notions de temps de relaxation longitudinal  $T_1$  et transverse  $T_2$  proviennent du domaine de la résonance magnétique nucléaire, où le retour à l'équilibre des différentes composantes de l'aimantation se fait par deux processus distincts: la relaxation de la composante longitudinale  $M_z$  et la relaxation des composantes transverses  $M_x$  et  $M_y$ . Le retour à l'équilibre de la composante  $M_z$  implique un retour du peuplement des niveaux d'énergie à leur valeur d'équilibre et caractérisé par le temps  $T_1$  (la relaxation  $T_1$  correspond au retour à l'équilibre énergétique du système après excitation). La relaxation de la composante  $M_x$  (ou  $M_y$ ) implique que cette composante redevienne nulle c'est à dire un retour vers une équi-répartition (perte de la cohérence de phase) et cette relaxation est caractérisée par le temps  $T_2$ .

Par analogie avec un spin fictif dans le cas du pompage optique vers un des niveaux hyperfins de l'état fondamental (comme pour les horloges micro-onde à pompage optique), on introduit le temps de relaxation de population  $T_1$ , comme le temps de retour à équilibre (équilibre thermodynamique) de population entre les deux niveaux hyperfin:  $N = N_0 + N_i \exp[-t/T_1]$ , où  $N$  est la population d'un des niveaux (sur lequel un pompage d'atomes a été effectué),  $N_0$  est la population de ce niveau à l'équilibre,  $N_i$  est la différence de population initiale.

La relaxation de la cohérence entre les deux niveaux hyperfins créée par l'excitation CPT (deux lasers cohérents en phase et dont les fréquences sont accordées aux transitions appropriées) est caractérisée par le temps de relaxation  $T_2$ :  $\rho_{12} = \rho_{12-0} \cdot \exp[-t/T_2]$ , où  $\rho_{12}$  est la cohérence entre les deux niveaux hyperfins,  $\rho_{12-0}$  est la cohérence maximale.

### 5.2.2 Méthodes de mesure des temps de relaxation

Le temps de relaxation de la cohérence  $T_2$  est crucial pour notre horloge et on cherche à augmenter ce temps pour améliorer notre signal et donc la stabilité de l'horloge. Mais pour cela il faut avoir le moyen de le mesurer. Notre montage permet d'utiliser trois méthodes différentes pour mesurer ce temps  $T_2$ . Les premières méthodes (Franzen et Ramsey) sont basées sur la mesure de l'évolution de la cohérence dans le noir. (La méthode Franzen permet également de mesurer le temps  $T_1$ .) La troisième méthode utilise une approche différente: l'extrapolation de la largeur de la résonance à intensité nulle.

**Méthode Franzen.** Cette méthode, proposée par W.Franzen [95], consiste à couper brusquement la lumière et à l'allumer de nouveau après un intervalle de temps variable pour mesurer le niveau du signal.

Dans notre cas la réalisation expérimentale de cette méthode est la suivante. Une série d'impulsions pilotée par le programme est réalisée grâce au modulateur acousto-optique qui coupe et allume le faisceau. Cette série consiste en paires d'impulsions, séparées d'un temps mort fixe ( $t$ ). Le temps entre les deux impulsions ( $T$ ) augmente progressivement. Les mesures du niveau de signal sont faites au début de la deuxième impulsion de chaque paire (voir figure 5.17). Le temps fixe entre les paires est choisi largement supérieur au temps de relaxation, pour permettre une relaxation complète avant l'application d'une nouvelle paire d'impulsions. Le temps de pompage ( $\tau$ ) est choisi pour faire un pompage complet. La détection au début de la deuxième impulsion est faite avec un décalage ( $t_d$ ) de 0.010 ms par rapport à la commande "ON" envoyé sur le modulateur.

Pour la mesure de  $T_2$  les deux lasers sont à résonance et on mesure l'amplitude du maximum de résonance.

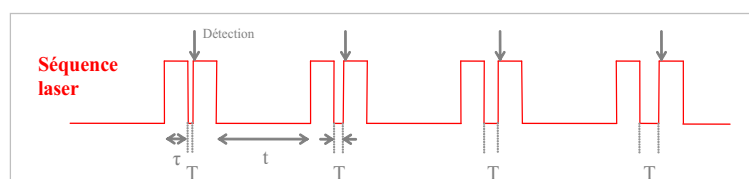


Figure 5.17 – Une séquence Franzen:  $\tau$  - temps de pompage,  $T$  - temps variable entre les deux impulsions,  $t$  - temps mort entre les paires des pulses.

On déduit le temps de relaxation à partir du "fit" avec une fonction exponentielle de la courbe de décroissance du niveau du signal en fonction de l'intervalle de temps entre les deux impulsions de la paire.

Notons que cette méthode peut être utilisée pour mesurer le temps de relaxation de la population (pompage avec un seul laser).

**Méthode Ramsey.** La méthode, qu'on va appeler "Ramsey", est basée sur la mesure de l'amplitude de la frange centrale enregistrée pour des temps de Ramsey  $T_R$  différents (voir figure 5.18). L'amplitude des franges reflète le "taux" de la cohérence hyperfine. Cette méthode est équivalente à celle de Franzen, mais permet de mesurer le temps de relaxation de la cohérence uniquement. Comme pour la méthode Franzen, le temps de relaxation est déduit à partir du "fit" avec une fonction exponentielle de la courbe de décroissance de l'amplitude des franges en fonction de temps de Ramsey  $T_R$ .

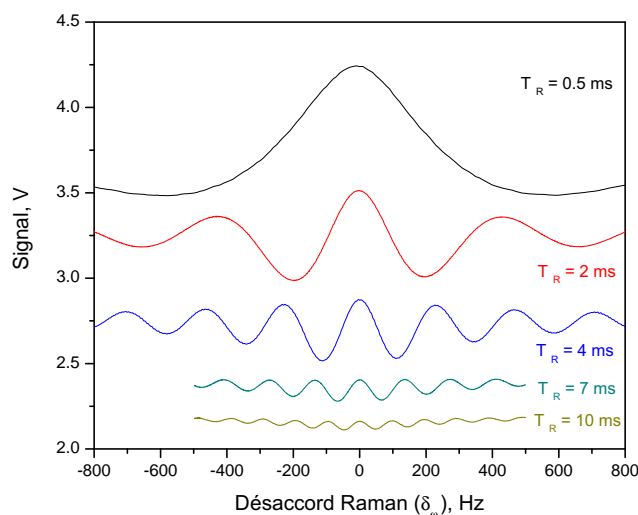


Figure 5.18 – Les franges Ramsey pour différents temps de Ramsey  $T_R$ . Pour une meilleure visibilité un "offset" différent est appliqué à chaque courbe.

**Méthode continue.** Cette méthode consiste à mesurer la largeur de la résonance CPT en continu (pas en mode Ramsey) pour différentes intensités et d'extrapoler cette largeur à intensité nulle (voir figure 5.19). L'extrapolation vers l'intensité nulle permet de s'affranchir de l'élargissement de la résonance dû à l'intensité laser (voir équation (2.8) sur la page 17). Le temps de relaxation de la cohérence  $T_2$  est inversement proportionnelle à la largeur de la résonance ( $\Delta\nu_{1/2}$ , largeur totale à mi-hauteur) extrapolée à intensité nulle:  $T_2 = \frac{1}{\pi\Delta\nu_{1/2}}$ .

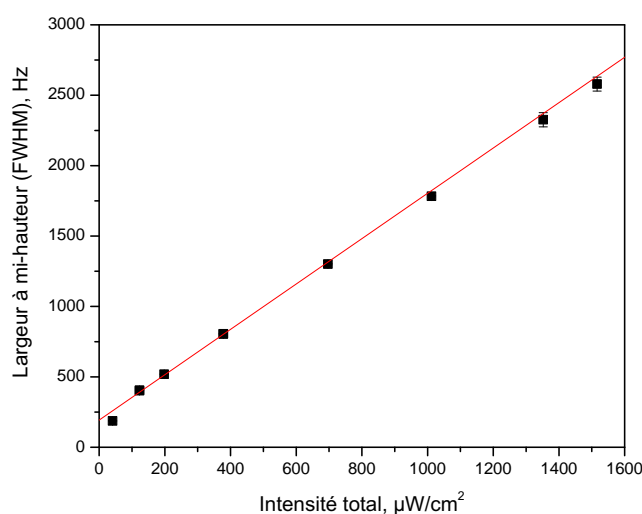


Figure 5.19 – Largeur de la résonance CPT en fonction de l'intensité laser. Extrapolation de la largeur de la résonance CPT vers l'intensité nulle. Points - les mesures de la largeur à mi-hauteur à partir du "fit" avec une lorentzienne. Courbe - "fit" linéaire. Cellule 1A (mélange Ar- $N_2$   $r_{Ar-N_2} = 0.6$ , pression totale 21 torr), température 29°C, champ magnétique 210 mG, diamètre du faisceau 12 mm. Schéma double- $\Lambda$ .

### 5.2.3 Mesure du temps de relaxation $T_1$

Le temps de relaxation de population est mesuré avec la méthode Franzen. Le temps  $T_1$  est mesuré en fonction des deux paramètres : la température de la cellule et le diamètre du faisceau (voir figures 5.20 et 5.21, respectivement).

Les mesures montrent que le temps  $T_1$  décroît plus vite avec la température de la cellule que le temps  $T_2$ . Le temps  $T_1$  est supérieur à  $T_2$  pour les températures au dessous de 39°C.

Le temps de relaxation de la population augmente avec l'augmentation du diamètre du faisceau.

### 5.2.4 Mesure du temps de relaxation $T_2$ en fonction des différents paramètres

- **Température de la cellule.** La relaxation de la cohérence a été mesurée pour différentes températures de la cellule (voir figure 5.20).

Le temps de relaxation diminue avec l'augmentation de la température. Cet effet est attendu, car pour les hautes températures les collisions (Cs - gaz tampon, Cs-Cs ou Cs - paroi) sont plus fréquentes, et cela mène à une relaxation de la cohérence plus rapide.

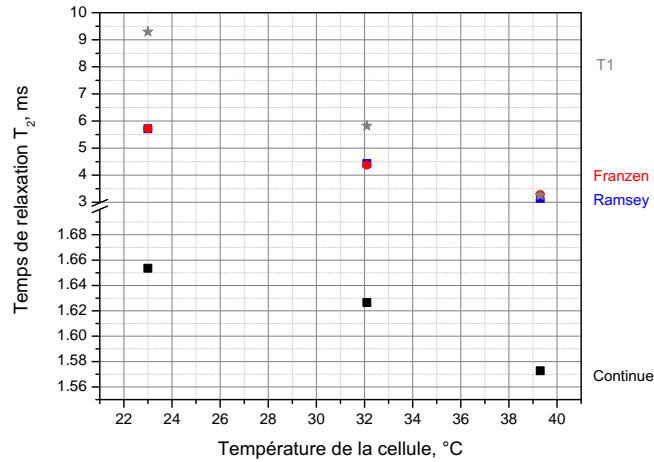


Figure 5.20 – Résultats de mesure du temps de relaxation de la population ( $T_1$ ) et du temps de relaxation de la cohérence hyperfine ( $T_2$ ) en fonction de la température de la cellule. Le temps  $T_1$  (étoiles grises) est mesuré avec la méthode Franzen. Le temps de relaxation de la cohérence hyperfine ( $T_2$ ) est mesuré avec trois méthodes: Franzen (rouge), Ramsey (bleu), continue (noir). Intensité totale pour les méthodes Franzen et Ramsey est de  $309 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ . Pour la méthode Franzen  $\tau = 5 \text{ ms}$ ,  $t = 20 \text{ ms}$ ,  $t_d = 0.010 \text{ ms}$ . Pour la méthode Ramsey  $\tau = 5 \text{ ms}$ ,  $t_d = 0.010 \text{ ms}$ . Cellule 1A (mélange Ar- $\text{N}_2$ ), champ magnétique 210 mG, diamètre du faisceau 11 mm. Schéma double- $\Lambda$ .

L'augmentation du temps  $T_2$  permet d'augmenter la valeur optimale du temps de Ramsey  $T_R$  ( $T_R \simeq T_2$ ) et permet d'avoir des franges plus étroites. Le changement de la température entre  $23^\circ\text{C}$  et  $29^\circ\text{C}$  réduit le temps  $T_R = T_2$  de 5.7 ms à 4.7 ms et donc augmente la largeur de 88 Hz à 106 Hz. Mais il ne faut pas oublier que pour le fonctionnement en horloge avoir le temps  $T_2$  maximal n'est pas le seul critère pour le choix de la température de fonctionnement optimale. Le critère important est l'amplitude du signal. L'amplitude des franges diminue avec l'augmentation de  $T_R$  (voir figure 5.18) et avec la diminution de la température (voir figure 5.7). L'amplitude de la frange centrale à  $23^\circ\text{C}$  et pour  $T_R = 5.7 \text{ ms}$  (optimal) est 0.098 V, tandis que à  $29^\circ\text{C}$  et pour  $T_R = 4.7 \text{ ms}$  (optimal) elle est de 0.173 V. Finalement, en travaillant dans les conditions optimales à  $29^\circ\text{C}$  on gagne un facteur de 1.47 sur la pente (V/Hz) (voir tableau 5.2).

Tableau 5.2 – Comparaison des caractéristiques du signal CPT (la frange centrale) pour deux températures ( $23^\circ\text{C}$  et  $29^\circ\text{C}$ ). L'amplitude est donnée pour la température correspondante et pour le temps de Ramsey optimal pour cette température  $T_R \text{ optimal} = T_2$ . Cellule 1A (mélange Ar- $\text{N}_2$   $r_{\text{Ar}-\text{N}_2} = 0.6$ , pression totale 21 torr), diamètre faisceau 11 mm, intensité  $309 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ , champ magnétique 210 mG.

Température	$T_R \text{ optimal} = T_2$	Largeur	Amplitude	Pente (Amplitude/Largeur)
$23^\circ\text{C}$	5.7 ms	88 Hz	0.098 V	0.00111 V/Hz
$29^\circ\text{C}$	4.7 ms	106 Hz	0.173 V	0.00163 V/Hz

*Remarque:* la méthode continue donne des valeurs de temps de relaxation différentes des deux autres méthodes. Cela sera discuté dans la sous-section 5.2.5.

- **Diamètre du faisceau.** Le temps de relaxation de la cohérence en fonction du diamètre du faisceau a été mesuré (voir figure 5.21).

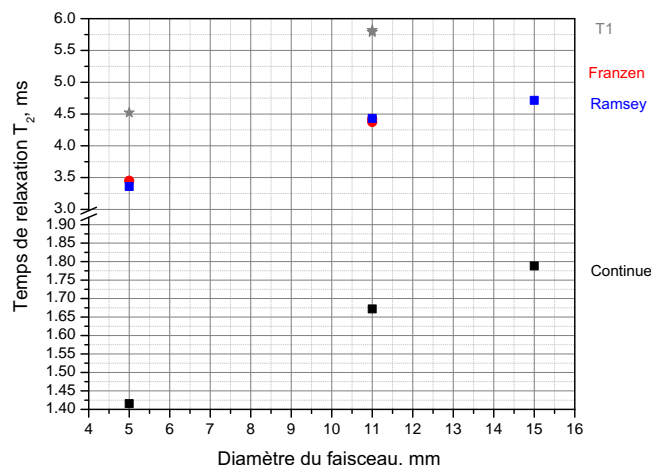


Figure 5.21 – Résultats de mesure du temps de relaxation de la population ( $T_1$ ) et du temps de relaxation de la cohérence hyperfine ( $T_2$ ) en fonction du diamètre du faisceau. Le temps  $T_1$  (étoiles grises) est mesuré avec la méthode Franzen. Le temps de relaxation de la cohérence hyperfine ( $T_2$ ) est mesuré avec trois méthodes: Franzen (rouge), Ramsey (bleu), continue (noir). Intensité pour les méthodes Franzen et Ramsey  $309 \mu\text{W}/\text{cm}^2$  (diamètre du faisceau 11 mm). Pour la méthode Franzen  $\tau = 5$  ms (16 ms pour le diamètre 5 mm),  $t = 20$  ms,  $t_d = 0.010$  ms (voir figure 5.17). Pour la méthode Ramsey  $\tau = 5$  ms (16 ms pour le diamètre 5 mm),  $t_d = 0.010$  ms. Cellule 1A (mélange Ar-N<sub>2</sub>), température 32°C, champ magnétique 210 mG. Schéma double-lambda.

On observe une augmentation du temps de relaxation avec l'augmentation du diamètre de faisceau, car avec l'augmentation du diamètre les atomes restent plus longtemps dans le faisceau laser (le temps de transit augmente). Donc, pour améliorer le signal (pour augmenter  $T_2(T_R)$ ), mais aussi pour augmenter l'amplitude du signal car plus d'atomes sont éclairés il faut augmenter le diamètre du faisceau. L'optimum est le diamètre qui est légèrement inférieur (ou égal) au diamètre intérieur de la cellule.

*Remarque :* pour une cellule cylindrique le temps de transit  $t_{transit}$  dépend du carré du diamètre (rappelons que  $1/t_{transit} = \gamma_w = \left[ \left( \frac{2.405}{r} \right)^2 + \left( \frac{\pi}{L} \right)^2 \right] D_0 \frac{P_0}{P} \left( \frac{T}{T_0} \right)^{3/2}$ , voir page 18). Dans notre cas, on n'observe pas cette dépendance. Cela peut être expliqué par le fait que le profil de notre faisceau est gaussien, pour changer le diamètre on utilise un iris qui découpe la partie centrale du faisceau. Donc, en même temps qu'on change le diamètre, l'intensité du faisceau change aussi (quand on augmente le diamètre on ajoute les parties moins intenses du faisceau).

- **Intensité laser et champ magnétique.** Dans la plage des intensités couramment utilisées le temps de relaxation de la cohérence change d'environ de 3% (voir figure 5.22).

Ces mesures sont faites avec la méthode Franzen. Même pour les plus basses intensités, le temps de pompage est choisi suffisant pour pomper le maximum d'atomes vers un état noir (pour ces mesures  $\tau = 20$  ms). Pour l'instant il est difficile de dire si il s'agit d'un "vrai" effet ou d'un problème instrumental ou de sous-estimation de la barre d'erreur. Il faudra le vérifier avec d'autres méthodes - Ramsey et continu.

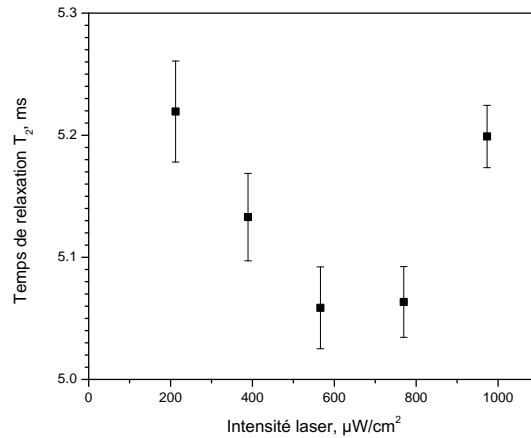


Figure 5.22 – Temps de relaxation de cohérence  $T_2$  pour différentes intensités laser. Cellule 1A, température 29°C, diamètre du faisceau 12 mm, champ magnétique 210 mG, schéma double- $\Lambda$ , méthode Franzen.

Les variations du temps de relaxation de la cohérence  $T_2$  en fonction du champ magnétique appliqué (50 - 300 mG) ne dépassent pas quelques % (soit dans la barre d'erreur des mesures). Les mesures en fonction du champ magnétique sont faites par la méthode Franzen et dans le schéma double- $\Lambda$ . A cause de la présence des "oscillations" sur les courbes de décroissance (voir sous-section 5.2.5, figure 5.26) la barre d'erreur est assez grande. Pour la réduire il faudra faire ces mesures dans le schéma  $\sigma+$ . Cela sera discuté dans la sous-section 5.2.5.

- **Pression du gaz tampon.** Pour déterminer la pression optimale de gaz tampon on a rempli des cellules de mêmes dimensions (diamètre 20 mm, longueur 20 mm) avec un mélange de gaz tampons ( $r(P_{Ar}/P_{N_2}) = 0.58$ ) à différentes pressions : 10.2, 15.4, 20.1 et 40.2 torr. Ce sont, respectivement, les cellules 2C, 3E, 2D et 3F (voir Annexe B). Le temps de relaxation de la cohérence a été mesuré. Parmi les cellules étudiées on trouve la valeur maximale du temps de relaxation pour la cellule avec la pression de 20 torr (voir figure 5.23 en rouge). Cette dépendance du temps de relaxation en fonction de la pression de gaz tampon est en accord avec les calculs à partir de l'équation (2.9)  $\gamma_2 = \gamma_w + \gamma_{se} + \gamma_{bg}$ , page 18 (voir figure 5.23 en bleu)<sup>1</sup>. On trouve la pression optimale pour ces cellules autour de 30 torr.

- **Longueur de la cellule.** Pour étudier l'influence de la longueur, des cellules du même diamètre de 20 mm et de longueur 20 et 50 mm ont été remplies avec la même pression de gaz tampon (très proche, limitée par la possibilité de contrôle de la pression pendant le remplissage).

Dans les mêmes conditions expérimentales (température 29°C, diamètre du faisceau 12 mm, intensité 973  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ , champ magnétique 210 mG, schéma double- $\Lambda$ ), on peut comparer le temps de relaxation de la cohérence pour les cellules: 3A (longueur 50 mm, mélange  $r(P_{Ar}/P_{N_2}) = 0.58$ , pression totale 20.3 torr) et 2D (longueur 20 mm, mélange  $r(P_{Ar}/P_{N_2}) =$

1. Notons que pour calculer le temps de relaxation à partir de l'équation (2.9) on a pris les valeurs pour la section efficace de collisions Cs-gaz tampon  $\sigma_{bg}$  pour la population au lieu de celles pour la cohérence, car les valeurs de  $\sigma_{bg}$  pour la cohérence ne sont pas connues. Cela pourrait expliquer que les valeurs de temps de relaxation mesurées sont en accord avec les valeurs calculées uniquement à un facteur d'échelle près.

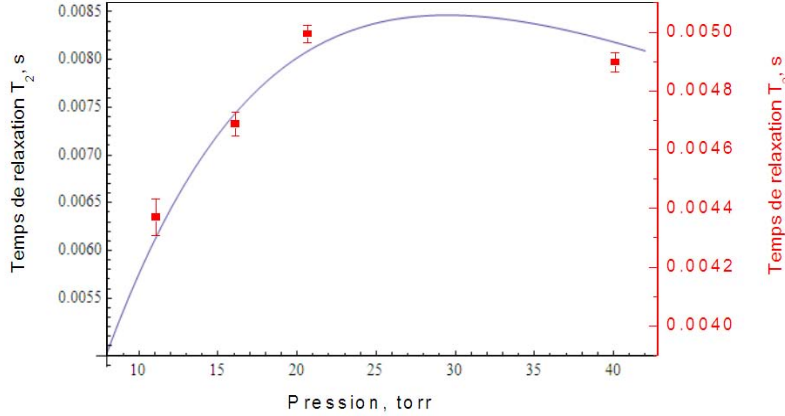


Figure 5.23 – Temps de relaxation de la cohérence  $T_2$  en fonction de la pression de gaz tampon. Points rouges - mesures expérimentales. Conditions expérimentales: cellules de diamètre 20 mm et de longueur 20 mm, température 29°C, diamètre du faisceau 12 mm, intensité 973  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ , champ magnétique 210 mG, schéma double- $\Lambda$ , méthode Franzen. Courbe bleu - valeurs calculées.

0.58, pression totale 20.1 torr) (voir tableau 5.3). Dans une étude préliminaire on observe une dépendance du temps de relaxation en fonction de la longueur de la cellule qui est en contradiction avec la formule  $1/t_{\text{transit}} = \gamma_w = \left[ \left( \frac{2.405}{r} \right)^2 + \left( \frac{\pi}{L} \right)^2 \right] D_0 \frac{P_0}{P} \left( \frac{T}{T_0} \right)^{3/2}$  (voir page 18). Peut être cette diminution du temps de relaxation avec l'augmentation de la longueur de la cellule est due à l'inhomogénéité du champ magnétique. Il faut noter que la cellule 3A a été fabriquée dans une série de 6 cellules, qui ont été scellées l'une après l'autre. La cellule 3A est l'avant dernière dans cette série. On peut donc supposer que le temps de relaxation est réduit à cause des impuretés ou des contaminants qui pouvaient être introduits lors des cinq scelllements.

Malheureusement à l'heure actuelle on ne dispose pas de cellules de plusieurs dimensions avec exactement la même pression de gaz tampon pour mener cette étude correctement. Il faudra reprendre cette étude pour un plus grand nombre des cellules et avec des méthodes différentes.

Tableau 5.3 – Temps de relaxation de la cohérence pour deux cellules de longueur différente. Méthode Franzen.

Cellule	Longueur mm	Pression torr	Temps de relaxation $T_2$ ms
3A	50	20.3	4.31 $\pm$ 0.06
2D	20	20.1	4.99 $\pm$ 0.03

### 5.2.5 Remarques

#### Influence des pics adjacents sur les mesures de $T_2$ en schéma double- $\Lambda$ .

##### *Cas continu*

Dans le cas continu dans le schéma double- $\Lambda$  la largeur de la résonance "métrologique" peut

être élargie à cause des pics adjacents (1) et (2) (pour le champ faible, les trois pics ne sont pas résolus). En plus les largeurs de ces pics adjacents sont plus grandes que celle de la résonance "métrologique", car la durée de la cohérence hyperfine créée sur les transitions  $\Delta m_F=2$  est plus courte que celle créée sur les transitions avec  $\Delta m_F=0$ . Pour les très faibles intensités on arrive à distinguer les pics adjacents et on peut donc estimer leur largeur et leur amplitude relative. Ayant cette information on peut "fitter" la largeur de la résonance non pas avec une seule lorentzienne, mais avec trois, pour estimer la "vraie" largeur de la résonance "métrologique" (voir figure 5.24).

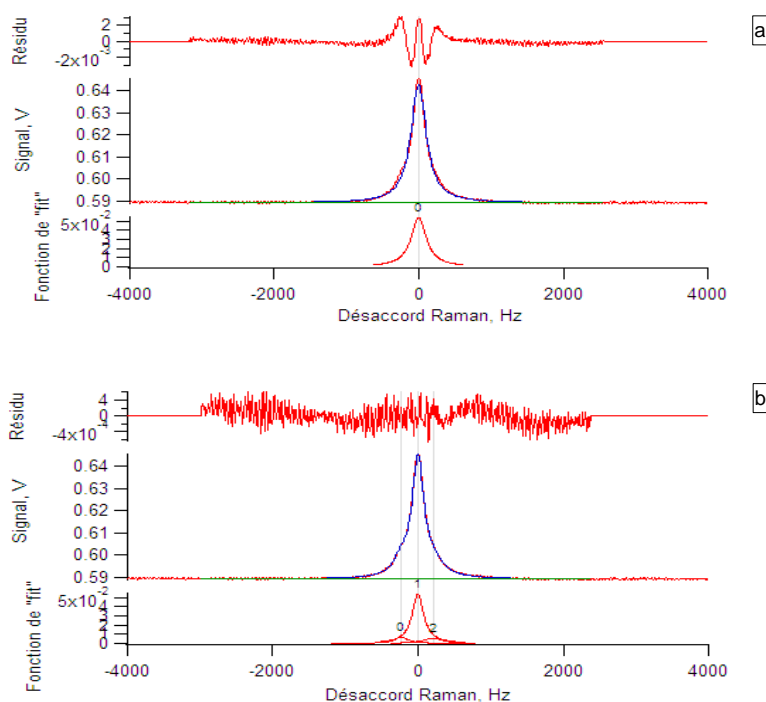


Figure 5.24 – Le "fit" de la résonance avec une seule lorentzienne (a) et avec les trois lorentziennes (b). Cellule 1A, 32°C, diamètre du faisceau 15 mm, intensité  $584 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ , champ magnétique 210 mG. Schéma double-lambda.

La figure 5.25 montre la différence entre des largeurs de la résonance "métrologique" mesurées à partir de "fit" avec une seule et avec les trois lorentziennes.

Cet effet de la présence des deux pics adjacents qui fausse les mesures du temps de relaxation  $T_2$  dans le cas continu peut partiellement expliquer la différence entre cette méthode et les méthodes "pulsées" (Franzen et Ramsey). Si on tient compte des pics adjacents on a un rapprochement considérable (de 1.8 ms à 3.1 ms) de la valeur de  $T_2$  donnée par la méthode continue avec les valeurs données par les deux autres méthodes. Mais malgré ce rapprochement il reste toujours un désaccord assez important, par exemple, les mesures faites dans les mêmes conditions (Cellule 1A, 32°C, diamètre du faisceau 15 mm, champ magnétique 210 mG) donnent dans le cas de la méthode Ramsey  $T_2 = 4.7$  ms (voir figure 5.21) contre 3.1 ms mesuré en continu.

*Cas Franzen et Ramsey*



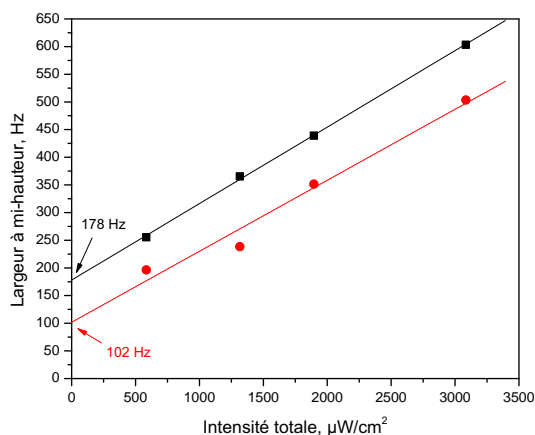


Figure 5.25 – Les largeurs de la résonance "métrologique" mesurée à partir de "fit" avec une seule (noir) et avec trois (rouge) lorentziennes pour différentes intensités. L'extrapolation à intensité nulle donne le temps de relaxation de la cohérence hyperfine  $T_2=1/(\pi\Delta\nu_{1/2})$  : 1.8 ms (pour un fit" avec une seule lorentzienne) et 3.1 (pour un fit" avec trois lorentziennes). Cellule 1A, 32°C, diamètre du faisceau 15 mm, champ magnétique 210 mG. Schéma double- $\Lambda$ .

Dans les méthodes "pulsées" (Franzen et Ramsey) dans le schéma d'excitation double- $\Lambda$  on observe des oscillations sur la courbe de relaxation de la cohérence pour les forts champs magnétiques (voir figures 5.26 (a) et (b) ). La fréquence de ces oscillations dépend du champ magnétique appliqué (voir figure 5.26 (c) ) avec un coefficient 1120 Hz/G (pour les champs plus petits la période de ces oscillations est plus grande et elles sont moins visibles). L'origine de ces oscillations est la présence des pics adjacents (1) et (2) dans le schéma double- $\Lambda$ . Ces oscillations sont absentes des mesures faites dans le schéma  $\sigma+$  dans les mêmes conditions (voir figure 5.26 (d) ).

Le mécanisme de formation de ces oscillations est le suivant. Pour le champ magnétique non nul les franges adjacentes (1) et (2) sont décalées en fréquence de la frange "centrale" (métrologique). L'augmentation du temps entre les impulsions  $T$  dans le cas Franzen (ou l'augmentation du temps Ramsey  $T_R$ ) conduit au changement de la largeur des franges. Ce changement de la largeur des franges conduit aux différentes "superpositions" possibles entre la frange "métrologique" et les franges adjacentes (1) et (2) (voir figure 5.27). Pour un certain champ magnétique non nul, pour certaines largeurs la frange "métrologique" (le maximum) est superposée avec les maxima des franges adjacentes et cela correspond aux maxima sur les oscillations sur la courbe de relaxation. Pour d'autres largeurs, la frange "métrologique" (le maximum) est superposée avec les minima des franges adjacentes et cela correspond aux minima sur les oscillations sur la courbe de relaxation. Pour une autre valeur du champ magnétique appliqué, la période de ces oscillations change à cause du changement de l'écart en fréquence entre la frange "métrologique" et les franges adjacentes.

#### *Proposition*

Il existe une solution simple pour éviter les difficultés de mesure du temps de relaxation  $T_2$  dans le schéma double- $\Lambda$  liées à la présence des pics adjacents. C'est l'utilisation de polarisations circulaires, de schéma  $\sigma+$  ou  $\sigma-$ . Dans le cas continu le simple "fit" avec une seule lorentzienne est suffisant. Pour les méthodes "pulsées" les oscillations sur la courbe de relaxation sont

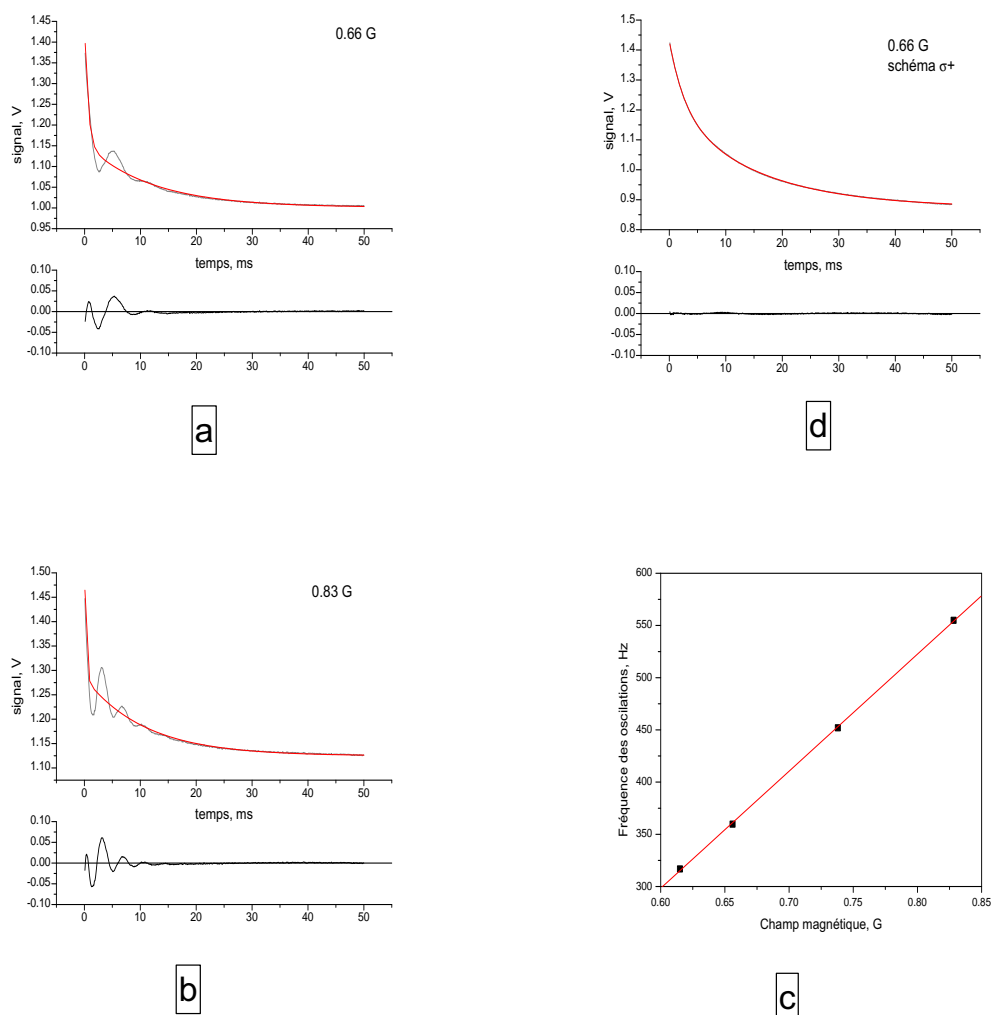


Figure 5.26 – Mesure du temps de relaxation  $T_2$  pour différents champs magnétiques: a) Champ magnétique 0.66 G, schéma double- $\Lambda$ , les oscillations sont clairement visibles sur la courbe des résidus du "fit" exponentiel; b) Champ magnétique 0.83 G, schéma double- $\Lambda$ , les oscillations sont clairement visibles sur la courbe des résidus du "fit" exponentiel; c) Fréquence des oscillations en fonction du champ magnétique pour le schéma double- $\Lambda$ , la pente est de 1120 Hz/G; d) Champ magnétique 0.66 G, schéma  $\sigma+$ , les oscillations sont absentes. Cellule 1A, température 29°C, intensité totale 212  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ , diamètre du faisceau 12 mm, Méthode Franzen,  $\tau = 20$  ms,  $t = 50$  ms,  $t_d = 0.010$  ms.

absentes. En plus la réalisation est très simple, il suffit d'ajouter une lame  $\lambda/4$  devant la cellule pour passer du schéma double- $\Lambda$  à  $\sigma+$  (ou  $\sigma-$ ).

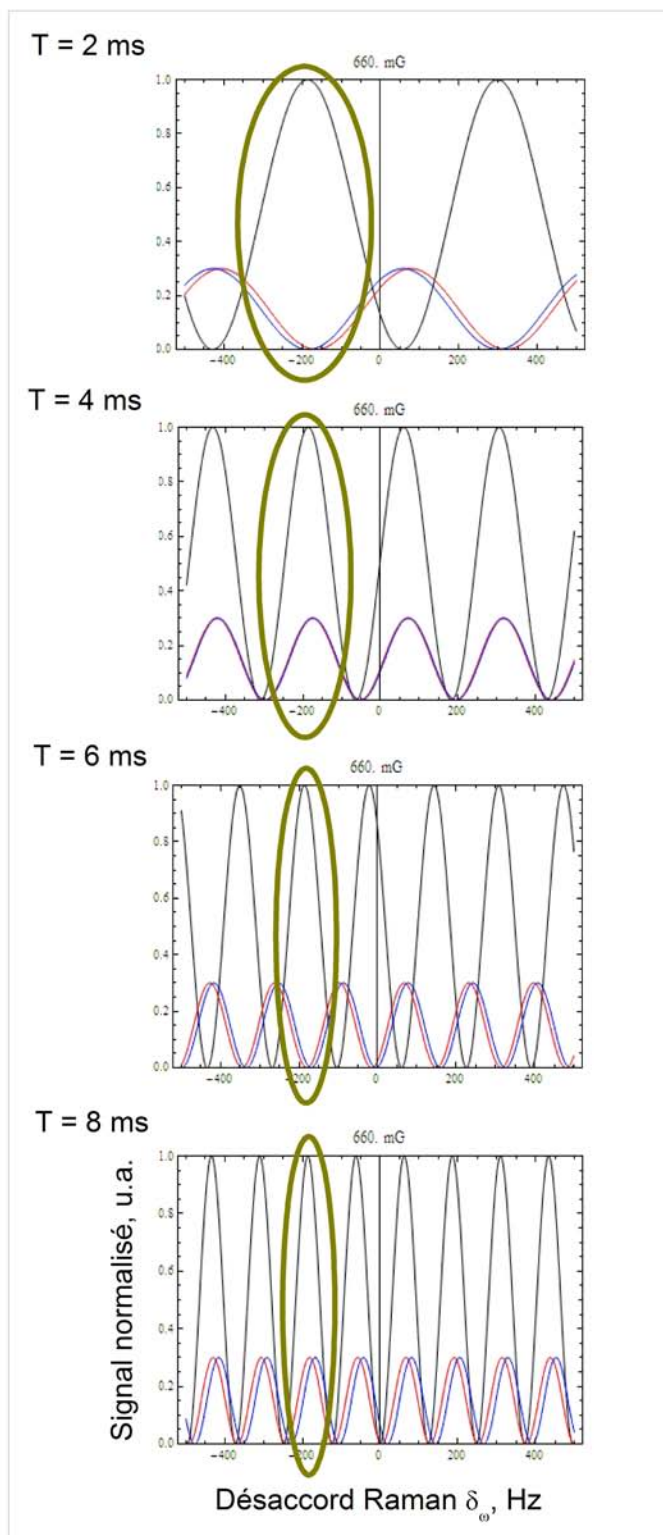


Figure 5.27 – Simulation numérique pour expliquer les oscillations sur la courbe de relaxation dans les méthodes Franzen et Ramsey pour un schéma double- $\Lambda$ . Avec le changement de temps entre les impulsions  $T$  les différentes superpositions entre la frange "métrologique" et les franges adjacentes sont possibles. La frange entourée correspond à la frange centrale 0-0. Champ magnétique 0.66 G.

**Temps de relaxation  $T_2$ , "fit" avec la somme des deux exponentielles** On a remarqué que pour "fitter" la courbe de relaxation de la cohérence (méthodes Franzen et Ramsey) le "fit" avec la somme de deux exponentielles est plus adapté que celui avec une seule exponentielle (voir figure 5.28).

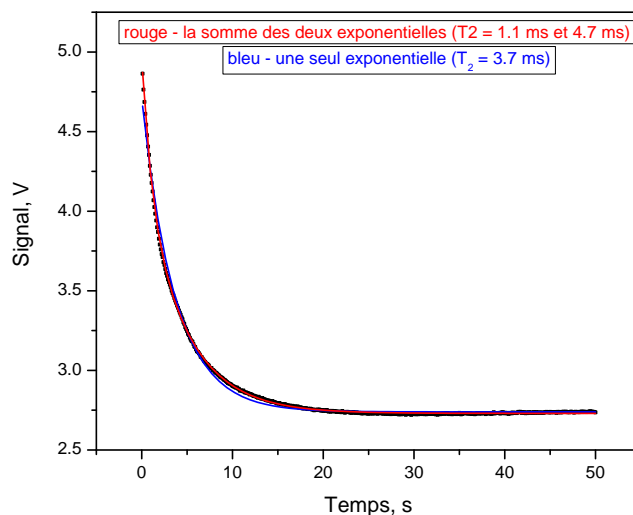


Figure 5.28 – Fit de la courbe de relaxation de la cohérence avec une seule (bleu) et la somme de deux (rouge) exponentielles. Cellule 1A, 29°C, intensité totale 973  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ , diamètre du faisceau 12 mm, champ magnétique 210 mG. Schéma double- $\Lambda$ . Méthode Franzen.

Pour instant on n'a pas de compréhension claire de cet effet. Deux pistes sont possibles : 1) la présence des deux phénomènes qui ont des temps de relaxation différents (le premier de l'ordre de 1 ms, l'autre de l'ordre de 4-5 ms); 2) Un phénomène "instrumental" qui peut provenir de la procédure d'acquisition (on peut supposer que cela pourrait provenir des phénomènes suivantes: "aliasing", une corrélation croisée entre les entrées et les sorties etc, ou le changement progressif du niveau de signal pendant l'acquisition à cause du changement de la température du modulateur acousto-optique).

Une étude plus approfondie est nécessaire pour expliquer ce comportement. Pour l'instant, on peut dire que:

- le schéma d'excitation n'est pas à l'origine de cet effet, car on le retrouve dans le schéma  $\sigma+$  aussi bien que pour double- $\Lambda$ ;

- on retrouve le même effet pour les différents champs magnétiques, différents diamètres du faisceau et différentes températures;

- cet effet est observé pour les cellules avec gaz tampon (différents gaz tampons, différents mélanges de gaz tampons, différentes pressions) mais aussi pour les cellules avec un revêtement paraffiné des parois.

- cet effet (la somme de deux exponentielles) est observé uniquement pour le temps de relaxation de la cohérence  $T_2$ . Les courbes de relaxation de population  $T_1$  sont bien "fittées" avec une seule exponentielle.

### 5.2.6 Conclusion sur les mesures de relaxation $T_2$

Les mesures de relaxation par les méthodes directes: Franzen et Ramsey sont en accord. La mesure de largeur de la résonance donne des valeurs de  $T_2$  nettement plus faibles. Il faut remarquer que c'est une méthode indirecte. Une valeur de  $T_2$  faible correspond à une largeur plus grande. Il est probable que la résonance est élargie par un phénomène autre que les collisions ou le temps de transit. Cela pourrait être, par exemple, le bruit de phase entre les lasers, le gradient de l'intensité<sup>1</sup>, l'inhomogénéité du champ magnétique, etc. Ces hypothèses devront être testées.

Les mesures de temps de relaxation en fonction des différents paramètres ont permis d'établir la sensibilité à ces paramètres. Ces études de la relaxation, ainsi que les études du signal, sont importantes pour le choix de la cellule et des conditions expérimentales optimales pour améliorer la stabilité de l'horloge. Les conclusions sur le temps de relaxation sont les suivantes:

- le temps  $T_2$  augmente avec l'augmentation du diamètre du faisceau (en accord avec l'équation (2.9), page 18).

- le temps  $T_2$  diminue avec l'augmentation de la température. Mais le temps  $T_2$  n'est pas le seul critère pour le choix de la température optimale. La température optimale sera choisie à partir du maximum de signal (voir figure 5.7).

- il existe une pression optimale pour avoir le temps  $T_2$  maximal. Cette étude est faite avec les cellules de la longueur 20 mm et pour le mélange  $r(P_{Ar}/P_{N_2}) = 0.58$ . Les résultats sont en accord raisonnable avec les calculs, il a un facteur d'échelle sur  $T_2$ , mais l'allure en pression est correct. Remarquons, que pour une cellule de la longueur 50 mm avec un mélange  $r(P_{Ar}/P_{N_2}) = 0.61$  la valeur de la pression optimale calculée est autour de 20 torr. L'accord entre les valeurs expérimentales et calculées dans le cas de cellules de 20 mm, nous donne confiance que la cellule 1A (pour laquelle on optimise les paramètres) a une pression optimale de gaz tampons (21 torr).

- les variations observées du temps de relaxation  $T_2$  avec l'intensité, avec la longueur de la cellule et avec champ magnétique ne sont pas expliquées et demandent une étude ultérieure. Cependant, ces variations sont faibles et ne conditionnent pas le choix des valeurs optimales des paramètres pour une horloge. Les valeurs optimales de ces trois paramètres seront choisies à partir d'autres critères. L'intensité laser sera choisie en fonction de l'amplitude du signal (rapport signal à bruit) et de l'importance des déplacements lumineux. La longueur de la cellule sera choisie en fonction du signal. Le champ magnétique sera choisi en fonction de la séquence utilisée pour avoir une amplitude maximale du signal. (Le champ magnétique sera également choisi pour minimiser les effets perturbateurs donc pas trop élevé.)

Les mesures réalisées ont pour but de déterminer les tendances, mais pas nécessairement la valeur absolue de  $T_2$ . Pour les mesures de la valeur absolue de  $T_2$  il faut utiliser le schéma d'excitation  $\sigma+$  ( $\sigma-$ ) pour éviter les problèmes liés au schéma double- $\Lambda$  (élargissement de la résonance à cause des pics adjacents, oscillations sur les courbes de relaxation pour les méthodes "pulsées").

---

1. La cellule est éclairée avec un faisceau de profil gaussien. L'intensité mesurée est une intensité moyenne. Mais près du centre du faisceau l'intensité lumineuse est plus importante et l'élargissement de la résonance est plus important.

### 5.3 Forme du signal CPT dans les cellules Cs sans gaz tampon

Suite à des travaux théoriques du groupe de St. Petersburg State Polytechnical University, une étude expérimentale de la forme de la résonance CPT dans des cellules ne contenant que du Cs a été faite. Une étude théorique [96] montre que le rétrécissement de la résonance CPT est possible dans le cas d'utilisation de lasers avec une largeur spectrale ( $\Gamma_L$ ) étroite par rapport à la largeur naturelle du niveau excité ( $\gamma$ ).

#### 5.3.1 Théorie

L'article [96] prévoit une existence de deux régimes possibles en fonction de la largeur spectrale du laser. Ces deux régimes peuvent être caractérisés par le paramètre  $\mu$  :

$$\mu = \frac{\gamma'}{\Delta_D}, \quad (5.6)$$

où  $\Delta_D = kv_T$  est l'élargissement Doppler (de la raie),  $v_T$  est la vitesse thermique,  $k$  est le nombre d'onde ( $k \approx k_1 \approx k_2$ ,  $k_1 = 2\pi/\lambda_1$ ,  $k_2 = 2\pi/\lambda_2$ ,  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont les longueurs d'ondes des rayonnements nécessaires pour exciter la résonance CPT);  $\gamma'$  est le taux de relaxation optique déterminé par le taux de relaxation spontanée  $\gamma$  et la largeur spectrale du laser  $\Gamma_L$  :

$$\gamma' = \frac{\gamma + \Gamma_L}{2}. \quad (5.7)$$

Quand le paramètre  $\mu$  est petit ( $\mu \ll 1$ ), seuls les atomes lents (dont la vitesse selon l'axe "z" est proche de 0) contribuent à la formation de la résonance CPT. Ce cas ( $\mu \ll 1$ ) correspond au laser "étroit", dont la largeur spectrale est négligeable devant la largeur Doppler ( $\Gamma_L \ll \Delta_D$ ). Dans ce cas l'élargissement Doppler résiduel de la résonance CPT est de l'ordre de  $\Delta k \gamma' / k$ , c'est-à-dire, largement inférieur à  $\Delta kv_T$ , (où  $\Delta k = k_1 - k_2$ ). C'est l'effet de rétrécissement (LILN - light induced line narrowing).

Quand le paramètre  $\mu$  n'est pas négligeable devant 1 ( $\mu \sim 1$ ) (cas d'un laser "large",  $\Gamma_L \sim \Delta_D$ ), l'élargissement Doppler résiduel de la résonance CPT est de l'ordre de  $\Delta kv_T$ .

L'effet LILN se traduit par l'apparition d'un pic étroit dans la structure de la résonance CPT. La structure de la résonance est donc double, et on peut caractériser la résonance CPT par des largeurs différentes. L'une (large) est déterminée par la relaxation due aux collisions avec les parois (déterminée par les dimensions de la cellule et du faisceau), l'autre (étroite) est déterminée par la largeur naturelle  $\gamma$ . Plus la cellule est petite, plus la première largeur est grande, et plus le pic étroit est visible.

#### 5.3.2 Expérience

Notre laboratoire dispose de lasers "quasi-monochromatiques", mais ni de laser de grande largeur spectrale (VECSEL (Vertical External Cavity Surface Emitting Laser), par exemple), ni de cellules très petites. Une étude expérimentale est donc faite en collaboration avec l'Institut FEMTO-ST, Besançon, notamment les expériences avec un laser VECSEL et laser DFB (Distributed Feed Back) sont faites par R. Boudot. Les micro-cellules qui ont été utilisées pour les expériences au SYRTE et l'Institut FEMTO-ST sont fabriquées par M. Hasegawa de l'Institut FEMTO-ST.

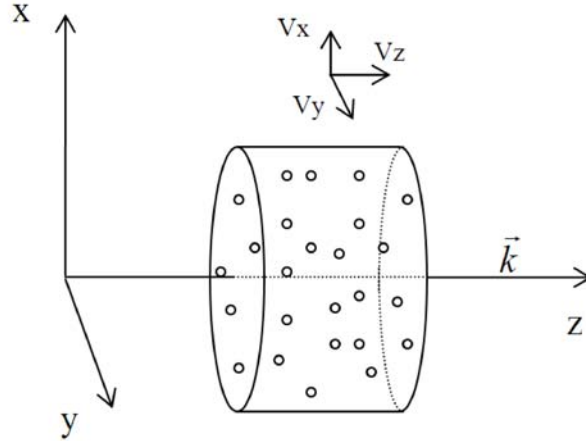


Figure 5.29 – Illustration de la disposition des axes par rapport à la cellule et au vecteur d'onde  $k$ .

### Démonstration expérimentale

**Forme de la résonance CPT pour les cas de lasers avec une largeur spectrale étroite et large.** On a étudié la forme de la résonance CPT en fonction de la largeur spectrale des lasers dans les micro-cellules (diamètre 2 mm, longueur 1.4 mm) ne contenant que du Cs (sans gaz tampon, ni revêtement de parois). Pour cela on utilise: un laser à cavité étendue (LCE) dont la largeur spectrale est une centaine de kHz avec un fit gaussien et quelques dizaines de kHz avec un fit lorentzien; un laser DFB dont la largeur spectrale est de 1.5 MHz (mesurée avec une technique de battement auto-hétérodyne); et un laser VECSEL dont la largeur spectrale donnée par le fabricant est de 100 MHz. On peut considérer les deux premiers lasers comme "étroits", la largeur spectrale ( $\Gamma_L = 0.1$  MHz et 1.5 MHz) est largement inférieure à la largeur Doppler ( $\Gamma_L \ll \Delta_D$ ) ( $\gamma = 4.6$  MHz (raie D1) et 5.2 (raie D2) , cela correspond à  $\mu = \frac{\gamma'}{\Delta_D} = \frac{\gamma + \Gamma_L}{2kv_T} = 0.009$  (pour LCE) et 0.012 (pour DFB), où  $k \approx 0.7 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$ ,  $v_T \approx 230$  m/s (pour la température d'environ 55 - 60 °C)). On considère le laser VECSEL comme assez "large" ( $\Gamma_L = 100$  MHz) ( $\mu = 0.2$ ).

Les figures 5.30(a), (b) et (c) montrent les signaux CPT typiques obtenus avec les trois lasers différents. Les conditions expérimentales pour chaque cas sont présentées dans le tableau 5.4.

Comme cela a été prédit par la théorie, la structure double est clairement visible dans le cas d'excitation par un laser "étroit" (LCE ou DFB). Dans ce cas la résonance CPT est "fittée" par une somme de deux lorentziennes. La largeur à mi-hauteur du pic étroit est de l'ordre de 30 kHz, la largeur du pic large est de l'ordre de 200 - 300 kHz. Le pic étroit est la manifestation de l'effet LILN. La structure est absente dans le cas d'excitation par un laser "large" (VECSEL), la résonance est "fittée" avec une seule lorentzienne dont la largeur est de l'ordre de 200 - 300 kHz.

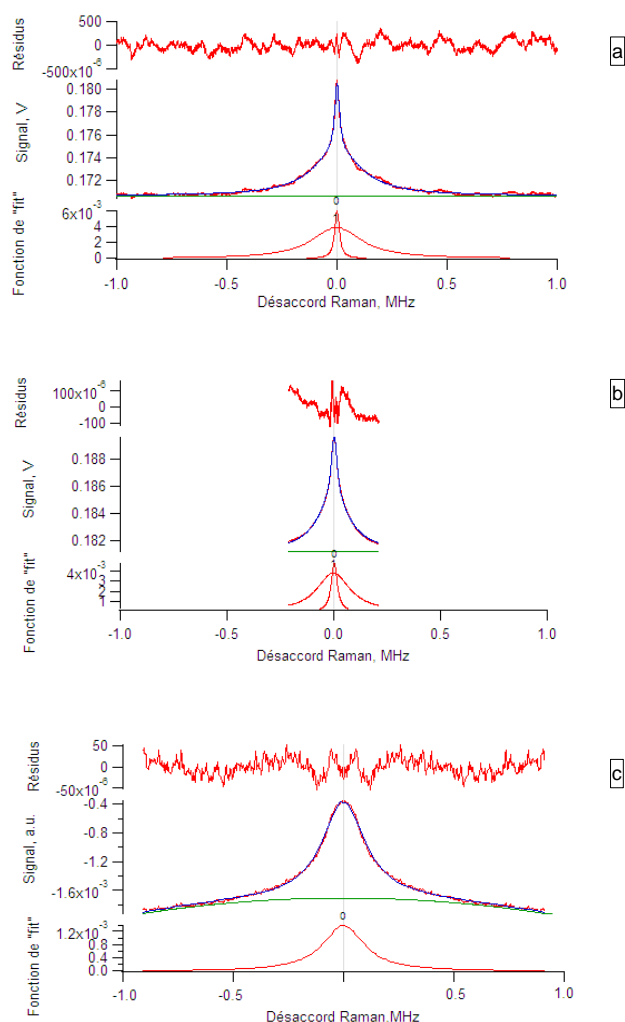


Figure 5.30 – Forme de la résonance CPT dans le cas d’excitation par un laser ”étroit” (a - LCE et b - DFB) et par un laser ”large” (c - VECSEL) dans une micro-cellule sans gaz tampon. La structure double est clairement visible dans le cas d’excitation par un laser ”étroit”. La structure est absente dans le cas d’excitation par un laser ”large”. Les conditions expérimentales sont présentées dans le tableau 5.4. Dans chaque cas, une ou l’ensemble des lorentziennes utilisées pour le ”fit” sont tracées en bas (Fonction de ”fit”).

**Micro cellules et cellules centimétriques, avec et sans gaz tampon.** L’effet de rétrécissement de la résonance CPT est observé dans les micro-cellules (diamètre 2 mm, longueur 1.4 mm, voir figure 5.30), mais aussi dans les cellules ordinaires (diamètre 20 mm, longueur 20 mm) ne contenant que du Cs. L’effet est absent dans les cellules avec un gaz tampon (pour les micro cellules et pour les cellules centimétriques).

*Micro cellules avec et sans gaz tampon.*

La figure 5.31 montre la forme de la résonance CPT dans deux cellules identiques (diamètre 2 mm, longueur 1.4 mm): une - sans gaz tampon, l’autre - avec 150 torr de Ne. Excitation avec



Tableau 5.4 – Les conditions expérimentales pour les figures 5.30 (a - LCE, b - DFB et c - VECSEL).

	<b>LCE</b>	<b>DFB</b>	<b>VECSEL</b>
<b>1) Laser</b>			
$\Gamma_L$	$\sim 0.1$ MHz	$\sim 1.5$ MHz	$\sim 100$ MHz
Fréquence	895 nm (raie D1 du Cs)	895 nm (raie D1 du Cs)	852 nm (raie D2 du Cs)
<b>2) Excitation de CPT</b>			
Champ bi-fréquence	deux lasers asservis en phase	modulateur électro-optique (9.2 GHz)	modulation de courant (4.6 GHz)
Schéma	double- $\Lambda$	$\sigma+$	$\sigma+$
Champ magnétique	0 mG	0 mG	0 mG
<b>3) Cellule</b>			
Diamètre	2 mm	2 mm	2 mm
Longueur	1.4 mm	1.4 mm	1.4 mm
Température	55°C	55°C	59°C
<b>4) Faisceau</b>			
Diamètre	2 mm	2 mm	2 mm
Intensité	$\sim 0.5$ mW/cm <sup>2</sup>	$\sim 0.5$ mW/cm <sup>2</sup>	$\sim 0.5$ mW/cm <sup>2</sup>

un laser DFB (conditions expérimentales: voir tableau 5.4).

La forme de la résonance CPT est lorentzienne dans la cellule avec un gaz tampon. Dans le cas de la cellule sans gaz tampon, le "fit" avec une seule lorentzienne n'est pas correct. Le "fit" avec une somme des deux lorentziennes est plus adapté (voir figure 5.30(b)). On observe l'effet de rétrécissement dans les micro cellules contenant que du Cs. Il n'y a pas d'effet LILN dans les cellules avec un gaz tampon.

*Cellules centimétriques avec et sans gaz tampon.*

Dans les cellules centimétriques on retrouve le même comportement (absence de rétrécissement dans le cas des cellules avec un gaz tampon). La figure 5.32 montre la forme de la résonance CPT dans deux cellules identiques (une - sans gaz tampon (a), l'autre - avec 30 torr Ar). Le diamètre des cellules est 20 mm, longueur 20 mm, température 26°C, diamètre du faisceau 16 mm. On travaille à faible intensité laser (moins de 0.1 mW/cm<sup>2</sup>), l'excitation est faite avec un

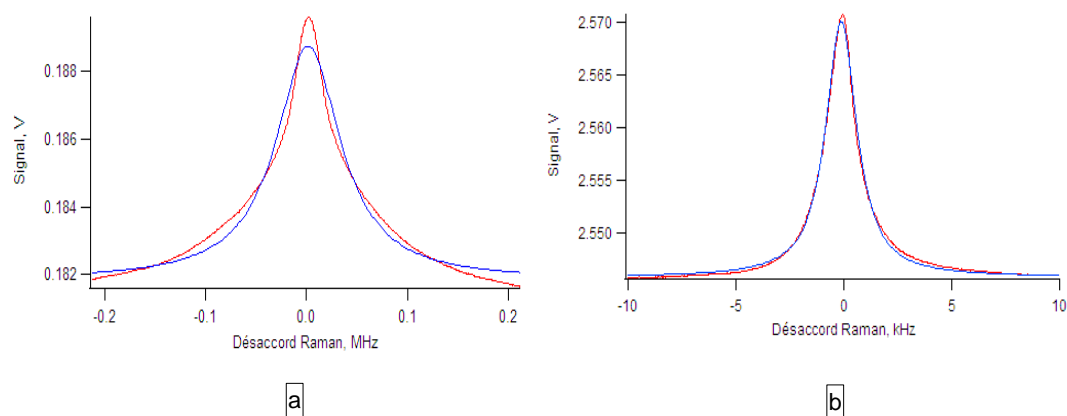


Figure 5.31 – Forme de la résonance CPT dans le cas de l’excitation par un laser ”étroit” (DFB) dans une micro cellule sans gaz tampon (a) et avec 150 torr Ne (b). Le ”fit” avec une seule lorentzienne (en bleu). Le ”fit” est correct dans le cas de la cellule avec un gaz tampon. La forme de la résonance CPT dans la cellule sans gaz tampon n’est pas lorentzienne.

laser LCE (les conditions expérimentales sont celles des lignes: ”1) Laser” et ”2) Excitation de CPT” du tableau 5.4, sauf le champ magnétique qui vaut 760 mG).

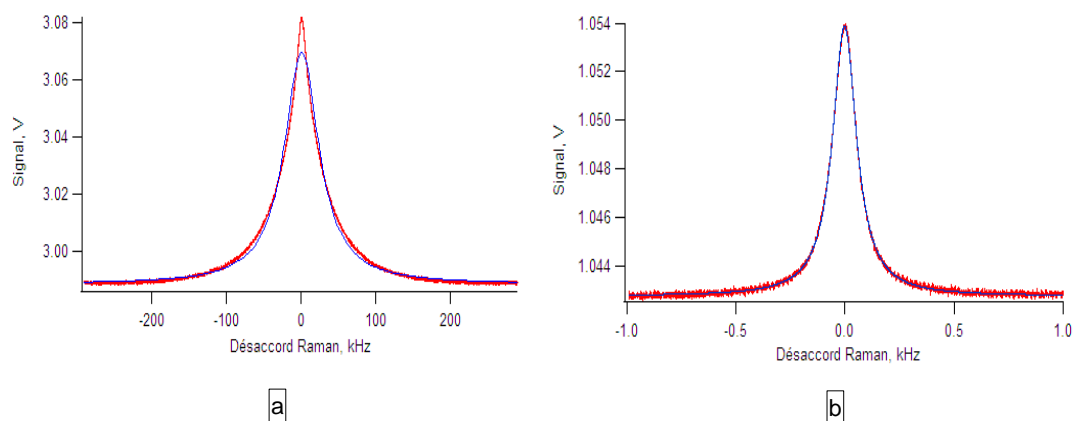


Figure 5.32 – Forme de la résonance CPT dans le cas de l’excitation par un laser ”étroit” (LCE) dans une cellule centimétrique sans gaz tampon (a) et avec 30 torr Ar (b). ”Fit” avec une seule lorentzienne (en bleu). Le ”fit” est correct dans le cas de la cellule avec un gaz tampon. La forme de la résonance CPT dans la cellule sans gaz tampon n’est pas lorentzienne.

Comme dans le cas de micro cellule la forme de la résonance CPT est lorentzienne dans la cellule avec un gaz tampon. Dans le cas de la cellule sans gaz tampon le ”fit” avec une somme

des deux lorentziennes est plus adapté (voir figure 5.33).

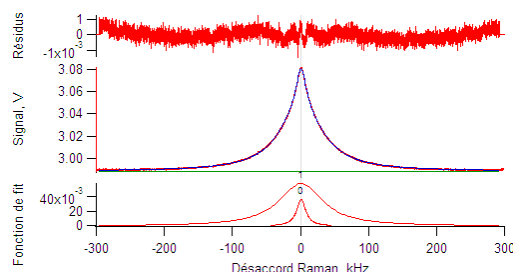


Figure 5.33 – La forme de la résonance CPT dans le cas d’excitation par un laser ”étroit” (LCE) dans une cellule centimétrique sans gaz tampon. Le même signal que sur la figure 5.32), mais ”fitté” avec une somme de deux lorentziennes (en bleu).

**Conclusion sur la démonstration expérimentale.** L’effet de rétrécissement de la résonance CPT est bien observé expérimentalement dans le cas d’excitation avec un laser ”étroit” (la largeur spectrale du laser  $\Gamma_L$  est largement inférieure à la largeur Doppler  $\Delta_D$ ) dans les cellules sans gaz tampon et sans revêtement des parois. Cet effet est absent dans le cas de l’excitation avec un laser ”large” (la largeur spectrale du laser  $\Gamma_L$  est comparable à la largeur Doppler  $\Delta_D$ ). L’effet de LILN n’est pas visible (absent) dans les cellules avec gaz tampon.

### Étude du signal

La forme de la résonance CPT a été étudiée en fonction des différents paramètres: diamètre du faisceau, intensité laser et température de la cellule. On présente ici des résultats obtenus dans la cellule centimétrique sans gaz tampon (diamètre 20 mm, longueur 20 mm).

**Diamètre du faisceau.** On observe une augmentation de l’amplitude relative du pic ”étroit” avec l’augmentation du diamètre du faisceau (voir la figure 5.34)

Cela pourrait être expliqué par le fait qu’avec l’augmentation du diamètre du faisceau le temps de transit augmente et on ”voit” des atomes de plus grandes vitesses transversales.

**Intensité laser.** On a étudié l’influence de l’intensité laser sur deux paramètres : l’amplitude et la largeur.

#### *Amplitude.*

L’amplitude de la résonance CPT diminue avec la diminution de l’intensité laser. On s’intéresse à l’évolution du rapport des amplitudes des pics ”étroit” et ”large” en fonction de l’intensité laser (voir la figure 5.35). Avec la diminution de l’intensité l’amplitude du pic ”étroit” devient plus importante par rapport au pic ”large”. Cela peut être expliqué par le fait qu’avec la diminution de l’intensité, seuls les atomes ”lents” ont le temps d’être excités.

#### *Largeur.*

La largeur de la résonance CPT augmente avec l’intensité laser. Dans le cas de l’effet LILN on observe un changement de pente dans les mesures de la largeur totale à mi-hauteur de la résonance CPT en fonction de l’intensité laser, la pente devient plus raide vers les faibles

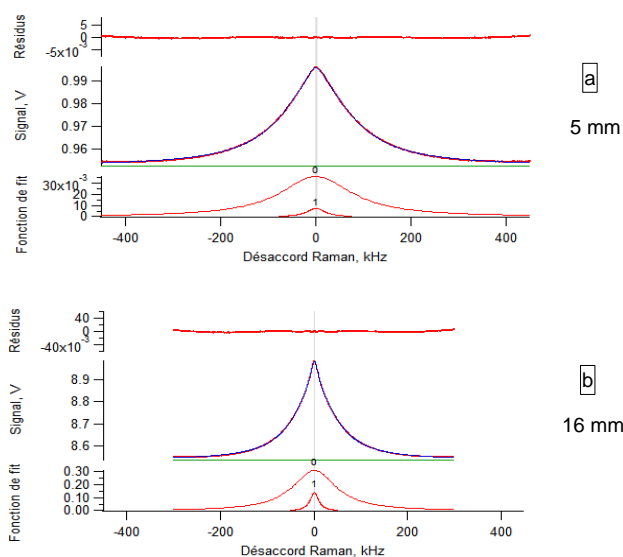


Figure 5.34 – La forme de la résonance CPT pour deux diamètres du faisceau (5 mm (a) et 16 mm (b)). Excitation avec le laser LCE, schéma double- $\Lambda$ . Cellule sans gaz tampon, diamètre 20 mm, longueur 20 mm. Température 26°C. Champ magnétique 760 mG. Intensité laser de l'ordre de 0.3 mW/cm<sup>2</sup>. "Fit" avec deux lorentziennes. L'amplitude relative du pic "étroit" est plus importante pour le grand diamètre du faisceau (16 mm).

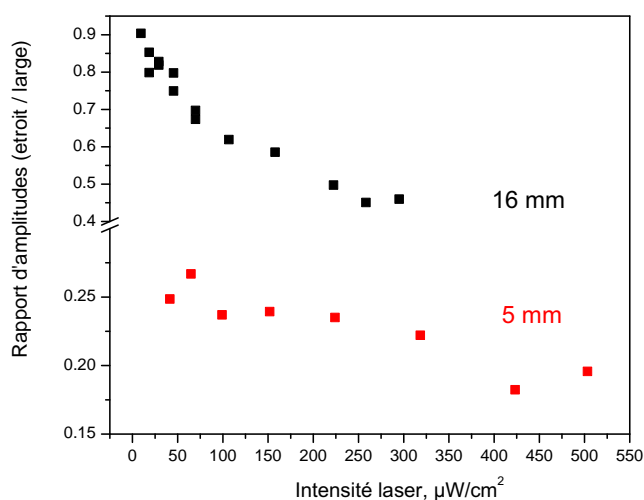


Figure 5.35 – Rapport des amplitudes du pic "étroit" et du pic "large" (à partir du "fit" avec deux lorentziennes) en fonction de l'intensité laser. Deux diamètres du faisceau (5 mm (rouge) et 16 mm (noir)). Excitation avec le laser LCE, schéma double- $\Lambda$ . Cellule sans gaz tampon, diamètre 20 mm, longueur 20 mm. Température 26°C. Champ magnétique 760 mG.

intensités (voir la figure 5.36). Ce changement de pente peut être expliqué par l'augmentation de l'amplitude relative du pic "étroit" avec la diminution de l'intensité laser.

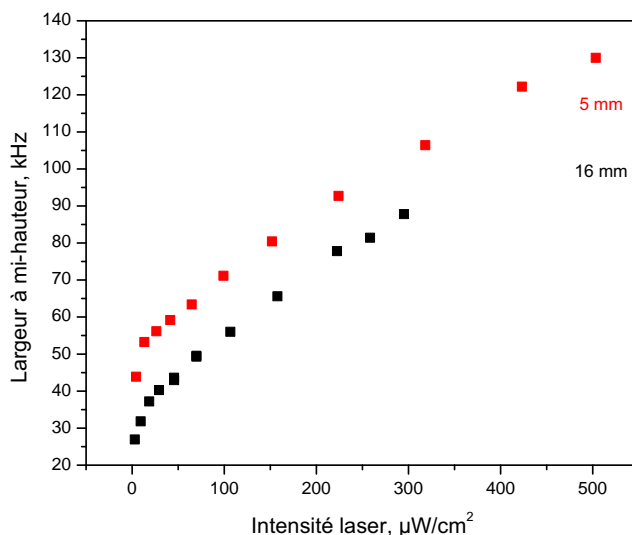


Figure 5.36 – Largeur totale à mi-hauteur en fonction de l'intensité laser. Deux diamètres du faisceau (5 mm (rouge) et 16 mm (noir)). Excitation avec le laser LCE, schéma double- $\Lambda$ . Cellule sans gaz tampon, diamètre 20 mm, longueur 20 mm. Température 26°C. Champ magnétique 760 mG.

Si on ne regarde que la largeur du pic "étroit" pour une cellule de dimensions centimétriques, la largeur du pic "étroit" extrapolée à intensité nulle peut atteindre une dizaine de kHz. La largeur du pic "large" extrapolée à intensité nulle est de l'ordre de quelques dizaines de kHz (30-40 kHz).

La situation est différente pour les micro cellules. La largeur du pic "étroit" extrapolée à intensité nulle est de l'ordre de 20 kHz. Mais la largeur du pic "large" extrapolée à intensité nulle est beaucoup plus importante, de l'ordre de 200 kHz, soit d'un ordre de grandeur.

**Température de la cellule.** Les résultats de mesure de la largeur totale à mi-hauteur dans une cellule centimétrique en fonction de l'intensité laser pour trois températures différentes (26°C, 36°C et 46°C) sont présentés sur la figure 5.37. Remarquons que pour une plus haute température à intensité laser incidente constante on observe une largeur de résonance plus petite. Cela peut être expliqué par l'augmentation de l'absorption par le milieu, qui mène à une diminution de l'intensité "effective" (vue par l'ensemble des atomes) [25]. Donc, pour la même intensité incidente, l'intensité "effective" diminue avec la température, et l'élargissement de la résonance CPT dû à l'intensité laser diminue.

**Conclusion sur l'étude du signal dans le cas de l'effet LILN.** A partir de l'étude du signal en fonction de différents paramètres on peut déterminer les paramètres pour amplifier les effets positifs de LILN:

- pour augmenter l'amplitude du pic "étroit" il faut travailler avec un grand diamètre du faisceau (grand diamètre de la cellule, la longueur peut être réduite à quelques mm).

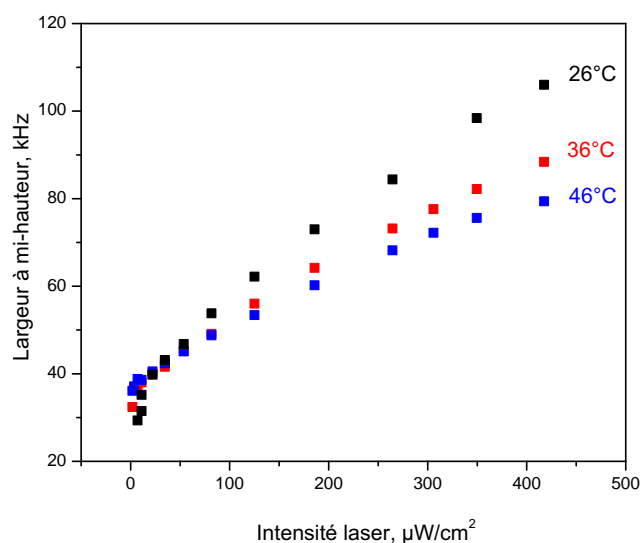


Figure 5.37 – Largeur totale à mi-hauteur en fonction de l’intensité laser pour les différentes températures (26°C (noir), 36°C (rouge) et 46°C (bleu)). Excitation avec le laser LCE, schéma double- $\Lambda$ . Cellule sans gaz tampon, diamètre 20 mm, longueur 20 mm. Diamètre du faisceau 12 mm. Champ magnétique 760 mG.

- l’amplitude relative du pic ”étroit” augmente avec la diminution de l’intensité. (Mais il ne faut pas oublier que le rapport signal à bruit diminue.)

- l’effet de rétrécissement est plus spectaculaire dans les micro-cellules, parce que la largeur de la résonance CPT est très importante (par rapport aux grandes cellules).

- la température a une faible influence sur l’effet de rétrécissement.

Pour conclure, notons que l’effet LILN peut être intéressant pour certaines applications (notamment dans les micro-horloges) pour des raisons diverses, par exemple, la possibilité de réduire la largeur de la résonance sans ajouter de gaz tampon (qui induit des déplacements par collisions importants et sensibles à la température) et sans déposer un revêtement anti-relaxant (la technologie du dépôt du revêtement dans les micro-cellules n’est pas très bien maîtrisée).

## Chapitre 6

# Effets de puissance et déplacements lumineux

Le déplacement lumineux est une des sources importantes qui contribuent à l'instabilité des horloges atomiques. Le déplacement lumineux (ou effet Stark dynamique (AC Stark effect)) apparaît à cause de l'interaction du moment dipolaire atomique induit avec le champ électrique oscillant de l'onde lumineuse ce qui mène au déplacement linéaire des niveaux atomiques avec l'intensité de lumière incidente (dans la limite des faibles intensités).

Dans ce chapitre une étude du déplacement de la fréquence d'horloge en fonction de l'intensité laser sera présentée. Le comportement de cette dépendance en fonction de différents paramètres sera étudié et l'importance de chaque paramètre sera évaluée.

### 6.1 Rappels théoriques

Pour un système à deux niveaux qui interagit avec un champ monochromatique le déplacement lumineux  $\Delta_{LS}$  en fonction du désaccord optique ( $\Delta_0 = \omega_{laser} - \omega_{12}$ ) a la forme d'une courbe de dispersion et peut être décrit par une équation [97, 98]:

$$\Delta_{LS} \sim \frac{-\Delta_0}{\Delta_0^2 + (\Gamma/2)^2} |\Omega_R|^2, \quad (6.1)$$

où  $\Omega_R$  est la fréquence Rabi,  $\Gamma = 1/(\tau)$  est le taux de relaxation du niveau excité (taux d'émission spontanée),  $\tau$  est la durée de vie de l'état excité. La largeur de cette courbe est de l'ordre de la largeur de l'état excité  $\Gamma$  et l'amplitude est donnée par le taux de pompage  $\gamma_{pump} = \Omega_R^2/\Gamma$ .

Dans le cas d'un système à trois niveaux qui interagit avec deux champs monochromatiques et qui se trouve dans un état noir découplé de la lumière la description analytique des déplacements lumineux n'est pas très évidente.

D'un côté on peut faire la supposition naïve que dans le cas de la résonance CPT, le déplacement lumineux total est la somme de tous les déplacements pour toutes les transitions possibles (4 dans notre cas - la raie D1).

De l'autre côté, pour un système fermé à trois niveaux, pour un état complètement noir, on peut s'attendre à l'absence des déplacements lumineux parce que le système est découplé de la lumière. Mais dans les systèmes réels à cause de la présence de la relaxation, l'état noir n'est jamais totalement noir et certaines excitations sont possibles.

En plus, pour les désaccords optiques assez importants, la résonance CPT devient asymétrique et le minimum absolu d'absorption ("le pic", le sommet de la résonance) peut être déplacé à cause de cette dissymétrie.

L'expérience montre que la fréquence de la transition entre les deux sous-niveaux hyperfins de l'état fondamental  $\omega_{HFS}$  (figure 6.1) (la fréquence de résonance CPT, la fréquence d'horloge) dépend de la puissance de la lumière incidente ainsi que de sa fréquence. Mais contrairement au cas d'un système à deux niveaux, dans le cas de la résonance CPT les déplacements lumineux sont assez complexes, puisque que le système atomique est perturbé par deux faisceaux, dont les fréquences sont quasi-résonantes avec deux transitions différentes et dont les intensités peuvent être différentes.

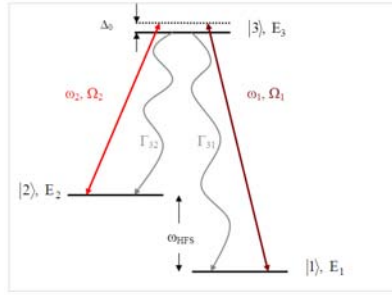


Figure 6.1 – Système à trois niveaux atomique en schéma  $\Lambda$ .  $E_1, E_2, E_3$  sont les énergies des niveaux,  $\Omega_1$  et  $\Omega_2$  sont les fréquences Rabi,  $\omega_1$  et  $\omega_2$  sont les fréquences du champ laser bichromatique.  $\omega_{HFS}$  est l'écart entre les niveaux  $|1\rangle$  et  $|2\rangle$ .  $\delta_\omega$  est le désaccord de la différence des fréquences ( $\omega_1 - \omega_2$ ) de l'écart  $\omega_{HFS}$ .  $\Delta_0$  est le désaccord optique. Le taux de relaxation d'état excité est  $\Gamma = \Gamma_{31} + \Gamma_{32}$ .

### 6.1.1 Modèle de J.Vanier

Selon l'article de J.Vanier et al. [27] dans le cas de la résonance CPT, le déplacement  $\Delta_{LS}$  de la fréquence  $\omega_{HFS}$  (en supposant que le désaccord optique ( $\Delta_0$ ) des deux fréquences laser est le même) s'écrit:

$$\Delta_{LS} \sim \frac{-\Delta_0}{\Delta_0^2 + (\Gamma/2)^2} (\Omega_1^2 - \Omega_2^2), \quad (6.2)$$

où  $\Omega_1$  et  $\Omega_2$  sont les fréquences de Rabi,  $\Gamma = \Gamma_{31} + \Gamma_{32}$  est le taux de relaxation du niveau excité (voir figure 6.1). Ce résultat est obtenu à partir d'un calcul de perturbation pour l'état stationnaire.

(Cette représentation correspond à l'idée que le déplacement lumineux dans le cas de la résonance CPT peut être écrit comme une somme des déplacements induits par chacun des deux lasers.)

Expérimentalement pour une fréquence fixe (et pour des puissances pas trop élevées) la dépendance du déplacement lumineux de la fréquence de la résonance CPT avec la puissance totale incidente est linéaire et peut être caractérisée par un coefficient  $\alpha = \Delta_{LS}/\delta P_L$ . Pour les très faibles intensités des déviations du comportement linéaire ont été constatées par les différentes équipes [99, 100].



La fréquence de la résonance CPT dépend aussi du déséquilibre des intensités des deux faisceaux ( $\Omega_1^2 - \Omega_2^2$ ) (voir équation (6.2)). On peut introduire les coefficients  $\alpha_{1,2} = \Delta_{LS}/\delta P_{L1,L2}$  pour caractériser la sensibilité au changement de la puissance de chaque laser  $P_{L1}$ ,  $P_{L2}$ , en supposant que la puissance totale  $P_L = P_{L1} + P_{L2}$  est conservée. Autrement dit, on peut caractériser la dépendance du déplacement lumineux au déséquilibre entre les deux puissances laser.

Selon l'équation (6.2) dans le cas d'excitation de la résonance CPT avec les deux puissances égales (dans ce cas  $\Omega_1 = \Omega_2$ ) les déplacements des deux niveaux sont égaux.

Selon l'équation (6.2) la variation du déplacement lumineux en fonction de la fréquence de la lumière incidente (du désaccord optique) doit avoir une forme Lorentzienne dispersive. Dans l'article de J.Vanier [27], pour des intensités laser égales, la partie linéaire du déplacement en fonction du désaccord optique  $\Delta_0$  a été annulée, mais une dépendance quadratique avec le désaccord optique a été observée. Cette dépendance quadratique n'est pas expliquée.

Dans l'article [24] l'auteur montre qu'avec l'augmentation du désaccord optique la raie devient dissymétrique mais le maximum de la résonance CPT n'est pas déplacé.

### 6.1.2 Modèle de T.Zanon

Il faut noter que le modèle de J.Vanier inclut la cohérence hyperfine, mais il n'a y pas de terme correspondant dans l'équation finale du déplacement lumineux. M.Zhu et L.S.Cutler [101] ont fait remarquer qu'il faut tenir compte de la cohérence hyperfine qui change complètement le déplacement (en grandeur, en forme). Mais ils donnent uniquement les résultats de calculs numériques, pas de formule analytique.

T.Zanon [102] a proposé une expression analytique dans laquelle apparaît la relaxation de la cohérence hyperfine (équation (6.4)). D'après les auteurs ce déplacement n'est pas seulement celui dû au déplacement des niveaux d'énergie, mais aussi au déplacement du minimum de la fluorescence (maximum de transmission), tenant compte de tous les effets (forme de raie, etc.). Mais cette expression est assez compliquée et on ne donne ici que l'expression simplifiée dans le cas d'un alcalin pour la population du niveau excité:

$$\Delta_{maximum} \simeq \Delta_0 \frac{\gamma_2}{2\gamma_{opt}} \frac{2\gamma_2\Gamma S - (\Omega_1^2 - \Omega_2^2)}{2\gamma_{opt}\gamma^* + \Gamma\gamma_2 S}, \quad (6.3)$$

où  $\Omega_1$  et  $\Omega_2$  sont les fréquences de Rabi,  $\Gamma = \Gamma_{31} + \Gamma_{32}$  est le taux de relaxation du niveau excité ( $\Gamma_{31} = \Gamma_{32}$  pour les alcalins),  $\gamma_2$  est le taux de relaxation de la cohérence hyperfine,  $\gamma_{opt}$  est le taux de relaxation de la cohérence optique (on suppose que le taux de relaxation vers les deux états  $|1\rangle$  et  $|2\rangle$  est le même,  $\gamma_{opt\ 31} = \gamma_{opt\ 32}$ ),  $\gamma^* = \frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}{4\gamma_{opt}}$  est un élargissement de puissance, et le paramètre de saturation  $S = \frac{\Omega_1^2 \Omega_2^2}{\gamma_{opt}\Gamma(\Omega_1^2 + \Omega_2^2)}$ . D'où on obtient l'expression:

$$\Delta_{maximum} \simeq \Delta_0 \frac{\gamma_2}{\gamma_{opt}} \frac{2\gamma_2\Omega_1^2\Omega_2^2 - \gamma_{opt}(\Omega_1^4 - \Omega_2^4)}{2\gamma_2\Omega_1^2\Omega_2^2 + \gamma_{opt}(\Omega_1^2 + \Omega_2^2)^2}, \quad (6.4)$$

Remarquons que le déplacement est bien nul pour  $\gamma_2 = 0$ , c'est à dire pour un état noir pur, complètement découplé de la lumière. Le déplacement lumineux est linéaire avec le désaccord optique.

Dans le cas où les deux puissances sont égales ( $\Omega_1 = \Omega_2$ ) le déplacement lumineux (en fonction de l'intensité totale) est non nul, mais varie faiblement. Pour le cas de léger déséquilibre entre les deux puissances le déplacement lumineux est assez complexe.

### 6.1.3 Calculs des déplacements lumineux

A partir des formules analytiques (équations (6.2) et (6.4)) on peut calculer le déplacement lumineux en fonction de l'intensité totale dans le cas d'interrogation continue pour nos conditions expérimentales: cellule 1A ( $r_{Ar/N_2}=0.595$ ,  $P_{total} = 21$  torr); temps de relaxation de cohérence  $T_2 = 3.2$  ms (le diamètre du faisceau 7 mm); intensité de chaque laser =  $0.5 \text{ mW/cm}^2$ .

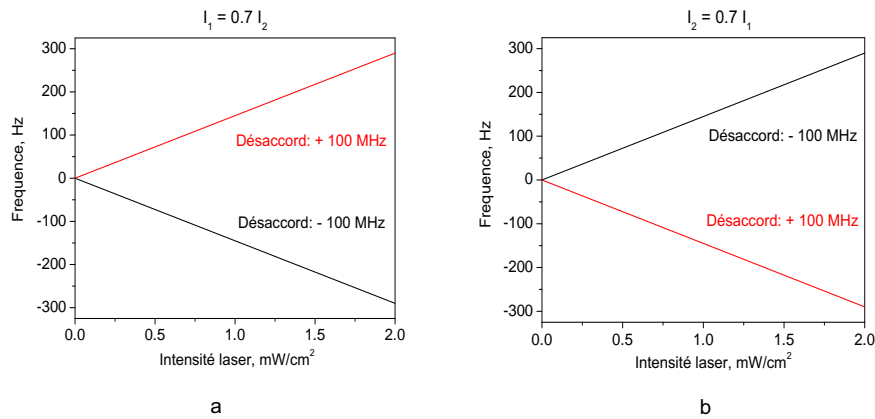


Figure 6.2 – Déplacement lumineux en fonction de l'intensité laser totale: a) le rapport des intensités est  $I_1/I_2 = 0.7$ , le désaccord optique est  $\pm 100$  MHz; b) le rapport des intensités est  $I_1/I_2 = 1.43$  ( $I_2/I_1 = 0.7$ ), le désaccord optique est  $\pm 100$  MHz.  $\Gamma = 350$  MHz. Modèle de J.Vanier.

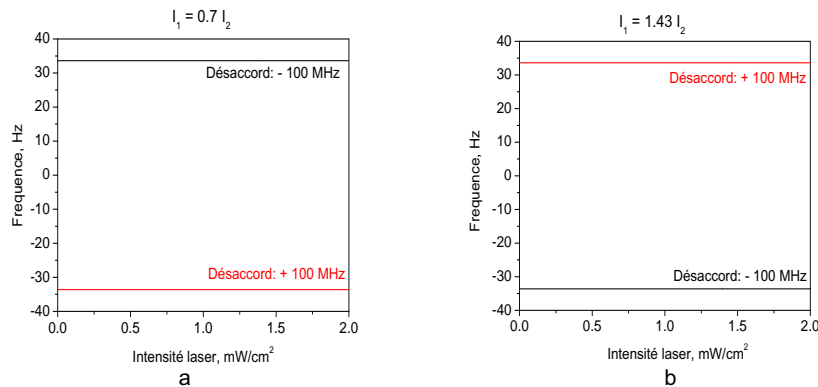


Figure 6.3 – Déplacement lumineux en fonction de l'intensité laser totale: a) le rapport des intensités est  $I_1/I_2 = 0.7$ , le désaccord optique est  $\pm 100$  MHz; b) le rapport des intensités est  $I_1/I_2 = 1.43$ , le désaccord optique est  $\pm 100$  MHz.  $\gamma_{opt} = 350/2$  MHz. Modèle de T.Zanon.

(Nous présentons par la suite des résultats expérimentaux obtenus avec la méthode continue, mais aussi avec la méthode Ramsey, pour laquelle il n'y a pas de calculs théoriques (sauf modèle de T.Zanon dans certains cas), mais on estime que l'allure du déplacement en fonction des différents paramètres sera la même.)

Les deux modèles prévoient un déplacement nul quand le désaccord est nul quel que soit le rapport des deux intensités.

Le modèle de J.Vanier prévoit un déplacement nul quand les intensités laser sont égales quelque soit le désaccord optique. Le modèle de T.Zanon prévoit un déplacement constant et quasi-nul pour le cas de deux intensités égales (par exemple, pour un désaccord  $\pm 100$  MHz, le déplacement est  $\pm 4.6 \cdot 10^{-6}$  Hz).

Pour le désaccord non nul ( $\pm 100$  MHz, par exemple) et le rapport des intensités différent de 1 ( $I_1/I_2 = 0.7$  ou  $I_1/I_2 = 1.43$  ( $I_2/I_1 = 0.7$ ), par exemple) le modèle de J.Vanier prévoit un déplacement linéaire avec l'intensité. La pente et le signe de ce déplacement dépendent du signe du désaccord et du rapport des intensités (voir figures 6.2). Le déplacement est très fort.

Pour les mêmes conditions (désaccord  $\pm 100$  MHz, les rapports des intensités  $I_1/I_2 = 0.7$  ou  $I_1/I_2 = 1.4$ ) le modèle de T.Zanon prévoit un déplacement constant avec l'intensité. En effet lorsque les fréquences de Rabi sont dans un rapport constant le déplacement ne dépend plus des fréquences de Rabi, mais uniquement de leur rapport. La constante et le signe de ce déplacement dépendent du signe du désaccord et du rapport des intensités (voir figures 6.3).

Les deux modèles prévoient une dépendance différente de la fréquence en fonction du désaccord optique: dans le modèle de J.Vanier cette dépendance a une forme Lorentzienne dispersive, dans le modèle de T.Zanon cette dépendance est linéaire (voir figure 6.4).

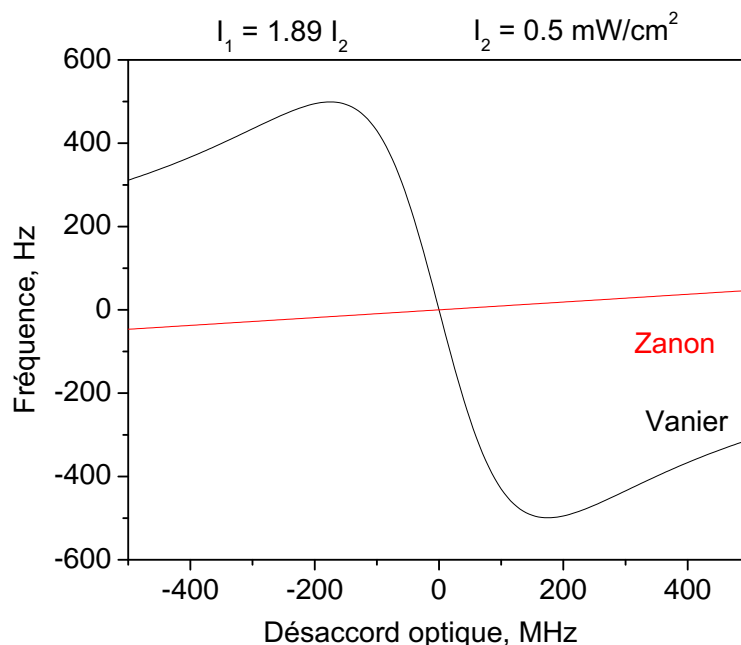


Figure 6.4 – Déplacement lumineux en fonction du désaccord optique selon les modèles de J.Vanier (en noir) et T.Zanon (en rouge). Le rapport des intensités est  $I_1/I_2 = 1.89$ , l'intensité de laser  $I_2 = 0.5 \text{ mW/cm}^2$ .

### 6.1.4 Remarque sur la dissymétrie de la résonance

L'étude expérimentale des déplacements lumineux présentée ci-dessous montre que ceux-ci sont très différents des prévisions théoriques, que ce soit l'équation (6.2) ou (6.4). Nous en déduisons que d'autres effets, dépendants des puissances laser, doivent être pris en compte. Nous proposons en premier lieu l'effet de la dissymétrie de la forme de raie (que nous avons initialement sous-estimée) et nous montrons à la fin de ce chapitre qu'il peut être important. Par souci de clarté, nous le présentons cependant dès maintenant.

La dissymétrie de la résonance peut influencer la position de son maximum. Mais aussi la fréquence asservie sur une résonance légèrement dissymétrique ne correspond pas à la fréquence du sommet de la résonance. Et si la dissymétrie change en fonction de paramètre étudié cela peut introduire un biais.

Les causes de la dissymétrie sont multiples :

1) *Le désaccord optique.*

Le désaccord optique non nul mène à un déplacement de la résonance CPT du minimum de la raie d'absorption (fond quasi-plat) vers le "bord" de la raie (le signal CPT se trouve sur une pente, voir figure 6.5). Cela se traduit par une distorsion de la résonance CPT, elle n'est plus symétrique. Compte tenu de notre mode d'asservissement de la fréquence (comparaison des niveaux à mi-hauteur des deux côtés de la résonance), cela peut conduire à un biais: la fréquence asservie ne correspond pas au sommet de la résonance CPT (voir figure 6.7 et les explications dans le paragraphe suivant).

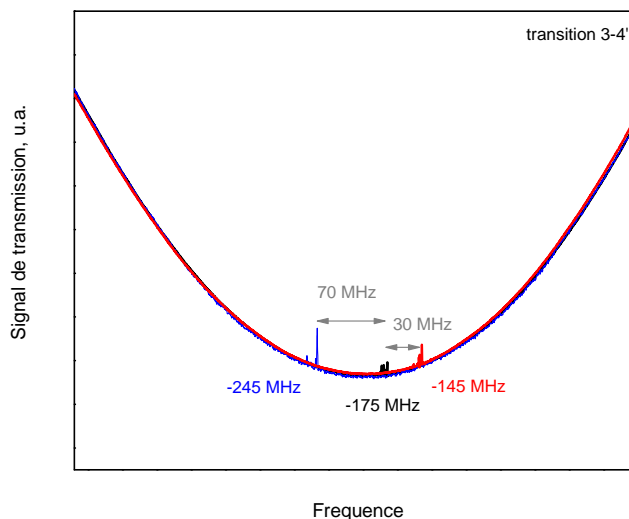


Figure 6.5 – La résonance CPT sur le fond Doppler pour trois valeurs du désaccord optique (par rapport au Cs): - 245 MHz (en bleu), -175 MHz (en noir) et -145 MHz (en rouge). La fréquence du laser maître est fixée, la fréquence du laser esclave est balayée. Transitions  $F = 3 - F' = 4$ . Cellule 1A, température 29°C.

2) *Le recouvrement des raies optiques.*

Pour les cellules avec un gaz tampon il faut tenir compte du fait que les raies optiques sont élargies et se recouvrent. Même si on se trouve à résonance optique, à cause de la présence des ailes de la raie voisine (figure 6.6), la résonance CPT peut se retrouver sur une pente et

devenir dissymétrique (le maximum d'absorption peut être décalé par rapport à la fréquence de transition).

Plus les raies sont larges (à cause de l'augmentation de température (augmentation de la largeur Doppler) ou à cause de la forte pression de gaz tampon (augmentation de la largeur Lorentzienne)), plus l'effet de dissymétrie devient important à cause du plus grand recouvrement.

Dans notre cas, pour un désaccord nul (-173 MHz par rapport au Cs) la résonance CPT n'est pas symétrique (les pentes des deux côtés du maximum ne sont pas égales). En effet, pour un désaccord nul le signal détecté est la superposition du signal CPT et de l'aile du signal d'absorption des transitions voisines de largeur environ 600 MHz (largeur Doppler 362 MHz, largeur Lorentzienne 350 MHz). Bien qu'écarté de 1168 MHz, la contribution au signal est importante, et la dissymétrie du signal CPT est observée.

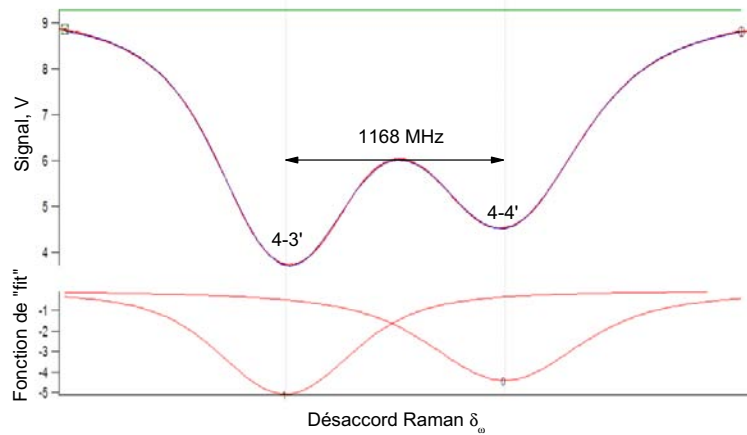


Figure 6.6 – Exemple de recouvrement de raies (transitions  $F = 4 - F' = 3$  et  $F = 4 - F' = 4$ ). La fréquence du laser esclave est fixée, la fréquence du laser maître est balayée. Le spectre est "fitté" avec la somme de profils de Voigt. Les deux profils de Voigt utilisés pour le "fit" sont tracés en bas. Les lignes grises correspondent aux vraies positions des transitions. A cause du recouvrement des raies il y a un déplacement du minimum d'absorption du spectre observé par rapport aux centres des raies. Cellule 1A, température 29°C.

On peut montrer que quand la résonance CPT se trouve sur une pente linéaire ( $y = ax + b$ ) (quand il y a un biais dû au recouvrement, par exemple), le décalage du point d'asservissement  $x_m$  par rapport à la résonance sur un fond plat  $x_0$  est donné par :  $\delta x = x_m - x_0 = \frac{a\Delta x}{S'_{(x_0-\Delta x)}}$ , où  $\Delta x$  est la profondeur de modulation de fréquence pour l'asservissement et  $S'_{(x_0-\Delta x)}$  est la pente de la courbe au point d'interrogation (voir figure 6.7). On voit que le décalage augmente avec la profondeur de modulation  $\Delta x$  et la pente du biais  $a$  et comme l'inverse de la pente de la résonance au point d'asservissement  $S'_{(x_0-\Delta x)}$ .

3) *La résonance CPT formée sur les transitions vers un autre niveau excité.*

Nos calculs (et aussi ceux de [103]) montrent que dans le cas de la raie D1 l'état noir pour les transitions vers 4' est également noir pour les transitions vers le niveau 3'. En présence du gaz tampon les raies sont élargies et se recouvrent et une formation de la résonance CPT via les transitions vers un autre niveau excité est donc possible. Le signal observé est donc la somme

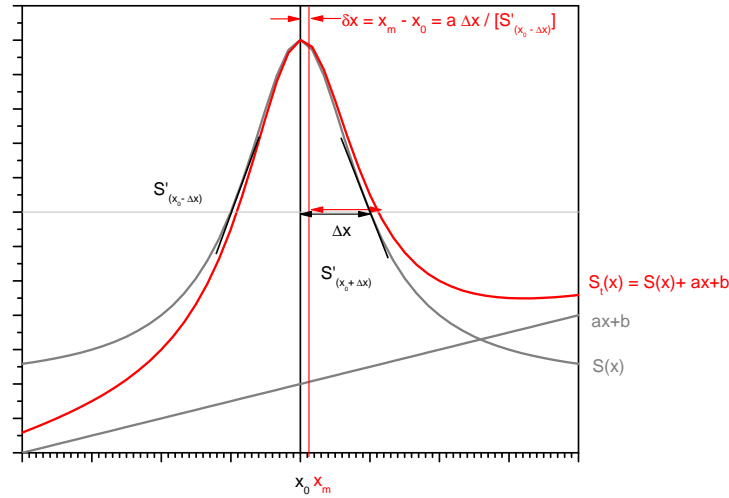


Figure 6.7 – Courbe Lorentzienne ( $S(x)$ ), un biais ( $y = ax + b$ ) et la somme de deux ( $S_t(x)$ ). Illustration pour l'explication du décalage du point d'asservissement de la fréquence  $x_m$  dans le cas d'une résonance sur une pente par rapport à une résonance sur fond plat  $x_0$ .  $\Delta x$  est la profondeur de modulation pour l'asservissement.  $S'_{(x_0-\Delta x)} = -S'_{(x_0+\Delta x)}$  est la pente de la courbe de résonance.

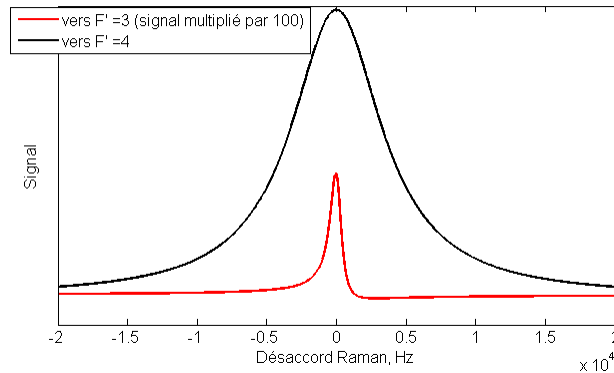


Figure 6.8 – Forme des résonances correspondant au niveau  $F' = 3$  (en rouge) et  $F' = 4$  (en noir). Pour une meilleure visibilité l'amplitude de la résonance correspondant au niveau  $F' = 3$  est multipliée par 100. Les calculs sont faits pour les conditions suivantes: les intensités laser ne sont pas égales  $I_1 = 0.8 \cdot I_2$ ,  $I_1 = 0.5 \text{ mW/cm}^2$ , les fréquences sont accordées sur les transitions vers le niveau  $F' = 4$ . Temps de relaxation de la cohérence  $T_2 = 3 \text{ ms}$ , taux de relaxation du niveau excité  $\Gamma = 300 \text{ MHz}$ .

d'une résonance de grande amplitude et symétrique, formée via les transitions vers  $F'=4$ , et d'un signal de faible amplitude (environ 1% ou moins du précédent), formé via les transitions vers  $F'=3$ , et dissymétrique (puisque très désaccordé) (voir figure 6.8). A cause de ce signal dissymétrique, le signal total observé peut être dissymétrique.

#### 4) *Pics adjacents.*

Pour exciter la résonance CPT on utilise le schéma double- $\Lambda$ . Il faut tenir compte de la présence des pics adjacents (1) et (2) (voir figure 6.9). Dans le cas d'une polarisation légèrement

elliptique, les amplitudes des pics adjacents ne sont pas égales et cela peut rendre la résonance CPT dissymétrique.

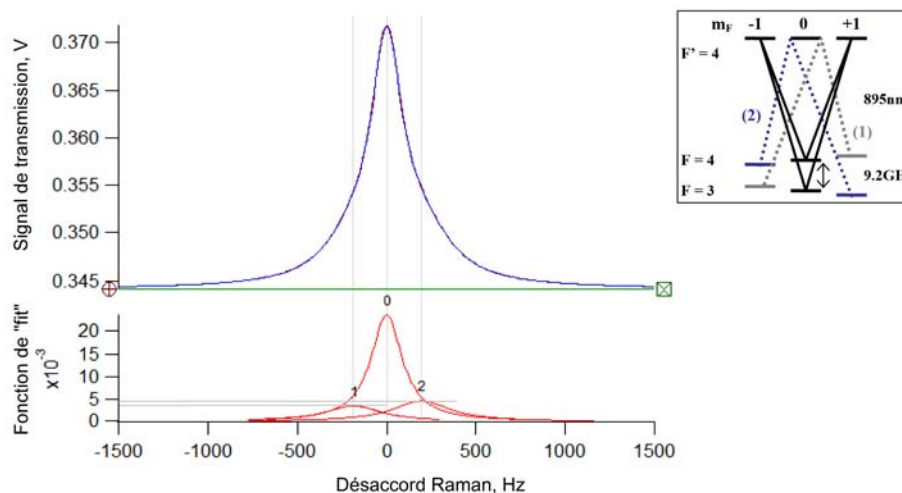


Figure 6.9 – Forme de résonance CPT dans le cas d'excitation dans le schéma double- $\Lambda$ . Les pics adjacents (1) et (2) sont présents et ont des amplitudes différentes à cause de légère ellipticité de polarisation. Cellule 1A, température 29°C, champ magnétique 210 mG, faible intensité laser ( $\sim 200 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ ).

##### 5) *Le gradient de l'intensité.*

Dans l'article [104] les auteurs montrent que le gradient de l'intensité laser (dû au profil gaussien du faisceau et à la décroissance de l'intensité au long de la cellule à cause de l'absorption) peut induire la dissymétrie du profil de la résonance dans le cas de la double résonance (microonde-optique). Et la dissymétrie augmente avec l'augmentation de l'intensité. Dans notre cas, le faisceau est gaussien et la cellule utilisée est assez longue (les effets de l'absorption ne sont pas négligeables) et on travaille avec des intensités assez fortes. Il est possible que dans notre cas une dissymétrie de la résonance CPT soit liée à l'effet du gradient de l'intensité. En plus, cette dissymétrie change avec l'intensité laser (d'après les auteurs [104] on s'attend à une plus forte dissymétrie pour les intensités élevées). Le changement de la température de la cellule peut augmenter l'absorption et donc le gradient de l'intensité au long de la cellule, et rendre la résonance plus dissymétrique.

##### **Estimation des contributions à la dissymétrie**

On peut définir la dissymétrie comme la différence des niveaux détectés pour une certaine profondeur de modulation  $\Delta x$  divisée par la moitié de l'amplitude totale  $y$ :  $\Delta y/y$  (voir figure 6.10).

On peut estimer la contribution de différents effets à la dissymétrie de la résonance.

Dans le cas d'un désaccord optique de 100 MHz en présence du gaz tampon (raie élargie, 600 MHz) la dissymétrie est de l'ordre de  $2 \cdot 10^{-5}$  pour la résonance en mode continu, et de l'ordre de  $0.7 \cdot 10^{-5}$  pour la frange centrale en mode pulsé.

Quand on est à résonance optique, la contribution due au recouvrement des raies est de l'ordre de  $1.3 \cdot 10^{-6}$  pour le cas continu, et de l'ordre de  $0.5 \cdot 10^{-6}$  pour la frange centrale en mode pulsé.

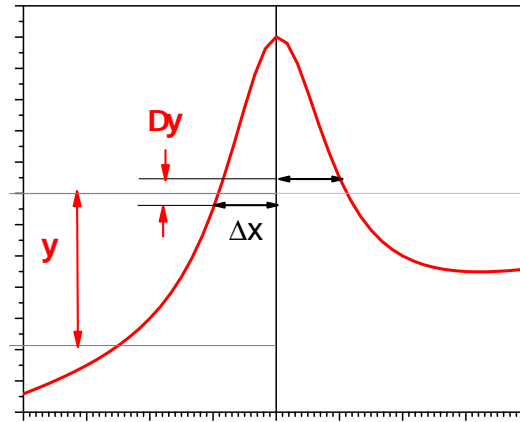


Figure 6.10 – Illustration pour l'estimation de la dissymétrie. On définit la dissymétrie comme la différence des niveau détectée pour une certaine profondeur de modulation  $\Delta x$  divisé par l'amplitude moyenne du signal pour cette profondeur de modulation  $y$ :  $\Delta y/y$

La contribution due à la formation de la résonance CPT via un autre niveau excité ne dépasse pas  $10^{-4}$ .

La contribution la plus importante est due à la présence des pics adjacents. Dans le cas de la figure 6.9, avec des amplitudes des pics adjacents de 15% et de 19% par rapport à l'amplitude de la résonance métrologique, la dissymétrie due à cet effet est de l'ordre de  $2 \cdot 10^{-2}$  pour le cas continu, et  $0.6 \cdot 10^{-2}$  pour le cas pulsé.

La contribution de tout ces effets peut être augmentée par la présence du gradient d'intensité.

Rappelons, que contrairement au modèle de J.Vanier, le modèle de T.Zanon tient compte de la dissymétrie de la résonance CPT à cause du désaccord optique. Mais aucun des deux modèles ne tient compte de la présence ni de la raie voisine (séparée de 1168 MHz), ni du CPT formé sur les autres transitions, ni des pics adjacents, ni du gradient de l'intensité.

## 6.2 Expérience

Dans cette partie les résultats expérimentaux préliminaires de l'étude de l'influence des différents paramètres sur le déplacement lumineux de la fréquence d'horloges CPT seront présentés. Ces résultats seront un point de départ pour les études futures plus approfondies.

Les équations des modèles J.Vanier et T.Zanon peuvent indiquer les paramètres (tels que le désaccord optique ou le rapport des intensités des deux lasers) permettant d'annuler le déplacement optique, ainsi que la sensibilité du déplacement lumineux aux variations de ces paramètres. Mais en réalité le choix des paramètres pour annuler le déplacement optique est une tâche assez difficile. Plusieurs paramètres entrent en jeu simultanément, il est nécessaire de déterminer le rôle de chacun et cela n'est pas toujours facile.

Les principaux paramètres sont les suivants:

1) mode d'opération : continu ou Ramsey (et les paramètres de la séquence Ramsey - les temps  $\tau$  et  $T_R$ );



- 2) intensité totale;
- 3) rapport des intensités laser maître / laser esclave (M/E);
- 4) désaccord optique de la résonance optique ( $\Delta_0$ );
- 5) cellule (la pression du gaz tampon (élargissement des raies optiques), température de la cellule (absorption des deux lasers)).

### 6.2.1 Conditions expérimentales

Dans toutes les expériences décrites ci-dessous le laser maître est accordé sur la transition  $F = 4 - F' = 4$  et le laser esclave sur  $F = 3 - F' = 4$ . La fréquence du laser est asservie sur la cellule qui ne contient que de la vapeur de Cs. Le laser esclave est verrouillé en phase sur le laser maître.

Pour être en résonance optique dans la cellule contenant un gaz tampon (où la fréquence est déplacée par rapport au Cs), on utilise une combinaison des deux modulateurs acousto-optiques : l'un dans un des bras de l'absorption saturée, l'autre est celui qui sert à effectuer les impulsions. Pour les études du déplacement en fonction du désaccord optique on change la fréquence (et l'ordre) du modulateur de l'absorption saturée (modulateur à  $110 \text{ MHz} \pm 25 \text{ MHz}$  (on peut augmenter cette plage jusqu'à  $\pm 35 \text{ MHz}$ , mais on perd en puissance)). La fréquence du modulateur qui effectue les impulsions est fixe (ordre -1, fréquence décalée de  $-210 \text{ MHz}$ ).

L'intensité laser incidente peut être changée de trois manières. S'il faut changer l'intensité totale, on peut agir sur la puissance RF injectée dans le modulateur qui effectue les impulsions (en gardant la température du modulateur asservie) ou on peut utiliser les densités neutres placées devant la cellule. On a vérifié que ces densités atténuent les puissances de chacun des deux lasers de la même façon (indépendamment de la fréquence, qui est légèrement différente entre les deux lasers, et de la polarisation, car les deux lasers ont des polarisations linéaires croisées). Pour atténuer la puissance de chaque laser indépendamment on agit sur les lames  $\lambda/2$  devant le cube de superposition (voir figure 3.2 page 27).

Le profil du faisceau a un profil gaussien et le diamètre du faisceau est égale à  $12 \text{ mm}$  (à  $1/e^2$  du maximum). Pour changer le diamètre on utilise un diaphragme (un iris) placé devant la cellule (voir figure 3.2 page 27), qui découpe la partie centrale du faisceau.

La cellule utilisée est 1A (mélange Ar-N<sub>2</sub>,  $r_{Ar/N_2} = 0.6$ , 21 torr), la température est  $29^\circ\text{C}$  (s'il ne s'agit pas de mesures en fonction de la température de la cellule). Le champ magnétique appliqué est de  $210 \text{ mG}$ .

Les mesures ont été faites dans le cas continu ou pulsé, on utilise la modulation de phase pour l'asservissement de fréquence sur la résonance CPT.

On étudie le déplacement de la fréquence de la résonance CPT en fonction des différents paramètres. Pour cela on asservit la fréquence sur la résonance CPT et on détecte le déplacement de la fréquence asservie en fonction des paramètres étudiés. Les fréquences indiquées sur les figures sont corrigées de l'effet Zeeman, mais pas du déplacement collisionnel.

### 6.2.2 Mode continu/Ramsey

On s'attend à ce que le déplacement lumineux soit réduit dans le cas d'opération dans le mode Ramsey par rapport au cas continu à intensités laser égales. Cela s'explique par le fait que dans le cas Ramsey les atomes évoluent dans le noir la plus grande partie de temps.

Comme le montre la figure 6.11 dans le cas Ramsey la pente est considérablement réduite par rapport au cas continu. En mode Ramsey la pente du déplacement lumineux diminue avec une augmentation du temps Ramsey  $T_R$ . Dans la plage des intensités  $0 - 500 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ , la pente

en mode continu est  $0.04 \text{ Hz}/(\mu\text{W}/\text{cm}^2)$ , en mode Ramsey :  $0.0027 \text{ Hz}/(\mu\text{W}/\text{cm}^2)$  pour  $\tau = 2 \text{ ms}$ ,  $T_R = 4 \text{ ms}$  et  $0.0013 \text{ Hz}/(\mu\text{W}/\text{cm}^2)$  pour  $\tau = 2 \text{ ms}$ ,  $T_R = 8 \text{ ms}$ . Quand le temps de Ramsey  $T_R$  augmente d'un facteur 2, la pente du déplacement ( $\text{Hz}/(\mu\text{W}/\text{cm}^2)$ ) diminue d'un facteur 2. L'effet de différents temps de pompage  $\tau$  est assez négligeable.

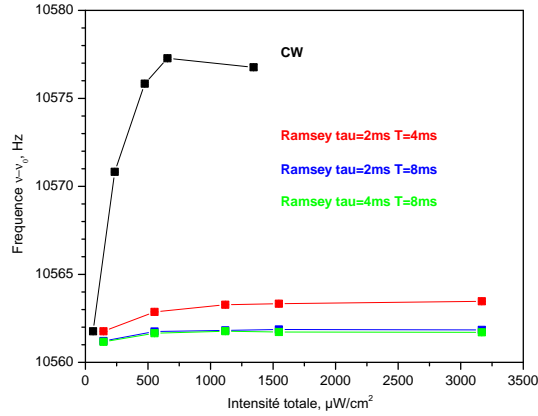


Figure 6.11 – Déplacement lumineux pour les différents modes d'opération (CW et Ramsey). Conditions expérimentales: cellule 1A ( $r_{Ar/N_2}=0.595$ ,  $P_{total} = 21 \text{ torr}$ ), température  $29^\circ\text{C}$ , désaccord par rapport à la résonance optique nul ( $-173 \text{ MHz}$  par rapport au Cs), rapport d'intensité laser maître / laser esclave  $M/E=1.89$ , diamètre du faisceau  $7 \text{ mm}$ .

Notons que la diminution de la pente (du déplacement de la fréquence avec l'intensité laser) avec l'augmentation de temps de Ramsey  $T_R$  (ou entre le mode continu et Ramsey) peut être expliqué par deux phénomènes: 1) dans le cas  $T_R = 8 \text{ ms}$  les atomes passent plus de temps sans interaction avec la lumière que dans le cas de  $T_R = 4 \text{ ms}$  (ou le cas continu), d'où la diminution du déplacement lumineux; 2) dans le cas  $T_R = 8 \text{ ms}$ , la frange est plus étroite par rapport au cas  $T_R = 4 \text{ ms}$  et les effets de la dissymétrie sont moins importants (voir figure 6.7) Dans le cas  $T_R = 8 \text{ ms}$  la profondeur de modulation  $\Delta x$  est deux fois plus petite que dans le cas  $T_R = 4 \text{ ms}$ .

Nous avons vérifié, en revanche, que le rapport des déplacements dans les cas continus et Ramsey n'est ni dans le rapport des profondeurs de modulation ( $\Delta x$ ), ni dans celui des pentes ( $S'_{(x_0-\Delta x)}$ ). Mais il faut noter que la forme de la résonance et la symétrie ne sont pas les mêmes dans le cas continu et Ramsey.

### 6.2.3 Intensité totale

On attend une augmentation linéaire du déplacement lumineux avec l'augmentation de l'intensité laser. Comme on l'a mentionné dans la section précédente l'expérience montre que cela (la linéarité) n'est pas toujours le cas. Dans notre cas on observe une dépendance non-linéaire du déplacement lumineux avec l'intensité laser totale (figure 6.11, par exemple). On peut supposer que cette non-linéarité peut être provoquée par la dissymétrie de la résonance qui change avec l'intensité (entre autre l'effet de gradient de l'intensité ou la présence des pics adjacents) et induit un biais.

### 6.2.4 Rapport des intensités: laser maître / laser esclave (M/E)

D'après les modèles de J.Vanier et de T.Zanon, le déplacement lumineux doit être respectivement nul ou constant pour le cas des intensités égales ( $M/E=1$ ), et la pente (ou la constante pour le modèle de T.Zanon) doit changer le signe entre les cas  $M<E$  et  $M>E$ .

Les mesures montrent que dans nos conditions expérimentales pour le cas  $M/E=1$  la pente n'est pas nulle, et il n'y a pas de changement de signe de pente entre les cas  $M<E$  et  $M>E$  (figure 6.12(a)). Il peut s'agir d'un autre effet présent et dominant. Mais on trouve que pour les cas  $M<E$  et  $M>E$  la fréquence est déplacée dans des sens opposés par rapport au cas  $M/E=1$ . Pour ces conditions expérimentales (une intensité totale 100-1700  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ , un désaccord optique nul, cellule avec 21 torr de mélange Ar- $\text{N}_2$  à 29°C) on peut estimer l'influence du changement du rapport des deux intensités avec une intensité totale constante (voir figure 6.12(b)). Par exemple, à partir de l'interpolation des mesures expérimentales on peut calculer que pour l'intensité totale de 1000  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ , le déséquilibre de 10  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$  (1% par rapport à l'intensité totale) entre les deux intensités mène à un déplacement de la fréquence d'horloges de 0.032 Hz

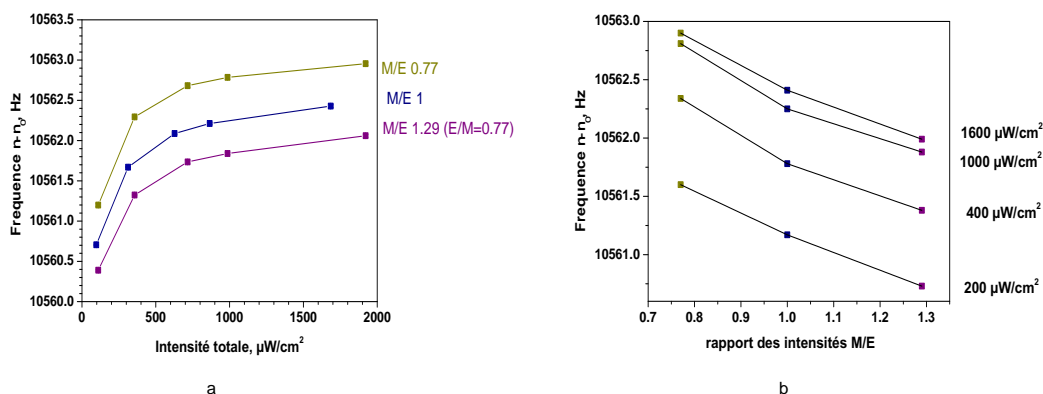


Figure 6.12 – a) Déplacement lumineux pour les différents rapports d'intensité laser maître / laser esclave ( $M/E = 1, 0.77$  et  $1.29$ ). b) Déplacement lumineux en fonction du rapport des intensités laser maître / laser esclave pour les intensités totales fixes (1600  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ , 1000  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ , 400  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$  et 200  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ ). Conditions expérimentales: cellule 1A ( $r_{\text{Ar}/\text{N}_2}=0.595$ ,  $P_{\text{total}} = 21$  torr), température 29°C, désaccord par rapport à la résonance optique nul (-173 MHz par rapport au Cs), mode Ramsey ( $\tau = 2$  ms,  $T_R = 4$  ms), diamètre du faisceau 12 mm.

On peut calculer le déplacement de fréquence prédit par les modèles de J.Vanier et de T.Zanon pour nos conditions expérimentales (voir figures 6.13 et 6.14). On voit que le modèle de J.Vanier prévoit que pour les différentes intensités totales il y a un changement de pente du déplacement lumineux en fonction du rapport des intensités (figure 6.13(b)). Dans le cas de modèle de T.Zanon cette pente est indépendante de l'intensité totale (figure 6.14(b)).

Expérimentalement, on trouve que cette pente reste quasi-constante pour les différentes intensités totales (figure 6.12(b)).

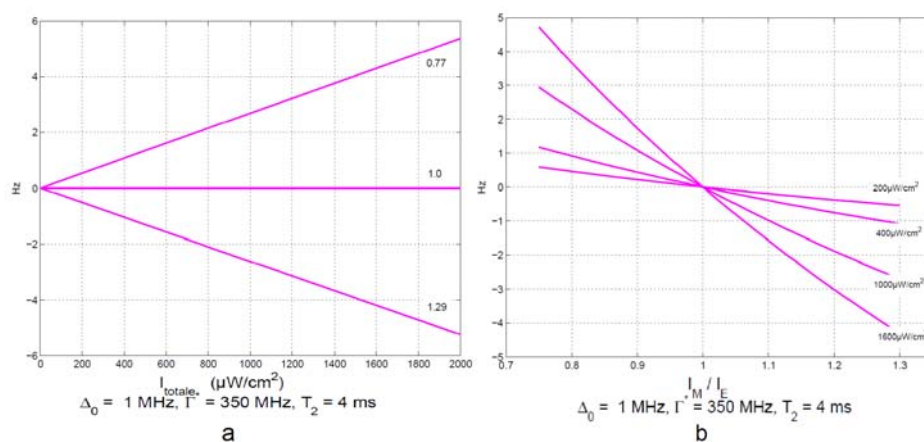


Figure 6.13 – Modèle de J. Vanier, résultats de calculs pour nos conditions expérimentales, mais en mode continu. a) Déplacement lumineux pour les différents rapports d'intensité laser maître / laser esclave ( $M/E = 1, 0.77$  et  $1.29$ ). b) Déplacement lumineux en fonction du rapport des intensités laser maître / laser esclave pour des intensités totales fixes.

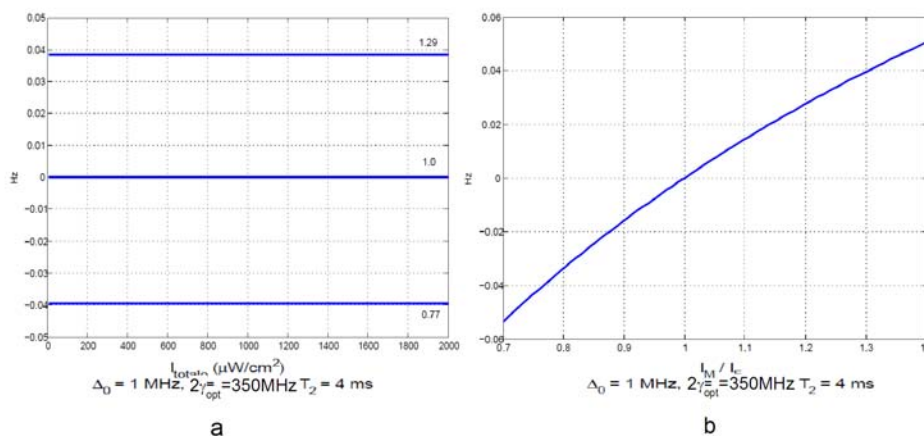


Figure 6.14 – Modèle de T. Zanon, résultats de calculs pour nos conditions expérimentales, mais en mode continu. a) Déplacement lumineux pour les différents rapports d'intensité laser maître / laser esclave ( $M/E = 1, 0.77$  et  $1.29$ ). b) Déplacement lumineux en fonction du rapport des intensités laser maître / laser esclave pour les intensités totales fixes. Les courbes pour des différentes intensités sont superposées.

### 6.2.5 Désaccord optique

En présence de gaz tampons, les fréquences des transitions optiques sont décalées et élargies (par rapport au cas du Cs pur). Pour une cellule avec une pression de gaz tampon connue et à une certaine température de travail on peut calculer la correction sur la fréquence optique pour se mettre à la résonance optique ( $\Delta_0 = 0$ ). Les coefficients et leur dépendances thermiques sont donnés dans le tableau 4.1 page 85. Pour la cellule utilisée (1A) et à 29°C pour être à la résonance optique ( $\Delta_0 = 0$ ) il faut décaler la fréquence des lasers de -173 MHz par rapport au Cs pur.

Le modèle de Zanon pour le cas d'un désaccord optique nul ( $\Delta_0 = 0$ ) et pour des intensités équilibrées ( $M/E=1$ ) prévoit que le déplacement lumineux en fonction de l'intensité est nul. Il est constant pour des intensités déséquilibrées ( $M/E \neq 1$ , mais constant) et change de signe entre les cas  $M < E$  et  $M > E$ , ainsi que entre les cas de désaccord positif et négatif (figures 6.3). Le modèle de Vanier prévoit la même situation avec le changement de signes, sauf que le déplacement lumineux en fonction de l'intensité total est linéaire (figures 6.2).

Les mesures préliminaires (figures 6.15) montrent que pour un désaccord optique nul et pour le cas ( $M/E \neq 1$ ) le déplacement en fonction de l'intensité n'est pas constant. Comme dans le cas de l'étude de la dépendance du déplacement en fonction du rapport d'intensité des deux lasers il peut s'agir du même effet dominant (surtout quand le déplacement a le même comportement en fonction de l'intensité totale).

Pour les désaccords positifs ou négatifs la fréquence est déplacée dans des sens opposés par rapport au désaccord nul, comme prédit par les modèles théoriques. Mais la dépendance est inversée entre le cas continu et Ramsey (figure 6.16).

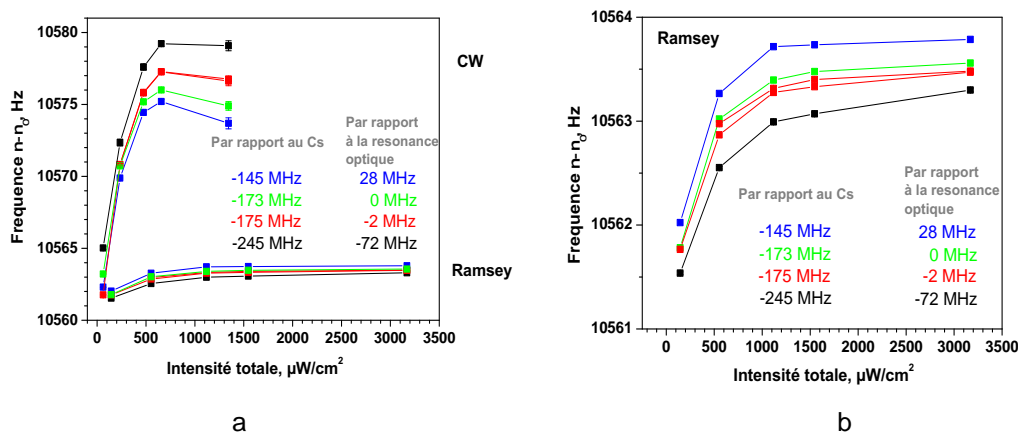


Figure 6.15 – Déplacement lumineux en fonction de l'intensité laser totale pour différents désaccords optiques. Conditions expérimentales: cellule 1A ( $r_{Ar/N_2}=0.595$ ,  $P_{total} = 21$  torr), température 29°C, rapport d'intensité laser maître / laser esclave  $M/E = 1.89$ , diamètre du faisceau 7 mm. Figure (a) modes : CW et Ramsey ( $\tau = 2$  ms,  $T_R = 4$  ms). Pour une meilleure visibilité un agrandissement pour le mode Ramsey ( $\tau = 2$  ms,  $T_R = 4$  ms) est montré sur la figure (b). Les valeurs des désaccords optiques, par rapport au Cs seul et par rapport au Cs avec gaz tampon (pour la cellule utilisée), sont indiquées sur les figures.

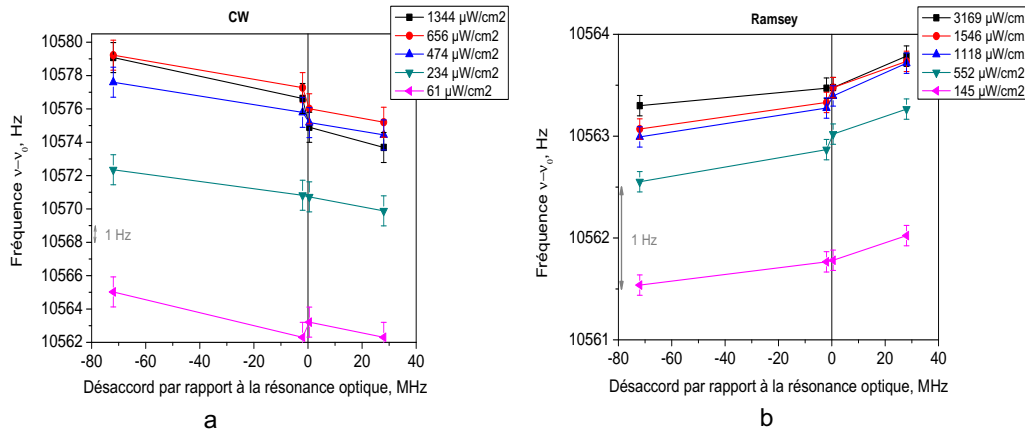


Figure 6.16 – Déplacement lumineux en fonction du désaccord optique pour les différentes intensités laser totales (a - mode continu; b - mode Ramsey). Conditions expérimentales: cellule 1A ( $r_{Ar/N_2}=0.595$ ,  $P_{total} = 21$  torr), température  $29^\circ\text{C}$ , rapport d'intensité laser maître / laser esclave M/E = 1.89, diamètre du faisceau 7 mm. Modes continu et Ramsey ( $\tau = 2$  ms,  $T_R = 4$  ms). Le trait vertical correspond au désaccord optique nul.

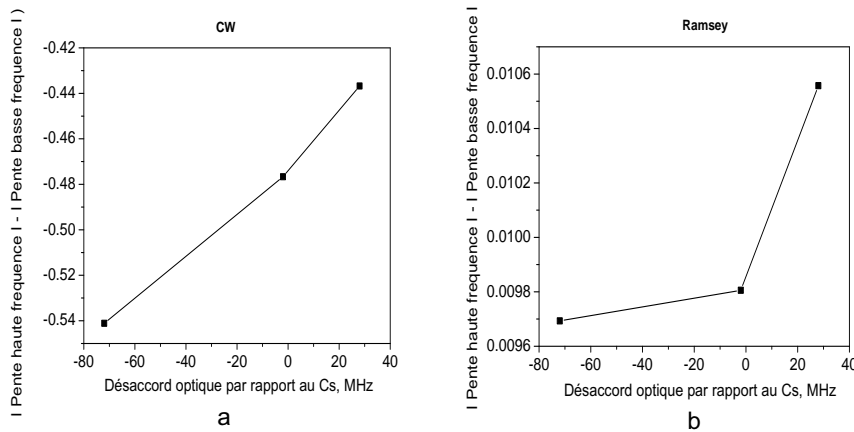


Figure 6.17 – Différence relative des valeurs absolues des pentes des deux cotés de la frange en fonction du désaccord optique (a - mode continu; b - mode Ramsey ( $\tau = 2$  ms,  $T_R = 4$  ms)), différence relative par rapport à la pente moyenne. Conditions expérimentales: cellule 1A ( $r_{Ar/N_2}=0.595$ ,  $P_{total} = 21$  torr), température  $29^\circ\text{C}$ , rapport d'intensité laser maître / laser esclave M/E = 1.89, diamètre du faisceau 7 mm. Cas continu intensité  $1344 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ , cas Ramsey intensité  $3169 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ . Notons que les dissymétries sont de signes inverses entre les modes continu et Ramsey, et qu'elles évoluent en sens inverse en valeur absolue.

*Explication possible*

Si pour le même désaccord optique la dissymétrie n'est pas la même pour le cas continu et Ramsey (si elle est inversée, la pente côté basse (ou haute) fréquence est plus raide dans le cas continu et plus douce dans cas Ramsey que la pente côté haute (ou basse) fréquence) le biais induit pour les deux modes d'opération sera opposé et cela peut expliquer la différente dépendance dans les cas continu et Ramsey.

Dans notre cas pour le mode continu la pente côté basse fréquence est moins raide que celle côté haute fréquence (par exemple, 0.00045 V/Hz et 0.0007 V/Hz, respectivement (pour le désaccord -175Hz, l'intensité 1344  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ )). Dans le mode Ramsey, c'est l'inverse, la pente côté basse fréquence est plus raide que celle côté haute fréquence (par exemple, 0.0151 V/Hz et 0.0150 V/Hz, respectivement (pour le désaccord -175Hz, intensité 3169  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ )). Dans le cas continu la dissymétrie diminue quand le désaccord croît dans le sens des désaccords positifs. Dans le cas Ramsey, c'est l'inverse, la dissymétrie diminue quand le désaccord croît dans le sens des désaccords négatifs (voir figure 6.17), dans le limite de la région des désaccords exploités.

La différence des pentes des deux côtés de la frange est plus importante dans le cas continu, ce qui explique le plus fort décalage de fréquence par rapport au cas Ramsey. L'inversion de la dissymétrie entre les cas continu et Ramsey reste inexpliquée pour l'instant.

**6.2.6 Cellule**

*Effet de la pression.* Comme cela a été mentionné dans le paragraphe précédent, le recouvrement des raies optiques peut causer une distorsion de la résonance CPT. Avec l'augmentation de la pression du gaz tampon cet effet sera plus important.

*Effet de la température.* Les mesures montrent une forte dépendance du déplacement avec la température de la cellule (voir figure 6.18 et 6.19)<sup>1</sup>. La température de la cellule peut influencer le déplacement via plusieurs mécanismes. Autrement dit le déplacement lumineux dépend de la température de la cellule, et les raisons de cela sont multiples:

- Avec l'augmentation de la température de la cellule, les raies optiques s'élargissent (la largeur Doppler augmente) et le recouvrement est plus important. Donc à un désaccord nul la résonance CPT devient plus dissymétrique et le biais dû à cette dissymétrie augmente. Selon l'importance de ce biais le déplacement lumineux en fonction de l'intensité totale peut être différent.

- Avec l'augmentation de la température l'absorption augmente et le gradient de l'intensité devient plus fort provoquant une plus forte dissymétrie de la résonance CPT. A cause du niveau de dissymétrie différent, le déplacement de la fréquence asservie est différent pour chaque température.

- Comme cela a été montré dans le chapitre 4, sous-section 4.2.3 le déplacement des raies optiques du Cs en présence de gaz tampons a une certaine dépendance thermique ( $S \sim T^n$ , où  $S$  est le déplacement des raies optiques,  $T$  est la température de la cellule et  $n$  est une constante). A cause de cette dépendance le désaccord optique change avec la température de la cellule. Donc, pour une étude de la dépendance en température du déplacement lumineux il faut tenir compte de la contribution due au changement du désaccord optique.

- D'une part, avec une augmentation de la température de la cellule l'absorption de la lumière incidente augmente. Cela mène à une diminution de la lumière "effective" vue par les

---

1. Il faut remarquer que cette dépendance du déplacement "lumineux" avec la température de la cellule (le changement du déplacement de la fréquence d'horloges en fonction de l'intensité laser pour différentes températures de la cellule) a été remarquée pour plusieurs cellules étudiées (avec un seul gaz tampon ou un mélange) (par exemple voir figures 6.20).

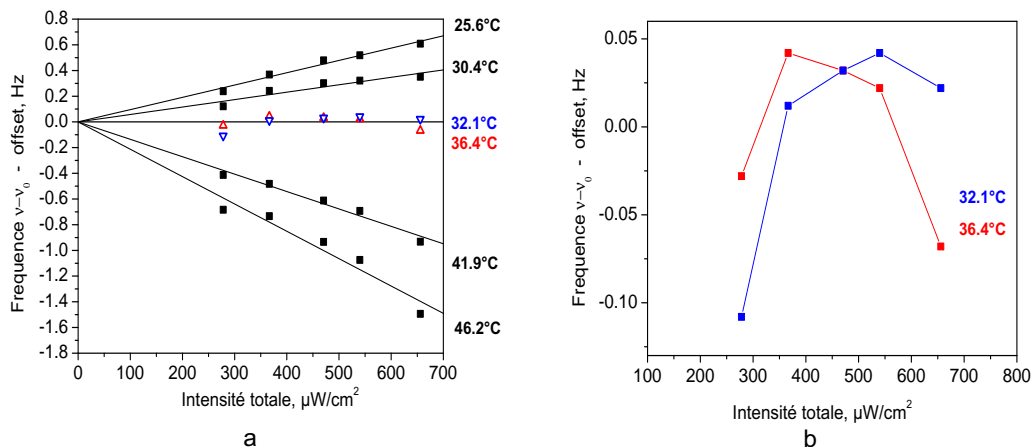


Figure 6.18 – Déplacement lumineux en fonction de la température de la cellule 1A ( $r_{Ar/N_2}=0.595$ ,  $P_{total} = 21$  torr). Conditions expérimentales: désaccord optique -18 MHz (-155 MHz par rapport au Cs), mode Ramsey ( $\tau = 2$  ms,  $T_R = 4$  ms), rapport d'intensité laser maître / laser esclave M/E  $\sim 1$ , diamètre du faisceau 11 mm. Pour une meilleure visibilité un offset différent est appliqué pour chaque courbe (la fréquence est déplacée à cause des collisions). Sur la figure (b) on agrandit les courbes de 32.1°C et 36.4°C.

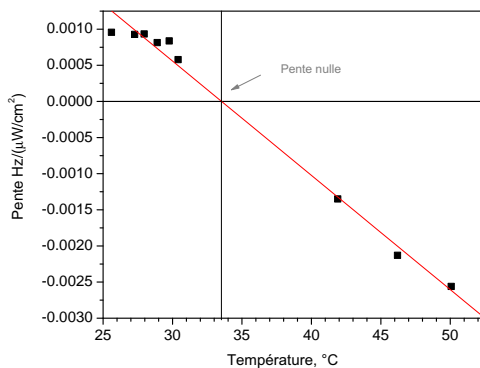


Figure 6.19 – Pente du déplacement lumineux ( $\text{Hz}/(\mu\text{W}/\text{cm}^2)$ ) en fonction de la température de la cellule. Conditions expérimentales: cellule 1A ( $r_{Ar/N_2}=0.595$ ,  $P_{total} = 21$  torr), désaccord optique -18 MHz (-155 MHz par rapport au Cs), mode Ramsey ( $\tau = 2$  ms,  $T_R = 4$  ms), rapport d'intensité laser maître / laser esclave M/E  $\sim 1$ , diamètre du faisceau 11 mm. On s'attend à l'annulation de la pente autour de 34°C. Mais le déplacement est quadratique (voir 6.18 (b))

atomes. De l'autre part, l'absorption de chacun des deux lasers change avec la température (voir tableau 6.1 et figure 6.21). Cela peut être équivalent à un changement du rapport des intensités laser maître / laser esclave. Il faut noter que les mesures d'absorption sont faites avec un seul laser et les effets de pompage sont donc possibles. Comme les mesures ont été



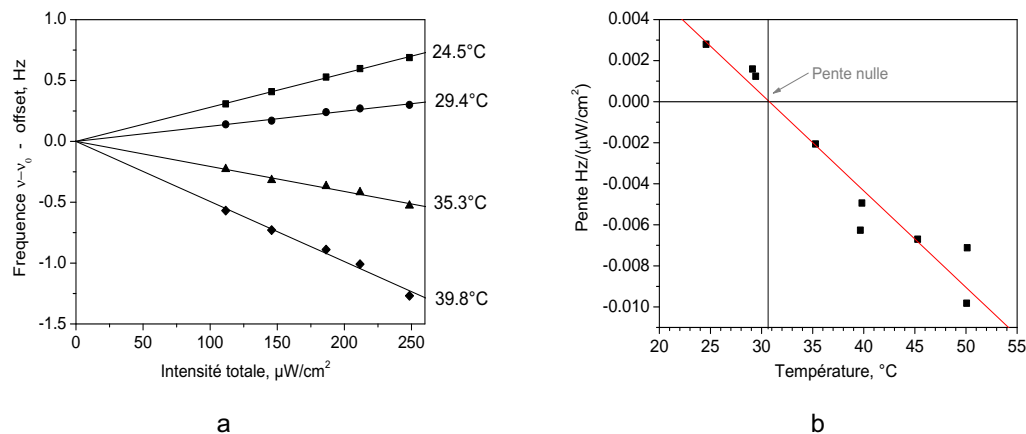


Figure 6.20 – a) Déplacement lumineux en fonction de la température de la cellule contenant 30 torr  $\text{N}_2$  (Triad). b) Pente du déplacement lumineux ( $\text{Hz}/(\mu\text{W}/\text{cm}^2)$ ) en fonction de la température de la cellule. Conditions expérimentales: cellule Triad, 30 torr  $\text{N}_2$ , désaccord optique par rapport au Cs -239 MHz (ou 5 MHz par rapport à la résonance optique, à 30 °C), mode Ramsey ( $\tau = 2$  ms,  $T_R = 4$  ms), rapport d'intensité laser maître / laser esclave M/E  $\sim 1$ , diamètre du faisceau 11 mm. Pour une meilleure visibilité sur la figure (a) un offset différent est appliqué pour chaque courbe (la fréquence est déplacée à cause des collisions).

faites dans les mêmes conditions et que la procédure de mesures est la même pour toutes les températures, on suppose que ces effets sont identiques.

Tableau 6.1 – Absorption de chaque laser (laser maître M et laser esclave E) dans la cellule 1A pour différentes températures (les mesures sont faites en mode continu, l'intensité est mesurée avec une photodiode, les intensités sont égales à l'entrée de la cellule).

Laser	Avant cellule, V	Après cellule, V				
		à 29.0°C	à 32.1°C	à 36.4°C	à 39.8°C	à 44.8°C
M	6.00	4.655	4.448	4.395	4.239	3.971
E	6.00	4.653	4.507	4.574	4.495	4.305
rapport M/E	1.000	1.000	0.987	0.961	0.943	0.923

#### *Conclusions et discussions sur l'effet de la température.*

Les figures 6.18 et 6.20(a) montrent que le déplacement de fréquence en fonction de l'intensité totale varie beaucoup avec la température de la cellule: l'amplitude (la pente ( $\text{Hz}/\mu\text{W}/\text{cm}^2$ )) change et le déplacement peut changer de signe. Il s'agit donc d'un mécanisme important, très sensible à la température.

Parmi les mécanismes qui influencent la dissymétrie de la résonance on considère: le changement du désaccord optique, l'augmentation du recouvrement des raies optiques et l'augmentation de l'effet lié au gradient de l'intensité laser avec l'augmentation d'absorption avec la température.

Comme le montrent les calculs à partir de la dépendance  $S \sim T^n$  mesurée, le changement

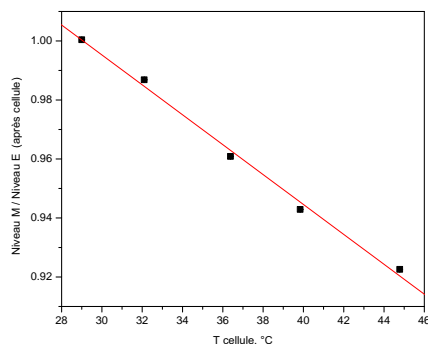


Figure 6.21 – Le rapport des intensités des laser maître et esclave (M/E) détectées après la cellule. Les intensités des laser maître et esclave avant cellule sont égales ( $1000 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ , diamètre du faisceau 7 mm). Mesures faite avec un seul laser (maître ou esclave). Conditions expérimentales: cellule 1A ( $r_{Ar/N_2}=0.595$ ,  $P_{total} = 21$  torr), pour chaque température le désaccord optique est nul, mode continu.

de la valeur du désaccord avec la température n'est pas très grand ( $\sim 5$  MHz pour  $\sim 40^\circ\text{C}$  de différence de températures) (voir figure 6.22). L'augmentation du recouvrement avec la température, n'est pas très grand non plus. La largeur Doppler change de 359 MHz à 378 MHz pour les températures 25 -  $55^\circ\text{C}$ . On peut donc estimer que ces deux mécanismes ne sont pas prépondérants. Pour l'instant on n'est pas en mesure de déterminer précisément l'influence du gradient de l'intensité.

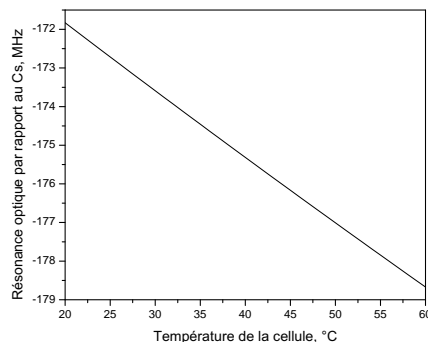


Figure 6.22 – Décalage des fréquences optiques dans la cellule avec un mélange de gaz tampon (1A,  $r_{Ar/N_2}=0.595$ ,  $P_{total} = 21$  torr) par rapport aux transitions dans le Cs. Valeurs calculées en fonction de la température de la cellule.

Par contre on peut constater que le changement du rapport des intensités (laser maître / laser esclave) induit un déplacement de fréquence assez important. Le fait que les deux lasers ne sont pas absorbés de la même façon peut avoir un impact dans la forte dépendance du déplacement lumineux avec la température.

Pour l'instant on peut donner juste des hypothèses des causes possibles, mais pas l'explications du mécanisme exact.

### 6.2.7 Étude préliminaire de la dissymétrie

Les études du déplacement en fonction de l'intensité laser pour les différents paramètres ont montré que nous avons sous estimé l'importance de l'effet de dissymétrie de la résonance CPT. On présente ici une étude préliminaire sur la dissymétrie. Rappelons que les différentes causes possibles de la dissymétrie ont été présentées dans la sous-section 6.1.4.

Pour estimer l'importance de cet effet, on a mesuré le déplacement de la fréquence pour les différents types de modulation (phase ou fréquence) et pour différentes profondeurs de modulation (voir figures 6.23 et 6.24).

La profondeur de modulation est choisie en fonction de la largeur de la résonance (profondeur/largeur). Pour le cas profondeur/largeur = 0.5, la modulation est faite à mi-hauteur de la frange. Le rapport 0.25 correspond à une modulation plus proche du sommet de la résonance et le rapport 0.75 correspond à une modulation plus proche du bas.

Notons que dans le cas continu, la largeur de la résonance change avec l'intensité laser. Pour ces mesures la profondeur de modulation est ajustée en fonction de la largeur de la résonance pour chaque intensité afin de garder le rapport profondeur/largeur constant. Pour le cas Ramsey, la largeur de la frange ne change pas avec l'intensité et la même profondeur de modulation (pour un rapport profondeur/largeur choisi) est appliquée pour les différentes intensités.

L'effet de la profondeur de modulation est beaucoup plus important dans le cas continu par rapport au cas Ramsey pour deux raisons: 1) la pente du signal (V/Hz) en continu est 30 fois plus petite par rapport au cas Ramsey; 2) la profondeur de modulation est beaucoup plus importante dans le cas continu, puisque la largeur totale à mi-hauteur  $\Delta\nu_{1/2}$  de la résonance CPT est plus grand (par exemple, pour le cas Ramsey ( $\tau = 2$  ms,  $T_R = 4$  ms)  $\Delta\nu_{1/2} = 125$  Hz, pour le cas continu  $\Delta\nu_{1/2} = 1300$  Hz (pour  $1000\mu\text{W}/\text{cm}^2$ )).

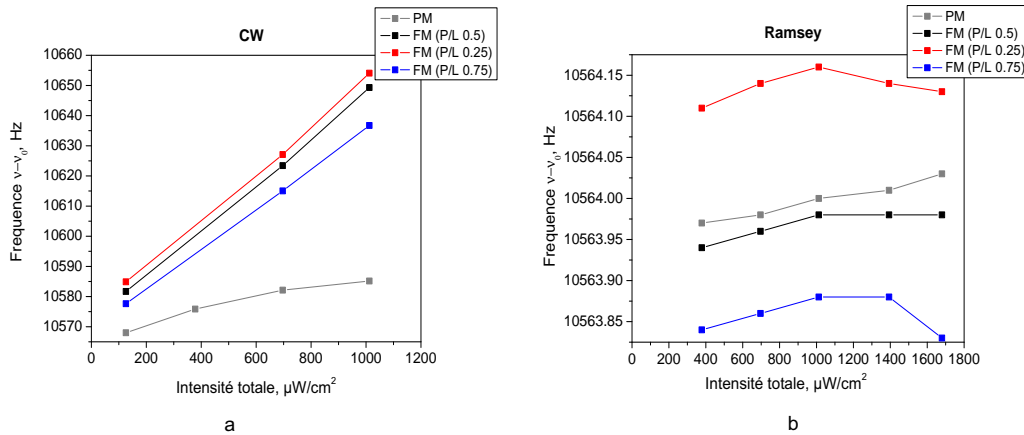


Figure 6.23 – Déplacement de fréquence en fonction de l'intensité pour différents types de modulation (modulation de phase (PM) ou de fréquence FM). Pour la modulation de fréquence les mesures sont faites pour différentes profondeurs de modulation (rapport profondeur de modulation / largeur de la résonance, P/L = 0.5, 0.25 et 0.75). Mode continu (a) et Ramsey ( $\tau = 2$  ms,  $T_R = 4$  ms) (b). Conditions expérimentales: cellule 1A, température  $29^\circ\text{C}$ , à la résonance optique, rapport d'intensité laser maître / laser esclave M/E = 1, diamètre du faisceau 12 mm.

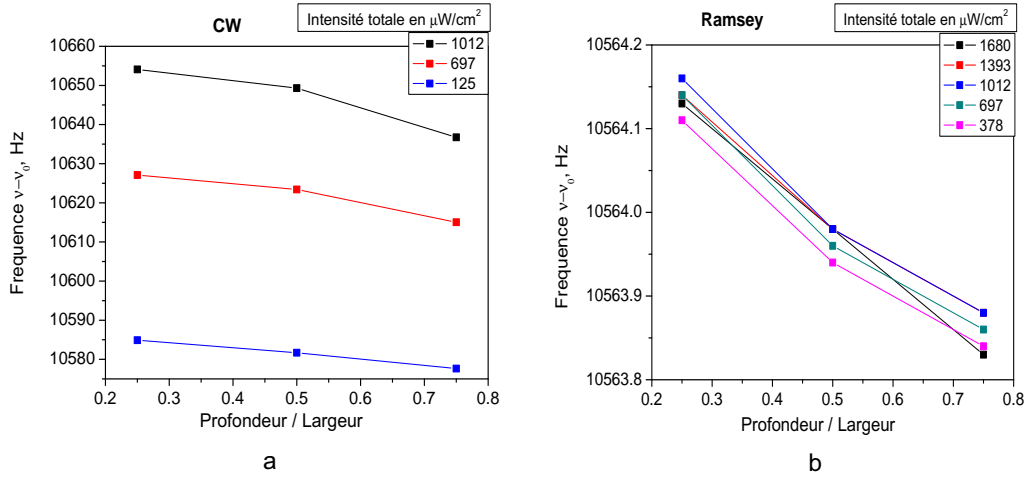


Figure 6.24 – Déplacement de fréquence en fonction de la profondeur de modulation pour différentes intensités. Mode continu (a) et Ramsey ( $\tau = 2$  ms,  $T_R = 4$  ms) (b). Conditions expérimentales: cellule 1A, température 29°C, résonance optique, rapport d'intensité laser maître / laser esclave M/E = 1, diamètre du faisceau 12 mm.

### 6.3 Conclusion sur les effets de puissance et les déplacements lumineux

La variation de la fréquence d'horloge avec l'intensité laser est assez complexe. Cette étude montre clairement que dans le cas d'une cellule avec gaz tampon les déplacements de fréquence observés en fonction de l'intensité ou du désaccord des lasers ne peuvent pas être expliqués par le déplacement lumineux seul. Le "vrai" déplacement lumineux (déplacement des niveaux d'énergie) est mélangé avec d'autres effets, notamment les effets de la dissymétrie liés au recouvrement des raies, le déplacement collisionnel des transitions optiques avec la température (désaccord optique), etc. Il est donc plus approprié de parler d'effet de puissance que de déplacement lumineux. Notons que la littérature sur les déplacements lumineux dans le cas du piégeage cohérent de population est très réduite, à notre connaissance ce point n'avait pas été mis en évidence jusque là.

Pour cette étude de déplacement de la fréquence en fonction de l'intensité laser on s'intéresse à la sensibilité aux différents paramètres pour pouvoir estimer leur contribution à l'instabilité de fréquence (à la dégradation de la stabilité) et pour choisir les paramètres permettant réduire cette sensibilité. A partir des mesures réalisées on peut constater que:

- Comme cela a été montré précédemment dans l'article [105], le déplacement est réduit dans le cas Ramsey par rapport au cas continu. Nous avons montré que la réduction du déplacement est plus importante avec l'augmentation du temps de Ramsey  $T_R$ , et que les causes possibles sont la diminution du temps d'interaction avec la lumière et la diminution du "biais" lié à la dissymétrie. Il est donc préférable d'augmenter les temps de Ramsey  $T_R$  pour réduire les déplacements de fréquence liés à l'intensité laser.

- Le déplacement de la fréquence avec l'intensité laser n'est pas linéaire. Dans nos conditions

expérimentales, pour la température de la cellule 29°C, la pente est moins raide (les variations de fréquence sont moindres) pour les intensités élevées (1000-2000  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ , figure 6.12, par exemple).

- Comme on l'a déjà mentionné dans le chapitre 3 la fréquence d'horloge est plus sensible aux variations du rapport des deux intensités laser qu'à l'intensité totale. Rappelons, que l'asservissement de la puissance de chaque laser mis en place (voir chapitre 3, sous-section 3.1.5) permet de réduire les variations de la fréquence induites à mieux que 0.001 Hz jusqu'à 10000 secondes.

- La fréquence d'horloge dépend du désaccord optique (pour le cas Ramsey elle est environ 0.007 Hz/MHz, figure 6.16). Mais pour le fonctionnement en horloge, le désaccord optique est fixé par les fréquences des deux modulateurs acousto-optiques. Le désaccord peut changer avec la température de la cellule. Mais cette température est contrôlée au niveau du mK, le changement de désaccord ne dépasse 0.002 MHz. La contribution due au changement de désaccord est donc négligeable.

- Il existe une forte dépendance du déplacement de la fréquence avec l'intensité laser à la température de la cellule. En changeant la température de la cellule on peut changer la pente de ce déplacement, mais aussi le signe. A partir de la figure 6.18 on estime que pour une intensité 500  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ , une variation de la température de 10 mK induit un déplacement de l'ordre de 0.001 Hz (sans compter le déplacement collisionnel).

Dans le tableau récapitulatif 6.2 on présente la sensibilité de la fréquence d'horloge à différents paramètres pour le cas suivant: cellule 1A, température de la cellule 29°C, intensité totale 1000  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ , rapport d'intensité laser maître / laser esclave M/E = 1, mode Ramsey ( $\tau = 2$  ms,  $T_R = 4$  ms), en résonance optique (désaccord optique  $\Delta_0=0$ ). Remarquons que la sensibilité à la température est estimée pour l'effet de puissance optique seul, le déplacement collisionnel étant soustrait.

Tableau 6.2 – Sensibilité de fréquence d'horloge à différents paramètres (intensité totale ( $I_t$ ), rapport des intensités ( $I_M/I_E$ ), désaccord optique ( $\Delta_0$ ), température de la cellule ( $T^\circ\text{C}$ )) pour cellule 1A à 29°C, intensité totale 1000  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ , rapport d'intensité laser maître / laser esclave = 1, en mode Ramsey ( $\tau = 2$  ms,  $T_R = 4$  ms) et à la résonance optique (désaccord optique  $\Delta_0=0$ ).

Paramètre	Sensibilité
$I_t$	0.0003 Hz/ $(\mu\text{W}/\text{cm}^2)$ ou 0.003 Hz/1% de variation relative <sup>1</sup>
$I_M/I_E$	-0.03 Hz/1% de déséquilibre relatif <sup>2</sup>
$\Delta_0$	0.007 Hz/MHz
$T^\circ\text{C}$ <sup>3</sup>	-0.15 Hz/ $^\circ\text{C}$

Notons que pour faire une véritable étude du déplacement lumineux et faire une comparaison avec les modèles théoriques, il sera plus simple de commencer avec une cellule ne contenant que de la vapeur de Cs (sans gaz tampon). Cela permettra d'éviter tout les effets liés au gaz tampon et donc de réduire le nombre des paramètres.

1. Variation relative  $\delta I_t/I_t$

2. Déséquilibre relatif  $(I_M - I_E)/I_t$

3. La sensibilité à la température est estimée pour l'effet de puissance optique seule, sans tenir compte du déplacement collisionnel.



# Conclusion

Les travaux présentés dans ce mémoire portent sur l'étude d'une horloge à effet de piégeage cohérent de population opérant en régime pulsé.

Les principaux résultats de cette thèse concernent la caractérisation, l'étude de la sensibilité du signal et de la fréquence d'horloge aux différents paramètres. La détermination des paramètres importants, leur meilleur contrôle et la réduction de la sensibilité à ces paramètres ont permis d'améliorer significativement la stabilité de fréquence à moyen et long terme.

Grâce à la caractérisation du banc optique, on a déterminé les éléments sensibles sur le banc optique et les asservissements nécessaires pour les contrôler ont été mis en place.

L'étude des déplacements collisionnels de la transition d'horloge a permis d'établir les coefficients dépendant de la pression et de la température pour le Cs en présence de trois gaz tampons: Ne, Ar et N<sub>2</sub>. Cette étude a permis de déterminer les coefficients linéaires de pression et de température avec une meilleure précision. Les termes quadratiques en température du déplacement collisionnel pour les gaz Ne et N<sub>2</sub> ont été mesurés pour la première fois. Pour Ar le terme quadratique est plus petit et nous donnons une estimation de sa valeur supérieure.

Connaissant les valeurs des coefficients nous pouvons prévoir la composition des mélanges de gaz permettant d'annuler la dépendance en température du déplacement collisionnel à une température donnée. Ceci a été vérifié expérimentalement pour différentes compositions d'un mélange Ar-N<sub>2</sub>. Cela nous a permis de réaliser une cellule avec la composition de gaz tampons optimale pour annuler la dépendance thermique de la fréquence d'horloge autour de la température de travail (29°C).

Les études de l'amplitude du signal et des temps de relaxation ont permis de déterminer les valeurs optimales des paramètres pour la cellule choisie. Ces paramètres sont ceux de la séquence d'interrogation, le champ magnétique, les intensités lasers, le diamètre du faisceau et la température de la cellule et la pression du mélange de gaz tampon.

Nous avons mis en évidence que les déplacements de fréquence en fonction des paramètres laser (intensité laser, désaccord optique) étaient liés surtout à des effets de dissymétrie de la forme de raie plutôt qu'au déplacement des niveaux d'énergie (déplacement lumineux). Grâce à cette étude nous avons pu déterminer la sensibilité de la fréquence aux différents paramètres (intensité totale, rapport des intensités, température de la cellule, désaccord optique) et les paramètres critiques ont été identifiés. Le paramètre le plus critique est le rapport des intensités des deux faisceaux laser. Vient ensuite la sensibilité à la température qui se réintroduit ici de façon inattendue par le biais des effets de puissance.

Finalement, ces études et une meilleure isolation thermique du banc optique ont permis de gagner un facteur 40 sur la stabilité moyen et long terme, voir figure 6.25.

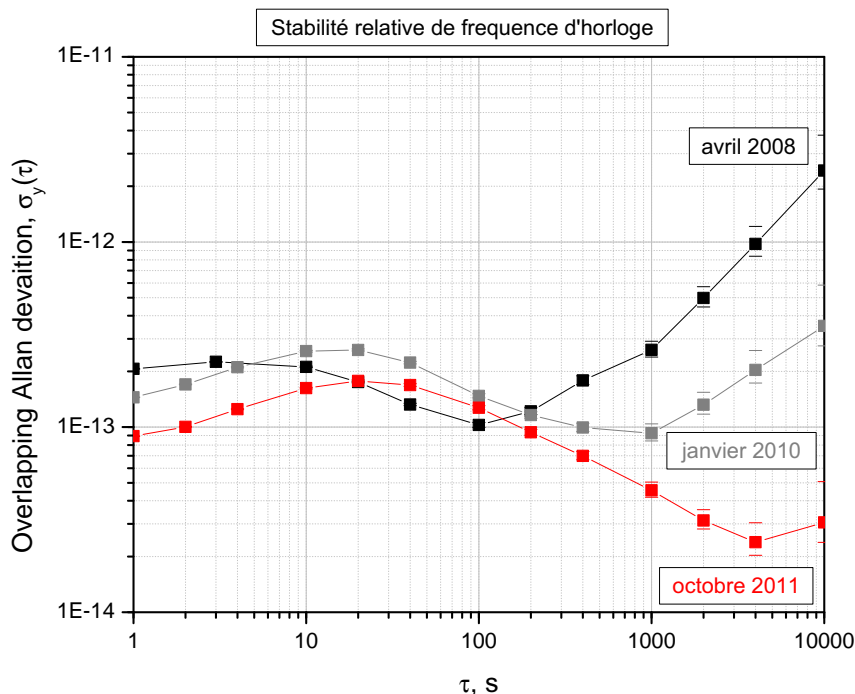


Figure 6.25 – Évolution de la stabilité de fréquence relative. En noir: stabilité de fréquence d’horloge en avril 2008, cellule A17 (20 torr Ar-N<sub>2</sub>, r=0.4, mélange pas optimisé), paramètres de séquence optimisé pour cette cellule. En gris: stabilité de fréquence en janvier 2010, cellule A17, fibre optique enlevée, température de modulateur acousto-optique asservie, puissance de chaque laser asservie. En rouge: cellule 1A (21 torr Ar-N<sub>2</sub>, r=0.6, mélange optimisé pour annuler la dépendance thermique), meilleure isolation thermique et acoustique autour du banc optique, paramètres de séquence optimisés pour cellule 1A, la température du modulateur acousto-optique et la puissance de chaque laser sont toujours asservies. Les changements apportés ont permis de gagner jusqu’à un facteur 40 sur la stabilité moyen et long terme.

Dans le tableau 6.3 on présente la contribution des principaux déplacements qui affectent la stabilité moyen et long terme ( $10^3 - 10^4$  s). On peut voir qu’on reste limité par les variations du rapport des puissances des deux lasers, la sensibilité des effets de puissance avec la température et l’instabilité du champ magnétique. La stabilité mesurée à 1 heure est de  $2.5 \cdot 10^{-14}$ , ce qui à notre connaissance est le meilleur résultat obtenu avec une horloge à piégeage cohérent de population. Deux équipes seulement [7, 106] ont obtenu récemment de meilleurs résultats avec des horloges à cellule à pompage optique.

La meilleure stabilité court terme obtenue avec cette horloge est de  $\sigma_y = 7 \cdot 10^{-13} / \sqrt{\tau}$ . On est loin de la limite théorique de stabilité pour le bruit de grenaille (et sans tenir compte de l’effet Dick), qui est de l’ordre  $2 \cdot 10^{-14} / \sqrt{\tau}$ , estimée à partir des valeurs de nos paramètres expérimentaux. Les principales contributions au bruit peuvent provenir du système d’acquisition ou du système d’interrogation (bruit d’intensités lasers, bruit de phase entre les deux lasers, etc.). La prochaine étape sera donc la détermination des bruits limitants et leur réduction.



Tableau 6.3 – Contribution des principaux déplacements qui affectent la stabilité moyen et long terme ( $10^3 - 10^4$  s). Les sensibilités mesurées sont dans la deuxième colonne, les paramètres expérimentaux sont dans la troisième colonne, les variations maximales des paramètres sont donnés dans la quatrième colonne, les déplacements induits pour les variations maximales sont données dans la dernière colonne.

Effet ou déplacement	Sensibilité (coefficient)	Paramètres	Variation maximale observée des paramètres	Déplacement induit
Zeeman 2 ordre	$427.45 \text{ Hz/G}^2$	$B = 0.2 \text{ G}$	$\Delta B = 1.7 \cdot 10^{-6} \text{ G}$	$2.4 \cdot 10^{-4} \text{ Hz}$
Collisionnel	$0.46 \cdot 10^{-4} \text{ Hz/mK}$	$T = 29^\circ\text{C}$	$\Delta T = 3 \text{ mK}$	$1.4 \cdot 10^{-4} \text{ Hz}$
Variation $I_{total}$	$0.003 \text{ Hz}/1\% \left(\frac{\Delta I_{total}}{I_{total}}\right)$	$I_{total} = 1 \text{ mW}$	$\frac{\Delta I_{total}}{I_{total}} = 3 \cdot 10^{-4}$	$10^{-4} \text{ Hz}$
Variation de rapport $I_M/I_E$	$0.03 \text{ Hz}/1\% \left(\frac{I_M - I_E}{I_{total}}\right)$	$\frac{I_M}{I_E} = 1$ $I_{total} = 1 \text{ mW}$	$\left(\frac{\Delta I}{I}\right)_{M,E} = 3 \cdot 10^{-4}$	$10^{-3} \text{ Hz}$
Variation <sup>1</sup> avec $T_{cell}$	$1.5 \cdot 10^{-4} \text{ Hz/mK}$	$T = 29^\circ\text{C}$ $I_{total} = 1 \text{ mW}$	$\Delta T = 3 \text{ mK}$	$4.5 \cdot 10^{-4} \text{ Hz}$

Deux développements technologiques sont envisageables pour améliorer le signal d'horloge et rendre le montage plus compact.

- Cellules paraffinées. Un revêtement anti-relaxant des parois de la cellule permet d'augmenter la durée de vie des populations et de la cohérence. Les travaux récents montrent que grâce au revêtement il est possible d'obtenir des durées de vie exceptionnelles (de l'ordre de 1 minute ou jusqu'à 10000 collisions avec les parois, pour les cohérences Zeeman) [107, 108].

Une étude des cellules avec un revêtement anti-relaxant des parois ou de la combinaison de revêtement et de gaz tampon devra être menée afin de déterminer le meilleur revêtement et la meilleure combinaison revêtement - gaz tampons. Cette étude permettra d'améliorer la qualité du signal et de réduire la largeur de la résonance, car une durée de vie de cohérence plus longue permet d'augmenter le temps de Ramsey sans perdre sur l'amplitude du signal.

- Laser bi-fréquence. Une étude sur une application possible de laser bi-fréquence développé en collaboration avec le LPN (Laboratoire de Photonique et de Nanostructures), l'Institut d'Optique et Thales Research and Technology est en cours. Ce laser émet deux fréquences séparées de 9.2 GHz et dont les polarisations sont linéaires et croisées. Il permettrait de remplacer les deux lasers utilisés actuellement. Le remplacement du système existant permettrait de faire un banc optique plus compact, réduisant le volume d'horloge pour les futures applications dans des systèmes embarqués.

A l'heure actuelle, on peut dire que les horloges à cellule de vapeur utilisant le piégeage cohérent de population, étant donné leur simplicité de principe, leur potentiel de compacité, et la grande marge de progression de leurs performances encore possible, ont toutes les chances de remplacer les horloges à rubidium dans leurs applications actuelles: télécommunications, navigation, synchronisation. Lorsque la miniaturisation est le facteur prépondérant, l'application de l'effet de piégeage cohérent de population donne des possibilités exceptionnelles. Il existe d'ailleurs déjà des micro-horloges, de  $10\text{-}20 \text{ cm}^3$ , basées sur ce principe [109].

1. Variation du déplacement lumineux avec la température de la cellule.



## Annexe A

# Constantes fondamentales et données sur le $^{133}\text{Cs}$

### A.1 Constantes fondamentales

Tableau A.1 – Quelques constantes fondamentales tirées du CODATA 2010.

quantité	symbole	valeur
vitesse de la lumière	$c$	299 792 458 m.s <sup>-1</sup> (exact)
constante de Planck	$h$	6.626 069 57(29) × 10 <sup>-34</sup> J.s
perméabilité du vide	$\mu_0$	4 $\pi$ × 10 <sup>-7</sup> N.A <sup>-2</sup> (exact)
permittivité du vide	$\epsilon_0 = 1/(\mu_0 c^2)$	8.854 187 817 × 10 <sup>-12</sup> F.m <sup>-1</sup>
constante de Rydberg	$R_\infty$	10 973 731.568 539(55) m <sup>-1</sup>
constante hyperfine	$\alpha$	7.297 352 5698(24) × 10 <sup>-3</sup>
g-facteur d'électron	$g$	2.002 319 304 361 53(53)
magnéton de Bohr	$\mu_B$	927.400 968(20) × 10 <sup>-26</sup> J.T <sup>-1</sup>
charge élémentaire	$e$	- 1.602 176 565(35) × 10 <sup>-19</sup> C
unité de masse atomique	$u$	1.660 538 921(73) × 10 <sup>-27</sup> kg
constante de Boltzmann	$k_B$	1.380 6488(13) × 10 <sup>-23</sup> J.K <sup>-1</sup>
nombre d'Avogadro	$N_A$	6.022 141 29(27) × 10 <sup>23</sup> mol <sup>-1</sup>
constante des gaz parfaits	$R = k_B \cdot N_A$	8.314 4621(75) J.mol <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>

## A.2 Niveaux d'énergie des raies D1 et D2 du Cs.

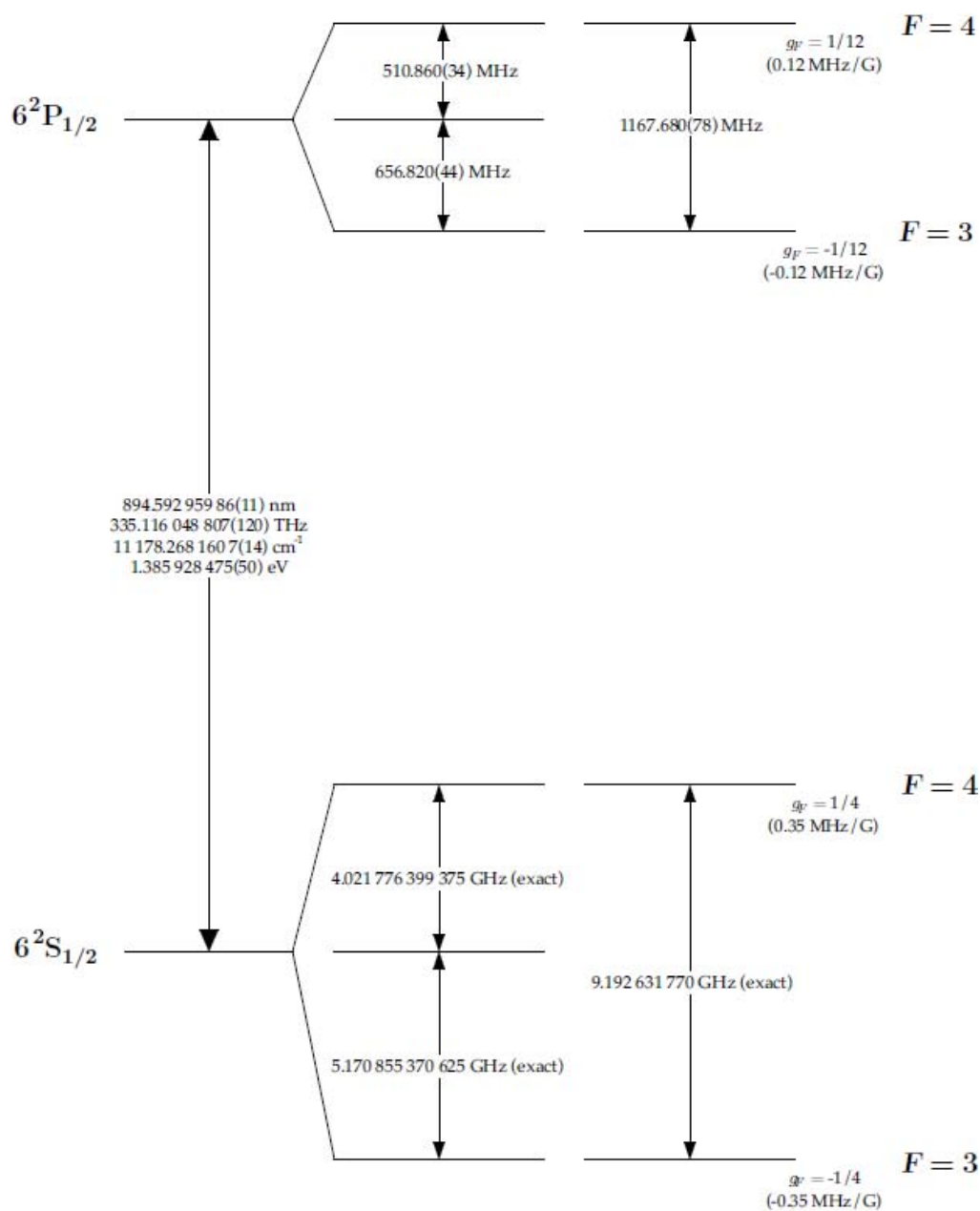


Figure A.1 – Raie D1 du Cs [94].

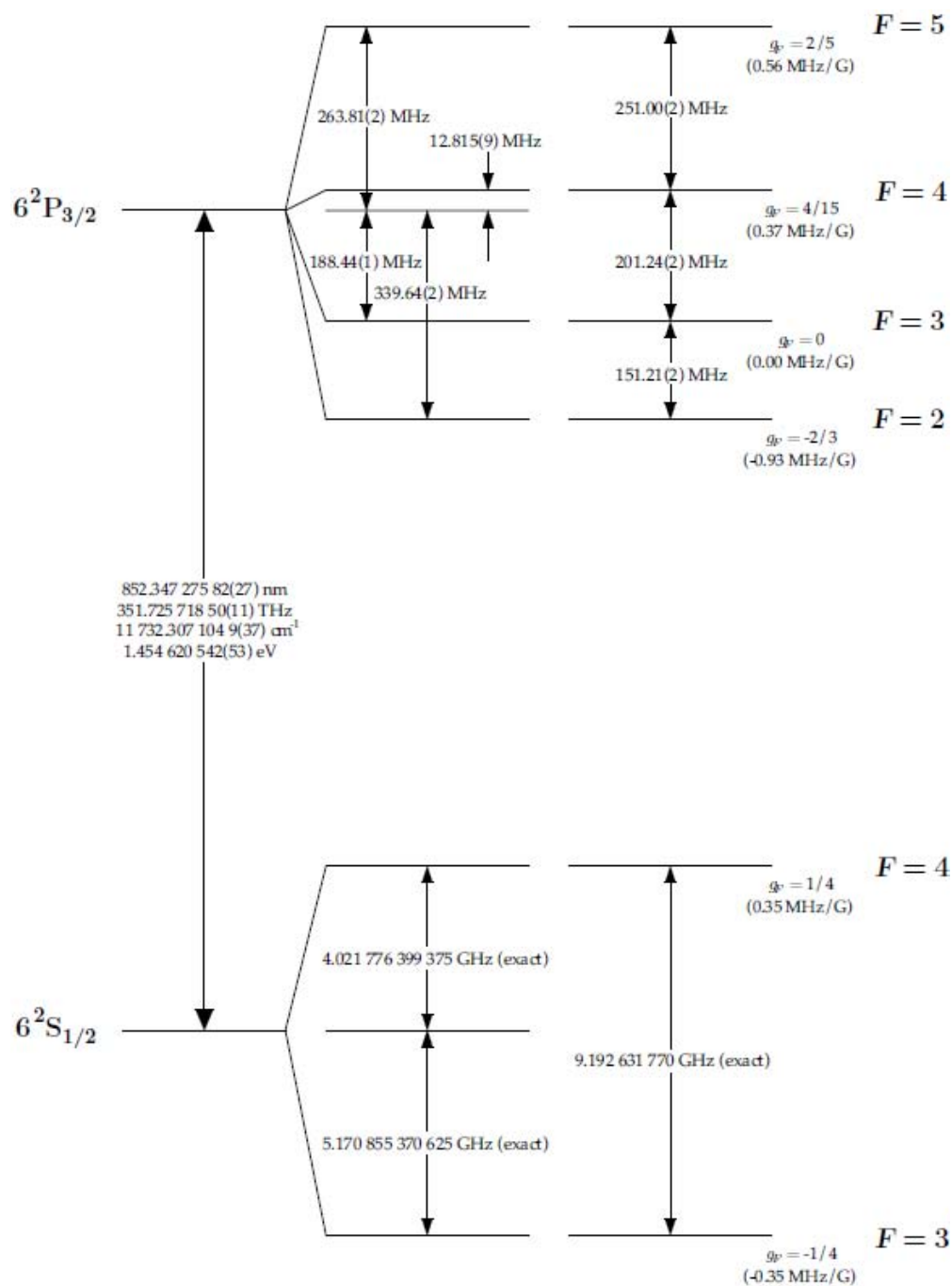


Figure A.2 – Raie D2 du Cs [94].

### A.3 Données sur le $^{133}\text{Cs}$ .

Tableau A.2 – Quelques données sur l'atome de  $^{133}\text{Cs}$  tirées de [94] et [110, 111].

quantité	valeur
numéro atomique $Z$	55
masse atomique	132.905 451 931(27) u $2.206\ 946\ 50(17) \times 10^{-25}$ kg
pression de vapeur à 25°C	$1.3 \times 10^{-6}$ torr
spin nucléaire $I$	7/2
facteur de Landé nucléaire $g_i$	0.000 398 853 95(52)
facteur de Landé électronique $g_j$ ( $6^2S_{1/2}$ )	2.002 540 32(20)
fréquence hyperfine $\nu_0$	$\equiv 9\ 192\ 631\ 770$ Hz (exact)
longueur d'onde, raie D1	895 nm
longueur d'onde, raie D2	852 nm
largeur de raie D1 $\Gamma/2\pi$	4.5612(57) MHz
largeur de raie D2 $\Gamma/2\pi$	5.2227(66) MHz
déplacement Zeeman d'ordre 1, $\Delta\nu = K_z^{(1)} B$ de la transition $ m_F = 1\rangle \rightarrow  m_F = 1\rangle$	$K_z^{(1)} = 7.0084$ Hz.nT $^{-1}$
déplacement Zeeman d'ordre 2, $\Delta\nu = K_z^{(2)} B^2$ de la transition $ m_F = 0\rangle \rightarrow  m_F = 0\rangle$	$K_z^{(2)} = 427.45 \times 10^8$ Hz.T $^{-2}$
section efficace d'échange de spin $\sigma_{se}$ (27°C)	$2.18 \pm 0.12 \times 10^{-14}$ cm $^2$
constante de diffusion $D_0$ d'atomes de Cs dans le gaz tampon à $P_0 = 1$ atm, $T_0 = 0^\circ\text{C}$	
Ne	$0.153 \pm 0.014$ cm $^2$ .s $^{-1}$
N $_2$	$0.087 \pm 0.015$ cm $^2$ .s $^{-1}$
Ar	$0.134 \pm 0.02$ cm $^2$ .s $^{-1}$
section efficace de collisions Cs-gaz tampon $\sigma_{bg}^1$ (0°C)	
Ne	$9.3 \pm 0.9 \times 10^{-23}$ cm $^2$
N $_2$	$60 \pm 4.4 \times 10^{-23}$ cm $^2$
Ar	$104 \pm 10 \times 10^{-23}$ cm $^2$

1. les valeurs de  $\sigma_{bg}$  sont données pour la population et non la cohérence hyperfine.

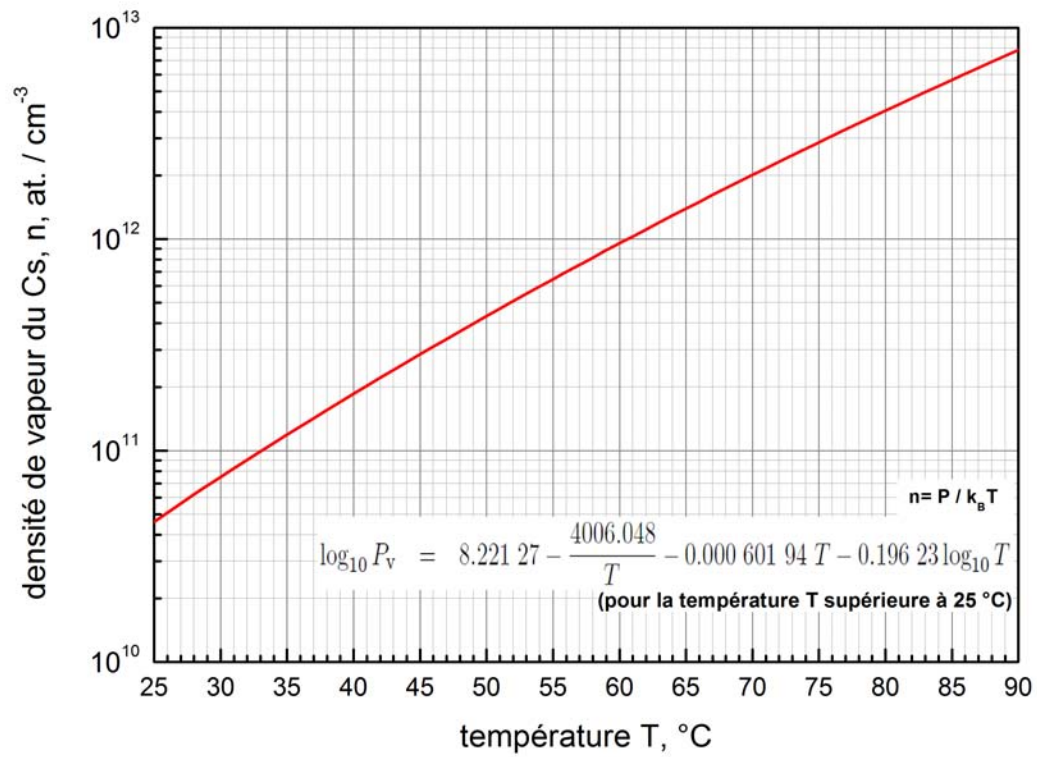


Figure A.3 – Densité de vapeur du Cs avec la température.

## A.4 Calculs de temps de relaxation de la cohérence hyperfine.

Nous présentons ici les calculs de temps de la cohérence hyperfine ( $T_2 = 1/\gamma_2$ ) en fonction des différents paramètres.

Rappelons, que la relaxation de la cohérence  $\gamma_2$  dans cellule d'alcalin contenant un gaz tampon est déterminée par (voir page 18) :

$$\gamma_2 = \gamma_{se} + \gamma_{bg} + \gamma_w.$$

Le terme  $\gamma_{se}$  représente la relaxation due aux collisions avec échange de spin :

$$\gamma_{se} = \frac{6I+1}{8I+4} \bar{v}_r n_{cs} \sigma_{se},$$

où  $I$  est le nombre quantique du spin nucléaire,  $\sigma_{se}$  est la section efficace d'échange de spin,  $n_{cs}$  est la densité de la vapeur d'atomes alcalins,  $\bar{v}_r$  est la vitesse relative moyenne.

Le terme  $\gamma_{bg}$  est déterminé par les collisions avec les atomes de gaz tampon :

$$\gamma_{bg} = n_{bg} \bar{v}_{rel} \sigma_{bg},$$

où  $n_{bg}$  est la densité du gaz tampon,  $\bar{v}_{rel}$  est la vitesse relative moyenne des atomes alcalins à l'égard des atomes de gaz tampon,  $\sigma_{bg}$  est une section efficace de collision entre atomes alcalins et gaz tampon.

Le terme  $\gamma_w$  représente la relaxation par les collisions sur les parois:

$$\gamma_w = \left[ \left( \frac{2.405}{r} \right)^2 + \left( \frac{\pi}{L} \right)^2 \right] D_0 \frac{P_0}{P} \left( \frac{T}{T_0} \right)^{3/2},$$

où  $L$  et  $r$  sont, respectivement, la longueur et le rayon de la cellule,  $D_0$  est une constante de diffusion d'atomes alcalins dans le gaz tampon,  $P_0 = 1$  atm est la pression de référence,  $T$  est la température de la cellule,  $T_0$  est la température de référence.

**Temps de relaxation  $1/\gamma_{se}$  en fonction de température :**

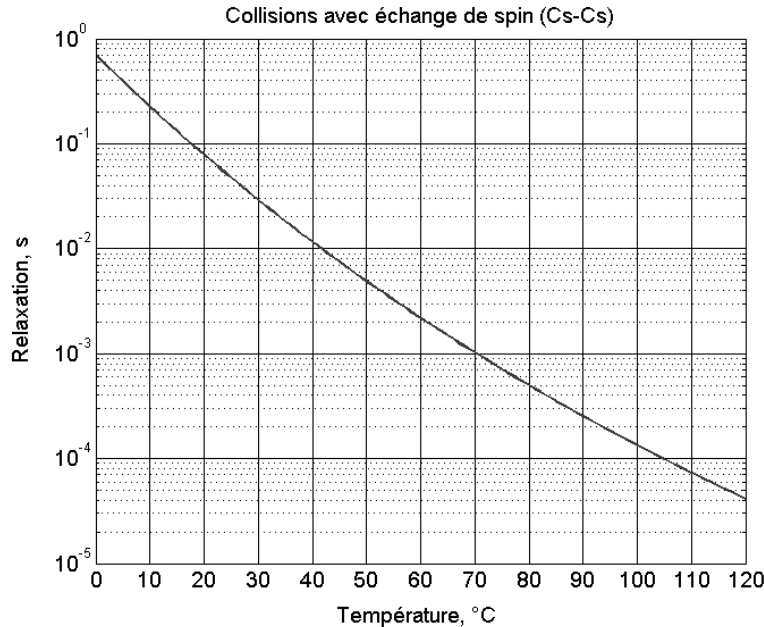


Figure A.4 – Temps de relaxation dû aux collisions Cs-Cs avec échange de spin  $1/\gamma_{se}$  en fonction de la température.



Temps de relaxation  $1/\gamma_{bg}$  en fonction de pression et de température :

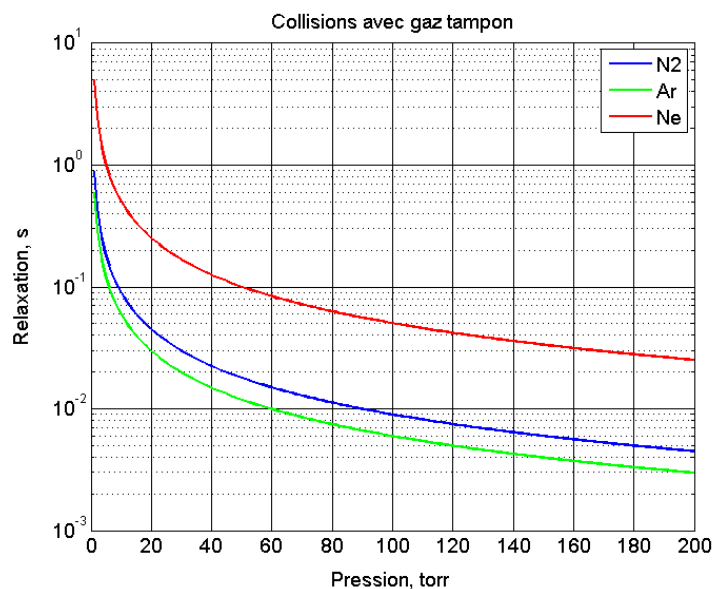


Figure A.5 – Temps de relaxation dû aux collisions avec les atomes de gaz tampon  $1/\gamma_{bg}$  en fonction de la pression initiale (à 0°C) de gaz tampon (N<sub>2</sub> - en bleu, Ar - en vert, Ne - en rouge). Le temps de relaxation est calculé pour la température de 30°C.

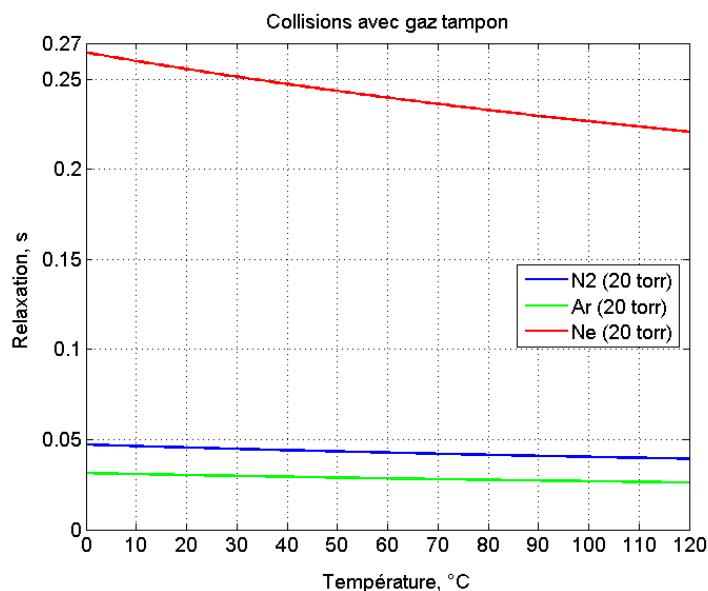


Figure A.6 – Temps de relaxation dû aux collisions avec les atomes de gaz tampon  $1/\gamma_{bg}$  en fonction de la température de gaz tampon (N<sub>2</sub> - en bleu, Ar - en vert, Ne - en rouge). Le temps de relaxation est calculé pour la pression initiale (à 0°C) de gaz tampon de 20 torr.

Temps de relaxation  $1/\gamma_w$  en fonction de pression et de température de gaz tampon, de longueur et de rayon de cellule :

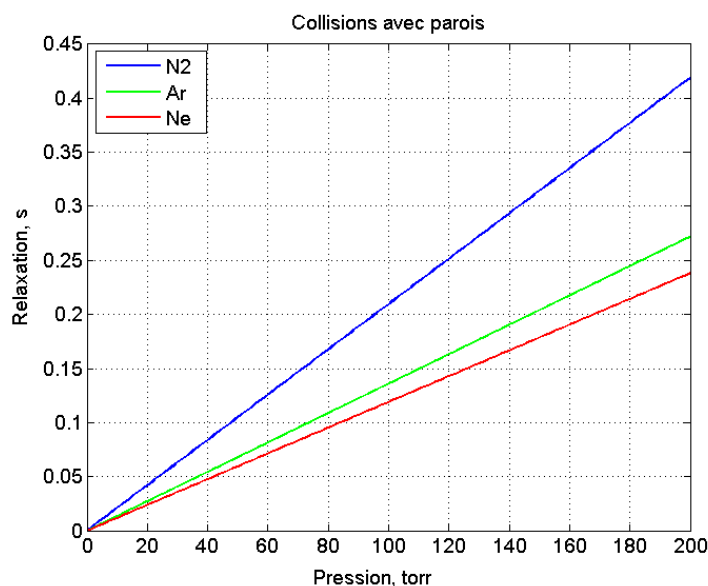


Figure A.7 – Temps de relaxation dû aux collisions sur les parois  $1/\gamma_w$  en fonction de la pression de gaz tampon (N<sub>2</sub> - en bleu, Ar - en vert, Ne - en rouge). Le temps de relaxation est calculé pour la température de 30°C, la longueur de la cellule de 5 cm et le rayon de 1 cm.

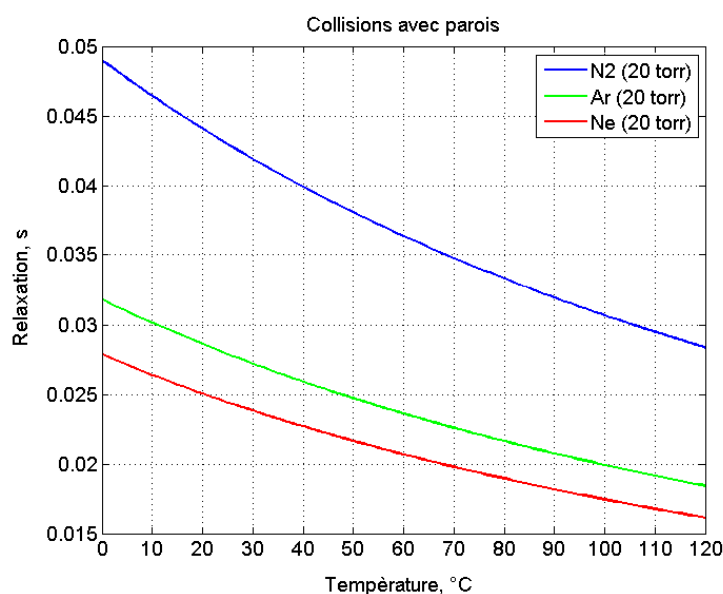


Figure A.8 – Temps de relaxation dû aux collisions sur les parois  $1/\gamma_w$  en fonction de la température de gaz tampon (N<sub>2</sub> - en bleu, Ar - en vert, Ne - en rouge). Le temps de relaxation est calculé pour la pression initiale (à 0°C) de 20 torr, la longueur de la cellule de 5 cm et le rayon de 1 cm.

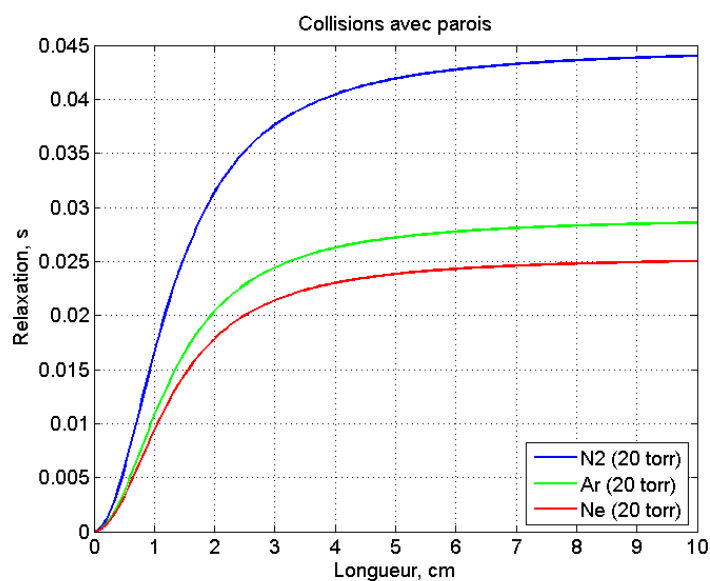


Figure A.9 – Temps de relaxation dû aux collisions sur les parois  $1/\gamma_w$  en fonction de la longueur de cellule. Le temps de relaxation est calculé pour la pression initiale (à 0°C) de 20 torr (N<sub>2</sub> - en bleu, Ar - en vert, Ne - en rouge), la température de 30°C et le rayon de 1 cm.

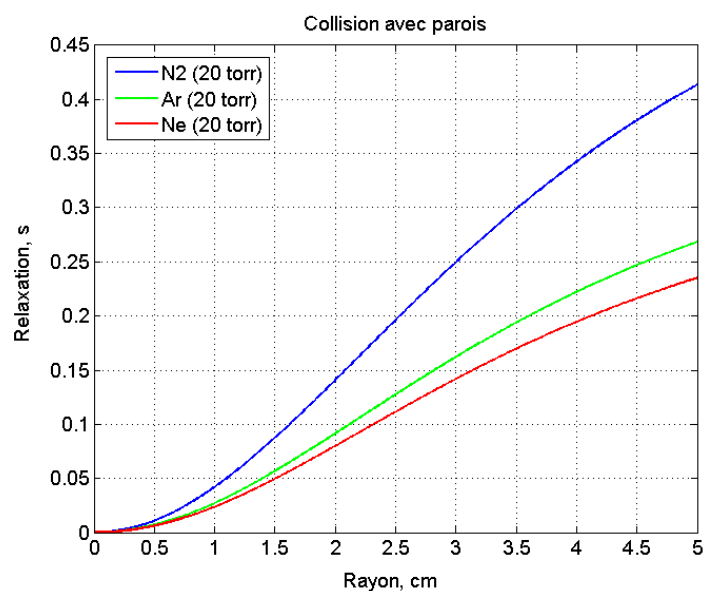


Figure A.10 – Temps de relaxation dû aux collisions sur les parois  $1/\gamma_w$  en fonction du rayon de cellule. Le temps de relaxation est calculé pour la pression initiale (à 0°C) de 20 torr (N<sub>2</sub> - en bleu, Ar - en vert, Ne - en rouge), la température de 30°C et la longueur de la cellule de 5 cm.

Temps de relaxation totale  $T_2 = 1/\gamma_2$  en fonction de pression de gaz tampon et de température :

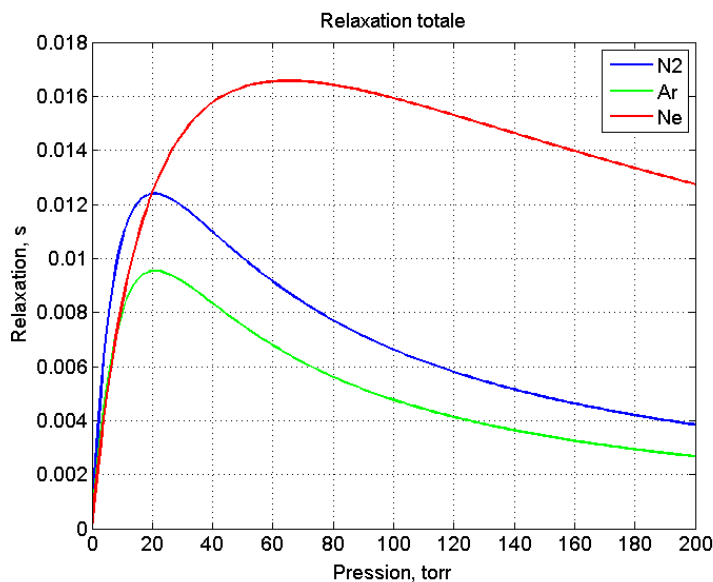


Figure A.11 – Temps de relaxation totale  $T_2 = 1/\gamma_2$  en fonction de la pression de gaz tampon (N<sub>2</sub> - en bleu, Ar - en vert, Ne - en rouge). Le temps de relaxation est calculé pour la température de 30°C, la longueur de la cellule de 5 cm et le rayon de 1 cm.

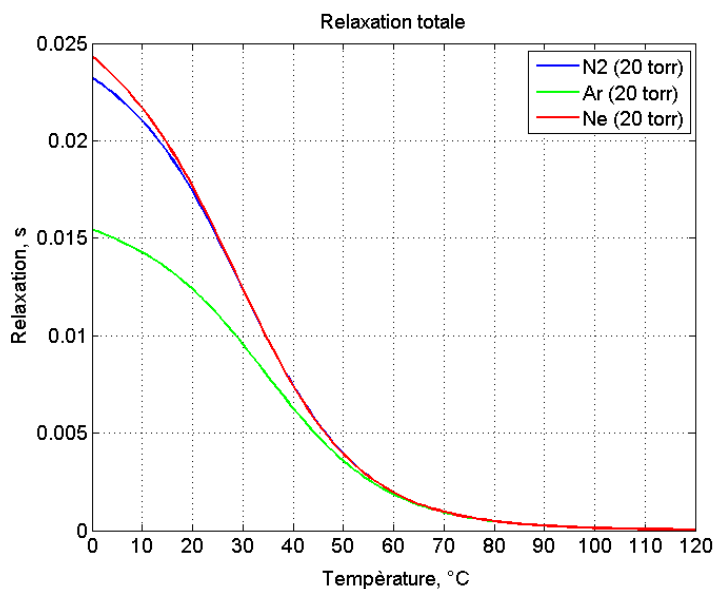


Figure A.12 – Temps de relaxation totale  $T_2 = 1/\gamma_2$  en fonction de la température de la cellule. Le temps de relaxation est calculé pour la pression initiale (à 0°C) de 20 torr (N<sub>2</sub> - en bleu, Ar - en vert, Ne - en rouge), la longueur de la cellule de 5 cm et le rayon de 1 cm.

Temps de relaxation en fonction de pression de gaz tampon et de température pour la cellule 1A (mélange N<sub>2</sub>-Ar) :

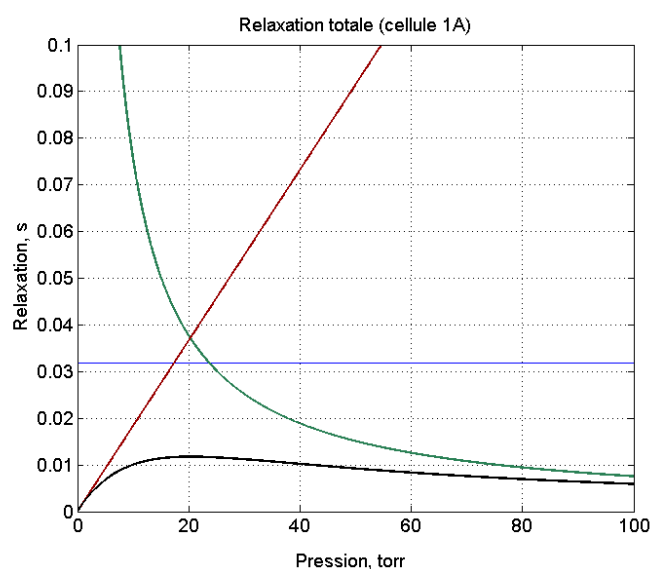


Figure A.13 – Temps de relaxation  $1/\gamma_{se}$  (en bleu),  $1/\gamma_{bg}$  (en vert),  $1/\gamma_w$  (en rouge) et  $T_2 = 1/\gamma_2$  (en noir) en fonction de la pression totale de gaz tampon. Le temps de relaxation est calculé pour le cas de cellule 1A (mélange N<sub>2</sub>-Ar, rapport de pressions  $r_{Ar/N_2}=0.6$ ) température de 29°C, la longueur de la cellule de 5 cm et le rayon de 1 cm.

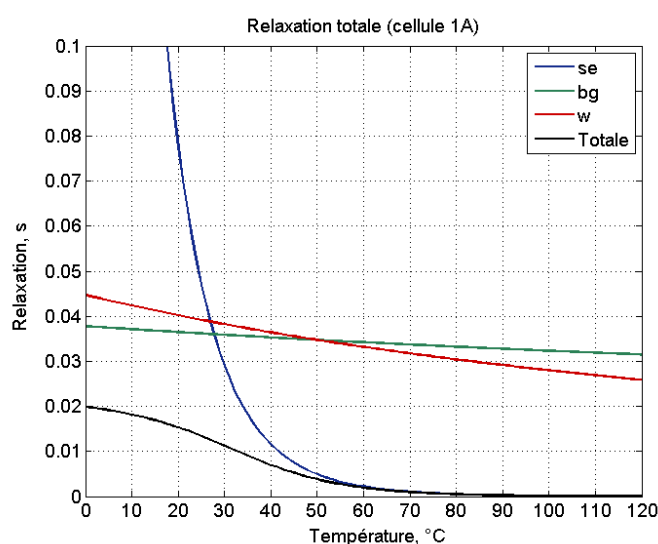


Figure A.14 – Temps de relaxation  $1/\gamma_{se}$  (en bleu),  $1/\gamma_{bg}$  (en vert),  $1/\gamma_w$  (en rouge) et  $T_2 = 1/\gamma_2$  (en noir) en fonction de la température de la cellule. Le temps de relaxation est calculé pour le cas de cellule 1A (mélange N<sub>2</sub>-Ar, rapport de pressions  $r_{Ar/N_2}=0.6$ ), pression totale de gaz tampon de 21 torr, la longueur de la cellule de 5 cm et le rayon de 1 cm.

## A.5 Calculs de fréquences de Rabi.

### Moment dipolaire électrique.

Le moment dipolaire électrique de la transition entre les niveaux  $i$  et  $j$  est donnée par :

$$d_{ij} = \langle F', m_{F'} | d | F, m_F \rangle = s_{F', m_{F'}, F, m_F} \langle J_e || d || J_g \rangle,$$

où  $d$  est l'opérateur moment dipolaire électrique ( $d = er$ ,  $e$  est la charge élémentaire,  $r$  est l'opérateur de position),  $\langle J_e || d || J_g \rangle$  est l'élément de matrice réduit,  $J_g$  et  $J_e$  sont respectivement les nombres quantiques de moment angulaire total des niveaux fondamental et excité,  $F$  est le nombre quantique hyperfin,  $m_F$  est le nombre quantique magnétique,  $s_{F', m_{F'}, F, m_F}$  est un élément correspondant aux coefficients de Clebsch-Gordan.

Le carré de l'élément de matrice réduit peut être calculé:

$$|\langle J_e || d || J_g \rangle|^2 = \frac{2J_e + 1}{2J_g + 1} \frac{3\pi\epsilon_0\hbar c^3}{\omega_{eg}^3} \Gamma = \frac{2J_e + 1}{2J_g + 1} \mu^2,$$

où  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide,  $\hbar$ , est la constante de Planck réduite,  $c$  est la vitesse de la lumière,  $\omega_{eg} = \frac{2\pi c}{\lambda_{eg}}$  est la fréquence de la transition,  $\Gamma$  est la largeur naturelle de la transition,  $\mu^2 = \frac{3\pi\epsilon_0\hbar c^3}{\omega_{eg}^3} \Gamma$ .

On peut écrire, alors :  $d_{ij} = s_{ij} \sqrt{\frac{2J_e + 1}{2J_g + 1}} \mu$ ,

les valeurs des  $s_{ij}$  sont données dans [94], par exemple.

### Fréquence de Rabi :

Par définition la fréquence Rabi est donnée par :

$$\Omega = -\frac{\langle F', m_{F'} | d | F, m_F \rangle E}{\hbar} = -s_{ij} \sqrt{\frac{2J_e + 1}{2J_g + 1}} \mu \frac{E}{\hbar},$$

où  $E$  est l'amplitude du champ électrique.

Le carré de la fréquence de Rabi, en tenant compte de l'intensité laser  $I = \frac{1}{2}\epsilon_0 c E^2$ , s'écrit:

$$\Omega^2 = s_{ij}^2 \frac{2J_e + 1}{2J_g + 1} \frac{2\mu^2}{\epsilon_0 c \hbar} I = s_{ij}^2 \frac{2J_e + 1}{2J_g + 1} \frac{3\lambda_{eg}^3}{2\pi\hbar c} \Gamma I = s_{ij}^2 C I$$

où  $C = \frac{2J_e + 1}{2J_g + 1} \frac{3\lambda_{eg}^3}{2\pi\hbar c} \Gamma$ , et l'intensité laser  $I$  est en  $\text{W}/\text{m}^2$ .

Pour la raie D1 du Cs:

$$J_g = 1/2, J_e = 1/2;$$

$$\lambda_{eg} = 894.59 \times 10^{-9} \text{ m};$$

$$\Gamma = 2\pi \cdot 4.5612 \times 10^6 \text{ rad/s};$$

$$\text{alors, } \Omega^2 = 4.945 \times 10^{13} s_{ij}^2 I, (\Omega \text{ en rad/s}).$$

Pour la raie D2 du Cs:

$$J_g = 1/2, J_e = 3/2;$$

$$\lambda_{eg} = 852.34 \times 10^{-9} \text{ m};$$

$$\Gamma = 2\pi \cdot 5.2227 \times 10^6 \text{ rad/s};$$

$$\text{alors, } \Omega^2 = 9.792 \times 10^{13} s_{ij}^2 I, (\Omega \text{ en rad/s}).$$

## Annexe B

# Liste des cellules

Dans cette annexe on donne les listes des cellules contenant un seul gaz tampon, cellules mono-gaz (tableau [B.1](#)) et un mélange de gaz tampons, cellules bi-gaz (tableau [B.2](#)) qui ont été utilisées pour les études de déplacement collisionnel (chapitre 4) et pour les études de temps de relaxation (chapitre 5, cellules 2C, 2D, 3E, 3F).

Les photos des cellules mono-gaz et bi-gaz (fabriquées au SYRTE) sont présentées respectivement sur les figures [B.1](#) et [B.2](#).

Tableau B.1 – Liste des cellules mono-gaz. Le nom de cellule correspond à la pression de gaz tampon demandée, la lettre entre les parenthèses correspond au fabricant. O: Toptica Photonics AG, Germany. F: Physics Department, Fribourg University, Switzerland. T: Triad company, U.S.A. S: Sacher Lasertechnik GmbH, Germany. .

Cellule	Dimensions (mm) Diamètre, Longueur	Gaz tampon	Pression totale <sup>1</sup> à 0°C, torr	Date de fabrication
<i>Toptica</i> 23 torr N <sub>2</sub> (O)	∅ 22, L 43	N <sub>2</sub>	19.4±0.3	2002
<i>Fribourg</i> 90 torr Ne (F)	∅ 20, L 20	Ne	85.2±3.3	nov. 2007
30 torr N <sub>2</sub> (F)	∅ 20, L 20	N <sub>2</sub>	29.6±0.4	nov. 2007
30 torr Ar (F)	∅ 20, L 20	Ar	27.2±0.6	nov. 2007
<i>Triad</i> 90 torr Ne (T)	∅ 25, L 50	Ne	81.7±2.7	dec. 2009
180 torr Ne (T)	∅ 25, L 50	Ne	147.4±5.6	dec. 2009
30 torr N <sub>2</sub> (T)	∅ 25, L 50	N <sub>2</sub>	26.8±0.3	dec. 2009
60 torr N <sub>2</sub> (T)	∅ 25, L 50	N <sub>2</sub>	53.2±0.5	dec. 2009
30 torr Ar (T)	∅ 25, L 50	Ar	24.2±0.3	dec. 2009
60 torr Ar (T)	∅ 25, L 50	Ar	51.2±1.2	dec. 2009
<i>Sacher</i> 90 torr Ne (S)	∅ 25, L 15	Ne	70.5±4.1	sept. 2010
30 torr N <sub>2</sub> (S)	∅ 22, L 20	N <sub>2</sub>	22.2±0.3	sept. 2010
30 torr Ar (S)	∅ 22, L 20	Ar	19.3±0.4	sept. 2010
15 torr Ar (S)	∅ 25, L 28	Ar	11.0±0.2	avant 2005

1. Pour les cellules mono-gaz la pression est mesurée à partir du déplacement des transitions optiques.



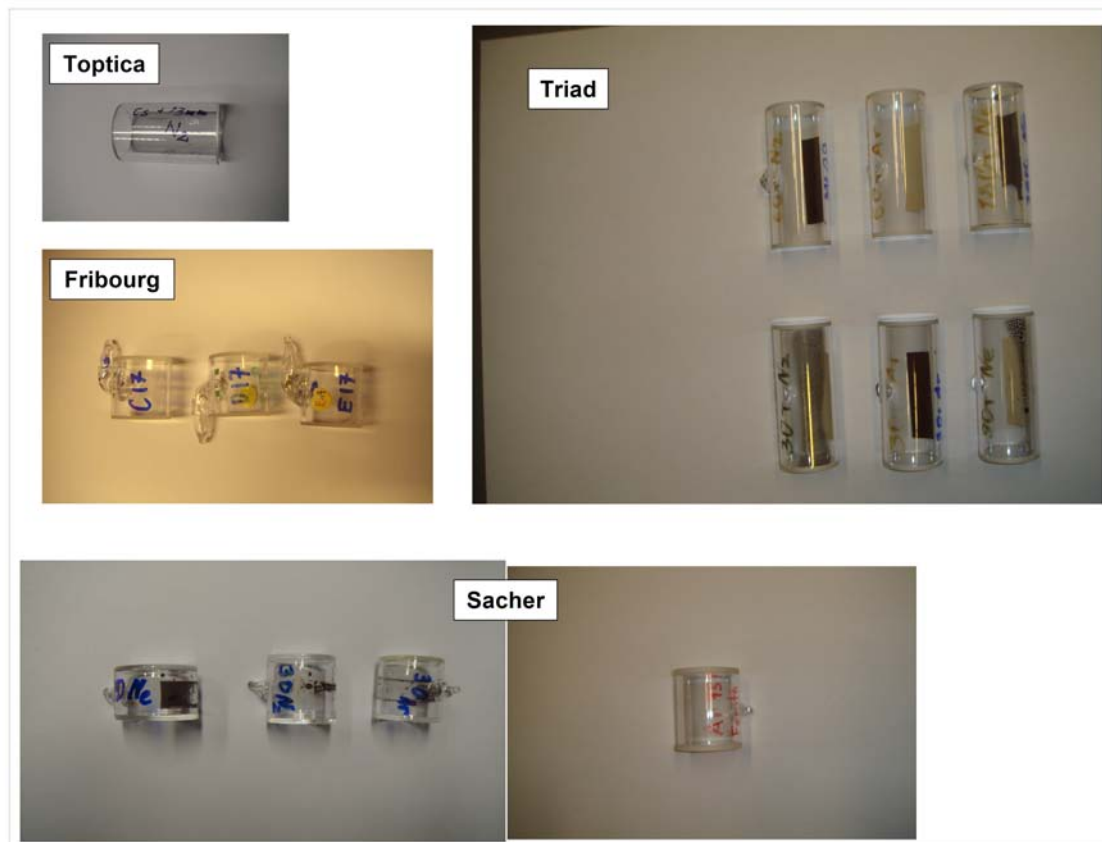


Figure B.1 – Les cellules mono-gaz fabriquées par différents fournisseurs: Toptica Photonics AG, Germany; Fribourg University, Physics Department, Switzerland; Triad company, U.S.A.; Sacher Lasertechnik GmbH, Germany.

Tableau B.2 – Liste des cellules bi-gaz.

Cellule	Dimensions (mm)	Rapport des gaz <sup>1</sup>	Pression totale <sup>2</sup> à 0°C, torr	Date de fabrication
<i>NIST</i> <sup>3</sup> 50 torr Ne-Ar ( $r_{Ne/Ar} = 5.5$ )	∅ 19, L 40	$r_{Ne/Ar} \sim 1/5.5^4$	~ 47	avant 2007
<i>Triad</i> 20 torr Ar-N <sub>2</sub> ( $r_{Ar/N_2} = 0.62$ )	∅ 25, L 50	$r_{Ar/N_2} \sim 1/0.62^4$	~ 20	fev. 2010
20 torr Ar-N <sub>2</sub> ( $r_{Ar/N_2} = 0.665$ )	∅ 25, L 50	$r_{Ar/N_2} \sim 1/0.665^4$	~ 20	fev. 2010
20 torr Ar-N <sub>2</sub> ( $r_{Ar/N_2} = 0.7$ )	∅ 25, L 50	$r_{Ar/N_2} \sim 1/0.7^4$	~ 20	fev. 2010
<i>Fribourg</i> <u>A17</u> (20 torr, $r_{Ar/N_2} = 0.4$ )	∅ 20, L 50	$r_{Ar/N_2} = 0.405 \pm 0.001$	19.8 ± 0.4	nov. 2007
<i>SYRTE</i> G (16 torr, $r_{Ar/N_2} = 0.4$ )	∅ 20, L 50	$r_{Ar/N_2} = 0.393 \pm 0.001$	15.18 ± 0.02	août 2010
P (16 torr, $r_{Ar/N_2} = 0.4$ )	∅ 10, L 15	$r_{Ar/N_2} = 0.397 \pm 0.002$	14.80 ± 0.04	août 2010
SYRTE3 (15 torr, $r = 0.585$ )	∅ 20, L 50	$r_{Ar/N_2} = 0.5675 \pm 0.0006$	15.11 ± 0.02	sept. 2010
<u>1A</u> (20 torr, $r_{Ar/N_2} = 0.611$ )	∅ 20, L 50	$r_{Ar/N_2} = 0.600 \pm 0.003$	20.95 ± 0.04	nov. 2010
2A (20 torr, $r_{Ar/N_2} = 0.621$ )	∅ 20, L 50	$r_{Ar/N_2} = 0.6075 \pm 0.0003$	19.17 ± 0.01	nov. 2010
2B (20 torr, $r_{Ar/N_2} = 0.621$ )	∅ 20, L 50	$r_{Ar/N_2} = 0.600 \pm 0.001$	19.59 ± 0.03	nov. 2010
3A (20 torr, $r_{Ar/N_2} = 0.579$ )	∅ 20, L 50	$r_{Ar/N_2} = 0.555 \pm 0.002$	19.45 ± 0.04	nov. 2010
2C (10.2 torr, $r_{Ar/N_2} = 0.579$ )	∅ 20, L 20	-	-	mars 2011
2D (20.1 torr, $r_{Ar/N_2} = 0.579$ )	∅ 20, L 20	-	-	mars 2011
3E (15.4 torr, $r_{Ar/N_2} = 0.579$ )	∅ 20, L 20	-	-	mars 2011
3F (40.2 torr, $r_{Ar/N_2} = 0.579$ )	∅ 20, L 20	-	-	mars 2011

1. Rapport mesuré à partir du déplacement de la fréquence d'horloge.

2. Pour les cellules bi-gaz la pression est mesurée à partir de déplacement de la fréquence d'horloge.

3. Fabriquée au NIST, Boulder, U.S.A.

4. Vraisemblablement, le rapport est l'inverse de celui indiqué (ou demandé).

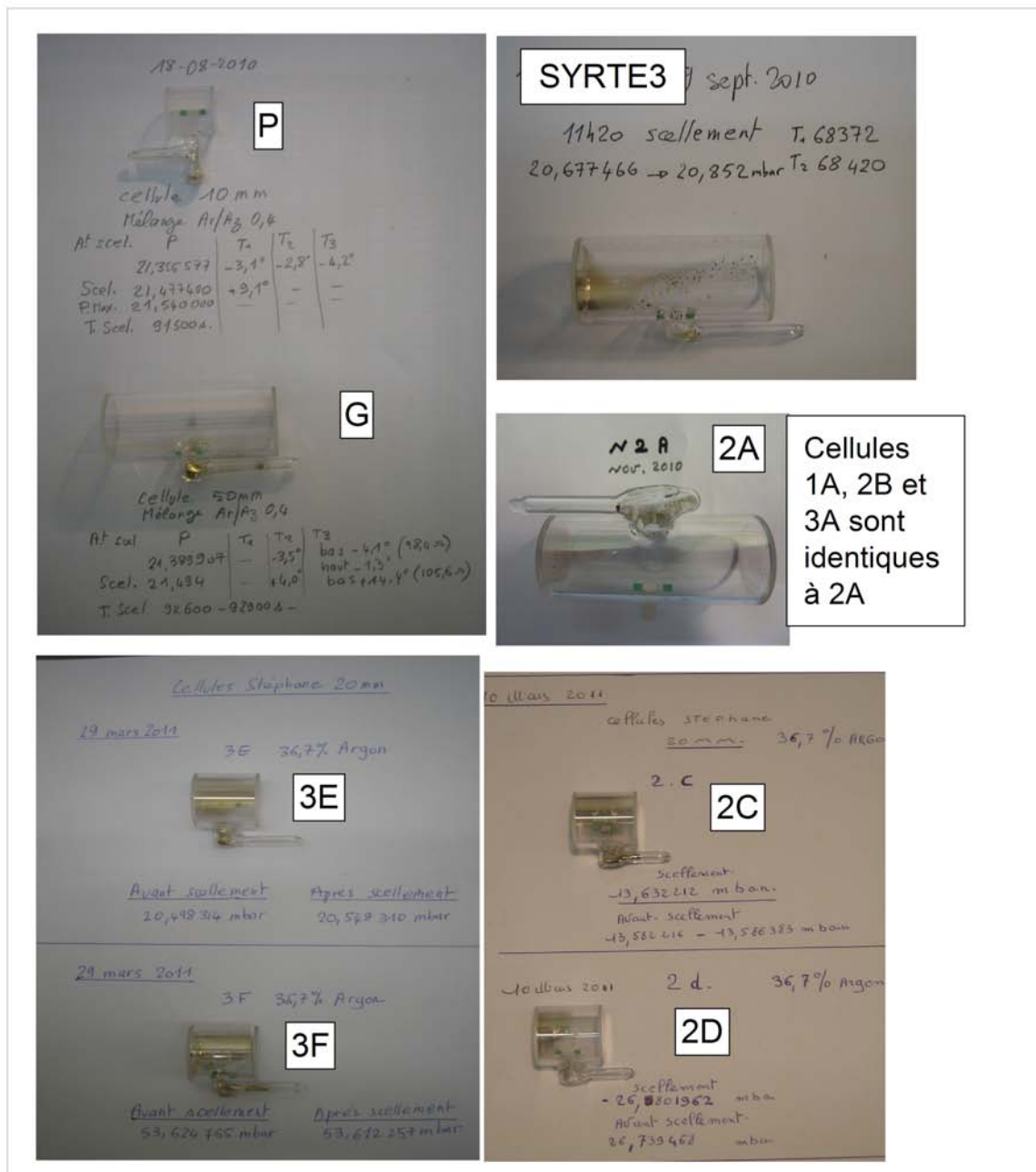


Figure B.2 – Les cellules bi-gaz fabriquées au SYRTE.



# Bibliographie

- [1] T.R. Carver. Rubidium oscillator experiments. In *Proc. of 11th Annual Symposium on Frequency Control, IEEE*, pages 307–317, Mai 1957.
- [2] M. Arditi. A gaz cell atomic clock as a high stability frequency standanrd. *IRE Trans. Mil. Electron.*, 4:25–28, 1960.
- [3] J. Brossel and F. Bitter. A new "double resonance" method for investigating atomic energy levels. application to Hg  $^3p_1$ . *Phys. Rev.*, 86:308, 1952.
- [4] A. Kastler. Quelques suggestions concernant la production optique et la détection optique d'une inégalité de population des niveaux de quantification spatiale des atomes. application à l'expérience de Stern et Gerlach et à la résonance magnétique. *J.Phys. et rad.*, 11:255–265, 1950.
- [5] M. Arditi and J.-L. Picqué. A cesium beam atomic clock using laser optical pumping. preliminary tests. *J. Physisique Lett.*, 41(16):379–381, 1980.
- [6] G. Mileti, J. Deng, F. Walls, D. Jennings, and R. Drullinger. Laser pumped rubidium frequency standards: New analysis and progress. *IEEE J. Quantum Electron.*, 34:233–237, 1998.
- [7] C. Affolderbach, T. Bandi, R. Matthey, F. Gruet, M. Pellaton, and G. Mileti. Compact, high-stability Rb clocks for space. In *Proc. of 3rd International Colloquium - Scientific and Fundamental Aspects of the Galileo Programme*, Septembre 2011.
- [8] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, and 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*, 36:5–20, 1976.
- [9] N. Cyr, M. Tetu, and M. Breton. All-optical microwave frequency standard - a proposal. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, IM-42(2):640–649, 1993.
- [10] T. Zanon-Willette. *Développement d'une horloges à piégeage cohérent de population. Études théoriques et expérimentale des régimes impulsional et continu.* PhD thesis, Thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie, 2005.
- [11] N.F. Ramsey. A molecular beam resonance methode with separated oscillating fields. *Phys. Rev.*, 78:695, 1950.
- [12] I. Rabi. Space quantization in a gyrating magnetic field. *Phys. Rev.*, 51:652, 1937.
- [13] G.Orriols. Nonabsorption resonances by nonlinear coherent effects in a three level system. *Nuovo cimento*, 53(1):1–23, 1979.

- [14] E. Arimondo. Coherent population trapping in laser spectroscopy. *Progress in Optics*, 35:257–354, 1996.
- [15] R. Wynands and A. Nagel. Precision spectroscopy with coherent dark states. *Appl. Phys. B*, 68(1):1–25, 1999.
- [16] T. Zanon, S. Trémine, S. Guérandel, E. de Clercq, D. Holleville, N. Dimarcq, and A. Clairon. Observation of Raman-Ramsey fringes with optical CPT pulses. *IEEE Trans. Inst. Meas.*, 54(2):776–779, 2005.
- [17] D. W. Allan. In *Proc. IEEE*, volume 54, page 221, 1966.
- [18] J. Vanier and C. Audoin. The quantum physics of atomic frequency standards. A. Hilger, Philadelphia, 1989.
- [19] P. Urich. Caractérisation de la stabilité des oscillateurs. Cours Observatoire de Paris, 2009.
- [20] C. Audoin and B. Guinot. *Les fondements de la mesure du temps*. Masson, 1998.
- [21] L. Maleki and J. Prestage. Applications of clocks and frequency standards: from the routine to tests of fundamental models. *Metrologia*, 42:S145–S153, 2005.
- [22] Ph. Laurent et al. ACES/PHARAO space program status. In *Proc. of the 2008 UFFC-IFCS meeting, Honolulu, USA*, 2008.
- [23] P. Wolf and al. Quantum physics exploring gravity in the outer solar system: the SAGAS project. *Experimental Astronomy*, 23(2):651–687, 2008.
- [24] J. Vanier. Atomic clocks based on coherent population trapping: a review. *Appl. Phys. B: Laser Opt.*, 81:421–442, 2005.
- [25] A. Godone, F. Levi, S. Micalizio, and J. Vanier. Dark-line in optically-thick vapors: inversion phenomena and line width narrowing. *Eur. Phys. J. D*, 18:5–13, 2002.
- [26] R. H. Dicke. The effect of collisions upon the Doppler width of spectral lines. *Phys. Rev.*, 1953.
- [27] J. Vanier, A. Godone, and F. Levi. Coherent population trapping in cesium: Dark lines and coherent microwave emission. *Phys. Rev. A*, 58, 1998.
- [28] S. Knappe, P.D.D. Schwindt, V. Shah, L. Hollberg, and J. Kitching. A chip-scale atomic clock based on  $^{87}\text{Rb}$  with improved frequency stability. *Optics Express*, 13(4):1249–1253, 2005.
- [29] D. W. Youngner, L. M. Lust, D. R. Carlson, S. T. Lu, L. J. Forner, H. M. Chanhvongsak, and T. D. Stark. A manufacturable chip scale atomic clock. In *The 14th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems*, June 2007.
- [30] R. Boudot, P. Dziuban, M. Hasegawa, R. K. Chutani, S. Galliou, V. Giordano, and C. Gorecki. Coherent population trapping resonances in Cs - Ne vapor microcells for miniature clocks applications. *J. Appl. Phys.*, 109:014912, 2011.

- [31] J. Kitching, S. Knappe, N. Vukicevic, L. Hollberg, R. Wynands, and W. Weidmann. A microwave frequency reference based on VCSEL-driven dark line resonances in Cs vapor. *IEEE Trans. on Inst. and Meas.*, 49:1313, 2000.
- [32] R. Lutwak and al. The chip scale atomic clock – prototype evaluation. In *Proc. 39th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Meeting*, pages 269–290, November 2007.
- [33] A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, V. L. Velichansky, and S. A. Zibrov. On the unique possibility to increase significantly the contrast of dark resonances on D1 line of  $^{87}\text{Rb}$ . *JETP Letters*, 82(7):449, 2008.
- [34] K.I. Watabe, T. Ikegami, A. Takamizawa, S. Yanagimachi, S.I. Ohshima, and S. Knappe. High contrast dark resonances with linearly polarized light on the D1 line of alkali atoms with large nuclear spin. *Appl. Optics*, 48(6), 2009.
- [35] T. Zanon, S. Guérandel, E. de Clercq, D. Holleville, N. Dimarcq, and A. Clairon. High contrast ramsey fringes with coherent population trapping pulses in a double lambda atomic system. *Phys. Rev. Lett.*, 94(19):193, 2005.
- [36] S. V. Kargapol'tsev, J. Kitching, L. Hollberg, A. V. Taichenachev, V. L. Velichansky, and V. I. Yudin. High contrast dark resonance in  $\sigma^+ - \sigma^-$  optical field. *Laser Phys. Lett.*, 10(1):495–499, 2004.
- [37] Y.Y. Jau, E. Miron, A.B. Post, N.N. Kuzma, and W. Happer. Push-pull optical pumping of pure superposition states. *Phys. Rev. Lett.*, 93:106800, 2004.
- [38] V. Shah, S. Knappe, P. D. D. Schwindt, V. Gerginov, and J. Kitching. Compact phase delay technique for increasing the amplitude of coherent population trapping resonances in open systems. *Opt. Lett.*, 31(15):2335–2337, 2006.
- [39] G. Baili, L. Morvan, M. Alouini, D. Dolfi, F. Bretenaker, I. Sagnes, and Arnaud Garnache. Experimental demonstration of a tunable dual-frequency semiconductor laser free of relaxation oscillations. *Optics Letters*, 34(21), 2009.
- [40] Y.Y. Jau and W. Happer. Push-pull laser-atomic oscillator. *Phys. Rev. Lett.*, 99:223001, 2009.
- [41] V. Shah and J. Kitching. *E. Arimondo and P. Berman and C. Lin, eds, Advances in atomic, molecular and optical physics (volume 59)*, chapter Coherent population trapping, pages 22–74. Academic Press, Elsevier, 2010.
- [42] J. Thomas, P.R. Hemmer, S. Ezekiel, C.C. Leiby, R.H. Picard, and C.R. Willis. Observation of Ramsey fringes using a stimulated resonance Raman transition in a sodium atomic beam. *Phys. Rev. Lett.*, 48:867, 1982.
- [43] P.R. Hemmer, S. Ezekiel, and C.C. Leiby. Stabilisation of a microwave oscillator using a resonance Raman transition in a sodium beam. *Opt. Lett.*, 8:440, 1983.
- [44] P.R. Hemmer, M.S. Shahriar, H. Lameal-Rivera, S.P. Smith, B. Bernacki, and S. Ezekiel. Semiconductor laser excitation of ramsey fringes by using a Raman transition in a cesium atomic beam. *J. Opt. Soc. Am. B*, 10:1326, 1993.

- [45] R. Boudot, S. Guérandel, E. de Clercq, N. Dimarcq, and A. Clairon. Current status of a pulsed CPT Cs cell clock. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 58(4):1217–1221, 2009.
- [46] G.S. Pati, K. Sali, Renu Tripathi, and M.S. Shahriar. Demonstration of Raman–Ramsey fringes using time delayed optical pulses in rubidium vapor. *Optics Communications*, 281:4676–4680, 2008.
- [47] G. S. Pati, F. K. Fatemi, M. Bashkansky, and S. Shahriar. Prospect for development of a pulsed CPT Raman Ramsey clock using atomic vapor. *Proc. of SPIE*, 7612:76120D–1, 2010.
- [48] A. Godone, F. Levi, S. Micalizio, and C. Calosso. Coherent population trapping maser: Noise spectrum and frequency stability. *Phys. Rev. A*, 70:012508, 2004.
- [49] F.X. Esnault, E. A. Donley, J. Kitching, and E. N. Ivanov. Status of a compact cold-atom CPT frequency standard. In *Proc. Joint Conference IFCS-EFTF 2011*, pages 612–614, Mai 2011.
- [50] X. Chen, G.Q. Yang, J. Wang, and M.S. Zhan. Coherent population trapping-ramsey interference in cold atoms. *Chin. Phys. Lett.*, 11:113201, 2010.
- [51] J. Kitching, S. Knappe, and L. Hollberg. Miniature vapor-cell atomic-frequency references. *Appl. Phys. Lett.*, 81(3):553–555, 2002.
- [52] S. Knappe. *Y. Gianchandani and O. Tabata and H. Zappe, eds, Comprehensive Microsystems*, chapter MEMS atomic clocks., pages 571–612. Maryland Heights MO Elsevier B. V., 2007.
- [53] S. Goka.  $^{85}$  Rb D1-line coherent-population-trapping atomic clock for low-power operation. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 49:062801, 2010.
- [54] K. Deng, X. Chen, and Z. Wang. Minimization of the temperature coefficient of resonance frequency shift in the coherent population trapping clock. *Optics Letters*, 2011.
- [55] Q. Zhou, C. Guan, X. Zhu, and Y. Li. A fully functional Ramsey-CPT atomic clock. In *Proc. Joint Conference IFCS-EFTF 2011*, pages 239–241, Mai 2011.
- [56] S. Micalizio, C. E. Calosso, A. Godone, F. Levi, C. Affolderbach, and F. Gruet. Pulsed optically pumped rb clock with high frequency stability performances. In *Proc. Joint Conference IFCS-EFTF 2011*, pages 947–950, Mai 2011.
- [57] J. D. Prestage, M. Tu, S. Chung, and P. MacNeal. Compact microwave mercury ion clock for space applications. In *Proc. IEEE Frequency Control Symposium 2008*, pages 651–654, 2008.
- [58] N. Rossetto, F.X. Esnault, D. Holleville, J. Delporte, M. Lours, and N. Dimarcq. Dick effect and cavity pulling on HORACE compact cold atom clock. In *Proc. Joint Conference IFCS-EFTF 2011*, pages 911–914, Mai 2011.
- [59] A. Belyaev, S. Medvedev, Y. Pavlenko, B. Sakharov, P. Smirnov, E. Storoyev, and A. Tulyakov. On-board passive hydrogen maser for GLONASS. In *Proc. of 3rd International Colloquium - Scientific and Fundamental Aspects of the Galileo Programme*, Septembre 2011.



- [60] T. Hirayama, M. Yoshida, M. Nakazawa, K. Hagimoto, and T. Ikegami. Mode-locked laser type optical atomic clock with an optically pumped Cs gas cell. *Optics Lett*, 32: 1241–1243, 2007.
- [61] A. Godone, S. Micalizio, F. Levi, and C. Calosso. Physics characterization and frequency stability of the pulsed rubidium maser. *Phys. Rev. A*, 74:043401, 2006.
- [62] M. Zhu. High contrast signal in a coherent population trapping based atomic frequency standard application. In *Proc. of Joint Conference 17th-FCS EFTF 2003*, 2003.
- [63] M.W. Fleming and A. Mooradian. Spectral characteristics of external-cavity controlled semiconductor lasers. *IEEE Journ. Quantum Electron.*, 17:44, 1981.
- [64] X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, Ph. Laurent, A. Clairon, and P. Rosenbusch. Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers. *Optics Communications*, 266:609–613, 2006.
- [65] R. Boudot, S. Guérandel, and E. de Clercq. Simple design low-noise NLTL-based frequency synthesizers for a CPT atomic clock. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 58(10):3659, 2009.
- [66] F.X. Esnault. *Étude des performances ultimes d'une horloge compacte à atomes froids: optimisation de la stabilité court terme*. PhD thesis, Thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie, 2009.
- [67] T. Zanon, S. Trémine S. Guérandel, F. Dahes, E. de Clercq, A. Clairon, and N. Dimarcq. Recent results on a pulsed CPT clock. In *Proc. of FCS 2005*, pages 774 – 777, 2005.
- [68] S. Guérandel, T. Zanon, N. Castagna, F. Dahès, E. de Clercq, N. Dimarcq, and A. Clairon. Raman–Ramsey interaction for coherent population trapping cs clock. *IEEE Trans. on Instr. and Meas.*, 56(2), 2007.
- [69] R. Arndt. Analytical line shapes for lorentzian signals broadened by modulation. *Journal of Applied Physics*, 36(8), 1965.
- [70] G.C.Bjorklund, M.D.Levenson, W. Lenth, and C. Ortiz. Frequency modulation spectroscopy: Theory of lineshapes and signal-to-noise analysis. *Appl.Phys.B*, 32:145–152, 1983.
- [71] M. Arditi and T. R. Carver. Frequency shift of the zero-field hyperfine splitting of  $^{133}\text{Cs}$  produced by various buffer gases. *Phys. Rev.*, 112(2):449, 1958.
- [72] P. L. Bender, E. C. Beaty, and A. R. Chi. Optical detection of narrow  $\text{Rb}^{87}$  hyperfine absorption lines. *Phys. Rev. Lett.*, 1(9):311–313, 1958.
- [73] P. J. Oredo, Y. Y. Jau, A. B. Post, N. N. Kuzma, and W. Happer. Buffer-gas-induced shift and broadening of hyperfine resonances in alkali-metal vapors. *Phys. Rev. A*, 69(4): 042716, 2004.
- [74] B. L. Bean and R. H. Lambert. Temperature dependence of hyperfine density shifts. iv.  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{39}\text{K}$ , and  $^{85}\text{Rb}$  in He, Ne, Ar, and  $\text{N}_2$  at low temperatures. *Phys. Rev. A*, 13(1): 492–494, 1976.

- [75] K. Dorenburg, M. Gladisch, and G. zu Pulitz. Hyperfine structure density shift coefficients for K, Rb and Cs at high buffer gas densities. *Z. Physik A.*, 289:145–149, 1979.
- [76] F. Gong, Y. Y. Jau, and W. Happer. Nonlinear pressure shifts of alkali-metal atoms in inert gases. *Phys. Rev. Lett.*, 100:233002, 2008.
- [77] J. Vanier, R. Kunski, N. Cyr, J. Y. Savard, and M. Têtu. On hyperfine frequency shifts caused by buffer gases: Application to the optically pumped passive rubidium frequency standard. *J. Appl. Phys.*, 53:5387, 1982.
- [78] N. Beverini, F. Strumia, and G. Rovera. Buffer gas pressure shift in  $m_F = 0 - m_F = 0$  the ground state hyperfine line in  $4c$ .
- [79] F. Strumia, N. Beverini, and A. Moretti. Optimization of the buffer gas mixture for optically pumped Cs frequency standards. In *Proc. 30th Annu. Symp. Freq. Control*, pages 468–472, June 1976.
- [80] C. W. Beer and R. A. Bernheim. Hyperfine pressure shift of  $^{133}\text{Cs}$  atoms in noble and molecular buffer gases. *Phys. Rev. A*, 13:1052–1057, 1976.
- [81] A. Andalkar and R. B. Warrington. High-resolution measurement of the pressure broadening and shift of the Cs D1 and D2 lines by  $\text{N}_2$  and He buffer gases. *Phys. Rev. A*, 65:032708, 2002.
- [82] G. A. Pitz, D. E. Wertepny, and G. P. Perram. Pressure broadening and shift of the cesium D1 transition by the noble gases and  $\text{N}_2$ ,  $\text{H}_2$ , HD,  $\text{D}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_6$ ,  $\text{CF}_4$  and  $^3\text{He}$ . *Phys. Rev. A*, 80:062718, 2009.
- [83] Th. Udem, J. Reichert, T. W. Hänsch, and M. Kourougi. Absolute optical frequency measurement of the Cs D1 line with a mode-locked laser. *Phys. Rev. Lett.*, 82:3568, 1999.
- [84] J. F. Kielkopf. Predicted alkali collision broadening by noble gases based on semiempirical potentials. *J. Phys. B*, 9(17):L547–L550, 1976.
- [85] M. V. Romalis, E. Miron, and G. D. Cates. Pressure broadening of Rb D1 and D2 lines by  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ , and Xe: Line cores and near wings. *Phys. Rev. A*, 56:4569, 1997.
- [86] S. L. Izotova, N. I. Kaliteevskii, G. F. Lekhto, and M. S. Frish. Temperature dependence of the collisional shifts and broadening of the cesium D1 line in helium. *Opt. Spectrosc.*, 59(3):293–294, 1985.
- [87] A. H. Couture, T. B. Clegg, and B. Driehuys. Pressure shifts and broadening of the Cs D1 and D2 lines by He,  $\text{N}_2$  and Xe at densities used for optical pumping and spin exchange polarization. *J. Appl. Phys.*, 104(9):094912, 2008.
- [88] Y. Koga. An improved method of measuring the zeeman shift in Cs beam frequency standards. *Jap. J. Appl. Phys.*, 23:97–100, 1984.
- [89] S. Brandt, A. Nagel, R. Wynands, and D. Meschede. Buffer-gas-induced linewidth reduction of coherent dark resonances to below 50 Hz. *Phys. Rev. A*, 56(2):1063–1066, 1997.

- [90] D. Miletic, P. Dziuban, R. Boudot, M. Hasegawa, R. K. Cutani, G. Mileti, V. Giordano, and C. Gorecki. Quadratic dependence on temperature of Cs 0-0 hyperfine resonance frequency in single Ne buffer gas microfabricated vapour cell. *Electron. Lett.*, 46(15): 1069–1071, 2010.
- [91] S. Knappe, V. Gerginov, P. D. D. Schwindt, V. Shah, H. G. Robinson, L. Hollberg, and J. Kitching. Atomic vapor-cell for chip-scale atomic clocks with improved long-term frequency stability. *Opt. Lett.*, 30(18):2351, 2005.
- [92] S. Knappe, J. Kitching, L. Hollberg, and R. Wynands. Temperature dependence of coherent population trapping resonances. *Appl. Phys. B*, 74:217–222, 2002.
- [93] G. Breit and I. I. Rabi. Measurement of nuclear spin. *Phys. Rev.*, 38:2082, 1931.
- [94] D. A. Steck. <http://steck.us/alkalidata/cesiumnumbers.pdf>, 2010.
- [95] W. Franzen. Spin relaxation of optically aligned Rubidium vapor. *Phys. Rev.*, 115(4), 1959.
- [96] G. Kazakov, B. Matisov, A. Litvinov, and I. Mazets. Coherent population trapping in finite-size buffer-less cell. *J. Phys. B*, 40:3852–3860, 2007.
- [97] W. Happer. Optical pumping. *Rev. Mod. Phys.*, 44(2):169, 1972.
- [98] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg. *Atom-Photon Interactions*. Wiley VCH Verlag GmbH and Co. KGaA, 1998.
- [99] S. Knappe, R. Wynands, J. Kitching, H. G. Robinson, and L. Hollberg. Characterization of coherent population-trapping resonances as atomic frequency references. *J. Opt. Soc. Am. B*, 18(11):1545–1553, 2001.
- [100] A. Nagel, S. Brandt, D. Meschede, and R. Wynands. Light shift of coherent population trapping resonances. *Europhys. Lett.*, 48(4):385–389, 1999.
- [101] M. Zhu and J.S. Cutler. Theoretical and experimental study of light shift in a CPT based Rb vapot cell frequency standanrd. In *Proc. of 32nd Annual PTTI Meeting 2000*, 311-323 2000.
- [102] T. Zanon E. de Clercq and E. Arimondo. Ultrahigh-resolution spectroscopy with atomic or molecular dark resonances: Exact steady-state line shapes and asymptotic profiles in the adiabatic pulsed regime. *Phys. Rev. A*, 84:062502, 2011.
- [103] A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, V. L. Velichansky, A. S. Zibrov, and S. A. Zibrov. Pure superposition states of atoms generated by a bichromatic elliptically polarized field. *Phys. Rev. A*, 73:013812, 2006.
- [104] J. C. Camparo, R. P. Fruehholz, and C. H. Volk. Inhomogeneous light shift in alkali metal atoms. *Phys. Rev. A*, 27(4), 1983.
- [105] N. Castagna, R. Boudot, S. Guérandel, E. de Clercq, N. Dimarcq, and A. Clairon. Investigations on continuous and pulsed interrogation for a CPT atomic clock. *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelectr., Freq. Control*, 56(2):246–253, 2009.

- 
- [106] F. Levi, C. Calosso, S. Micalizio, A. Godone, and F. Gruet. Design and performances of a pulsed optically pumped Rb clock prototype. In *Proc. of 3rd International Colloquium - Scientific and Fundamental Aspects of the Galileo Programme*, Septembre 2011.
- [107] M. V. Balabas, T. Karaulanov, M. P. Ledbetter, and D. Budker. Polarized alkali-metal vapor with minute-long transverse spin-relaxation time. *Phys. Rev. Lett.*, 105:070801, 2010.
- [108] S. J. Seltzer et al. Investigation of antirelaxation coatings for alkali-metal vapor cells using surface science techniques. *J. Chem. Phys.*, 133:144703, 2010.
- [109] <http://www.symmetricom.com/products/frequency-references/chip-scale-atomic-clock-csac/SA.45s-CSAC/>, 2011.
- [110] N. Beverini, P. Minguzzi, and F. Strumia. Foreign gas induced cesium hyperfine relaxation. *Phys. Rev. A*, 4(2):550–555, 1971.
- [111] N. Beverini, P. Minguzzi, and F. Strumia. Errata - foreign gas induced cesium hyperfine relaxation. *Phys. Rev. A*, 5(2):993, 1971.

## **Цезиевые атомные часы на эффекте когерентного пленения населенности. Основные эффекты оказывающие влияние средне- и долговременную стабильность частоты.**

Работа над проектом компактных часов в микроволновом диапазоне на эффекте когерентного пленения населенности (КПН) ведется в LNE SYRTE Observatoire de Paris начиная с 2000 года. Особенностью разрабатываемых часов является комбинация двух оригинальных методик. Одна из них заключается в возбуждении КПН резонанса с помощью так называемой «double- $\Lambda$ » схемы, которая использует два сонаправленных пучка с линейной и взаимно перпендикулярной поляризацией. Использование данной схемы позволяет повысить амплитуду резонанса (до 4 раз) по сравнению с традиционной схемой, в которой атомы возбуждаются циркулярно поляризованным светом и в которой амплитуда резонанса ограничена эффектом оптической накачки атомов на крайние зеемановские подуровни. Вторая особенность заключается в использовании импульсного режима работы, который позволяет получить узкие резонансы сохранив высокую амплитуду и хорошее соотношение сигнал / шум, а так же позволяет при этом уменьшить световые сдвиги.

**Целью настоящей работы** является характеристика атомных часов на эффекте КПН в ячейке с парами  $^{133}\text{Cs}$  и буферным газом, разработанных в LNE-SYRTE Observatoire de Paris, и исследование основных эффектов оказывающих влияние средне- и долговременную стабильность частоты.

**Первая глава** является вводной, в ней даются основные понятия, описывается принцип работы атомных часов и вводятся основные характеристики атомных часов (точность, кратковременная и долговременная стабильность), а так же определяющие их факторы. Так, кратковременная стабильность (в случае учета только дробового шума) определяется формулой (1.5), а долговременная стабильность, в случае часов на эффекте КПН ограничена флуктуациями зеемановского сдвига второго порядка, столкновительного сдвига ( $\text{Cs}$  – буферный газ) и светового сдвига.

В конце главы приводятся основные примеры применения различных типов атомных часов и основные диктуемые требования на точность, стабильность и возможные ограничения (объём, энергопотребление) (Таблица 1.1).

**Вторая глава** посвящена эффекту КПН, в ней вводятся простые теоретические основы позволяющие понять образование темного состояния и его основные характеристики (Формулы 2.5 и 2.7). Так же рассматриваются характеристики КПН резонанса в реальных системах. Ширина резонанса определяется полевым уширением и релаксацией когерентности (Формула 2.8). В случае трёх-уровневой системы для амплитуды верно соотношение (2.13).

В этой главе дается обзор основных схем возбуждения КПН резонанса используемых в атомных часах. В конце главы приведены основные примеры различного применения эффекта КПН в атомных часах, а так же положение, с точки зрения кратковременной стабильности, разработанных компактных КПН-часов в среди других видов часов (конкурентов) (Таблица 2.1).

В **третьей главе** представлена экспериментальная установка атомных КПН часов работающих в импульсном режиме. Общая схема установки изображена на Рисунке 3.2. Она состоит из двух диодных лазеров с внешним резонатором (ДЛВР) излучающих

на D1 линии Cs. Разность частот излучения двух лазеров составляет около 9.2 GHz и может сканироваться вблизи этой частоты. Частота излучения ведущего лазера стабилизирована с помощью схемы насыщенного поглощения. Фаза ведомого лазера привязана к фазе ведущего. Для осуществления импульсного режима работы серия импульсов длительностью  $\tau = 2$  ms, разделенных промежутками  $T_R = 4$  ms, реализована с помощью акусто-оптического модулятора. После улучшения формы пучка излучение направляется в ячейку с парами Cs и буферным газом. Температура ячейки контролируется на уровне 1-3 мК. Она помещена соленоид, создающий продольное магнитное поле (200 mG) для снятия вырождения зеемановских подуровней. Ансамбль изолирован от внешнего паразитного магнитного поля с помощью двух магнитных экранов. Сигнал пропускания ячейки регистрируется фотодиодом, обрабатывается на компьютере и генерируется соответствующий сигнал ошибки, который служит для коррекции разности частот излучения двух лазеров.

В этой главе:

- подробно описываются используемые ДЛВР с интерференционным фильтром (Рисунок 3.3), схема стабилизации частоты (Рисунок 3.4, 3.5), схема фазовой привязки ведомого лазера к ведущему (Рисунок 3.6), схема генерации сверх-высокой частоты (9 GHz) (Рисунок 3.7).

- обсуждаются некоторые трудности связанные влиянием температуры кристалла акусто-оптического модулятора (Рисунок 3.9) на соотношение интенсивностей двух компонент би-хроматического поля и описываются возможные решения – стабилизация температуры модулятора (Рисунок 3.11) и использование механического модулятора интенсивности (Рисунок 3.12).

- обсуждаются некоторые проблемы связанные с температурной чувствительностью оптического волокна и её влияния на интенсивности двух компонент (Рисунки 3.16, 3.17). Волокно использовалось, в частности, для улучшения качества перекрытия двух пучков (двух компонент би-хроматического поля) и для придания пучку гауссовой формы (профиля). В связи с обнаруженными зависимостями, волокно было заменено на пространственный фильтр (pinhole), позволило решить эту проблему (Рисунки 3.18, 3.19).

- показывается необходимость стабилизации не столько полной интенсивности лазерного излучения (Рисунки 3.20, 3.21), сколько интенсивностей каждой компоненты би-хроматического излучения. Описывается предложенный метод стабилизации интенсивностей каждой компоненты би-хроматического излучения (в импульсном режиме и без необходимости разделения и повторного сведения двух пучков (Рисунки 3.22, 3.24)), влияние на стабильность частоты часов (Рисунок 3.27), а так же технические ограничения стабилизации интенсивности.

- подробно описываются и характеризуются: температурная стабилизация ячейки (Рисунки 3.28, 3.29, 3.30), генерация магнитного поля (Рисунки 3.31, 3.33) и изоляция от внешних магнитных полей (Рисунок 3.34).

- дается описание установки и процедуры заполнения ячеек (Cs + буферный газ) (Рисунок 3.35), а так же процесса старения ячеек новых изготовленных ячеек (Рисунки 3.36, 3.37).

- обсуждаются аспекты детектирования, обработки сигнала, синхронизации, особенности реализации импульсного режима (Рисунок 3.38) и реализации стабилизации частоты атомных часов (Рисунок 3.39). Приводится расчет теоретической, максимально достижимой (с учетом только дробового шума, без учета технических шумов) в наших экспериментальных условиях кратковременной стабильности описанных часов (Формула 3.2).

Во второй части этой главы описываются особенности установки КПН часов на основе одного лазера (D2 линия Cs), частота которого модулируется с помощью электро-оптического модулятора (Рисунок 3.40). Описывается методика измерения столкновительного сдвига с помощью данной установки, приводятся результаты предварительных измерений и показываются основные ограничения установки для проведения данного типа измерений (в основном связанные с присутствием паразитного излучения из-за наличия боковых полос в спектре, особенностями детектирования сигнала с помощью синхронного детектора, работы в непрерывном режиме и максимальной компактностью установки).

**Четвертая глава** посвящена исследованию сдвига частоты сверхтонкого перехода основного состояния атома Cs.

При наличии буферного газа, столкновения Cs - буферный газ приводят к сдвигу частота метрологического перехода этот сдвиг зависит от температуры:  $\Delta\nu = P_0 (\beta + \delta(T-T_0) + \gamma(T-T_0)^2)$ , где  $P_0$  -давление буферного газа при температуре  $T_0 = 0^\circ\text{C}$ ,  $\beta$  – коэффициент линейно зависящий от давления,  $\delta$  и  $\gamma$  – линейный и квадратичный по температуре коэффициенты, соответственно. Для буферных газов с сильным квадратичным коэффициентом  $\gamma$ , есть так называемая температура инверсии, при которой температурная зависимость меняет знак и чувствительность частоты к изменению температуры равна (близка к) нулю. Нулевую чувствительность частоты к изменению температуры вблизи определенного значения можно получить с помощью смеси буферных газов с противоположными знаками температурной зависимости. Для этого необходимо знание точных значений этих коэффициентов. К сожалению коэффициенты  $\beta$ ,  $\delta$  и  $\gamma$  малоизвестны для Cs.

В этой главе описывается процедура измерения коэффициентов  $\beta$ ,  $\delta$  и  $\gamma$  для Cs вприсутствии буферных газов Ne, N<sub>2</sub> и Ar. Измерение проводится в запаянных ячейках (заполненных различными производителями) содержащих пары Cs и один из перечисленных буферных газов и состоит из двух этапов: измерение давления буферного газа и измерение температурной зависимости частоты сверхтонкого перехода основного состояния атома Cs.

Измерение давления буферного газа основано на измерении сдвига (S) оптической частоты в ячейках с буферным газом по сравнению с невозмущенной частотой в ячейке содержащей только Cs (Рисунки 4.2, 4.4, 4.5, 4.6). Этот сдвиг пропорционален давлению буферного газа и коэффициенты ( $\kappa$ ), измеренные при определенной температуре, известны с хорошей точностью, но их значения различны для разных температур. Была измерена (Рисунок 4.7) температурная зависимость коэффициентов  $\kappa$  (Формула 4.9) для буферных газов Ne, N<sub>2</sub> и Ar (Таблица 4.1), что позволило привести в согласие коэффициенты  $\kappa$  опубликованные для различных температур. Используя эти коэффициенты, приведенные к нашей температуре измерений, было определено давление буферного газа в ячейках с точностью порядка 1% (Таблица 4.2).

Измерение температурной зависимости частоты сверхтонкого перехода основного состояния атома Cs произведено на описанной ранее установке атомных часов работающих в импульсном режиме. Типичные температурные зависимости приведены на Рисунках 4.10 и 4.11. Заметим, что для буферного газа Ne характерен сильный квадратичный коэффициент  $\gamma$  и температура инверсии составляет  $79 \pm 3^\circ\text{C}$ , что представляет интерес для миниатюрных КПН часов, так как температура инверсии близка к рабочей температуре микро-ячеек.

Полученные значения коэффициентов для различных ячеек приведены в Таблице 4.6, сравнение с ранее опубликованными значениями – в Таблице 4.7. Для трёх

буферных газов коэффициент, зависящий от давления ( $\beta$ ) и линейный температурный коэффициент ( $\delta$ ) определены с более высокой точностью. Квадратичный температурный коэффициент ( $\gamma$ ) для Ne и N<sub>2</sub> определен впервые. Для Ar коэффициент  $\gamma$  очень мал и оценена верхняя граница его значения.

На основе полученных результатов для любой заданной рабочей температуры ячейки стало возможным точное определение оптимальной смеси буферных газов для уменьшения зависимости частоты метрологического перехода в Cs от изменений температуры ячейки около заданной (Формулы 4.12, 4.13 и 4.14), (Рисунки 4.12, 4.13, 4.14). Полученные результаты были подтверждены (Рисунок 4.22) исследованием температурной зависимости частоты в ячейках со смесью буферных газов N<sub>2</sub>-Ar (Рисунки 4.18, 4.19, 4.20, 4.21).

Полученные результаты позволили изготовить рабочую ячейку (1А) с оптимальным соотношением буферных газов N<sub>2</sub>-Ar, позволяющую аннулировать температурную зависимость частоты метрологического перехода в Cs от изменений температуры ячейки около заданной рабочей температуры 29°C.

**Пятая глава** посвящена исследованию зависимостей амплитуды сигнала КПН и времени релаксации когерентности сверхтонких подуровней основного состояния атома Cs от различных параметров, а так же исследованию формы КПН резонанса.

Амплитуда КПН резонанса исследована в зависимости от следующих параметров:

- интенсивность лазерного излучения и режим работы (непрерывный и импульсный) (Рисунок 5.1);

- параметры цикла в импульсном режиме работы: длительность импульса  $\tau$  (Рисунки 5.3, 5.4), время разделяющее импульсы  $T_R$  (Рисунок 5.2), момент детектирования сигнала  $t_d$  (Рисунок 5.5), длительность измерения сигнала  $t_m$  (Рисунок 5.6);

- температура ячейки и зависимость оптимальной температуры (для которой амплитуда максимальна) от интенсивности лазерного излучения (Рисунок 5.7), от режима (Рисунки 5.7 и 5.9) и параметров цикла работы ( $\tau$ ,  $T_R$ ) (Рисунок 5.8); (для непрерывного режима работы предложена модель позволяющая качественно описать наблюдаемую зависимость (Рисунок 5.9).);

- используемые переходы (Рисунок 5.10) и схема возбуждения (Рисунок 5.11);

- продольное магнитное поле, его влияние на дополнительные КПН резонансы в схеме «double- $\Lambda$ » (Рисунок 5.12) при работе в непрерывном режиме (Рисунок 5.13) и импульсном режиме (Рисунок 5.15);

С помощью этих исследований были определены оптимальные значения исследованных параметров для получения максимальной амплитуды КНП резонанса.

Время релаксации когерентности  $T_2$  было измерено тремя способами: метод предложенный В.Франценом (Рисунок 5.17), метод основанный на измерении амплитуды сигнала в импульсном режиме в зависимости от времени  $T_R$  (Рисунок 5.18) и метод основанный на экстраполяции ширины КПН сигнала к нулевой интенсивности (Рисунок 5.19). Исследована зависимость времени релаксации и определены оптимальные значения следующих параметров: температура ячейки (Рисунок 5.20), диаметр пучка (Рисунок 5.21), интенсивность лазерного излучения (Рисунок 5.22), продольное магнитное поле, давление буферного газа (Рисунок 5.23), длина ячейки.

Заметим, что значения времени релаксации определенные методами основанным на измерении ширины КПН резонанса меньше (в 2.6 раза) значений полученных двумя другими методами. Это во многом обусловлено тем, что измерения проводились в схеме «double- $\Lambda$ », и из-за наличия дополнительных резонансов (Рисунок 5.24) в непрерывном режиме КНП резонанс был уширен (Рисунок 5.25). Отметим так же что в случае



возбуждения с помощью схемы «double-Λ» из-за дополнительных резонансов наблюдаются осцилляции на графике зависимости амплитуды сигнала от времени  $T_R$  (Рисунок 5.26), механизм образования которых объяснён на Рисунке 5.27.

В конце этой главы приводятся результаты экспериментального наблюдения эффекта сужения линии индуцированного лазером (light induced line narrowing effect) в ячейках содержащих только пары Cs (вакуумные ячейки), без буферного газа и без покрытия. Эффект, заключающийся в появлении узкого пика (Рисунок 5.30), наличие которого обусловлено узостью спектральной ширины лазерного излучения (Таблица 5.4 к Рисунку 5.30), наблюдается в вакуумных миллиметровых и сантиметровых ячейках, а в ячейках содержащих буферный газ эффект не наблюдается (Рисунки 5.31 и 5.32). Характеристики этого эффекта исследованы в сантиметровых ячейках в зависимости от диаметра пучка (Рисунок 5.34), интенсивности (Рисунки 5.35, 5.36) и температуры ячейки (Рисунок 5.37).

В **шестой главе** представлено исследование эффектов связанных с интенсивностью лазерного излучения.

В начале главы приводятся две теоретические модели описывающие световой сдвиг в случае эффекта КРН (Формулы 6.2 и 6.3) и предсказываемые ими в наших экспериментальных условиях зависимости (Рисунки 6.2, 6.3, 6.4, 6.12, 6.13).

В наших рабочих (для часов) условиях проведено экспериментальное исследование эффектов связанных с интенсивностью от различных параметров: режим работы (Рисунок 6.10), соотношение интенсивностей двух компонент бихроматического поля (Рисунок 6.11), отстройка от оптического резонанса (Рисунок 6.14, 6.15), температура ячейки (Рисунки 6.17 и 6.18). Это исследование помогло определить наиболее чувствительные параметры (соотношение интенсивностей двух компонент и температура ячейки) (Таблица 6.2) и осуществить соответствующие стабилизации значений этих параметров, что бы уменьшить их влияние на стабильность частоты.

Отметим, что в силу различных причин (параграф 6.1.4) (отстройка от оптического резонанса (Рисунок 6.5), перекрытие оптических спектров (Рисунок 6.6), наличие КРН резонанса сформированного с помощью другого возбуждённого уровня (Рисунок 6.8), наличие градиента интенсивности лазерного излучения, наличие дополнительных резонансов в схеме «double-Λ» (Рисунок 6.9)) КРН резонанс не является идеально симметричным. Диссимметрия КРН резонанса приводит к тому что рассчитанная частота, та к которой осуществляется привязка и которая должна соответствовать вершине резонанса, отличается от реального положения вершины (Рисунок 6.7). Из-за диссимметрии КРН резонанса (и её изменения в зависимости от различных параметров) в измерениях частоты в зависимости от интенсивности лазерного излучения может появляться дополнительный сдвиг, что может объяснить расхождение экспериментальных зависимостей с теоретическими.

**Заключение.** В результате проведенных исследований определены чувствительные элементы, основные эффекты и параметры, что позволило осуществить необходимые изменения и реализовать необходимые стабилизации значений параметров для уменьшения их влияния на стабильность частоты (Таблица 6.3), так же определены оптимальные значения многих параметров для улучшения сигнала и стабильности частоты. Это позволило улучшить средне- и долговременную стабильность в 40 раз и достичь относительной стабильности  $2.5 \times 10^{-14}$  за час, что, по нашим знаниям, на данный момент является наилучшим значением для часов на эффекте КРН.





**Résumé** L'objet de ce manuscrit est la caractérisation d'une horloge à piégeage cohérent de population dans une vapeur thermique d'atomes de césium contenue dans une cellule avec gaz tampon et l'étude des principaux effets pouvant affecter la stabilité de fréquence à moyen-long terme. La particularité de l'horloge à piégeage cohérent de population développée est la combinaison de deux techniques originales : utilisation d'un schéma d'excitation en double- $\Lambda$  et interrogation pulsée. Cela nous permet d'obtenir un signal étroit, une grande amplitude et des déplacements de fréquence liés à l'intensité laser réduits. La stabilité de fréquence à moyen-long terme des horloges à cellule est généralement limitée par les déplacements induits par les collisions avec le gaz tampon et par des effets liés à l'intensité laser.

Une partie importante de ce travail est consacrée à l'étude des déplacements collisionnels en présence de gaz tampon – Ne, N<sub>2</sub> et Ar, et à leur dépendance thermique. Les valeurs des coefficients de la dépendance thermique, mal connues ou inconnues jusqu'à présent, ont été établies, cela nous a permis de réaliser une cellule optimale contenant un mélange de gaz tampon ayant une sensibilité thermique nulle autour de température de fonctionnement.

Suite à l'étude de l'amplitude du signal et des temps de relaxation, les valeurs optimales des paramètres de fonctionnement en horloge (séquence d'interrogation, champ magnétique, la température de la cellule, pression du mélange, etc.) ont été déterminées pour cette cellule.

L'étude des effets liés à l'intensité laser a permis de déterminer les paramètres sensibles (rapport de intensités laser, température) et de mettre en place des stabilisations nécessaires pour les réduire. Finalement, la stabilité de fréquence à moyen-long terme a été améliorée d'un facteur 40 pour atteindre  $2.5 \cdot 10^{-14}$  à 1 heure en valeur relative.

**Mots-clés:** horloge atomique compacte, piégeage cohérent de population, césium, gaz tampon, déplacement collisionnel, stabilité de fréquence.

**Abstract** This thesis describes a Cs – buffer gas vapour cell atomic clock based on coherent population trapping (CPT), and the main frequency shifts affecting its mid- and long-term stability. The developed atomic clock based on CPT uses two original techniques: a so-called double- $\Lambda$  scheme for the CPT-resonance excitation and a temporal Ramsey interrogation technique, which produce a high contrast and narrow resonances with reduced light shift dependence. Generally, the mid and long term stability of the vapour cell atomic clock is limited by the collisional shift induced by alkali-buffer gas collisions and the light shift (or the effects depending on the laser intensity).

We report on the study of the collisional shift of Cs clock frequency in the presence of Ne, N<sub>2</sub> or Ar buffer gas, and its temperature dependence. The coefficient values of this dependence for these three buffer gases were revealed (some of them for the first time), allowing us to realise a cell with optimal combination of buffer gases to cancel the temperature dependence around the working temperature.

Following the study of the signal amplitude and the coherence relaxation rate the optimal values for such parameters as interrogation cycle, magnetic field, cell temperature, pressure of the buffer gas mixture, etc. were found for the chosen cell.

The investigation on the light shift and the effects depending on the laser intensity allowed us to determine the most sensitive parameters (laser intensity ratio, temperature) and to implement the required stabilisations in order to better control them. Finally, the mid- and long-term clock frequency stability was improved by a factor 40, reaching  $2.5 \cdot 10^{-14}$  at 1 hour.

**Key words:** compact atomic clock, coherent population trapping, cesium, buffer gas, collisional shift, frequency stability.