

IMPRIMATUR POUR LA THÈSE

Etude du pompage optique par laser et par lampe spectrale dans les horloges à vapeur de rubidium

de M. Gaetano Mileti

UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL
FACULTÉ DES SCIENCES

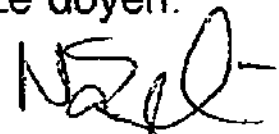
La Faculté des sciences de l'Université de Neuchâtel sur le rapport des membres du jury,

MM. G. Busca, R. Dändliker, P. Thomann et
J. Vanier (Québec)

autorise l'impression de la présente thèse.

Neuchâtel, le 10 octobre 1995

Le doyen:



H.-H. Nägeli

Avant-propos :

Ce travail de thèse a été rédigé avant tout de manière à constituer un outil de travail utile pour la poursuite de la recherche. Ainsi, même s'il fait continûment référence aux autres travaux qui ont été effectués dans le même domaine - l'ouvrage de J. Vanier et C. Audoin "The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards" notamment - il devrait contenir la plupart des renseignements et définitions nécessaires à la compréhension des développements présentés.

L'avantage d'une telle démarche est la cohérence du texte, qui facilite la lecture de ceux - par exemple - pour qui le domaine temps / fréquence en général, ou les horloges à vapeur de rubidium en particulier, sont moins familiers. L'objectif de l'auteur n'était cependant pas de réaliser un texte pédagogique mais plutôt d'en faire un texte complet et de vérifier ses propres connaissances, en essayant de donner des bases plus solides à des concepts qui, bien que fréquemment utilisés durant la recherche, échappaient parfois à une réelle compréhension.

Ainsi, les lecteurs avertis ne seront pas surpris de trouver dans l'exposé des définitions, des notions ou des idées bien connues qui ne nécessitent peut-être pas d'être répétées.

Néanmoins, pour éviter que cela n'arrive trop souvent, j'ai jugé utile de signaler ici les parties plus originales du travail, de manière à ce que le reste du texte serve principalement comme référence, et à définir sans ambiguïté la terminologie et les hypothèses de travail.

- Le chapitre 1 est une introduction sur le cadre général de cette recherche.
- Concernant le chapitre 2, seuls la description du résonateur magnétron (§ 2.2) et les développements de la section 2.4 présentent un aspect original. Le contenu des autres parties est un rappel et sert principalement à alléger les explications des chapitres suivants.
- Dans le chapitre 3, les parties nouvelles sont la mise en évidence et la quantification d'un "spectre résiduel" de la diode et les résultats expérimentaux concernant le bruit d'intensité et le bruit de fréquence (mesuré aussi avec la source asservie sur une raie atomique).
- Concernant le chapitre 4, la section consacrée à l'étude des effets du pompage optique sur le signal de double résonance (§ 4.3.5), ainsi que l'étude du déplacement radiatif (§ 4.3.6) sont originales. C'est surtout autour des notions de "peaking du signal" et de "saturation du light shift" que la discussion physique s'est concentrée. Du point de vue purement scientifique, cette section constitue le coeur de la thèse. En outre, les calculs théoriques du signal de double résonance (§ 4.2) sont intéressants pour l'application particulière des horloges à vapeur de rubidium et la compréhension physique des phénomènes observés.
- Du point de vue technique ou technologique, l'intérêt principal de l'étude réside dans les calculs présentés dans le chapitre 5 de la stabilité à court terme d'un futur étalon au rubidium pompé optiquement par diode laser (§ 5.2). Cette performance est estimée en fonction des propriétés fondamentales de la vapeur atomique, des moyens de stockage et d'interrogation des atomes, ainsi que des caractéristiques des diodes laser.
- Le chapitre 6 recueille les conclusions de cette recherche.

Table des matières

Avant-propos

Chapitre 1 Introduction

1.1 Le pompage optique dans une horloge à vapeur de rubidium

Les aspects physiques	1-3
Les aspects technologiques	1-3
Les autres aspects scientifiques	1-4

1.2 Motivations et plan de la recherche

Trois différentes périodes de travail	1-4
Motivation de la recherche	1-5
Personnes ayant collaboré à cette recherche	1-6
Plan de l'exposé	1-7

Références	1-8
------------------	-----

Chapitre 2 Les horloges à vapeur de rubidium : généralités

2.1 Introduction

<i>Principe de fonctionnement d'une horloge à vapeur de rubidium</i>	2-3
Système à trois niveaux	2-3
Pompage optique hyperfin et filtrage isotopique de la lumière	2-5
Champ micro-onde et signal de double résonance	2-6

2.2 Aspects expérimentaux

Vapeur de rubidium et cellule d'absorption	2-7
Lampe à décharge et illumination de la vapeur	2-9
Résonateur micro-onde magnétron et interrogation de la vapeur	2-10
Photocellule et schéma de détection du signal	2-12
Autres remarques	2-14

2.3 Aspects théoriques

2.3.1. La vapeur de rubidium et ses diverses interactions

L'atome de rubidium	2-15
Interaction de la vapeur avec la lumière	2-17
Interaction de la vapeur avec le champ micro-onde	2-26
Phénomènes de relaxation	2-27

2.3.2. Calcul du signal de double résonance

Etat stationnaire du système : modèle à trois niveaux	2-28
Calcul du signal de double résonance local : modèle à trois niveaux	2-30
Quelques propriétés du signal de double résonance	2-32
Signal de double résonance avec les huit niveaux du Rubidium 87.....	2-36
Comparaison entre le signal avec neuf niveaux et celui avec trois niveaux	2-37

2.4 Quelques études expérimentales et théoriques

Développements d'HVR à l'Observatoire Cantonal de Neuchâtel.....	2-40
Une approximation de la fréquence de l'étalon avec une vapeur inhomogène.....	2-43
Une expression utile pour le profil de Voigt	2-46
Peaking du signal de double résonance et saturation optique	2-48

Références	2-50
------------------	------

Chapitre 3 Caractérisation des diodes laser

3.1 Introduction et montage expérimental

Diode laser	3-3
Module de support de la diode laser	3-3
Module électronique de la diode laser	3-4
Montage expérimental	3-4

3.2 Caractéristiques générales de la diode laser

Mesures de spectres d'absorption	3-5
Mise en évidence d'un "spectre résiduel"	3-7

3.3 Stabilisation de la diode laser et mesure de la largeur de raie

Stabilisation du laser sur une raie d'absorption	3-8
Mesure de la largeur de raie du laser par battement et stabilité de fréquence.....	3-10

3.4 Mesure du bruit d'intensité et du bruit de fréquence du laser

Introduction	3-12
Réponse du circuit de détection	3-13

Bruit du circuit de détection	3-14
Mesure du bruit d'intensité du laser	3-16
Mesure du bruit de fréquence du laser	3-18
Mesure du bruit de fréquence du laser en régime asservi	3-20
Remarques conclusives	3-22
Références	3-24

Chapitre 4 Double résonance avec diode laser

4.1 Introduction

Travaux précédents et propos du chapitre	4-4
--	-----

4.2 Etude théorique

4.2.1. Calcul du signal de double résonance

Calcul des taux de relaxation γ_1 et γ_2	4-6
--	-----

Calcul du signal de double résonance global	4-9
---	-----

<i>Rappel</i>	4-9
---------------------	-----

<i>Exemple n° 1 : réponse d'une vapeur optiquement mince</i>	4-10
--	------

<i>Exemple n° 2 : réponse d'une vapeur optiquement épaisse</i>	4-12
--	------

Discussion des résultats et comparaison avec le cas d'une lampe spectrale	4-15
---	------

4.2.2. Etude de phénomènes liés au "peaking" du signal de double résonance

Le phénomène du "peaking" du signal de double résonance	4-16
---	------

Peaking du signal et variations de fréquence la optique	4-18
---	------

Effets géométriques dus au "peaking" du signal de double résonance	4-20
--	------

4.2.3. Etude du phénomène du déplacement radiatif (light shift)

Définition des coefficients de déplacement radiatif	4-23
---	------

Estimation théorique du déplacement radiatif	4-24
--	------

Le phénomène de la saturation du déplacement radiatif	4-25
---	------

Interprétation physique du phénomène de la saturation du déplacement radiatif ...	4-27
---	------

Une mesure intéressante de déplacement radiatif en l'absence de gaz tampon.....	4-28
---	------

4.3 Etude expérimentale

4.3.1. Montage expérimental

Description du montage expérimental	4-32
---	------

4.3.2. Détection de spectres optiques

Effets du gaz tampon étudiés	4-34
------------------------------------	------

Montage expérimental et résultats	4-35
---	------

Discussion des résultats	4-38
--------------------------------	------

4.3.3. Principe de la mesure d'un signal de double résonance	
Principe de la détection du signal de double résonance	4-40
Analyse du signal de double résonance	4-42
4.3.4. Effets du gaz tampon et de la température sur le signal	
4.3.4.1. 1° étude : caractéristiques générales du signal de double résonance	
Principe et montage expérimental	4-44
Amplitude du signal en fonction de la pression d'azote et de la température.....	4-45
Largeur du signal en fonction de la pression d'azote et de la température	4-46
Lumière transmise en fonction de la pression d'azote et de la température	4-47
Discussion des résultats : 1° étude	4-48
4.3.4.2. 2° étude : déplacement et largeur du signal de double résonance	
Principe et montage expérimental	4-50
Déplacement de fréquence en fonction de la pression d'azote	4-52
Largeur du signal en fonction de la pression d'azote	4-52
Discussion des résultats de la 2° étude	4-52
4.3.5. Effets du pompage optique	
4.3.5.1. 1° étude : effets de l'intensité du faisceau optique incident	
Cas du faisceau lumineux étroit par rapport aux dimensions de la cellule	4-56
Interprétation du désaccord entre les prévisions théoriques et l'expérience.....	4-60
Modèle théorique tenant compte de l'inhomogénéité radiale du faisceau	4-82
Sélection spatiale des atomes interrogés	4-65
4.3.5.2. 2° étude : effets de la fréquence du faisceau optique incident	
Principe et montage expérimental	4-70
4.3.6. Effets du déplacement radiatif	
Principe et montage expérimental	4-74
Mesure du light shift avec pompage optique homogène	4-75
1. Description qualitative (Critère d'homogénéité du faisceau)	4-75
2. Description quantitative : mesure du light-shift "local"	4-78
3. Description quantitative : mesure du light-shift "global"	4-82
4. Light-shift lorsque le laser est asservi sur la raie d'absorption atomique	4-85
Le phénomène de la saturation du light-shift	4-90
1. La saturation du déplacement radiatif	4-90
2. La saturation du coefficient de déplacement radiatif	4-94
3. Conclusion	4-98
4.3.7. Effets de l'interrogation micro-onde.	
Amplitude et largeur du signal en fonction de la puissance micro-onde	4-99
Fréquence "horloge" en fonction de la puissance micro-onde (power shift)	4-102

4.4 Remarques conclusives

Remarques conclusives 4-104

Références 4-104

Chapitre 5 Horloges atomiques avec diode laser

5.1 Introduction

Remarques concernant les applications des HVR 5-3

Caractérisation de la stabilité de fréquence 5-4

Montage expérimental 5-5

5.2 Stabilité de fréquence à court terme

Stabilité à court terme, Variance Allan 5-7

Stabilité à court terme avec une HVR utilisant une lampe à décharge 5-8

Pente du discriminateur de fréquence avec pompage optique par laser..... 5-12

Une première estimation de la stabilité à court terme : la limite du shot noise..... 5-14

Bruit d'intensité et bruit relatif d'intensité RIN 5-17

Effet du bruit d'intensité du laser sur la stabilité à court terme 5-18

Effet du bruit de fréquence du laser sur la stabilité à court terme 5-20

Remarques conclusives 5-22

5.3 Stabilité de fréquence à long terme

Vieillessement provoqué par le light shift 5-26

Vieillessement provoqué par le power shift 5-26

5.4 Remarques conclusives

Remarques conclusives 5-27

Références 5-28

Chapitre 6 Conclusions

Double résonance avec pompage optique par laser 6-3

Phénomènes de peaking et de saturation 6-3

Source de lumière et étalons au rubidium 6-4

Recherches futures 6-4

Annexe

Remerciements

Curriculum Vitae

Chapitre

1

INTRODUCTION

1.1 Le pompage optique dans une horloge à vapeur de rubidium (HVR)

Les aspects physiques	1-3
Les aspects technologiques	1-3
Les autres aspects scientifiques	1-4

1.2 Motivations et plan de la recherche

Trois différentes périodes de travail.....	1-4
Motivation de la recherche	1-5
Personnes ayant collaboré à cette recherche	1-6
Plan de l'exposé	1-7

Références	1-8
------------------	-----

De nos jours, les horloges atomiques à vapeur de rubidium (HVR) sont produites de manière industrielle. Il subsiste néanmoins un grand intérêt dans ce domaine, tant du point de vue technologique que du point de vue physique. On y poursuit une activité de recherche commencée il y a plus de trente-cinq ans, lorsque les premiers étalons de fréquence au rubidium sont apparus. Comme résultat de ces recherches, les entreprises qui commercialisent ce type de produit proposent périodiquement leur nouvelle horloge (plus petite, moins chère, plus stable etc.), afin de conquérir de nouveaux marchés.

En effet, malgré les nombreux travaux réalisés dans le passé, la fabrication d'une horloge à vapeur de rubidium ne peut pas - à ce jour - être totalement automatisée, et exige de nombreux réglages. Ces réglages permettent d'ajuster de manière plutôt empirique les divers paramètres de l'horloge de sorte que, grâce à une compensation entre les nombreux effets, les meilleures performances sont atteintes. Chaque fois qu'un nouvel effet est compris ou maîtrisé, ce réglage peut être amélioré ou simplifié. Le domaine reste ouvert, et il s'agit tantôt de découvrir une simple astuce technique, et tantôt de s'affranchir d'un effet physique, atomique parfois, se manifestant dans le signal de double résonance, et par conséquent sur la fréquence de l'étalon.

De plus, le développement des diodes laser a ouvert de nouvelles perspectives. Ainsi, dans le cas des horloges au rubidium, les diodes laser (du type utilisé dans les lecteurs de compact-disk ou dans les imprimantes laser) représentent une alternative intéressante pour remplacer la traditionnelle lampe à décharge utilisée jusqu'ici. Cette alternative - qui donne l'espoir d'améliorer certaines performances des HVR conventionnelles, ou d'étendre leur utilisation dans de nouvelles applications - a engendré de nombreux travaux [CAMPARO et al. 1986], dont celui qui est présenté ci-dessous.

En outre, l'utilisation de lasers dans les expériences de pompage optique ont permis l'observation d'effets nouveaux - en apparence contradiction avec les prévisions théoriques [COHEN-TANNOUDJI et al. 1961] - qui nécessitaient une étude plus approfondie.

Ce premier chapitre passe en revue les divers aspects qui ont été touchés lors de cette étude; il donne les motivations qui ont conduit à sa réalisation, il fait mention des personnes qui ont participé à la recherche, ou plus généralement, à cette activité "Temps - fréquence" de l'Observatoire, et enfin, il présente le plan de l'exposé.

1.1 Le pompage optique dans une horloge à vapeur de rubidium (HVR)

Les aspects physiques

La lampe à décharge utilisée dans les horloges à vapeur de rubidium produit un rayonnement dont le spectre est caractérisé par une largeur comparable à celle du spectre d'absorption Doppler (0,5-1 GHz) et une intensité inférieure à 1 pW/Hz.cm^2 . L'utilisation d'un laser, par contre, implique une lumière de spectre étroit ($<0,1 \text{ GHz}$) et d'intensité spectrale pouvant dépasser de divers ordres de grandeur celle d'une lampe. Une autre différence dont les effets ont souvent été sous-estimés dans les études précédentes est constituée par la géométrie usuelle de l'irradiation produite par ces deux sources : lumière diffuse dans le cas d'une lampe, faisceau étroit dans le cas d'un laser. Au vu de ces différences, on peut s'attendre à ce que la réponse des atomes dans la vapeur de rubidium, irradiés par cette lumière, va présenter des caractéristiques différentes et provoquer des effets nouveaux.

Les aspects technologiques

La lampe à décharge est un élément critique des étalons traditionnels au rubidium. Son principe de fonctionnement nécessite l'utilisation d'un oscillateur radiofréquence qui excite une décharge plasma à l'intérieur d'une ampoule en verre chauffée à 140°C . Comme la stabilité de l'horloge dépend en grande partie de celle du rayonnement incident sur la vapeur, il n'est pas étonnant que de nombreux problèmes doivent être résolus au niveau de la source lumineuse avant que l'horloge remplisse les exigences de stabilité et de longévité sans accroître sa complexité, son prix, sa consommation ou son volume. L'utilisation d'une diode laser ne va certainement pas diminuer l'aspect critique de la source de rayonnement. Pour s'en convaincre, il suffit de considérer les problèmes du light shift, de la stabilisation en fréquence et en intensité de la lumière, ce qui exige, entre autre, un sévère contrôle en courant et en température de la diode. Cependant, l'utilisation d'un laser pourra améliorer certaines performances ou spécifications.

Parmi les avantages et les inconvénients on peut citer :

- La lumière émise par un laser a un spectre significativement plus étroit et plus contrôlable que celui d'une lampe à décharge. Pour l'étude physique, on s'attend donc à une meilleure compréhension des phénomènes liés à l'interaction atomes - lumière dans la vapeur. Du spectre étroit et de cette meilleure compréhension pourrait donc résulter une optimisation du faisceau incident (fréquence, intensité, géométrie, etc.) donnant un meilleur rapport signal sur bruit du résonateur atomique (stabilité à court terme), et une meilleure stabilité à long terme de l'étalon.
- Avec une diode laser, il n'est plus nécessaire d'utiliser un filtre isotopique. Le spectre de la lumière est pratiquement homogène. Le résonateur est donc plus simple et plus petit.

- La diode laser opérant à une température nettement inférieure à 140°C (température typique d'une lampe à décharge), et ne devant pas nécessairement se trouver à proximité de la vapeur, le découplage thermique entre les deux modules est meilleur. L'influence des fluctuations thermiques externes sur les performances de l'étalon pourront ainsi être réduites. Des restrictions sur le domaine de fonctionnement en température de l'étalon pourraient cependant résulter des exigences de contrôle en température de la diode.

Les autres aspects scientifiques

Au-delà de l'intérêt strictement lié au développement d'étalons de fréquence, la recherche dans ce domaine déborde sur une grande variété de branches de la physique. Cet aspect est d'ailleurs caractéristique de toute la métrologie. Le coeur d'une telle horloge est constitué par la vapeur d'atomes (de rubidium) contenue dans une ampoule en verre de quelques cm^3 de volume. Les performances visées - et souvent atteintes - par ce type d'étalons ont exigé des physiciens une compréhension au moins partielle de toutes les interactions auxquelles sont soumis les atomes dans la vapeur : avec la lumière (pompage optique et détection); avec le champ micro-onde (interrogation des atomes), avec le champ magnétique statique ou "champ C" (champ de quantification, levée de dégénérescence, règles de sélection); avec un gaz tampon (collisions sur les parois de la cellule, désexcitation non radiative ou "quenching", relaxations, etc.); avec les parois de la cellule; avec les autres atomes de la vapeur (spin-exchange), etc.

D'une façon plus globale, l'expérience physique qui se déroule dans une horloge à vapeur de rubidium est une expérience de double résonance (optique/micro-onde). Cette technique consistant à agir simultanément sur deux transitions distinctes d'un système quantique a été réalisée dès 1949, suite aux expériences de résonance magnétique nucléaire. Elle a permis des mesures de très haute résolution, donnant lieu à un grand nombre de techniques et d'effets spectaculaires. La détection de la transition hyperfine dans l'état fondamental du rubidium, servant de référence dans un étalon au rubidium, est une réalisation particulière de ces expériences de double résonance. Outre le signal de résonance lui-même, d'autres effets physiques intéressants - tels que certains phénomènes de saturation - peuvent être mesurés et parfois servir à interpréter les résultats ("peaking du signal", "saturation du light shift").

1.2 Motivations et plan de la recherche

Tois différentes périodes de travail.

Ce travail a été réalisé du 1er avril 1991 au 31 décembre 1994, à l'Observatoire Cantonal de Neuchâtel, sous la direction du *Professeur Giovanni Busca* et du *Docteur Pierre Thomann*. On peut séparer ces 44 mois en trois périodes :

- *Avril 1991 - Novembre 1992 :*

Collaboration dans le cadre du développement d'une horloge au rubidium conventionnelle miniaturisée pour applications industrielles (projet CERS) et - successivement - pour applications spatiales (projet ESA).

- *Décembre 1992 - Décembre 1993 :*

Poursuite de ces projets avec, en parallèle, une familiarisation avec les diodes laser - en partie dans le cadre du développement d'un interféromètre industriel (projet CERS) - et les premières études des signaux de double résonance obtenus avec un laser dans un étalon au rubidium.

- *Janvier 1994 - Décembre 1994 :*

Poursuite approfondie de cette étude, avec des collaborations occasionnelles dans les projets sur les étalons conventionnels.

Motivation de la recherche

Comme cela a été mentionné ci-dessus, lors des deux premières périodes de travail, ma contribution aux recherches en cours a essentiellement porté sur des aspects technologiques. Mon effort s'est donc concentré dans la résolution de problèmes concrets rencontrés dans les projets de développement en cours à l'Observatoire : HVR miniaturisées pour applications industrielles et spatiales. Entre autres, cela a contribué à une sensibilisation vis-à-vis des aspects critiques dans une HVR. Certaines études réalisées au cours de ces périodes sont présentées dans le chapitre 2, et dans l'annexe recueillant deux publications sur ce sujet. Mais cet exposé ne contient pas d'autres détails concernant les travaux que j'ai réalisés dans le contexte des horloges à vapeur de rubidium conventionnelles. Ils portaient notamment sur :

- La compréhension des phénomènes physiques altérant la stabilité de fréquence à court, moyen et long terme de l'horloge pour applications industrielles : le déplacement radiatif (light shift), le déplacement de fréquence lié aux variations de puissance micro-onde (power shift et/ou position shift); les effets statiques et dynamiques dus à l'inhomogénéité de la fréquence "horloge" dans la vapeur; la sensibilité vis-à-vis des changements des conditions environnementales (température, champ magnétique, position par rapport au champ terrestre etc.); les processus déterminant la dérive à long terme; etc.
- Le design, la modélisation thermique, le développement, l'optimisation et le test d'un étalon au rubidium pour applications spatiales (cf. § 2.4, figure 2.4.1).

L'expérience acquise durant ces années a ensuite été utilisée dans la réalisation d'une étude originale, dont l'intérêt était d'abord scientifique, et ensuite technologique. Cette étude avait pour but de comprendre les phénomènes physiques nouveaux observés lorsque la vapeur est pompée optiquement avec un faisceau laser, et dans un deuxième temps, d'estimer les performances atteignables par une HVR utilisant un laser au lieu de la lampe à décharge.

Il est utile d'indiquer ici de manière succincte les applications à priori intéressées par une éventuelle utilisation de source laser. En premier lieu, toutes les applications des HVR conventionnelles pourraient aussi être des applications pour les HVR pompées optiquement par laser : applications mobiles, télécommunications, navigation, etc. Pour cela, il sera nécessaire qu'une ou plusieurs des spécifications soient améliorées de manière significative : coefficient thermique, stabilité de fréquence à court et à long terme, consommation, poids, volume, prix, etc. En second lieu, il est légitime d'espérer qu'une meilleure stabilité à court terme pourrait faire d'une telle horloge un oscillateur local capable de concurrencer les meilleurs quartz. Enfin, de nouvelles applications dans le domaine des télécommunications et/ou des applications mobiles sont envisagées.

Personnes ayant collaboré à cette recherche

Concernant mon activité dans le cadre du développement des horloges conventionnelles pour applications spatiales et industrielles, j'ai travaillé principalement avec les personnes suivantes :

Cloire Couplet, Marc Durrenberger, Monique Frosio, Jean-François Lécheme, Marcel Nydegger, Pascal Rochat, Jean-Claude Sapin, Patrick Scherler, Bernord Schlueter, Peter Schumacher, Hortmut Schweda, et Philippe Willemin.

Concernant mon activité avec les diodes laser, une partie des résultats présentés dans le chapitre 3 - consacré aux diodes laser - a été obtenue dans le cadre d'un projet de recherche conduit en collaboration entre l'Observatoire Cantonal de Neuchâtel, l'Institut de Microtechnique de l'Université de Neuchâtel - partie réalisée sous la direction du *Professeur René Dändliker* - et la maison TESA [CERS 1992-1994]. Pour l'Observatoire, le travail a été réalisé sous la direction du *Dr. Pierre Thomann*, et se poursuit actuellement encore.

Diverses personnes ont contribué à sa réalisation. *Mademoiselle Isabelle Rüedi* a démarré la recherche (printemps 1992). Dès l'automne 1992, c'est moi-même qui ai poursuivi cette activité. Dans le courant du mois de février 1993, *M. Alain Jornod* s'y est associé et a progressivement pris en main les aspects "interférométrie", alors que je me concentrais principalement sur ceux relatifs aux étalons de fréquence. En outre, lors d'un stage et d'un travail pratique universitaire, *M. Nicolas Mizel* a réalisé un système de mesure automatique des diodes. *M. Joël Perret* a lui aussi consacré un stage à la caractérisation des diodes laser.

Ainsi, comme pour mon activité concernant les étalons conventionnels au rubidium pour applications industrielles et spatiales, une bonne partie des résultats et développements présentés (dans le chapitre 3 surtout) proviennent d'une étroite collaboration avec les personnes que j'ai citées ci-dessus. Cela a été surtout le cas pour tout le travail réalisé dans la première partie du projet, lorsque les objectifs en vue de la réalisation d'un interféromètre coïncidaient avec ceux visant à développer un étalon de fréquence, et/ou à étudier la physique de la double résonance.

Cependant, comme les performances des diodes laser requises en vue d'une utilisation dans un étalon de fréquences sont différentes - plus restrictives selon certains aspects - de celles exigées pour un interféromètre industriel, une partie des mesures déjà réalisées pour l'interféromètre a dû être reprise selon de nouveaux critères. Même si cette dernière partie de la recherche a été conduite principalement par le *Docteur Pierre Thomann* et moi-même (en collaboration avec le *Professeur Giovanni Busca* [LIU, THOMANN, ZHANG, BUSCA 1990 and 1991]) j'ai souvent recouru à l'aide des personnes citées précédemment. En outre, j'ai bénéficié de la collaboration, de coups de mains occasionnels et/ou de la simple - mais importante - présence de tous mes collègues :

Anita Berger, Patricia Etter, Cécile Schaller, Marianne Toimil, Simone Wüthrich, Laurent-Guy Bernier, Heinz Bühler, Roberto Costa, Pierre Debely, Laurent De Schoulepnikoff, François Delaquis, Gregor Dudle, Gaston Fischer, Laurent Giroud, Walter Hanselmann, Aloin Jeonmoire, Mouhsine Jedda, Gilbert Jornod, Willy Masero, Renaud Matthey, Valentin Mitev, Gérald Nicolet, Michel Ramseier, Daniel Reusser, Nicolas Sagna, Pierre-André Schmegg et Patrick Weibel.

Plan de l'exposé

Un aperçu de la structure de l'exposé est donné dans l'avant-propos ci-dessus. L'exposé est organisé de façon à séparer les divers aspects qui ont caractérisé le travail, le premier étant de type *développement*, et le second de type *recherche de base et appliquée*, où l'étude des phénomènes physiques a primé sur la réalisation concrète d'une horloge.

Le Chapitre 2 constitue une introduction générale aux horloges à vapeur de rubidium, afin de rassembler quelques concepts et résultats connus et de présenter les constituants principaux de notre horloge.

On a rassemblé dans le Chapitre 3 les résultats de l'étude et de la caractérisation des diodes laser que nous avons utilisées dans la recherche. On a préféré distinguer ainsi l'aspect qui relève

de la technologie des diodes laser - en constante évolution - de l'aspect physique regardant la double résonance.

Ce dernier est présenté dans le Chapitre 4, qui comprend aussi bien des études théoriques que des études expérimentales. Pour des raisons de clarté de l'exposé, on a séparé ces deux types d'études, bien que dans la réalité, l'expérience et la théorie aient été en constante "interaction".

Le Chapitre 5 est une prolongation dans le domaine appliqué du travail présenté dans les Chapitres 3 et 4. On y rassemble les résultats obtenus dans les deux chapitres précédents afin d'évaluer les conséquences d'une éventuelle utilisation de diodes laser dans une HVR, et une estimation des performances atteignables, en se concentrant surtout sur le problème de la stabilité de fréquence.

Le Chapitre 6 expose les conclusions de cette étude.

Références

CAMPARO J.C., FRUEHOLZ R.P., [1986] "Fundamental stability limits for the diode-laser-pumped rubidium atomic frequency standard", *J. Appl. Phys.*, **59** (10), 15 May 1986, pp 3313/17.

CERS Projet n° 2457.1 [1992-1994] "Interféromètre industriel à diode laser stabilisée en fréquence pour mesures de haute précision", *Partenaires : Observatoire Cantonal de Neuchâtel (Dr. P. Thomann, A. Jornod), Institut de Microtechnique de l'Université de Neuchâtel (Prof. R. Dändliker, K. Hug), TESA Renens (Dr. A. Bezinge, C. Moser).*

COHEN-TANNOUDJI C., BARRAT J. P., [1961] "Etude du pompage optique dans le formalisme de la matrice densité", *Le Journal de Physique et le Radium*, **22** (6), pp. 330/36, June 1961.

LIU J.T., THOMANN P., ZHANG L., BUSCA G. [1990] "Studies of a laser diode pumped Rb frequency standard", *Proc. 4th European Frequency and Time Forum, Neuchâtel*, pp 157/59.

LIU J.T., THOMANN P., WILLEMIN P., BUSCA G. [1991] "Incoherent and coherent optical pumping in rubidium standards", *Proc. 5th EFTF, Besançon*, pp 181/86.

LES HORLOGES A VAPEUR DE RUBIDIUM : GENERALITES

2.1 Introduction

Principe de fonctionnement d'une horloge à vapeur de rubidium	2-3
Système à trois niveaux.....	2-3
Pompage optique hyperfin et filtrage isotopique de la lumière	2-5
Champ micro-onde et signal de double résonance.....	2-6

2.2 Aspects expérimentaux

Vapeur de rubidium et cellule d'absorption	2-7
Lampe à décharge et illumination de la vapeur	2-9
Résonateur micro-onde magnétron et interrogation de la vapeur	2-10
Photocellule et schéma de détection du signal	2-12
Autres remarques.....	2-14

2.3 Aspects théoriques

2.3.1. La vapeur de rubidium et ses diverses interactions

L'atome de rubidium	2-15
Interaction de la vapeur avec la lumière	2-17
Interaction de la vapeur avec le champ micro-onde	2-26
Phénomènes de relaxation.....	2-27

2.3.2. Calcul du signal de double résonance

Etat stationnaire du système : modèle à trois niveaux	2-28
Calcul du signal de double résonance local : modèle à trois niveaux	2-30
Quelques propriétés du signal de double résonance	2-32
Signal de double résonance avec les huit niveaux du Rubidium 87	2-36
Comparaison entre le signal avec neuf niveaux et celui avec trois niveaux	2-37

2.4 Quelques études expérimentales et théoriques

Développements d'HVR à l'Observatoire Cantonal de Neuchâtel	2-40
Une approximation de la fréquence de l'étalon avec une vapeur inhomogène	2-43
Une expression utile pour le profil de Voigt	2-46
Peaking du signal de double résonance et saturation optique	2-48

Références	2-50
------------------	------

L'ouvrage de référence pour les étalons atomiques est le livre écrit par Jacques Vanier et Claude Audoin [VANIER, AUDOIN 1989], dans lequel un chapitre entier est consacré aux étalons au rubidium. Comme cet ouvrage est relativement complet, et qu'il existe de nombreuses autres publications sur les horloges à vapeur de rubidium [GOURBER 1965], [PACKARD SWARTZ 1962], [ARDITI, CARVER 1962] seuls les principes généraux de son fonctionnement sont rappelés ci-dessous (§ 2.1 "Introduction").

La deuxième section du chapitre (§ 2.2 "Aspects expérimentaux") présente les constituants principaux de l'horloge, en insistant surtout sur les aspects originaux ou spécifiques de notre montage expérimental (étude concernant le pompage optique par diode laser), et des éléments qui composent les horloges développées à l'Observatoire.

La troisième section (§ 2.3 "Aspects théoriques") est consacrée à la description théorique des divers phénomènes physiques intervenant dans une horloge. Une première partie (§ 2.3.1 "La vapeur de rubidium et ses diverses interactions") présente le calcul des trois interactions principales que subissent les atomes de rubidium : avec la lumière, avec le rayonnement micro-onde et les phénomènes de relaxation. Dans cette section, l'accent est mis sur l'interaction avec la lumière, puisque c'est cet aspect qui est modifié lorsqu'on passe de la lampe à décharge au laser. La deuxième partie (§ 2.3.2 "Calcul du signal de double résonance") établit les équations d'évolution de la vapeur et en décrit la solution stationnaire (valable si certaines conditions d'adiabaticité sont vérifiées). Enfin le comportement du signal de double résonance (issu de cette solution stationnaire) est étudié en fonction des divers paramètres expérimentaux. Les résultats de cette section sont aussi utiles comme préparation pour le chapitre 4.

La quatrième section (§ 2.4 "Quelques études expérimentales et théoriques") mentionne un certain nombre de développements réalisés sur les horloges conventionnelles (une copie des publications sur ce sujet est donnée dans l'annexe n°1), ainsi que quelques études théoriques, qui ne sont pas uniquement spécifiques du pompage optique par diode laser.

2.1 Introduction

Principe de fonctionnement d'une horloge à vapeur de rubidium

Afin de stabiliser la fréquence d'un quartz, dans une HVR on utilise une raie spectrale d'atomes de rubidium contenus sous forme de vapeur dans la cellule d'absorption. On applique simultanément sur ces atomes deux rayonnements électromagnétiques dont la fréquence est résonante avec deux de leurs transitions naturelles (double résonance).

Le premier de ces rayonnements est dans le domaine optique : 780 et/ou 795 nm. Il est produit par une lampe à décharge (ou une source laser) et sert à effectuer le **pompage optique** dans l'un des deux niveaux hyperfins des atomes, qui seraient sinon peuplés de façon presque égale (distribution de Boltzmann). Ce rayonnement est appliqué sous forme d'un faisceau qui traverse la cellule d'absorption, et que l'on détecte à sa sortie à l'aide d'un photodétecteur et d'un circuit d'amplification à faible bruit.

Le second rayonnement est dans le domaine micro-onde : 6,8347... GHz. Il est produit grâce à un schéma de multiplication de la fréquence du quartz (d'habitude on passe ainsi de 5 à 6840 MHz), d'un synthétiseur permettant l'ajustement fin depuis le multiple de la fréquence de base jusqu'à la fréquence atomique exacte, et d'une cavité micro-onde résonante à 6,8347... GHz. La cellule d'absorption se trouve donc dans cette cavité micro-onde, et la géométrie de cette dernière doit par conséquent permettre l'entrée du faisceau lumineux dans la cellule et la détection à l'autre extrémité.

Le champ micro-onde sert à "interroger" les atomes, puisque, en détectant la transmission de lumière par la vapeur en fonction de la fréquence micro-onde, on obtient un signal de résonance. En effet, si la fréquence de l'interrogation est accordée à la transition hyperfine, la transmission de la cellule diminue, et un schéma d'asservissement usuel permet de stabiliser la fréquence du quartz en utilisant ce signal comme discriminateur (Fig. 2.1.1).

Système à trois niveaux

Outre les deux rayonnements résonants, on applique sur la vapeur de rubidium un champ magnétique statique parallèle à la direction de propagation de la lumière, qui sert d'axe de quantification, lève la dégénérescence Zeeman des niveaux hyperfins de l'état fondamental des atomes (cf. § 2.3.1 "La vapeur de rubidium et ses diverses interactions - L'atome de rubidium"), et intervient ainsi dans les règles de sélection pour les transitions atomiques. L'horloge utilise comme référence la transition entre les sous-niveaux $m_F = 0$ des états hyperfins $F=1$ et $F=2$ du $\text{Rb}87$ (cf. figure 2.3.1), qui sont indépendants, au premier ordre, du champ magnétique statique (transition horloge). Ainsi, comme le champ micro-onde ne couple

que ces sous-niveaux, il est possible de modéliser l'atome par un système à trois niveaux : les deux sous-niveaux hyperfins de l'état fondamental $5 S_{1/2}$ $F=1$ et $F=2$ ($M_F=0$), et l'état excité $5P$ dans lequel l'atome se trouve pendant un temps très court comparativement à la durée de vie de l'état fondamental (cf. Fig. 2.1.2).

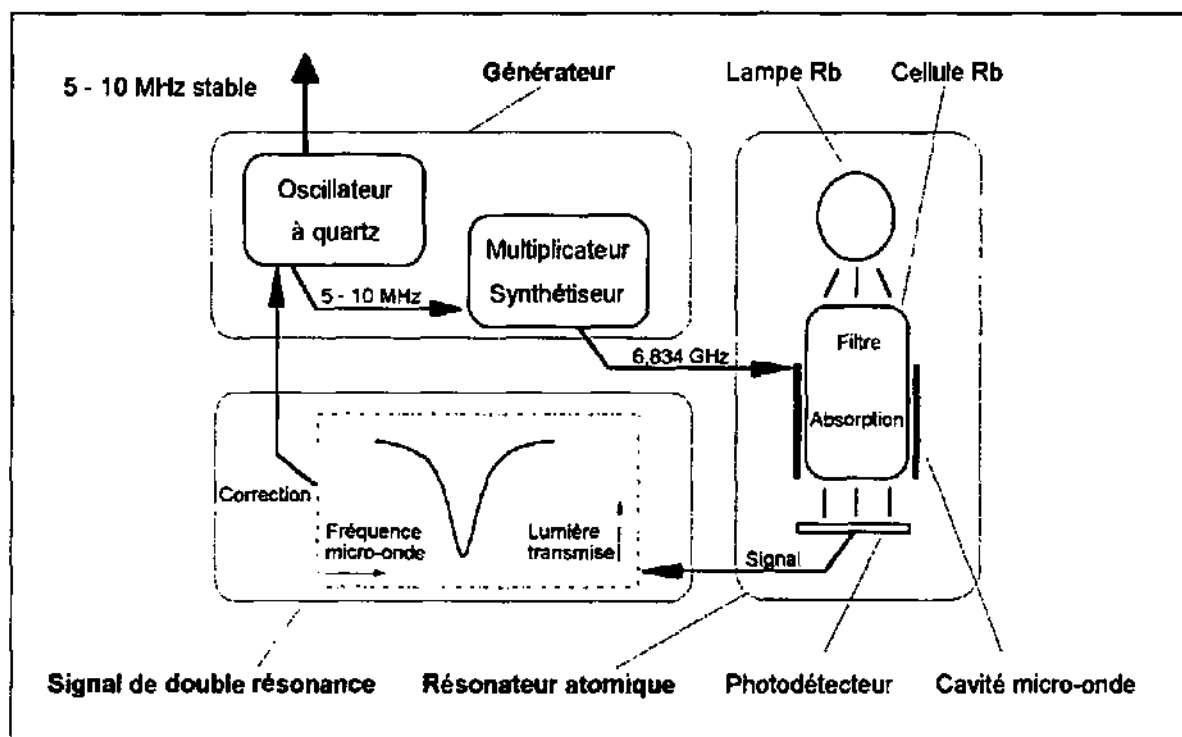


Fig. 2.1.1. Principe de fonctionnement d'une horloge passive à vapeur de rubidium. Cette figure représente le cas d'une HVR conventionnelle, où le pompage optique est réalisé par une lampe à décharge. Dans ce cas, un filtrage isotopique de la lumière est nécessaire. Sur cette figure, le cas "filtre intégré" est représenté, conformément à notre approche. Si un laser est utilisé ce filtre est superflu.

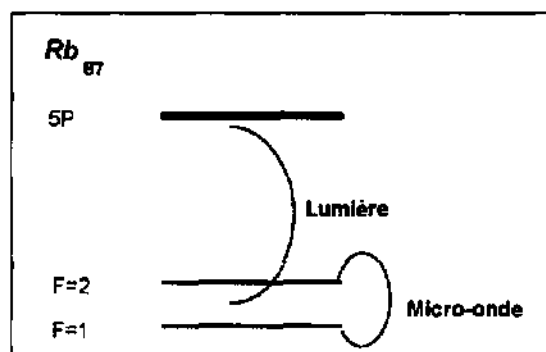


Fig. 2.1.2. Modélisation de l'atome de rubidium par un système à trois niveaux.

Dans un modèle plus réaliste, il faudra considérer au moins les huit sous-niveaux de l'état fondamental, afin de rendre compte de la polarisation de la lumière, et du fait que lorsqu'un atome, après avoir absorbé un photon, se désexcite - soit en émettant un photon, soit suite à un choc avec le gaz dans la cellule ou avec les parois - il peut retomber dans un sous-niveaux $m_F \neq 0$ de l'état fondamental. Le modèle de l'atome à trois niveaux donnera donc des résultats qui seront qualitativement corrects, mais quantitativement trop optimistes.

La vapeur est décrite comme un système quantique. On utilise le formalisme de la matrice densité, dont les éléments diagonaux (populations) représentent la densité normalisée d'atomes dans la vapeur se trouvant dans l'état correspondant. L'évolution du système - et plus précisément son état stationnaire - doit cependant être considérée localement, car les grandeurs physiques qui la régissent (intensité des rayonnements résonants, etc.) peuvent varier fortement dans la vapeur (cf. § 2.4 "HVR conventionnelles pour applications industrielles et spatiales").

Pompage optique hyperfin et filtrage isotopique de la lumière

L'amplitude du signal de double-résonance est proportionnelle à la différence de population existante entre les deux niveaux hyperfins interrogés par le rayonnement micro-onde. En l'absence de pompage optique, seul le niveau fondamental de la vapeur est peuplé. La différence de population entre les niveaux hyperfins est faible :

$$\frac{n_1}{n_2} \approx e^{-\Delta E/kT} \approx 0,99907 \quad (2.1.1)$$

Il est donc nécessaire d'augmenter cette différence. Contrairement aux horloges à jet de césium, ou aux Masers à hydrogène, où les atomes se trouvant dans l'un des deux sous-niveaux hyperfins sont sélectionnés par des aimants, dans une HVR tous les atomes sont utilisés grâce au *pompage optique* réalisé par la lumière émise par la lampe à décharge ou la diode laser.

Dans le cas des étalons conventionnels, comme la lampe à décharge (qui contient du rubidium), émet toutes les raies spectrales du rubidium, il est nécessaire d'utiliser un filtre si l'on veut employer la lumière qu'elle émet pour modifier significativement la population des sous-niveaux de l'état fondamental des atomes. L'existence de deux isotopes de rubidium, le Rb85 et le Rb87, dont une seule des deux raies spectrales $5P \rightarrow 5S F=1$ et $5P \rightarrow 5S F=2$ se superpose, permet la réalisation de ce filtrage de manière dite *isotopique*.

La configuration-type consiste à utiliser une lampe contenant du Rb87, un filtre contenant du Rb85 et une cellule contenant du Rb87. Ainsi, idéalement, seul le rayonnement résonant avec la transition $5S F=1 \rightarrow 5P$ arrive sur la cellule d'absorption, produisant ainsi un pompage optique hyperfin de la vapeur dans l'état $5S F=2$ (Figure 2.1.3).

Pour des raisons physiques (light-shift, coefficients thermiques, etc.) ou pratiques (dimensions, complexité, coût, etc.), des modifications ont été apportées à cette configuration. De nombreux essais ont porté sur la composition isotopique dans la lampe, dans le filtre ou dans la cellule, ainsi que sur la nature et la pression des gaz étrangers que ces ampoules contiennent (Ar, N₂, CH₄, ...). Le schéma le plus simple utilise le rubidium dans sa composition naturelle sans filtre séparé. Ce dernier est intégré dans la cellule, qui est ainsi symboliquement séparée en deux, la première partie servant de filtre, et la seconde de cellule d'absorption.

Dans le cas d'une diode laser, il n'est pas nécessaire d'utiliser de filtres, puisque la largeur spectrale de la lumière émise permet d'exciter une seule transition, et ainsi dépeupler l'un des deux sous-niveaux hyperfins des atomes de rubidium.

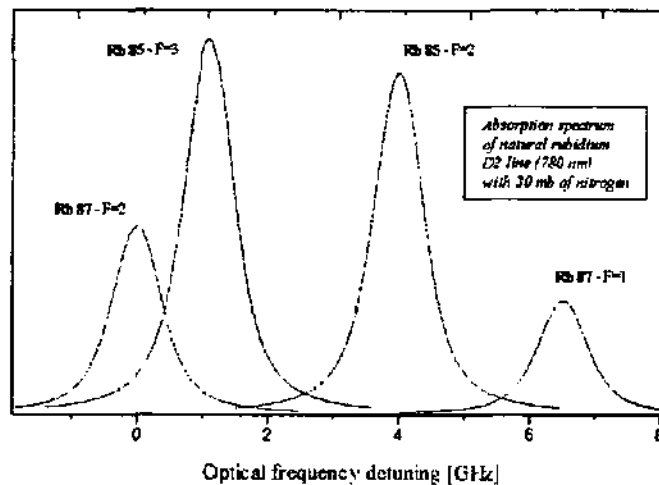


Fig. 2.1.3. Filtrage isotopique : les raies $F=2$ du Rb87 et $F=3$ du Rb85 se superposent en partie.

Champ micro-onde et signal de double résonance

Simultanément à la lumière filtrée, la vapeur de rubidium placée dans le résonateur est soumise à un champ micro-onde. Mais alors que la lumière dépeuple un des deux sous-niveaux ($F=1$ en faveur du niveau $F=2$ dans le cas de la configuration utilisant la lampe à décharge citée ci-dessus), le champ micro-onde a tendance à égaliser de nouveau les deux populations, augmentant ainsi le nombre d'atomes pouvant absorber des photons.

L'effet global de la micro-onde consiste donc à rendre la cellule plus opaque, suivant une efficacité qui est d'autant plus grande que sa fréquence est accordée avec la "transition horloge" du rubidium. La lumière transmise en fonction du désaccord de fréquence donne une courbe de résonance qui peut être utilisée comme courbe de discrimination pour stabiliser le quartz, source de fréquence de l'horloge.

2.2 Aspects expérimentaux

Les constituants principaux d'une horloge à vapeur de rubidium sont : la cellule d'absorption contenant la vapeur atomique interrogée, la source de lumière, le générateur du signal d'interrogation et le résonateur micro-onde, la photodiode et le circuit de détection, ainsi que les autres circuits électroniques (thermostats et asservissement du quartz). Les choix des divers composants de la partie résonateur atomique ont été faits en fonction de l'objectif visé - développer une horloge miniature - et non pas uniquement par rapport à l'étude physique. Celle-ci a donc été réalisée avec les mêmes cellules, lampes (laser par la suite) et résonateurs que ceux utilisés dans les horloges pour applications industrielles et spatiales. Concernant le support électronique, par contre, il s'est avéré plus avantageux d'utiliser les appareils commerciaux, ou sous forme de rack 19 pouces, de manière à pouvoir varier facilement les paramètres de l'horloge tels que la température de la vapeur, la puissance des rayonnements lumineux et micro-onde, etc. Ces divers éléments sont décrits brièvement ci-dessous.

Vapeur de rubidium et cellule d'absorption

Nous avons utilisé des cellules en verre Pyrex de forme cylindrique. Le diamètre externe était de 14 mm, et la longueur a varié entre 10 et 44 mm, suivant le type de source lumineuse (25 mm avec la lampe à décharge, 10 à 25 mm pour le pompage optique avec laser et parfois 44 mm pour stabiliser la fréquence du laser à température ambiante) et d'utilisation (cellule d'absorption pour la double résonance ou mesure de spectres d'absorption optique).

Ces cellules contenaient environ 0,5 mg de rubidium dont la composition isotopique était celle du rubidium naturel (pompage optique avec lampe), ou du Rubidium 87 seul (pompage avec laser). Le rubidium dans la cellule provient d'un procédé de distillation sous vide.

Dans le cas idéal où tout le métal, dans la phase condensée, se trouve au point le plus froid de la cellule, la densité de rubidium dépend uniquement (en l'absence de phénomènes d'adsorption - désorption) de la température de ce point froid, qui agit comme réservoir d'atomes. Cette situation est réalisée en munissant la cellule d'un queusot dont la température est régulée - par un deuxième thermostat - à une valeur légèrement inférieure à celle de la cellule.

Les cellules que nous avons utilisées n'étaient pas munies d'un tel queusot, et nous n'avons utilisé qu'un seul thermostat. Dans ce cas, il faut prendre garde à ce que le point froid de la cellule ne soit pas mal défini, et que - le cas échéant - le rubidium suive une lente migration vers ce point froid. En particulier, c'est vers les faces optiques de la cellule que le métal risque de se distiller, en atténuant par conséquent la lumière qui illumine la vapeur. Ces problèmes de migration de rubidium n'ont cependant qu'une importance mineure dans le cadre de notre étude

physique; ils jouent - par contre - un rôle plus important en ce qui concerne la stabilité à long terme d'une horloge dans laquelle ils interviendraient.

En utilisant les résultats existant dans la littérature, et connaissant la température nominale de la cellule d'absorption, il est possible d'estimer le nombre d'atomes par centimètre cube qui constituent la "vapeur", c'est-à-dire le coeur de l'horloge à vapeur de rubidium, ou plus généralement, de l'expérience de double résonance. Cette information sera de première importance pour les calculs du signal, et notamment lorsqu'il s'agira de comparer quantitativement les résultats théoriques et expérimentaux. La figure 2.2.1. représente deux courbes expérimentales (ainsi que les références) de la densité en fonction de la température.

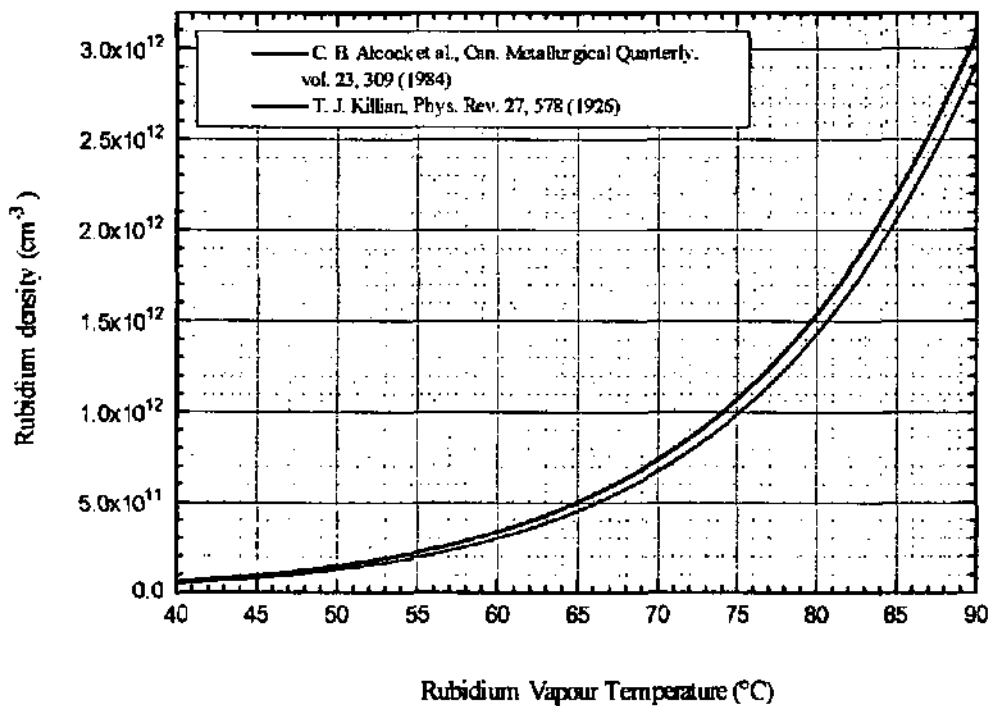


Fig. 2.2.1. Densité de la vapeur de rubidium en fonction de la température.

Les mesures de double résonance reportées dans ce travail concernent des cellules contenant (outre le rubidium) un gaz tampon, de l'azote dans la majeure partie des cas. Les seules mesures pour lesquelles des cellules contenant uniquement la vapeur de rubidium ont été utilisées, ont été les mesures optiques, dans lesquelles l'interrogation micro-onde n'avait pas lieu. La nécessité et les effets du gaz tampon sont décrits dans les § 2.3.1, 2.3.2, 4.3.2 et 4.3.4.

Quelques mesures préliminaires ont été effectuées avec des cellules dont les parois internes étaient revêtues d'une fine couche de polyéthylène. Dans ce cas, la présence du gaz tampon n'est plus nécessaire [ROBINSON et al. 1982 et 1983], [FRUEHOLZ et al. 1983].

Lampe à décharge et illumination de la vapeur

Le premier des deux rayonnements électromagnétiques auxquels est soumise la vapeur de rubidium possède une fréquence dans le domaine optique. La différence d'énergie entre l'état fondamental et les premiers niveaux excités des atomes de rubidium (cf. figure 2.3.1) correspond à une longueur d'onde de 794,7 nm pour la raie D1, et 780 nm pour la raie D2. Si la source de lumière est une lampe à décharge, ces deux raies sont présentes avec chacune de ses composantes (avec une intensité relative qui varie d'une réalisation à l'autre); s'il s'agit d'un laser, une seule raie est présente.

Les horloges à vapeur de rubidium actuelles utilisent une lampe spectrale. Il s'agit d'une ampoule en verre contenant une vapeur de rubidium, et un gaz servant à amorcer une décharge de type plasma. Cette décharge est provoquée et entretenue par un oscillateur RF, dont la fréquence de résonance est comprise entre 110 et 140 MHz. Le circuit oscillant comprend une bobine qui entoure l'ampoule, c'est à travers un couplage inductif entre cette bobine et la vapeur de rubidium que la décharge plasma a lieu. La puissance consommée dans la décharge dépend de la puissance DC injectée dans le circuit d'oscillation et de la manière dont les divers éléments qui composent ce dernier sont accordés. L'ajustement de ces paramètres, ainsi que le contrôle en température de la lampe constituent un élément critique des horloges à vapeur de rubidium. Typiquement, la puissance DC consommée par l'oscillateur varie entre 1 et 2 Watts. Cette énergie est injectée dans la décharge avec un rendement d'environ 50%. La température nominale de la lampe est comprise entre 120 et 150°C, ce qui exige des thermostats une puissance comparable à celle qui est fournie par l'oscillateur.

En ce qui concerne la vapeur de rubidium interrogée, trois paramètres du rayonnement optique ont une influence importante sur le signal de double résonance : la puissance, le spectre et la géométrie.

La *puissance* totale émise par une lampe à décharge dans une HVR est typiquement de 1 à 2 mW/cm². Elle est ajustée en variant la température nominale de la lampe, la puissance DC dans l'oscillateur et le couplage inductif. Sa stabilisation est indirecte puisque les paramètres physiques caractérisant la décharge ne peuvent pas être mesurés de manière simple. Le *spectre* du rayonnement est presque intégralement composé des raies D1 et D2 des atomes de rubidium se trouvant dans la lampe. Un ajustement de ce spectre peut être réalisé en choisissant soigneusement la composition isotopique de la vapeur, et la nature du gaz utilisé dans la lampe. Il est aussi important de remarquer qu'un phénomène d'auto-absorption peut avoir lieu, de sorte que le spectre de la lumière émise s'en trouve affecté. La *géométrie* du faisceau lumineux est celle d'une lumière diffuse progressivement absorbée et "filtrée" à travers la vapeur interrogée. L'utilisation d'une lentille permet un meilleur contrôle de cet aspect, mais augmente la complexité de l'expérience. D'ailleurs, le faisceau lumineux est de toute façon altéré de manière non mesurable par la facette d'entrée de la cellule d'absorption (il s'agit de verre soufflé qui forme plutôt une sorte de lentille à chaque extrémité de la cellule).

Résonateur micro-onde magnétron et interrogation de la vapeur

Le deuxième rayonnement résonnant auquel est soumise la vapeur de rubidium est l'interrogation micro-onde, qui se déroule à plus basse fréquence : 6,8347... GHz, ce qui correspond à une longueur d'onde de 4,4 cm environ. La génération d'un tel rayonnement - ayant la puissance nécessaire - constitue le second aspect critique dans la réalisation d'une HVR ou, plus généralement, de l'expérience de double résonance.

Le rayonnement est produit à partir d'un schéma électronique comprenant une chaîne de multiplication (de 5 à 6840 MHz) et un circuit de synthèse ajustable (5,3... MHz). Le dernier élément de la chaîne de multiplication est une Step Recovery Diode (SRD) et constitue un des éléments les plus délicats de l'interrogation micro-onde. En effet, il s'agit d'un composant dont la réponse non linéaire contient toutes les harmoniques du signal d'entrée. Typiquement, on injecte à ce dernier un signal dont la fréquence porteuse est de 180 MHz, avec des bandes latérales à $n \times 5,3... \text{ MHz}$; la réponse de la SRD est alors constituée de tous les multiples de 180 MHz, chacun de ces multiples ayant des raies latérales aux fréquences multiples de la fréquence de synthèse. Une seule de toutes ces raies est utilisée pour l'interrogation : celle dont la fréquence vaut $(38 \times 180 \text{ MHz}) - 1 \times 5,3... \text{ MHz} = 6834,7 \text{ MHz}$. Ainsi, malgré l'indispensable ajustement de l'indice de modulation de la fréquence de synthèse et des autres paramètres déterminant la puissance de la composante résonnante avec la transition horloge, le rendement de la chaîne de multiplication est très faible.

Ce faible rendement est une des raisons qui imposent l'utilisation d'une cavité résonnante qui contient la vapeur interrogée. Une autre motivation est constituée par le fait que la longueur d'onde du rayonnement est comparable aux dimensions caractéristiques du résonateur atomique, qui contient par ailleurs d'autres parties métalliques - telles que les blindages magnétiques - pouvant créer des réflexions. Enfin, la nécessité que la vapeur ait une température homogène et stable impose l'utilisation d'un bon conducteur thermique autour de la cellule. Ainsi, en général, le résonateur micro-onde joue simultanément le rôle de région de stockage de l'énergie micro-onde et d'enceinte thermique.

Nous avons utilisé un résonateur de type magnétron (figure 2.2.2). Dans cette cavité, un mode de résonance semblable au mode TE₀₁₁ (figure 2.2.3) est accordé à la fréquence horloge des atomes de rubidium, et une boucle métallique couple le rayonnement émis par la SRD au résonateur (pour les expériences physiques une SRD externe a été utilisée). Le champ ainsi produit possède une composante magnétique (axiale) qui est maximale au centre de la cavité, et ne décroît que faiblement à mesure que l'on s'approche des ailettes. La mesure du champ magnétique en fonction de la position axiale a indiqué que son intensité varie - en première approximation - comme le carré d'un sinus. En outre, le facteur de qualité de la cavité est de 200 (cette valeur comprend l'effet du verre composant la cellule).

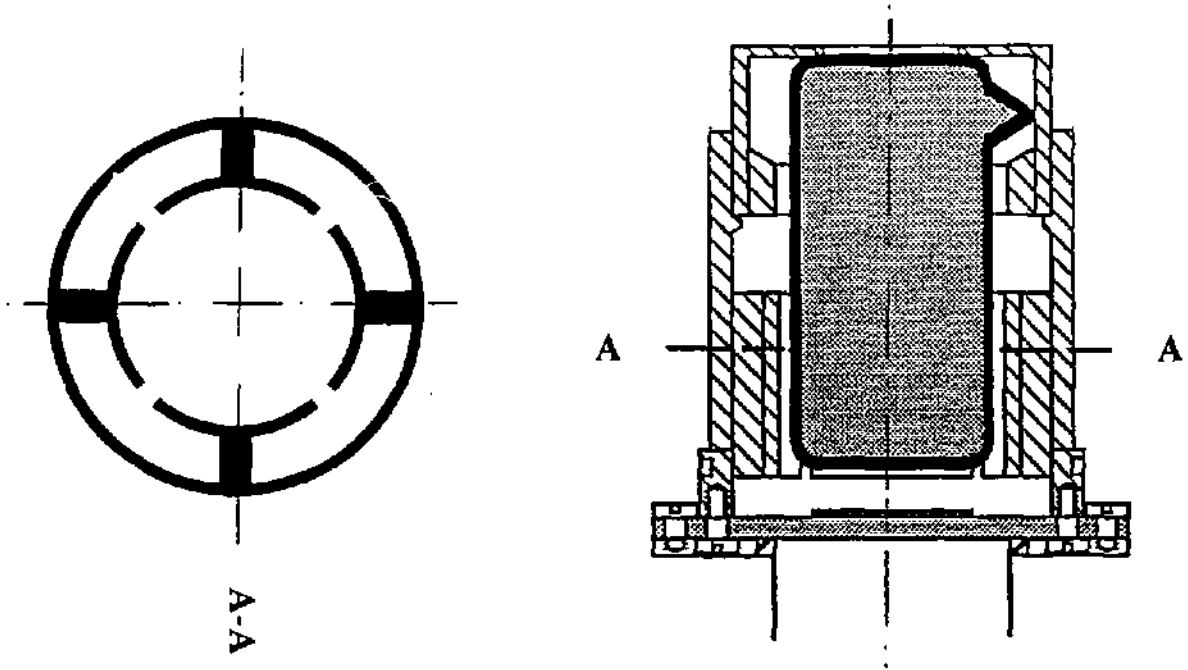


Fig. 2.2.2. Résonateur magnétron. Sur cette figure (qui représente le cas où une lampe à décharge est utilisée), on remarque que la première partie de la cellule (filtre) se trouve où le champ micro-onde est pratiquement nul. Dans les expérience avec diodes laser, la cellule a été raccourcie.

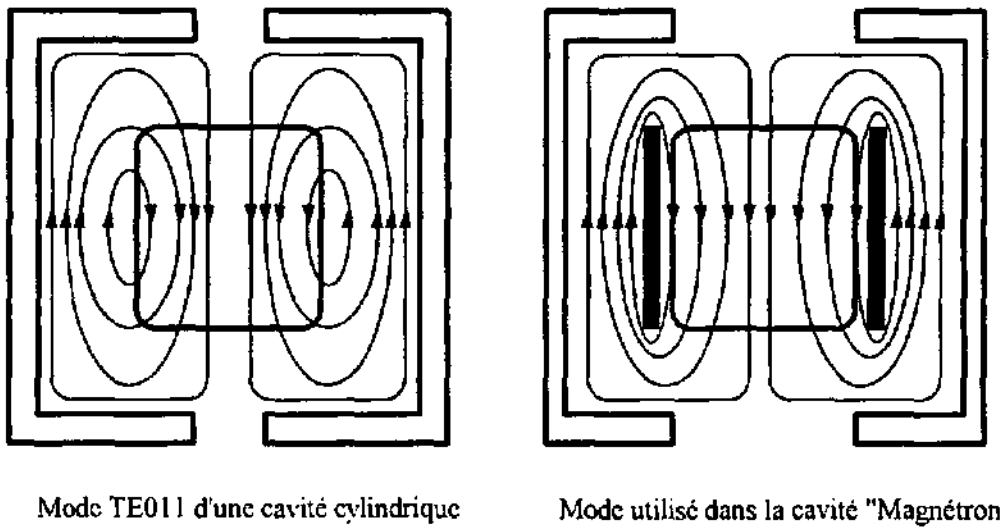


Fig. 2.2.3. Résonateur magnétron : géométrie du champ micro-onde (Mode TE₀₁₁).

Photocellule et schéma de détection du signal

La transparence de la cellule d'absorption est mesurée par une photocellule recueillant la lumière émise par la source (lampe à décharge ou laser) et ayant traversé la vapeur de rubidium. Comme cela a été décrit dans le paragraphe 2.1, le signal de double résonance est détecté par la variation de la transparence de la vapeur provoquée par le champ micro-onde, lorsque celui-ci est résonnant. En substituant dans la relation théorique (2.3.2.11) - dérivée ci-dessous - les paramètres physiques par leur valeur typique dans une HVR, on obtient l'ordre de grandeur des diverses contributions au signal lumineux à détecter. Nous avons reporté ci-dessous ces valeurs typiques (qui correspondent aux signaux mesurés expérimentalement).

Intensité lumineuse incidente sur la vapeur :

avec une lampe à décharge	~	1 - 2	[mW/cm ²]
avec un laser	~	15 - 30	[μW/cm ²]

Intensité lumineuse transmise par la vapeur :

avec une lampe à décharge	~	0,2 - 0,4	[mW/cm ²]
avec un laser	~	5 - 10	[μW/cm ²]

Intensité lumineuse du signal de double résonance :

avec une lampe à décharge	~	1 - 2	[μW/cm ²]
avec un laser	~	1 - 3	[μW/cm ²]

On remarque donc que le signal de résonance typique obtenu avec un détecteur d'un cm² (surface qui dépend des dimensions de la cellule) est d'environ

$$\text{Signal de double résonance} \approx 1,5 \mu\text{A} \quad (2.2.1)$$

Comme ce signal est une *variation* de lumière transmise provoquée par le champ micro-onde, il ne peut être mesuré qu'en balayant la fréquence de ce dernier à travers la résonance atomique hyperfine des atomes de la vapeur. Le courant produit par la photocellule de détection apparaît alors comme la superposition d'un courant continu (150 μA dans le cas d'une lampe, 4 μA avec un laser) et d'une absorption résonnante (1 μA). Dans une HVR, la fréquence du champ est modulée (à quelques centaines de Hertz, avec une amplitude comparable à la largeur de la résonance : 500-1500 Hz), un lock-in détecte alors le signal qui est utilisé pour stabiliser la fréquence du quartz de l'horloge (cf. remarque au bas de la page 2-34).

Le choix de la photocellule de détection, ainsi que celui du circuit électronique a été effectué en fonction des grandeurs données ci-dessus, et des sources de bruit présentes dans l'horloge. Certaines d'entre elles sont discutées dans le chapitre 5 (§ 5.2 "Stabilité de fréquence à court terme"). En outre, les aspects spécifiquement liés au pompage optique par diode laser seront étudiés dans le § 3.4 ("Mesure du bruit d'intensité et du bruit de fréquence de la diode laser").

Photocellule.

Deux types de photocellules ont été successivement utilisés. Le premier photodétecteur a été celui employé dans les HVR conventionnelles développées à l'Observatoire Cantonal : EG&G VACTEC VTS-82. Par la suite, lors des mesures de bruit effectuées avec des diodes laser, il s'est avéré utile de les remplacer par des détecteurs à plus bas bruit (résistance "shunt" plus élevée) : Hamamatsu Ha 2386-8k. Les caractéristiques principales de ces deux types de détecteurs de forme carrée sont données dans la table 2.2.1.

Type de détecteur	Surface active A [mm ²]	Capacité de jonction C _j [nF]	Résistance Shunt R _s [MΩ]	Sensibilité à 780 nm [A/W]
VTS-82	93	1.0	1,2	0,47
Ha 2386-8k	33,6	3,2 - 4,4	200 - 10'000	0,54

Table 2.2.1. Caractéristiques principales des photodétecteurs utilisés.

Circuit électronique de détection

La photodiode est utilisée en mode photovoltaïque dans un circuit dit de transimpédance, selon un schéma usuel avec un amplificateur opérationnel, une résistance et une capacité. Le courant généré par le détecteur est ainsi converti en une tension.

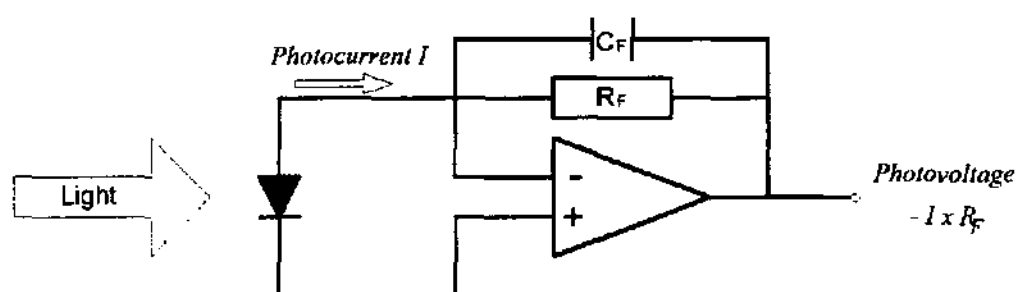


Fig. 2.2.4. Circuit de détection.

Nous avons utilisé des amplificateurs opérationnels à faible bruit PMI OP07, OP27 ou OP15, dont les caractéristiques principales sont résumées dans le tableau ci-dessous.

Type d'amplificateur	Bruit de tension U_{en} [nV / $\sqrt{\text{Hz}}$]	Bruit de courant I_{en} [pA / $\sqrt{\text{Hz}}$]
PMI OP07	10	0,13
PMI OP27	3	0,5
PMI OP15	20	0,01

Table 2.2.1. Bruit de tension et bruit de courant des amplificateurs opérationnels.

La valeur de la résistance de feed-back usuelle a été de 10 k Ω ; cependant, et notamment lors des mesures de bruit, cette valeur a parfois varié en fonction des conditions et du type de mesures, cela a alors été le cas aussi pour la capacité. Les calculs présentés dans le chapitre 3 (§ 3.4 "Mesure du bruit d'intensité et du bruit de fréquence de la diode laser - Réponse et bruit du circuit de détection") illustrent comment ces deux grandeurs sont choisies en fonction de la mesure effectuée.

Autres remarques

Outre les éléments décrits ci-dessus, le résonateur atomique contient un solénoïde parcouru par un courant DC fixe produisant le champ magnétique statique (cf. § 2.1 "Introduction - Système à trois niveaux"). Pour que le champ produit par cette bobine ("champ C") ne soit pas perturbé par le champ terrestre et les autres champs parasites, tout le résonateur est contenu dans un blindage magnétique (nous avons utilisé deux cylindres en μ -métal, fermés à une extrémité, s'emboîtant l'un dans l'autre).

Enfin, il faut mentionner toute la partie électronique, dont le développement ne fait pas partie de ce travail, mais des projets dans lesquels celui-ci s'insérerait (réalisation des HVR pour applications spatiales et industrielles). Pour les résultats de la recherche, nous avons utilisé les racks 19 pouces construits pour tester les premiers prototypes d'horloges. Ces racks contiennent diverses cartes électroniques servant notamment à :

- stabiliser thermiquement la cellule d'absorption (ainsi que la lampe);
- générer le courant continu servant à produire le "champ C";
- générer le signal d'interrogation micro-onde;
- réaliser le système d'asservissement du quartz basé sur la modulation de la fréquence d'interrogation et la détection synchrone du signal généré sur le photocourant.

Cependant, afin de ne pas alourdir l'exposé, ces divers éléments n'y sont pas décrits de manière plus détaillée (des rapports internes de l'Observatoire documentent cette partie du montage).

2.3 Aspects théoriques

Il existe de nombreuses études sur les HVR dans la littérature. L'ouvrage cité ci-dessus [VANIER, AUDOIN 1989] développe les concepts théoriques principaux, à partir d'un modèle tenant compte des huit sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental du Rb87. L'approche théorique qui suit en est largement inspirée.

Il n'a par conséquent pas été nécessaire de reparcourir dans tous les détails les calculs, mais plutôt d'utiliser les résultats présentés pour mettre en évidence quelques grandeurs ou effets physiques importants. Du point de vue théorique, ce travail n'a pas tant porté sur la nature des interactions subies par les atomes de Rb, que sur leur importance et leurs effets mesurables au niveau de la vapeur.

En effet, si les mécanismes physiques régissant l'évolution des atomes de rubidium sont connus depuis relativement longtemps, la compréhension des phénomènes observés à l'échelle microscopique a souvent été obscurcie par le grand nombre de paramètres dont il faut tenir compte. Comme cela est décrit dans le chapitre 4, avec l'utilisation d'une diode laser, l'interprétation des effets mesurés est plus aisée, et il est plus facile d'extraire des grandeurs physiques caractérisant la vapeur de rubidium à partir d'expériences utilisant une diode laser plutôt qu'une lampe à décharge.

2.3.1 La vapeur de rubidium et ses diverses interactions

L'atome de rubidium

Le rubidium est un métal alcalin dont le nombre atomique vaut 37; il se trouve par conséquent dans la première colonne du tableau périodique, au dessous du potassium et en dessus du césium. Dans la nature sont présents deux isotopes : le Rb85 (avec une abondance relative de 72,15 %) et le Rb87 (avec une abondance relative de 27,85 %). La température de fusion du rubidium est de 38,89 °C, et celle d'ébullition est de 688 °C. La pression de vapeur, et par conséquent la densité atomique dans la cellule en fonction de la température, a été donnée dans le paragraphe 2.2.

Tant que les sources laser ne seront pas utilisées, le rubidium constitue l'élément idéal pour les étalons passifs avec pompage optique, principalement à cause de l'existence de ces deux isotopes qui permettent la réalisation du filtrage de la lumière. La figure 2.3.1 illustre les niveaux d'énergie concernés par les transitions induites dans la vapeur par les rayonnement optiques et micro-ondes, ainsi que par toutes les autres interactions présentes dans une HVR. D'autres données sur le rubidium sont données dans la table 2.3.1.

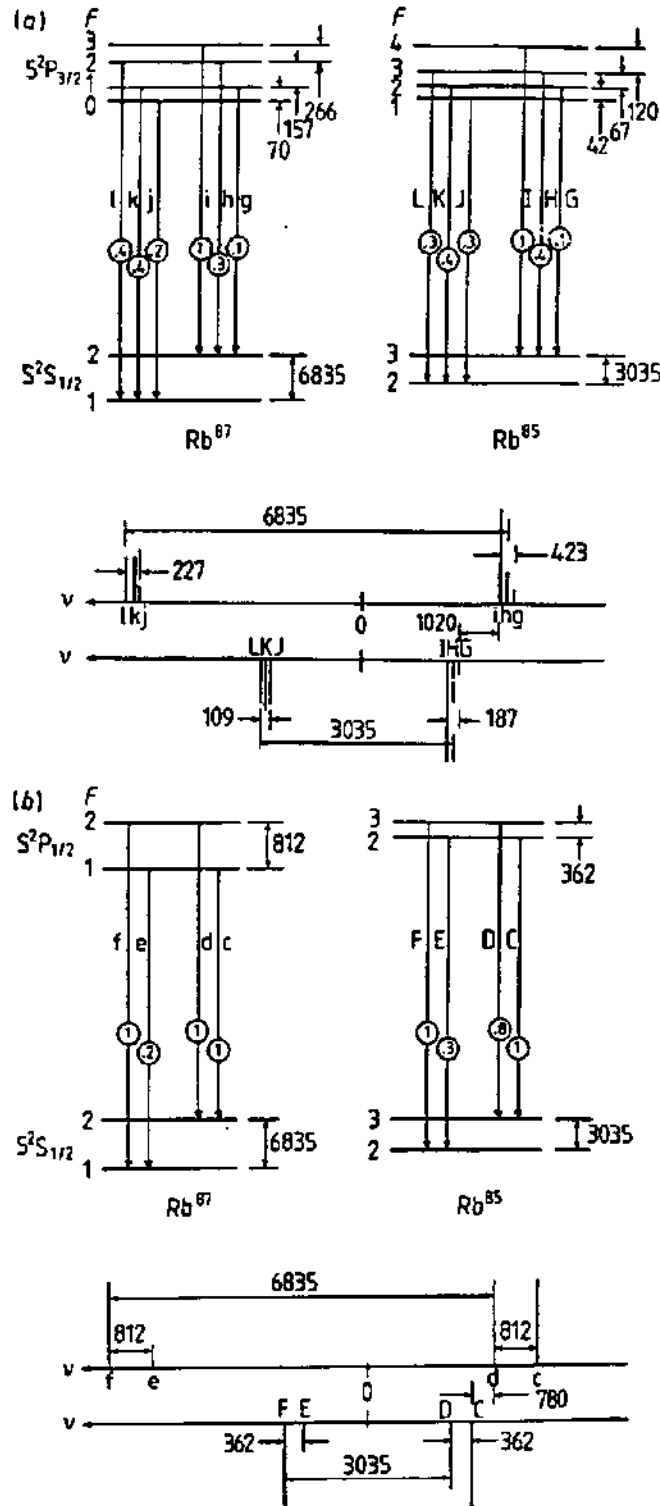


Fig. 2.3.1. Niveaux d'énergie des atomes de rubidium concernés par les transitions induites dans la vapeur d'une horloge par les rayonnements optiques et micro-ondes (figure tirée de [VANIER, AUDOIN 1989 p 1261]). La figure (a) concerne la transition D2, et la figure (b) la transition D1.

Interaction de la vapeur avec la lumière

La grandeur physique importante décrivant l'interaction entre les atomes et le faisceau lumineux est Γ , le *taux d'absorption* (ou Γ_i puisque cette grandeur dépend de la transition atomique considérée).

$$\Gamma_i = \int \frac{I(\nu)}{h\nu_{Rb}} \sigma_i^{Rb}(\nu) d\nu \quad \frac{[W/cm^2]}{[J]} \cdot [cm^2] = [s^{-1}] \quad (2.3.1.1)$$

Dans (2.3.1.1), $I(\nu)$ est l'intensité de la lumière incidente (exprimée en W/Hz.cm²), h est la constante de Planck (6,625.10⁻³⁴ J.s.), ν est la pulsation lumineuse (exprimée en Hz) et σ_i^{Rb} est la section efficace atomique du rubidium pour la transition considérée (exprimée en cm²).

La signification physique du taux d'absorption Γ est :

*le nombre de photons absorbés par seconde et par atome
de rubidium se trouvent dans la vapeur (dans l'état i)*

Selon sa définition, cette grandeur est proportionnelle à l'intensité spectrale du rayonnement incident, et dépend à la fois du spectre lumineux et de la section efficace atomique.

Chacun de ces paramètres varie d'une réalisation pratique de l'horloge à l'autre ou, de manière plus générale, de l'expérience faisant intervenir une interaction atome-lumière que l'on considère. Les calculs présentés ci-dessous décrivent cette interaction dans la situation physique particulière qui nous intéresse (pompage optique hyperfin avec gaz tampon).

Intensité et spectre du faisceau lumineux

Les caractéristiques de la lumière dépendent surtout de la source utilisée. Dans le cas d'une lampe à décharge, elle possède un spectre dont la largeur est comparable à celle de la section efficace atomique (raies de 0,5 à 1 GHz environ, cf. calculs ci-dessous). En outre, pour la détermination de son intensité et de la forme exacte de son spectre, il faut tenir compte de la composition isotopique de Rb (dans la lampe), de la pression et du type de gaz étranger, de la température de fonctionnement et de la puissance de la décharge plasma (réglable à travers les paramètres de l'oscillateur RF). En outre, le filtrage isotopique de la lumière modifie considérablement les caractéristiques spectrales du faisceau lumineux incident sur la vapeur, ce qui rend la description théorique d'autant plus complexe. Comme divers travaux existent déjà à ce sujet (cf. liste page 2-50), cette étude ne contient qu'une description qualitative du pompage optique par lampe spectrale, et se concentre plutôt sur le cas du pompage optique par laser.

Dans le cas d'une diode laser (monomode), le nombre de degrés de liberté est nettement inférieur, puisque le spectre de la lumière incidente est constitué d'une raie dont l'intensité et le centre sont variés par le courant et la température de la diode. En général, sa largeur de raie est inférieure à la largeur de la section efficace atomique, et est comprise typiquement entre 30 et 100 MHz. Les autres caractéristiques de ce type de source ont été l'objet d'une étude spécifique, et sont décrites dans le chapitre 3.

Notons enfin que l'absorption progressive dans la vapeur (ainsi que toute les inhomogénéités liées à la manière dont est effectuée l'illumination des atomes) donne à l'intensité et au spectre de la lumière incidente (et par conséquent, au taux d'absorption) un caractère local. C'est un aspect important sur lequel nous avons concentré une bonne partie de notre étude, et qui se manifeste aussi bien dans le cas du pompage optique par lampe spectrale que dans le cas du pompage optique par diode laser, même si les effets observés et les processus physiques qui les provoquent sont différents d'un cas à l'autre. Cette question sera discutée par la suite (§ 2.4 pour la lampe, et chapitre 4 - § 4.2.2 et § 4.3.5 pour le laser). Il n'est cependant pas superflu de remarquer une première différence importante entre le pompage optique par diode laser et le pompage optique par lampe spectrale qui interviennent dans ce problème de l'inhomogénéité du faisceau lumineux. Il s'agit de la modification du spectre lumineux par l'absorption atomique, négligeable dans le cas du laser, importante dans le cas de la lampe, en particulier lorsque l'approche "filtre intégré" est utilisée.

Calcul exact de la section efficace atomique pour l'atome à deux niveaux

La section efficace moyenne dépend des caractéristiques de la cellule : composition isotopique de rubidium, pression et type de gaz étranger; température de fonctionnement. Le développement théorique qui suit détermine d'abord la section efficace qu'aurait un atome de rubidium dans la vapeur s'il s'agissait d'un atome à deux niveaux (niveau fondamental et niveau excité), et ensuite une approximation valable pour la transition optique $D2\ 5S \rightarrow 5P_{3/2}$ du $Rb87$ (780 nm) dont la différence d'énergie avec le niveau fondamental (énergie des photons) et le temps de vie du niveau excité valent respectivement [VANIER, AUDOIN 1989] :

$$h\nu \approx 2,547 \times 10^{-19} J = 1,59 eV \quad (2.3.1.2)$$

$$\tau \approx 27 ns \quad (2.3.1.3)$$

(Calcul général pour un atome multi-niveaux : cf. [VANIER, AUDOIN 1989, page 1270]).

La section efficace atomique maximale pour un atome à deux niveaux pour un rayonnement monochromatique résonnant vaut σ_0 [SALEH and TEICH 1991] :

$$\sigma_0 = \frac{3 \cdot \lambda^2}{2 \cdot \pi} \approx 2,905 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^2 \quad (2.3.1.4)$$

En l'absence d'élargissements Doppler et collisionnel, la section efficace de la transition atomique du rubidium, considéré comme un atome à deux niveaux serait donc [SALEH and TEICH 1991] (avec $\sigma(0)=\sigma_0$) :

$$\sigma(\nu) = \sigma_0 \cdot \frac{g(\nu)}{g(\nu_0)} = \sigma_0 \cdot \frac{g(\nu)}{4 \cdot \tau} = \frac{3 \cdot \lambda^2}{8 \cdot \pi \cdot \tau} \cdot g(\nu) \approx 2,69 \cdot 10^{-2} \cdot g(\nu) \quad [\text{cm}^2] \quad (2.3.1.5)$$

Dans la relation ci-dessus, $g(\nu)$ est une lorentzienne normalisée (son intégrale vaut 1), dont la largeur à mi hauteur vaut $\Delta\nu_0$.

$$g(\nu) = \frac{\Delta\nu_0/2\pi}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu_0/2)^2} \quad (2.3.1.6)$$

Cette fonction (profil d'absorption) a un rôle important dans la description des processus d'interaction entre photons et atomes. Comme cela a été mentionné ci-dessus, différents phénomènes peuvent affecter l'amplitude et la forme de $g(\nu)$. On obtient ainsi un élargissement et un aplatissement du profil d'absorption.

Le profil d'absorption des atomes de rubidium dans une vapeur présente un élargissement Doppler, visible lorsque l'élargissement provoqué par le gaz tampon est négligeable (cf. § 4.3.2 "Détection de spectres optiques" et figure 4.3.2.2).

Si cela est le cas, $g(\nu)$ est donné par l'expression (2.3.1.7), où $\Delta\nu$ indique la largeur à mi hauteur, qui vaut typiquement, dans le cas considéré, 527 MHz à 60°C.

$$g(\nu) = \frac{2 \sqrt{\ln 2/\pi}}{\Delta\nu} e^{-4 \ln 2 \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu} \right)^2} \quad \Delta\nu = 2 \nu_0 \sqrt{\frac{2 k_B T}{M c^2} \ln 2} \quad (2.3.1.7)$$

L'effet des collisions entre les atomes de rubidium et les molécules du gaz tampon est d'élargir ultérieurement ce profil. Comme ce type d'élargissement est plutôt du type "lorentzien", la

combinaison entre l'élargissement collisionnel et l'élargissement Doppler donne une convolution entre une fonction gaussienne et une fonction lorentzienne, plus connue sous la forme de profil de Voigt. Etant donné un élargissement $\delta\nu$ produit par le gaz tampon, et $\Delta\nu$ par l'effet Doppler, le profil de Voigt peut s'exprimer à l'aide de la "fonction erreur", d'après la relation (2.3.1.8). Le développement de cette expression figure parmi les études du § 2.4.

$$g(\nu) = \frac{2\sqrt{\ln 2/\pi}}{\Delta\nu} \operatorname{Re} \left[e^{-\left(\frac{(\nu - \nu_0)2\sqrt{\ln 2}}{\Delta\nu} + i \frac{\delta\nu\sqrt{\ln 2}}{\Delta\nu}\right)^2} \operatorname{erfc}\left(\frac{\delta\nu\sqrt{\ln 2}}{\Delta\nu} - i \frac{(\nu - \nu_0)2\sqrt{\ln 2}}{\Delta\nu}\right) \right] \quad (2.3.1.8)$$

En utilisant les relations (2.3.1.5) et (2.3.1.8) on obtient donc la section efficace atomique générale d'un atome à deux niveaux qui aurait une longueur d'onde résonnante à 780 nm. Il suffit d'y introduire les paramètres (élargissements Doppler et collisionnel) correspondant à la situation physique étudiée. La figure 2.3.2 illustre le cas typique d'une HVR (Rb 87 à 60 °C).

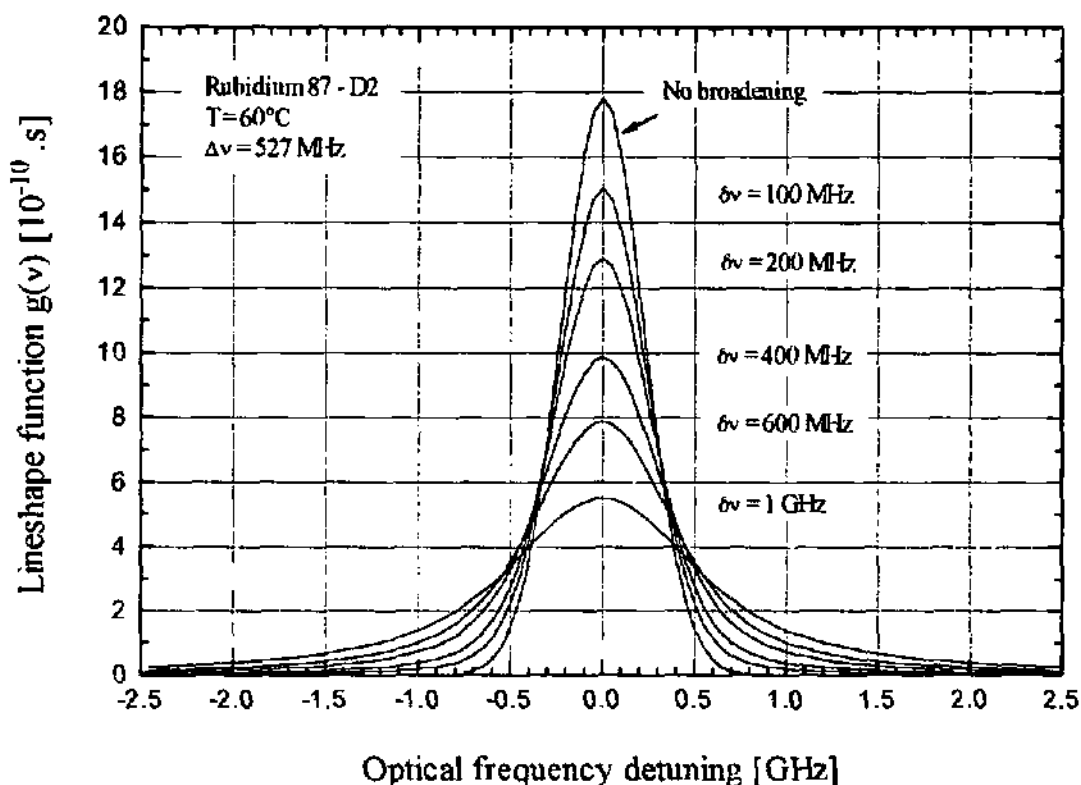


Fig. 2.3.2. Profil d'absorption atomique d'un atome à deux niveaux $g_{D2}(\nu)$: effet de l'élargissement collisionnel. Pour cette figure, on a utilisé (2.3.1.8).

Pour obtenir la section efficace d'absorption des atomes de rubidium, il faut encore considérer le fait qu'il ne s'agit pas d'atomes à deux niveaux, et tenir compte de la polarisation de la lumière, des règles de sélection et des rapports de branchement des diverses transitions possibles, décrits par la figure 2.3.3.

Si l'on considère **uniquement** les niveaux impliqués dans la transition D2 de l'isotope 87 du rubidium, on a en tout 24 états possibles du système. L'état fondamental est formé de huit sous-niveaux (le niveau hyperfin $F = 1$ compte 3 sous-niveaux Zeeman alors que le niveau hyperfin $F = 2$ en compte 5), et l'état excité en compte 16 (les niveaux hyperfins $F = 0, 1, 2$ et 3 comptant respectivement 1, 3, 5 et 7 sous-niveaux Zeeman). Ainsi, en toute généralité, l'interaction entre un laser accordé à 780 nm et un atome de Rb87 est décrite par les 56 taux d'absorption correspondant aux 56 transitions possibles.

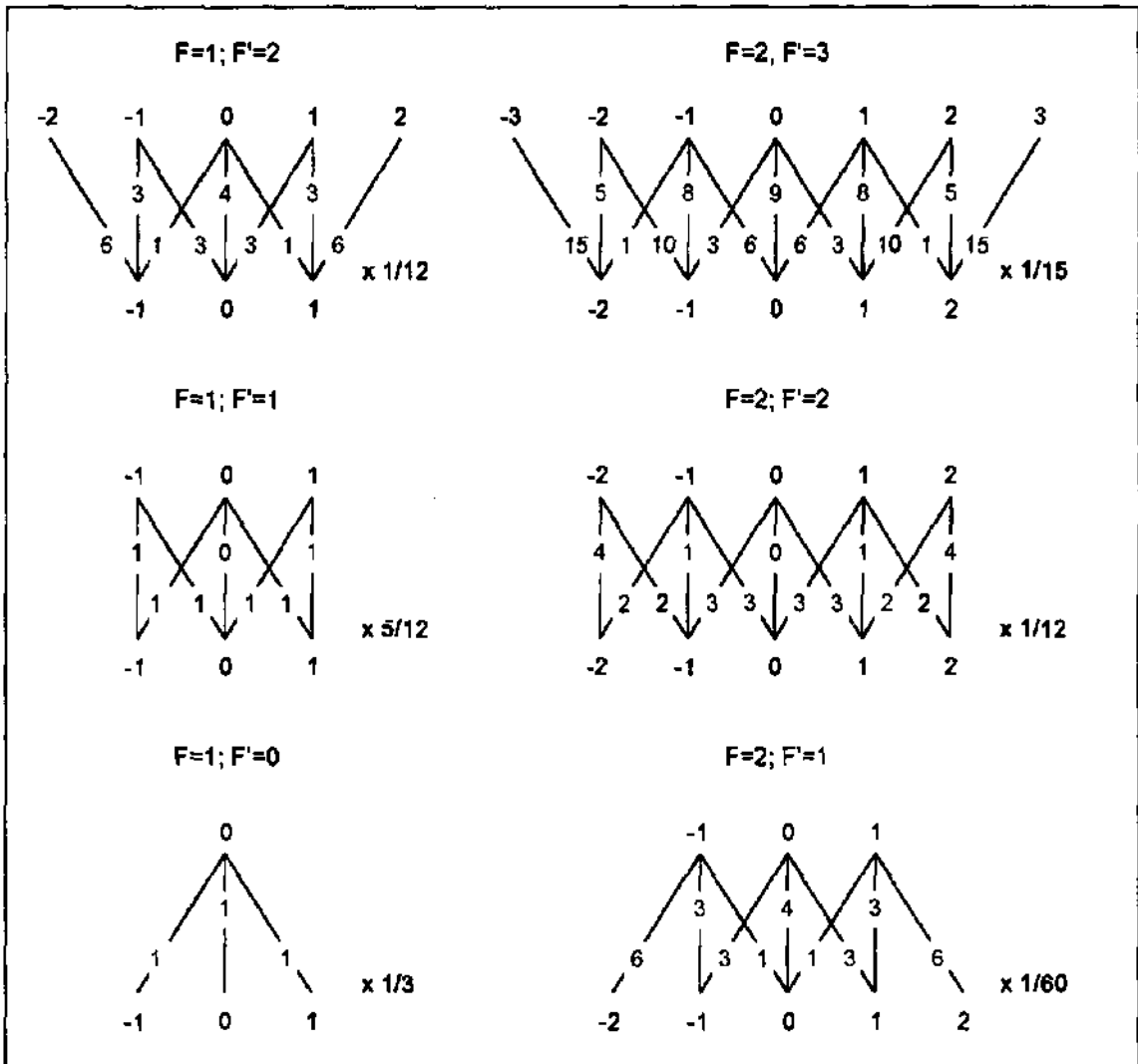


Figure 2.3.3. Diagramme des rapports de branchement pour la raie D2 du Rb87.

Calcul approximatif de la section efficace atomique (D2) du rubidium 87

Dans les conditions expérimentales typiques des étalons de fréquence, on n'observe que deux raies d'absorption (cf. § 4.3.2 "Détection de spectres optiques"). Ceci résulte du faible champ magnétique statique (inférieur à un Gauss) et du faible écart entre les états hyperfins du niveau excité par rapport à la largeur Doppler et collisionnelle des transitions. Ainsi, les différentes composantes Zeeman et/ou hyperfines (F') de chaque raie ne sont pas résolues.

Avec un faisceau laser (et éventuellement une fibre multi-mode) la polarisation de la lumière est une superposition de lumière σ^+ et σ^- . D'après la figure 2.3.3, la probabilité qu'un atome se trouvant initialement dans un des niveaux hyperfins de l'état fondamental (F) passe à un des niveaux hyperfins de l'état excité (F') dépend de l'état Zeeman de départ. En outre la probabilité totale qu'un atome passe d'un niveau hyperfin de l'état fondamental à un autre niveau hyperfin de l'état excité est indépendante de la polarisation de la lumière seulement si les populations des niveaux Zeeman sont égales.

Ainsi, l'approximation consistant à décrire le profil d'absorption par six termes moyens correspondant aux six transitions possibles décrites par la figure 2.3.3 n'est valable que dans la mesure où le pompage Zeeman est négligeable. Cette condition est en général vérifiée dans les situations expérimentales correspondant à celles d'une horloge atomique, d'autant plus si un gaz tampon est utilisé (de manière à ce que la désexcitation se déroule de manière non radiative et isotrope). La table 2.3.1 fournit alors les probabilités correspondantes, ainsi que les décalages de fréquence entre les diverses composantes (valeurs des fréquences tirées des travaux du groupe de l'Université Laval [TÊTU et al. 1989] et de [ARIMONDO et al. 1977]).

Composante $\sigma_{F'}^F(\nu) = \frac{3 \cdot \lambda^2}{8 \cdot \pi \cdot \tau} \cdot P_{F'}^F \cdot g_{D2}(\nu - \nu_{F'})$	Probabilité $P_{F'}^F$	Detuning [MHz] $\nu_{F'}$
5S - F = 1 → 5P3/2 - F' = 0	2/18	3969.16
5S - F = 1 → 5P3/2 - F' = 1	5/18	4041.48
5S - F = 1 → 5P3/2 - F' = 2	5/18	4198.65
5S - F = 2 → 5P3/2 - F' = 1	1/30	-2793.20
5S - F = 2 → 5P3/2 - F' = 2	5/30	-2636.03
5S - F = 2 → 5P3/2 - F' = 3	14/30	-2368.14

Table 2.3.1. Probabilités de transition et désaccords correspondant aux six composantes de la raie D2 du Rb87.

On constate dans la table 2.3.1 que les six profils gaussiens peuvent être séparés en deux groupes de trois raies très rapprochées les unes des autres dont les deux centres de gravité sont séparés de 6,52 GHz environ (puisque l'écart maximal est de 400 MHz).

Le nombre de termes composant la section efficace d'absorption peut donc être réduit à deux sections efficaces moyennes ($\sigma_{F=1}$ et $\sigma_{F=2}$) - correspondant à chacun des états hyperfins de l'état fondamental - si on néglige l'écart entre les termes constituant les deux triplets.

$\sigma_{F=1}$: section efficace atomique correspondant à la transition $5S - F=1 \rightarrow 5P_{3/2}$

$\sigma_{F=2}$: section efficace atomique correspondant à la transition $5S - F=2 \rightarrow 5P_{3/2}$

En remarquant que la somme des trois probabilités vaut 2/3 pour chacune des deux raies correspondant à $F=1$ et $F=2$, on peut enfin écrire l'approximation suivante (avec $\bar{\nu}^{F=1} - \bar{\nu}^{F=2} \approx 6,52 \text{ GHz}$) :

$$\begin{aligned} \sigma_{D2}^{F=1}(\nu) &\approx \sum_{F=0,1,2} \sigma_{F'}^{F=1}(\nu) = \frac{\sigma_0}{4 \cdot \tau} \cdot \sum_{F=0,1,2} P_{F'}^{F=1} \cdot g_{F'}^{F=1}(\nu) \\ &\approx \frac{\sigma_0}{4 \cdot \tau} \cdot g_{D2}^{F=1}(\nu) \cdot \sum_{F'=0,1,2} P_{F'}^{F=1} \approx \frac{\sigma_0}{4 \cdot \tau} \cdot g_{D2}^{F=1}(\nu) \cdot \frac{2}{3} \\ &\approx 1,793 \cdot 10^{-2} \cdot g_{D2}^{F=1}(\nu) \text{ [cm}^2\text{]} \end{aligned} \tag{2.3.1.9}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{D2}^{F=2}(\nu) &\approx \sum_{F=0,1,2} \sigma_{F'}^{F=2}(\nu) = \frac{\sigma_0}{4 \cdot \tau} \cdot \sum_{F=1,2,3} P_{F'}^{F=2} \cdot g_{F'}^{F=2}(\nu) \\ &\approx \frac{\sigma_0}{4 \cdot \tau} \cdot g_{D2}^{F=2}(\nu) \cdot \sum_{F'=1,2,3} P_{F'}^{F=2} \approx \frac{\sigma_0}{4 \cdot \tau} \cdot g_{D2}^{F=2}(\nu) \cdot \frac{2}{3} \\ &\approx 1,793 \cdot 10^{-2} \cdot g_{D2}^{F=2}(\nu) \text{ [cm}^2\text{]} \end{aligned}$$

Ainsi, à partir des relations (2.3.1.9), et de la figure 2.3.2, on peut déterminer la section efficace atomique en fonction de l'élargissement Doppler et de l'élargissement collisionnel. Il correspond à la section efficace de l'atome à deux niveaux multiplié par 2/3 (le facteur 2 provient de la multiplicité des niveaux et le facteur 3 de la polarisation).

Calcul approximatif du taux d'absorption (D2) du rubidium 87

En utilisant les relations (2.3.1.1), (2.3.1.2) et (2.3.1.9), on peut calculer les taux d'absorption correspondant aux deux états hyperfins de l'état fondamental.

$\Gamma_{F=1}$: flux de photons absorbé par atome selon la transition $5S - F=1 \rightarrow 5P_{3/2}$

$\Gamma_{F=2}$: flux de photons absorbé par atome selon la transition $5S - F=2 \rightarrow 5P_{3/2}$

Si le spectre de la lumière incidente est donné par $I(\nu)$ [W/Hz.cm²], on a :

$$\begin{aligned} \Gamma_{D2}^{F=1,2} &= \int \frac{I(\nu)}{h \cdot \nu_{Rb}} \cdot \sigma_{D2}^{F=1,2}(\nu) d\nu \\ &\approx \frac{(2/3) \cdot \sigma_0}{4 \cdot \tau \cdot h \cdot \nu_{Rb}} \cdot \int I(\nu) \cdot g_{D2}^{F=1,2}(\nu) \cdot d\nu \\ &\approx 7,04 \cdot 10^{16} \cdot \int I(\nu) \cdot g_{D2}^{F=1,2}(\nu) \cdot d\nu \quad [s^{-1}] \end{aligned} \quad (2.3.1.10)$$

Dans le cas d'une HVR conventionnelle, la forme du spectre lumineux produit par la lampe à décharge est du même type que la section efficace d'absorption, mais avec une largeur Doppler plus importante puisque la température de fonctionnement de la lampe est de 140°C environ (on obtient 587 MHz par la relation 2.1.1.7.). Les formules utilisées pour exprimer le profil d'absorption sont donc aussi valables - en première approximation - pour l'intensité lumineuse.

Cette approximation ne tient évidemment pas compte des effets dus à l'auto-absorption de la lumière, s'effectuant dans la lampe dans certaines conditions expérimentales, et pouvant altérer considérablement la distribution spectrale de la lumière.

De nombreux calculs ont été effectués dans le passé pour modéliser l'interaction entre la lumière émise par la lampe spectrale (contenant du Rb87 par exemple), la vapeur utilisée comme filtre (contenant usuellement du Rb85), et la vapeur soumise simultanément à l'interrogation micro-onde (contenant du Rb87 voire du rubidium naturel). Ces calculs avaient pour objectif de quantifier le signal de double résonance en fonction des différents paramètres physiques impliqués, de comprendre et interpréter les effets mesurés expérimentalement, et ainsi d'optimiser les performances de l'HVR en étude.

Cependant, la complexité du système ainsi que le nombre de degrés de liberté et interactions simultanées auxquelles sont soumis les atomes de rubidium ont conduit soit à des simplifications du modèle telles que seule une compréhension purement qualitative des effets

mesurés était possible, soit à des calculs dont la complexité a en partie, voire totalement, obscurci l'interprétation physique des résultats, du moins dans l'optique d'appliquer cette interprétation dans le développement d'une HVR.

Dans le cas d'une HVR utilisant une diode laser, par contre, la description théorique de l'interaction entre la lumière et les atomes est considérablement simplifiée. En effet, la distribution spectrale de l'intensité lumineuse présente des caractéristiques nettement moins complexes (il s'agit en général d'une fonction lorentzienne de la fréquence dont la largeur ne dépasse guère 100 MHz, et dont la valeur centrale est accordable), et les effets dus au filtrage par la vapeur ne se manifestent en première approximation que par l'atténuation de son intensité.

Mais, outre la simplification au niveau de la compréhension des phénomènes physiques, l'avantage principal découlant de l'utilisation d'un laser réside dans le fait que quasiment toute la lumière émise est utile pour le pompage optique, ce qui réduit considérablement le "bruit de fond" détecté par la photodiode. Comme en plus, le signal de double résonance dépend de la différence entre $\Gamma_{F=1}$ et $\Gamma_{F=2}$ (efficacité du pompage optique), on s'attend à ce que le même signal de double résonance mesuré avec une lampe à décharge puisse être généré avec une diode laser avec dix à cinquante fois moins de lumière totale détectée.

Comme les diodes laser utilisées présentent une largeur spectrale environ dix fois plus petite que la largeur de la section efficace atomique, on peut approximer $I(\nu)$ comme une fonction de Dirac dans la relation (2.3.1.10), de sorte que le taux d'absorption prend la forme simplifiée suivante (où I_0 indique l'intégrale de l'intensité sur tout le domaine de fréquence [W/cm^2]) :

$$\begin{aligned} \Gamma_{D2}^{F=1,2} &\approx 7,04 \cdot 10^{16} \cdot \int I(\nu) \cdot g_{D2}^{F=1,2}(\nu) \cdot d\nu \\ &\approx 7,04 \cdot 10^{16} \cdot I_0 [W/cm^2] \cdot g_{D2}^{F=1,2}(\nu_{Laser}) \quad [s^{-1}] \end{aligned} \quad (2.3.1.11)$$

Exemple numérique : en utilisant (2.3.1.11) et la figure 2.3.2, on peut calculer le rapport entre le taux d'absorption $\Gamma_{F=2}$ (nombre de photons absorbés par atome de rubidium se trouvant dans l'état $F=2$) et l'intensité d'un laser (ou le flux de photons N_0) en résonance avec la raie D2 du rubidium en l'absence de gaz tampon et avec 30 mb d'azote ($\Delta\nu \sim 527$ MHz, $\delta\nu \sim 600$ MHz) :

$$\begin{aligned} \delta\nu = 0 &\quad \mapsto \Gamma_{D2}^{F=1,2} [s^{-1}] = 1,25 \cdot 10^4 \cdot I_0 [\mu W/mm^2] = 3,18 \cdot 10^{-9} \cdot N_0 [Photons/s \cdot mm^2] \\ \delta\nu = 600 \text{ MHz} &\quad \mapsto \Gamma_{D2}^{F=1,2} [s^{-1}] = 5,63 \cdot 10^3 \cdot I_0 [\mu W/mm^2] = 1,43 \cdot 10^{-9} \cdot N_0 [Photons/s \cdot mm^2] \end{aligned} \quad (2.3.1.12)$$

Interaction de la vapeur avec le champ micro-onde

Le champ oscillant à 6,8347 GHz induit sur les atomes des transitions de type dipolaire magnétique entre les sous niveaux Zeeman $m_F=0$ des états hyperfins $F=1$ et $F=2$ du Rb87. Le traitement théorique de telles transitions est bien connu [VANIER et al. 1989], les deux paramètres physiques qui caractérisent ce processus sont la pulsation ω et l'amplitude B_z de la composante axiale du champ magnétique oscillant. Cette dernière grandeur détermine la valeur de la fréquence de Rabi (micro-onde) ω_1 .

$$\omega_1 = \frac{e \cdot B_z}{2m_e} \tag{2.3.1.13}$$

La fréquence de Rabi peut s'interpréter comme le taux de transitions micro-onde effectuées par les atomes si la pulsation d'interrogation ω est exactement à résonance.

Dans une HVR, la mesure de ce paramètre nécessite souvent des méthodes indirectes. En effet, la fréquence de Rabi dépend non seulement de la puissance du signal à 6,8 GHz injecté dans la cavité, mais aussi du type de cavité micro-onde utilisé. En particulier, son facteur de qualité (Q) et la géométrie du champ électromagnétique qu'elle produit déterminent finalement l'interaction subie par les atomes. La relation (7.1.69) de la référence [VANIER, AUDOIN 1989] permet d'estimer la fréquence de Rabi, connaissant les caractéristiques de la cavité et la puissance injectée dans la cavité :

$$P = \frac{\hbar^2 \cdot \omega_0 \cdot V_c}{2 \cdot \mu_0 \cdot \mu_B^2 \cdot \eta \cdot Q_c} (2 \cdot \omega_1)^2 \tag{2.3.1.14}$$

Avec les valeurs typiques dans le cas de notre cavité (magnétron), et une puissance injectée dans la cavité de 0,1 μ W, un facteur de qualité de 200, et un "filling factor" de 0,5, on obtient l'ordre de grandeur suivant pour la fréquence de Rabi :

$$\omega_1 \approx 1100 \text{ s}^{-1} \tag{2.3.1.15}$$

Phénomènes de relaxation

Les phénomènes de relaxation sont certainement les plus complexes parmi les phénomènes physiques se déroulant dans une HVR. L'évolution des populations et des cohérences du système atomique due aux inhomogénéités du champ magnétique statique, aux collisions avec le gaz tampon, avec les autres atomes de la vapeur ou avec les parois de la cellule ont fait l'objet de nombreuses études. ([FRANZEN 1959], [VANIER et al. 1974], [GORNYI et al. 1986] par exemple).

Tous ces phénomènes jouent un rôle très important puisqu'ils tendent à détériorer le signal, en diminuant l'effet du pompage optique hyperfin et en altérant la cohérence entre les niveaux de la transition horloge créée par le champ micro-onde. Leur effet global peut s'exprimer - au niveau des équations d'évolution - par des taux de relaxation "longitudinal" γ_1 et "transversal" γ_2 qui provoquent une diminution de l'amplitude et un élargissement du signal de double résonance.

Cependant, comme cela a été mis en évidence dans plusieurs des travaux cités ci-dessus, cette approximation n'est plus valable lorsque l'effet des collisions avec les parois devient une source de relaxation trop importante, et il est alors nécessaire de tenir compte de l'inhomogénéité spatiale de la réponse dans la cellule (qui tend vers zéro à proximité des parois), solution d'une équation de diffusion (cf. [VANIER, AUDOIN 1989] pages 404 à 414 par exemple).

Parmi les effets de relaxation, on inclut parfois celui de la lumière, qui se manifeste en ajoutant un terme égal à la moitié du taux d'absorption total. On notera donc γ_1 et γ_2 la somme des effets de relaxation sans celui de la lumière, et selon la définition ci-dessous les taux de relaxation globaux.

$$\gamma_{\parallel} = \gamma_1 + \frac{\Gamma_I + \Gamma_{II}}{2}$$

(2.3.1.16)

$$\gamma_{\perp} = \gamma_2 + \frac{\Gamma_I + \Gamma_{II}}{2}$$

Une brève étude théorique et expérimentale des taux de relaxation sont présentés dans le chapitre 4 (§ 4.2.1 "Calcul du signal de double résonance - Calcul des taux de relaxation γ_1 et γ_2 " et § 4.3.4.2 "2° Etude : Largeur du signal de double résonance en fonction de la pression du gaz tampon").

2.3.2 Calcul du signal de double résonance

Etat stationnaire du système : modèle à trois niveaux

L'utilisation d'un modèle considérant la vapeur atomique comme un système à trois niveaux permet de donner une première description de la double résonance.

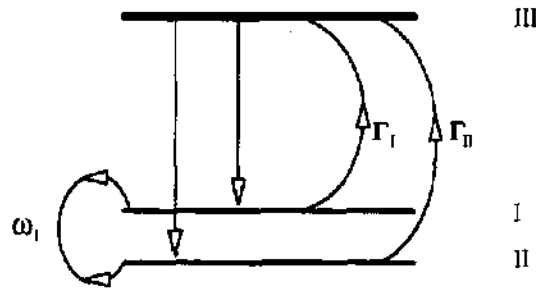


Fig. 2.3.2.1. Modèle à trois niveaux et notations.

Afin de simplifier la description, on se place tout de suite dans le cas qui correspond à la situation expérimentale où la vapeur est mélangée à un gaz tampon, quelques dizaines de mbar d'azote typiquement. Par rapport au cas où la cellule ne contient que la vapeur de rubidium, on remarquera surtout les différences suivantes :

- le nombre de collisions entre les atomes de rubidium et la paroi de la cellule est fortement réduit;
- la désexcitation des atomes de rubidium ayant absorbé un photon se produit de manière non radiative, suite aux collisions avec les molécules d'azote;
- après chacune de ces désexcitations (quenching), l'atome se retrouve de manière équiprobable dans l'un des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental, indépendamment de l'état excité;
- l'effet de ces collisions sur la transition hyperfine consiste en un déplacement et un élargissement dû aux relaxations qui sont contenues dans les taux de relaxation longitudinal et transverse γ_1 et γ_2 ;
- la pression d'azote est suffisamment élevée pour que l'on puisse considérer l'atome comme immobile dans la vapeur. Cette notion d'immobilité est relative au temps caractéristique d'une transition induite par l'interrogation micro-onde (1 ms) et à un volume dans lequel les grandeurs physiques importantes (intensité des rayonnements lumineux et micro-onde, ...) peuvent être considérées comme constantes.

Une hypothèse supplémentaire de calcul provient du fait que dans une HVR l'intensité du rayonnement utilisé pour réaliser le pompage optique n'est jamais assez importante pour peupler significativement le niveau excité. Notons d'ailleurs que la présence du gaz tampon réduit fortement le temps de vie du niveau excité, élevant ainsi l'intensité lumineuse nécessaire pour peupler l'état excité. Un calcul à ce sujet est effectué dans le paragraphe 2

Grâce à ces hypothèses, il est possible d'écrire des équations d'évolutions valables localement pour la matrice densité représentant la vapeur de rubidium. En sommant les trois types d'interaction (optique, micro-onde, relaxations), les équations d'évolution des populations ρ_i et des cohérences ρ_{i-j} sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{\rho}_I = -\gamma_I (\rho_I - \frac{1}{2}) + \frac{\Gamma_{II}}{2} \rho_{II} - \frac{\Gamma_I}{2} \rho_I - 2 \omega_1 \text{Im}(\rho_{I-II} e^{-i\omega t}) \\ \dot{\rho}_{II} = -\gamma_{II} (\rho_{II} - \frac{1}{2}) - \frac{\Gamma_{II}}{2} \rho_{II} + \frac{\Gamma_I}{2} \rho_I + 2 \omega_1 \text{Im}(\rho_{I-II} e^{-i\omega t}) \\ \dot{\rho}_{I-II} = -(\gamma_2 + \frac{\Gamma_I + \Gamma_{II}}{2} + i\omega_{Rb}) \rho_{I-II} + i \omega_1 (\rho_I - \rho_{II}) e^{i\omega t} \end{array} \right. \quad (2.3.2.1)$$

Ces équations prennent une forme plus compacte si on les exprime en fonction de la différence de population $\Delta = \rho_I - \rho_{II}$, et de la cohérence ρ_{I-II} . On voit ainsi apparaître explicitement la différence de population "d'équilibre", lorsque seul le rayonnement lumineux est appliqué $\Delta_0 = (\Gamma_I - \Gamma_{II}) / 2\gamma_{II}$.

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{\Delta} = -\gamma_{II} (\Delta - \Delta_0) + 4 \omega_1 \text{Im}(\rho_{I-II} e^{-i\omega t}) \\ \dot{\rho}_{I-II} = -(\gamma_2 - i\omega_{Rb}) \rho_{I-II} + i \omega_1 \Delta e^{i\omega t} \end{array} \right. \quad (2.3.2.2)$$

L'état stationnaire se trouve aisément en supposant que le champ micro-onde induit dans la cohérence une composante de même pulsation $\rho_{I-II} = \rho \cdot e^{i\omega t}$. On trouve alors (avec $\Omega^2 = 4 \omega_1^2 \gamma_2 / \gamma_{II}$) :

$$\boxed{\Delta = \Delta_0 \left(1 - \frac{\Omega^2}{(\omega - \omega_s)^2 + \gamma_2^2 + \Omega^2} \right)} \quad (2.3.2.3)$$

On voit donc qu'en l'absence de pompage optique le signal de double résonance est nul. Le pompage optique induit une différence de population entre les deux niveaux de l'état fondamental, que l'interrogation micro-onde tend à réduire (deuxième terme).

Le signal de résonance est donc une fonction lorentzienne de la fréquence d'interrogation micro-onde ($f = \omega / 2\pi$). Il est obtenu expérimentalement en balayant f suffisamment lentement

pour que la vapeur atomique et les deux rayonnements soient toujours dans l'état stationnaire correspondant à la fréquence d'interrogation instantanée (balayage adiabatique). La condition d'adiabaticité s'exprime par :

$$\left| \frac{d}{dt}(\omega - \omega_{Rb}) \right| \ll \gamma_1^2 + \gamma_2^2 \quad (2.3.2.4)$$

Dans une horloge atomique, cependant, cette condition n'est pas vérifiée puisque la fréquence d'interrogation est modulée à travers la résonance et le signal d'erreur est obtenu à l'aide d'un détecteur synchrone. La fréquence, l'amplitude et la forme exacte de cette modulation ont une grande influence sur les propriétés du signal détecté, qui ne sont en général pas celles que l'on obtiendrait si les conditions d'adiabaticité étaient respectées.

Bien que ce travail contienne quelques études concernant ces effets dynamiques et transitoires de la double résonance, nous nous sommes concentrés sur la compréhension des signaux mesurés en régime stationnaire, lorsque la fréquence est balayée de manière adiabatique.

Dans cette optique, les deux paramètres importants du signal à étudier sont l'amplitude et la largeur à mi hauteur. Ces deux caractéristiques peuvent être déduites à partir de l'expression (2.3.2.3), mais à condition que l'on établisse la relation entre la population des divers niveaux atomiques et la grandeur mesurée expérimentalement, qui est la lumière transmise par la vapeur, convertie en un courant par un photodétecteur.

Calcul du signal de double résonance local : modèle à trois niveaux

Dans une HVR le signal de résonance est donné par la lumière absorbée dans la vapeur et est détecté en mesurant avec un photodétecteur la lumière transmise par la cellule. Il s'agit donc de calculer la variation de flux d'énergie lumineuse due à la vapeur de rubidium. Comme en particulier l'intensité lumineuse varie significativement le long de la cellule, et que le coefficient d'absorption atomique est une fonction non linéaire de l'intensité, il est nécessaire d'effectuer ce calcul de manière locale, et de calculer la variation de flux ΔI provoquée par un élément de volume de longueur Δl de la vapeur. On a :

$$\begin{array}{ccccccc} \text{variation du} & & \text{nombre d'atomes} & & \text{nombre de photons} & & \text{énergie} \\ \text{flux d'énergie} & = & \text{rencontrés par} & \times & \text{absorbés par atome} & \times & \text{d'un photon} \\ \text{lumineuse} & & \text{les photons} & & \text{et par seconde} & & \\ \\ [W / cm^2] & & [1 / cm^2] & & [1 / s] & & [J] \end{array}$$

En exprimant ces grandeurs physiques par les paramètres qui les décrivent, on obtient :

$$\Delta I = \rho_I n \Delta l \times \Gamma_I \times h \nu_{Rb} + \rho_{II} n \Delta l \times \Gamma_{II} \times h \nu_{Rb} \quad (2.3.2.5)$$

En utilisant la solution (2.3.2.3), on obtient (avec $\Delta = \rho_I - \rho_{II}$ et $\rho_I + \rho_{II} = 1$) :

$$\Delta I = -n \Delta l h \nu_{Rb} \left[\frac{\Gamma_I + \Gamma_{II}}{2} - \frac{(\Gamma_I - \Gamma_{II})^2}{4\gamma_{II}} + \frac{(\Gamma_I - \Gamma_{II})^2}{4\gamma_{II}} \frac{\Omega^2}{(\omega - \omega_{Rb})^2 + \gamma_1^2 + \Omega^2} \right] \quad (2.3.2.6)$$

L'expression (2.3.2.6) a été écrite de façon à faire apparaître les différents effets influençant la quantité de lumière absorbée dans la vapeur.

Le premier terme représente la lumière absorbée lorsqu'aucun pompage optique n'est produit ($\Gamma_I - \Gamma_{II} = 0$); c'est un terme du premier ordre qui indique une diminution proportionnelle à l'intensité lumineuse.

Le second terme est du deuxième ordre et montre l'effet du pompage optique, lorsque la différence entre les deux taux d'absorption est grande (par rapport à la relaxation longitudinale); la différence entre les deux populations devient significative et l'opacité de la cellule diminue.

Le troisième terme reflète l'effet de l'interrogation micro-onde, qui repeuple le niveau dépeuplé par le pompage optique, et par conséquent augmente à nouveau l'opacité de la cellule. C'est le signal de double résonance. Cette formule donne explicitement la dépendance du signal en fonction des grandeurs qui caractérisent les interactions optique, micro-onde et de relaxation. L'amplitude et la largeur à mi hauteur ($\Delta\omega$) du signal sont donc :

$$\begin{aligned} \text{Amplitude du signal} &= n \Delta l h \nu_{Rb} \frac{(\Gamma_I - \Gamma_{II})^2}{4\gamma_{II}} \frac{\Omega^2}{\gamma_1^2 + \Omega^2} \quad \left[\frac{W}{cm^2} \right] \\ &= n \Delta l h \nu_{Rb} \frac{(\Gamma_I - \Gamma_{II})^2}{4(\gamma_1 + (\Gamma_I + \Gamma_{II})/2)} \frac{\Omega^2}{(\gamma_2 + (\Gamma_I + \Gamma_{II})/2)^2 + \Omega^2} \\ \text{Largeur à mi hauteur} &= 2\sqrt{\gamma_1^2 + \Omega^2} \quad [s^{-1}] \\ &= 2\sqrt{(\gamma_2 + (\Gamma_I + \Gamma_{II})/2)^2 + \Omega^2} \end{aligned} \quad (2.3.2.7)$$

Quelques propriétés du signal de double résonance

Dans la pratique, la détection du signal de double résonance implique l'ajustement des paramètres suivants :

- La température de la vapeur (qui détermine la densité n).
- L'intensité et le spectre lumineux (qui déterminent les taux d'absorption Γ_1 et Γ_2).
- La puissance micro-onde (qui détermine la fréquence de Rabi ω_1).

En plus, le choix préalable du volume de vapeur à interroger, ainsi que la nature et la pression du gaz tampon utilisé, déterminent quelques grandeurs intervenant dans l'expression du signal de double résonance :

- Les taux de relaxation longitudinal et transverse (γ_1 et γ_2).
- Le profil d'absorption $g(\nu)$.

Enfin, dans un calcul exact du signal de double résonance total il faut tenir compte de la géométrie du système et du fait que pratiquement toutes les grandeurs physiques ne sont pas homogènes dans la vapeur. Nous voulons ici effectuer un calcul local dans le cas d'une cellule cylindrique d'un cm^3 environ, contenant, en plus de la vapeur de rubidium, 30 mbar d'azote. La densité typique de rubidium 87 est de $2,5 \cdot 10^{11}$ atomes / cm^3 , ce qui correspond à une vapeur isotopique à 55-65°C ou à une vapeur de rubidium naturel à 75-85°C. On obtient alors pour une tranche de 1 mm de vapeur irradiée par de la lumière centrée sur la raie D2 :

$$n \Delta l (h \nu_{Rb}) \approx 2,5 \cdot \frac{10^{11}}{\text{cm}^3} \times 0,1 \cdot \text{cm} \times 2,547 \cdot 10^{-19} \text{J} = 6,37 \cdot 10^{-9} \frac{\text{J}}{\text{cm}^2} \quad (2.3.2.8)$$

Dans ces conditions expérimentales, les taux de relaxation longitudinal et transversal valent approximativement :

$$\gamma_1 = 800 \cdot \text{s}^{-1} \qquad \gamma_2 = 1000 \cdot \text{s}^{-1} \quad (2.3.2.9)$$

On peut donc calculer le signal de double résonance en fonction des paramètres qui sont restés libres, et qui dépendent des deux rayonnements dont la fréquence correspond à deux résonances atomiques : le rayonnement micro-onde qui couple les deux niveaux hyperfins $F=1$ et $F=2$ du rubidium 87 entre eux, et le rayonnement optique qui couple ces mêmes deux niveaux hyperfins aux niveaux supérieurs, ici l'état $5P_{3/2}$. Le résultat obtenu lorsque ω_1 a une valeur fixe (1100 s^{-1}) en fonction du taux d'absorption Γ_1 , et pour différentes valeurs de Γ_2/Γ_1 est montré dans les figures 2.3.2.2 et 2.3.2.3.

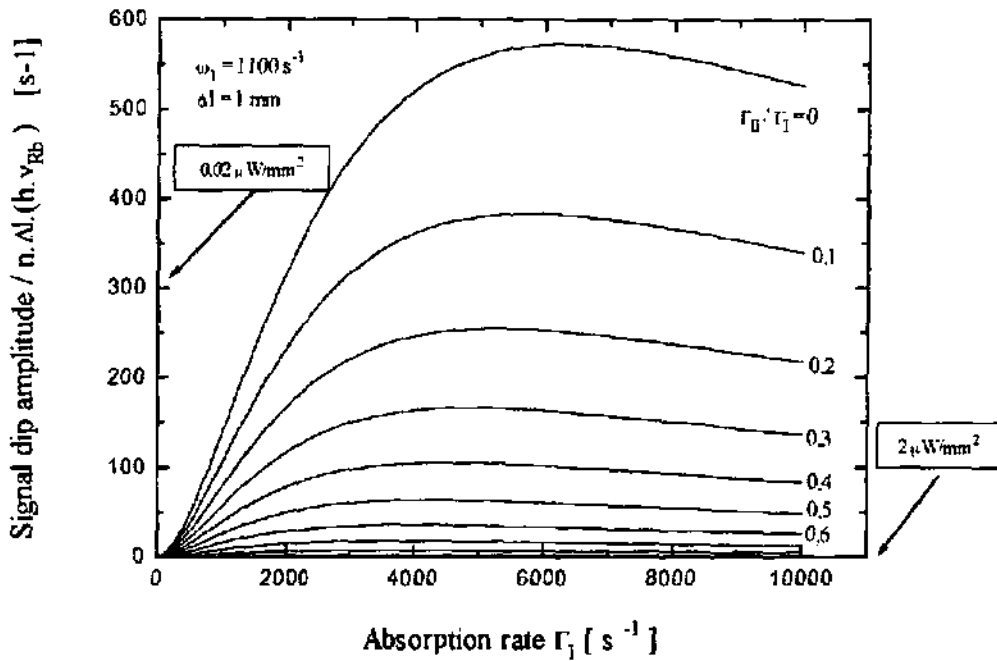


Fig. 2.3.2.2. Amplitude du signal de double résonance en fonction des taux d'absorption. Cette amplitude est exprimée en nombre de photons absorbés par seconde et par atome de rubidium, suite à l'effet de l'interrogation micro-onde (la fréquence de celle-ci est exactement accordée à la transition horloge). Les valeurs indiquées par les flèches permettent la conversion en $\mu\text{W}/\text{mm}^2$.

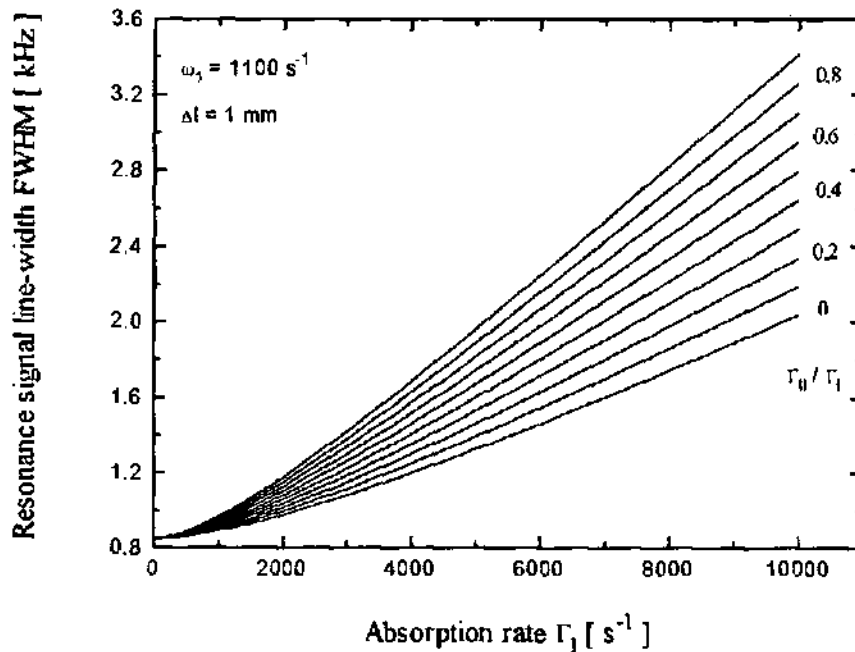


Fig. 2.3.2.3. Largeur du signal de double résonance en fonction des taux d'absorption.

Les Figures 2.3.2.2 et 2.3.2.3 permettent aussi d'illustrer la diminution de signal ainsi que son élargissement à mesure que la différence entre les deux taux d'absorption diminue (faible pompage optique). Il est difficile de quantifier le rapport Γ_u/Γ_l dans le cas d'une HVR conventionnelle où une lampe à décharge et un filtre isotopique sont utilisés, mais il n'est guère imaginable qu'il soit inférieur à 20 % alors qu'avec un laser accordé sur l'une des deux raies hyperfines il n'est pas supérieur à 5 %. On s'attend donc à ce que le rapport entre l'amplitude du signal et sa largeur (\sim pente du discriminateur de fréquence) soit supérieur avec un laser.

L'autre paramètre variable dans la double résonance est la puissance de l'interrogation micro-onde, qui affecte aussi bien l'amplitude que la largeur du signal. Les figures 2.3.2.4 et 2.3.2.5 illustrent la dépendance de ces deux paramètres en fonction de la fréquence de Rabi (μ -onde).

On observe aussi sur les figures 2.3.2.2 à 2.3.2.5 un phénomène de *saturation* et *d'élargissement* du signal de double résonance aussi bien en fonction de l'intensité lumineuse (dont dépendent les deux taux d'absorption) qu'en fonction de la puissance micro-onde.

Dans une HVR, on optimise de manière empirique ces deux paramètres de sorte que l'on se trouve juste au-dessous de la zone où le signal commence à être significativement élargit. D'après les figures ci-dessus, on devrait utiliser une fréquence de Rabi ω_1 proche de 1000 s^{-1} et un taux d'absorption Γ_l de 2000 environ. (Dans ces conditions, l'amplitude et la largeur du signal est finalement déterminée par le rapport Γ_u/Γ_l).

Il est important de remarquer que la saturation du signal par le rayonnement micro-onde est fondamentalement différente de la saturation par le rayonnement optique. En effet, on remarque dans l'expression (2.3.2.7) et sur les figures 2.3.2.2 et 2.3.2.4, que le comportement asymptotique de l'amplitude du signal tend vers une constante finie lorsque la puissance optique est fixée et que la puissance micro-onde augmente, alors qu'elle finit par diminuer (jusqu'à s'annuler) dans le cas inverse (cf. § 4.2.2 "Etude de phénomènes liés à la saturation (*peaking*) du signal de double résonance"). La différence réside dans le fait que l'interrogation micro-onde ne produit pas de relaxation, alors que le pompage optique ajoute un terme aux deux taux de relaxation (2.3.1.14). C'est la contribution au taux de relaxation transverse qui cause la diminution du signal à fort(s) taux d'absorption ($(\Gamma_u+\Gamma_l)^2$ proportionnel au carré de l'intensité lumineuse dans le dénominateur du terme de résonance de (2.3.2.7)). Ainsi, dans le cas de fortes intensités lumineuses, on devrait parler de *peaking* plutôt que de saturation.

Remarque : Par la suite, on se référera fréquemment à cette "saturation (ou *peaking*) du signal". Si aucune autre spécification n'est donnée, on entendra par "signal" l'amplitude du dip d'absorption causé par l'interrogation micro-onde (3^o terme de (2.3.2.6)), le terme "signal" étant parfois utilisé dans le domaine pour indiquer le signal de correction pour l'oscillateur à quartz, issu du détecteur synchrone.

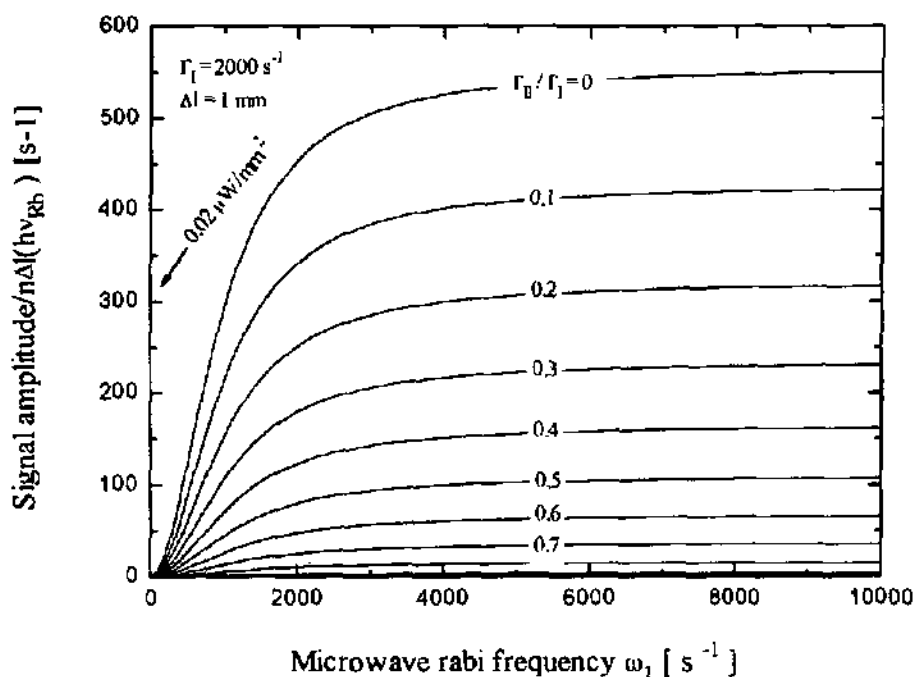


Fig. 2.3.2.4. Amplitude du signal de double résonance en fonction de la fréquence de Rabi. Cette amplitude est exprimée en nombre de photons absorbés par seconde et par atome de rubidium, suite à l'effet de l'interrogation micro-onde (la fréquence de celle-ci est exactement accordée à la transition horloge).

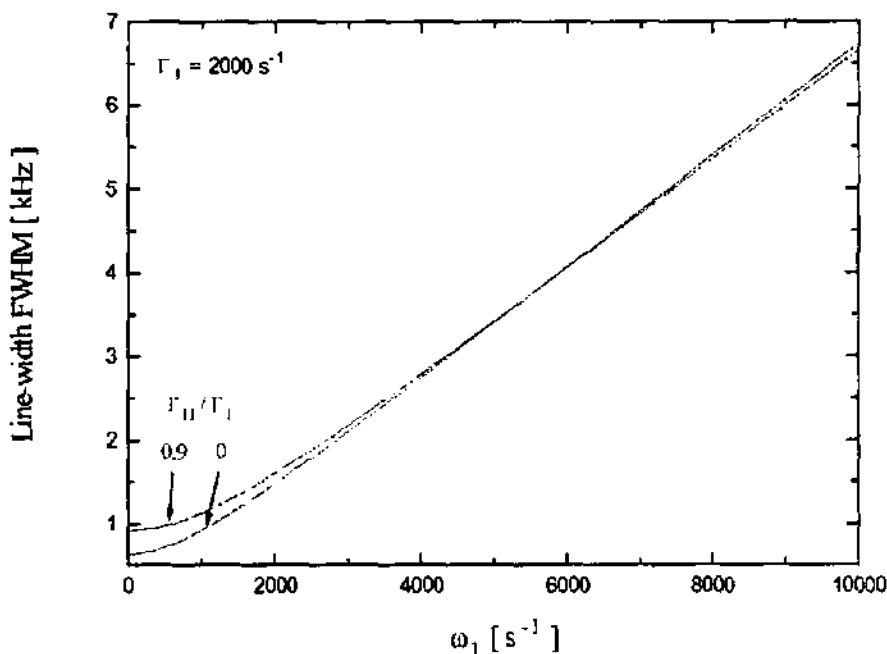


Fig. 2.3.2.5. Largeur du signal de double résonance en fonction de la fréquence de Rabi.

Signal de double résonance avec les huit niveaux du Rubidium 87

Le modèle de l'atome à trois niveaux permet de décrire les effets principaux liés à la double résonance optique/micro-onde. En ce qui concerne les aspects quantitatifs cependant, il est nécessaire d'introduire les caractéristiques spécifiques des atomes considérés. En l'occurrence, l'état fondamental des atomes de Rb87 est composé de huit sous-niveaux au lieu de deux : les trois sous-niveaux Zeeman correspondant à l'état hyperfin $F=1$ et les cinq relatifs à l'état $F=2$. Le nombre de sous-niveaux composant l'état excité dépend du rayonnement utilisé.

Cependant, même dans ce cas, des équations similaires à celles développées pour le modèle à trois niveaux peuvent être utilisées pour décrire les atomes de rubidium [VANIER, AUDOIN 1987]. On fait l'hypothèse que tous les phénomènes de relaxation peuvent être contenus d'une part en un taux de relaxation longitudinal valable pour les populations des huit sous-niveaux de l'état fondamental et d'autre part en un taux de relaxation transverse valable pour toutes les cohérences. Comme cela a été décrit ci-dessus (§ 2.3.1 "La vapeur de rubidium et ses diverses interactions - Interaction de la vapeur avec la lumière"), l'interaction avec la lumière peut être représentée par deux taux d'absorption ne dépendant que du niveau hyperfin. Le rayonnement micro-onde, enfin, couple les deux sous-niveaux Zeeman $m_F=0$.

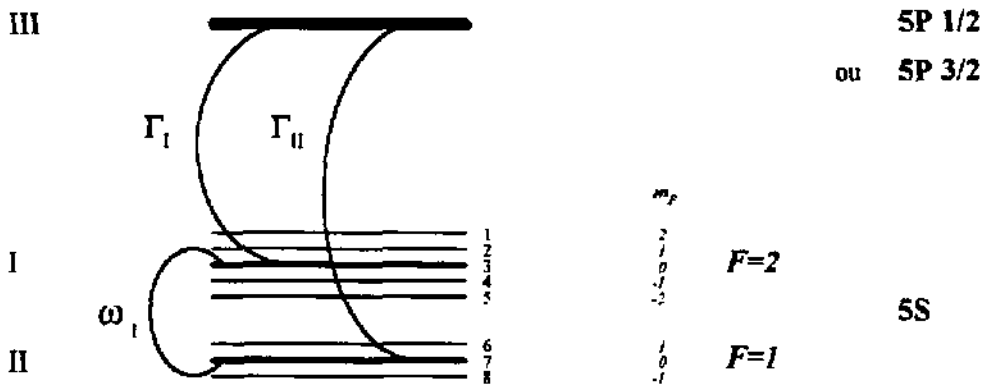


Fig. 2.3.2.6. Modélisation des atomes de Rb87 et notation.

La solution stationnaire est trouvée comme pour le système à trois niveaux en supposant qu'une cohérence de fréquence égale à la fréquence d'interrogation est créée. On obtient alors un système d'équations linéaires indépendantes du temps pour les huit populations. En fait, comme les solutions stationnaires pour les états de chaque niveau hyperfin non couplé par la micro-onde sont égales, il ne reste plus qu'à résoudre un système de quatre équations à quatre inconnues, et donc à inverser une matrice 4x4.

En effectuant quelques manipulations algébriques, la variation locale d'intensité lumineuse peut s'exprimer sous une forme similaire à (2.3.2.6) à condition que l'on définisse un taux de relaxation longitudinal généralisé. L'interprétation des trois termes intervenant dans l'expression de ΔI est alors identique à celle donnée pour le modèle de l'atome à trois niveaux.

$$\text{Rappel : } \gamma_{\perp} = \gamma_2 + \frac{\Gamma_I + \Gamma_{II}}{2} \text{ et } \Omega^2 = 4 \cdot \omega_1^2 \cdot \frac{\gamma_{\perp}}{\gamma_{II}}$$

$$\gamma_{II} = \frac{(\Gamma_I + \gamma_1)(\Gamma_{II} + \gamma_1)(3\Gamma_I + 5\Gamma_{II} + 8\gamma_1)}{(5\Gamma_I\Gamma_{II} + 2\Gamma_{II}^2 + \Gamma_I^2 + 7\Gamma_I\gamma_1 + 9\Gamma_{II}\gamma_1 + 8\gamma_1^2)} \quad (2.3.2.10)$$

$$\Delta I = -n \cdot \Delta l \cdot h\nu_{Rb} \cdot \left[\frac{5 \cdot \Gamma_I + 3 \cdot \Gamma_{II}}{8} - \frac{15 \cdot (\Gamma_I - \Gamma_{II})^2}{8(3 \cdot \Gamma_I + 5 \cdot \Gamma_{II} + 8 \cdot \gamma_1)} + \frac{4 \cdot \gamma_{II} \cdot (\Gamma_I - \Gamma_{II})^2}{(3 \cdot \Gamma_I + 5 \cdot \Gamma_{II} + 8 \gamma_1)^2} \frac{\Omega^2}{(\omega - \omega_{Rb})^2 + \gamma_{\perp}^2 + \Omega^2} \right] \quad (2.3.2.11)$$

Les expressions données ci-dessus ont été obtenues par l'inversion de la matrice 4x4 citée ci-dessus à l'aide du logiciel "Mathematica", et correspondent aux solutions données dans la référence citée ci-dessus.

Comparaison entre le signal avec neuf niveaux et celui avec trois niveaux

Bien que les expressions (2.3.2.6) et (2.3.2.11) aient une forme similaire, le modèle de l'atome à neuf niveaux contient des informations physiques supplémentaires par rapport au modèle de l'atome à trois niveaux, ce qui rend les prévisions théoriques plus réalistes, et facilitera la comparaison avec les données expérimentales.

De manière générale, la réponse du système à neuf niveaux (décrit par la figure 2.3.2.6) se distingue de celle du système à trois niveaux schématisé par la figure 2.3.2.1 surtout à cause de la multiplicité de l'état fondamental et du fait que les deux rayonnements ne couplent pas les mêmes niveaux. Les conséquences principales sont les suivantes :

- Alors que pour l'atome à trois niveaux les deux états hyperfins avaient la même population à l'équilibre (1/2), dans le cas de l'atome à neuf niveaux ce sont les sous-niveaux Zeeman qui sont peuplés de manière égale (1/8), alors que les niveaux hyperfins ont une population de 3/8 et 5/8.

- Alors que dans l'expression (2.3.2.6) les deux taux d'absorption jouent un rôle symétrique, cela n'est plus le cas dans (2.3.2.7), où l'on voit apparaître des facteurs liés à la multiplicité des niveaux hyperfins (3, 5 et 8).
- Au niveau de l'absorption sans micro-onde (deux premiers termes de (2.3.2.11)), on remarque que la variation de lumière de la raie hyperfine du rubidium sur laquelle la longueur d'onde est centrée (1° terme). En outre, la réduction de l'opacité de la vapeur due au pompage optique dépend du niveau hyperfin dépeuplé (2° terme).
- En ce qui concerne le signal de double résonance, la variation du facteur qui multiplie la fonction lorentzienne de la fréquence indique que, par rapport au cas de l'atome à trois niveaux, l'amplitude du signal sera différente. On s'attend à une réduction de ce signal d'un facteur 3 si c'est le niveau F=1 qui est peuplé par le pompage optique, et une réduction d'un facteur 5 si c'est le niveau F=2. La figure 2.3.2.7 illustre le résultat obtenu en utilisant les expressions exactes, et confirme cette prédiction.
- Le critère utilisé pour la définition du taux de relaxation longitudinal généralisé a été celui d'exprimer le signal de résonance de manière à mettre en évidence la même fonction lorentzienne de la fréquence d'interrogation micro-onde. En fait, on obtient ainsi une fonction qui n'est égale à la fonction lorentzienne obtenue pour le modèle de l'atome à 3 niveaux que *formellement*, puisque la grandeur $\Omega^2 = 4\omega_1^2 \gamma_{\perp} / \gamma_H$ n'est pas la même. Ainsi, en plus de la variation d'amplitude décrite ci-dessus, la résonance présente une variation de largeur, qui n'est égale à la largeur obtenue avec un modèle à trois niveaux que de manière formelle.

La largeur de raie obtenue avec le modèle de l'atome à 9 niveaux est légèrement supérieure à celle que l'on obtient avec le modèle de l'atome à 3 niveaux. La différence dépend du rapport Γ_H/Γ_1 : elle est maximale dans le cas où ce rapport tend vers zéro, diminue à mesure que le rapport augmente et est nulle pour le cas limite où il vaut 1 (figure 2.3.2.8).

La différence provient principalement du comportement asymptotique de γ_H en fonction de l'intensité lumineuse, lorsque l'un des deux taux d'absorption est nul. En effet, dans le modèle de l'atome à trois niveaux (2.3.1.14), γ_H et γ_{\perp} divergent en fonction de l'intensité, tandis que dans le modèle de l'atome à 9 niveaux, seul γ_{\perp} diverge. Ainsi, comme la largeur à mi hauteur (Δf) du signal vaut $2\sqrt{\gamma_{\perp}^2 + \Omega^2} = \sqrt{(\gamma_2 + (\Gamma_1 + \Gamma_H)/2)^2 + \Omega^2} / \pi$ [Hz], et que $\Omega^2 = 4\omega_1^2 \gamma_{\perp} / \gamma_H$, dans le cas de l'atome à 9 niveaux, on a une somme de deux termes divergents en fonction de l'intensité lumineuse, alors que dans le cas de l'atome à 3 niveaux, seul le premier terme divergeait. Cependant, l'effet est moins spectaculaire que certains auteurs l'ont prétendu [CAMPARO 1985 et 1989], puisque, pour les intensités lumineuses qui nous intéressent, c'est le premier terme qui domine dans les deux cas.

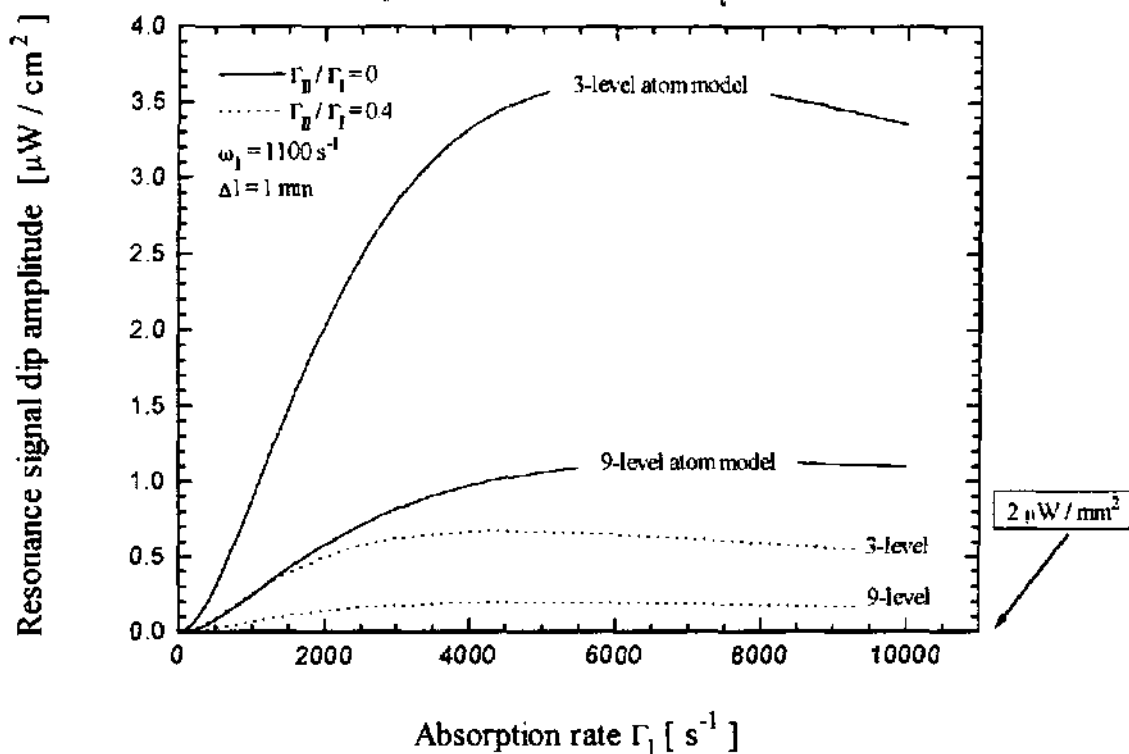


Fig. 2.3.2.7. Comparaison de l'amplitude du signal entre les deux modèles.

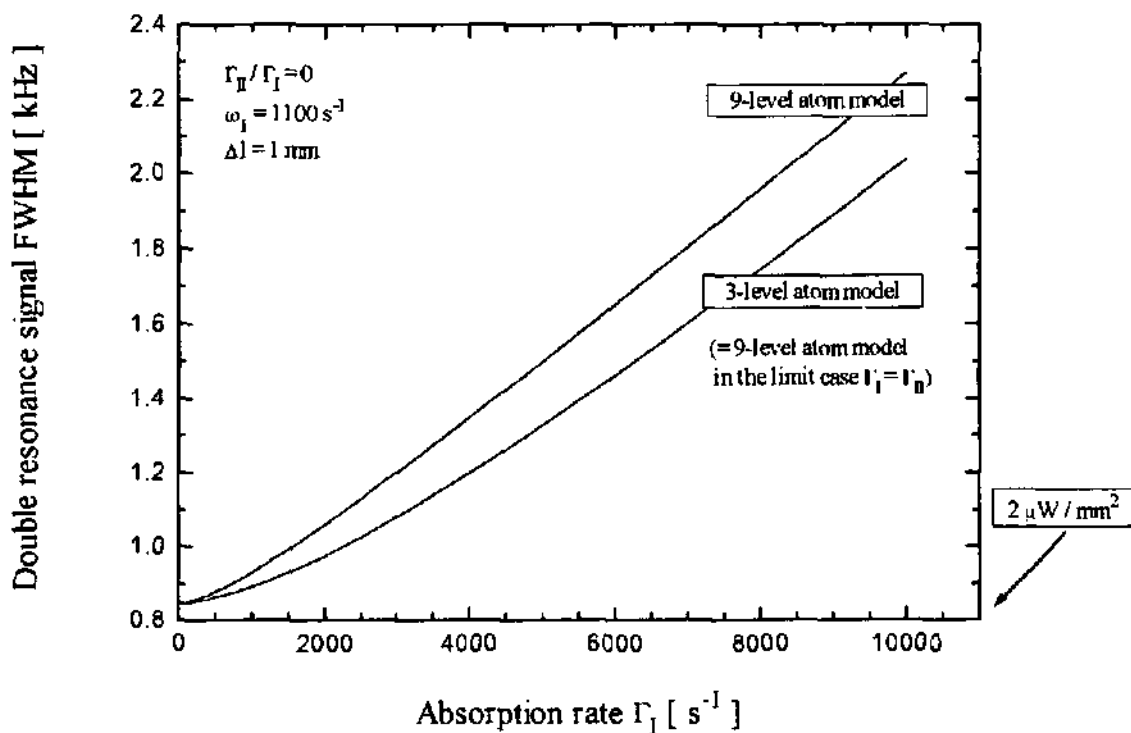


Fig. 2.3.2.8. Comparaison de la largeur du signal entre les deux modèles.

2.4 Quelques études expérimentales et théoriques

Cette section est consacrée à quelques études expérimentales et théoriques qui ont un caractère original, mais qui ne concernent pas spécifiquement le pompage optique par laser : elles s'appliquent aussi aux horloges au rubidium avec lampe spectrale. En outre, nous présentons une brève description des contributions apportées aux développements d'horloges "conventionnelles" à l'Observatoire.

Développements d'horloges au rubidium à l'Observatoire Cantonal de Neuchâtel

Le contexte dans lequel s'insère ce travail de thèse a été décrit dans le chapitre introductif (§ 1.2 "Motivations et plan de la recherche"). En outre, les études réalisées durant cette période - consacrée au développement d'étalons miniature au rubidium pour applications industrielles et spatiales - ont été mentionnées dans ce paragraphe.

Le résultat principal de cette partie de mon activité à l'Observatoire consiste en une expérience importante dans le domaine des horloges atomiques. Cette expérience a été acquise durant la réalisation concrète de deux étalons au rubidium, dont l'un est actuellement en phase de production industrielle, et l'autre est sur le point d'être utilisé dans un satellite.

Ma contribution se situe au niveau de la compréhension des phénomènes se déroulant dans la "partie physique" (physics package) ou "résonateur atomique" de l'horloge. On peut distinguer deux volets qui ont caractérisé cette recherche.

Etude des paramètres physiques d'une horloge au rubidium avec lampe spectrale

Un premier volet a concerné l'étude des "paramètres physiques" de l'horloge (température de la lampe, puissance radiofréquence de la décharge plasma, température de la cellule, etc.). Les résultats principaux sont décrits dans la première publication en annexe ("Line inhomogeneity effects and power shift in miniaturized rubidium frequency standard").

Nous avons pu démontrer l'importance de bien tenir compte du fait que la plupart des grandeurs physiques ne sont pas homogènes dans la vapeur de rubidium interrogée. Nous avons étudié les effets provenant de l'inhomogénéité du spectre de la lumière incidente qui résulte du "filtrage isotopique" par la vapeur de rubidium.

Cette inhomogénéité est particulièrement grande dans les étalons que nous avons développés, puisque l'approche "filtre intégré" a été utilisée. En outre, les inhomogénéités du champ magnétique statique (ou "champ C") et du rayonnement d'interrogation micro-onde viennent s'y ajouter, et rendent complexe l'étude du signal de double résonance global.

Les conséquences "statiques" de ces inhomogénéités - liées à la présence du gaz tampon qui "immobilise" les atomes de rubidium - sont discutées dans le paragraphe suivant (light shift, power shift, coefficient thermique, etc.). Nous avons par ailleurs mis en évidence certaines conséquences "dynamiques" grâce à une étude théorique et des mesures expérimentales. Lorsque la condition d'adiabaticité (2.3.2.4) n'est plus respectée, nous avons observé qu'un signal (1^o harmonique de la fréquence de modulation) parasite s'ajoute au signal d'erreur, si la fréquence de modulation dépasse 300 Hz environ. Il s'agit d'une conséquence de l'inhomogénéité de la fréquence "horloge" atomique dans la vapeur.

Ces études ont été importantes pour obtenir de meilleures performances des étalons, en ajustant soigneusement les nombreux paramètres du résonateur atomique. Cette optimisation des paramètres est décrite dans les premières sections de la seconde publication présentée en annexe ("Developments of rubidium frequency standards at Neuchâtel Observatory").

Conception et test d'une horloge au rubidium pour l'Agence Spatiale Européenne

Le second volet a porté sur la conception du "Physics package" développé pour l'Agence Spatiale Européenne (figure 2.4.1). La deuxième partie de la publication citée ci-dessus en décrit les éléments essentiels. Les rapports techniques relatifs à ce second volet auxquels j'ai contribué figurent parmi la liste des publications (sous "Technical reports").

Sur la base des études de faisabilité précédentes (Hartmut Schweda), j'ai donc participé au design d'un résonateur atomique remplissant les exigences d'un produit spatial (consommation, poids et volumes réduits; fonctionnement sous vide; résistance aux vibrations mécaniques et aux variations de forces gravitationnelles; fiabilité, etc.). Pour cela, l'étroite collaboration avec les personnes citées à la page 1-6, et en particulier avec l'atelier mécanique (Jean-Claude Sapin pour la fabrication des pièces) et le laboratoire technique/électronique (Monique Frosio, Patrick Scherler et Marc Durrenberger pour les questions d'assemblage) a été très significative.

Une modélisation thermique a permis de respecter les spécifications, et de détecter un effet indésirable lié aux phénomènes de convection dans le résonateur atomique.

Enfin, des procédures de test et d'optimisation ont été mises au point et réalisées afin de s'assurer que l'étalon vérifie toutes les spécifications liées à sa partie physique. En particulier, certains éléments critiques (l'ensemble de la lampe et de la cellule) ont été soumis à des tests de vibration dans les laboratoires du Professeur Furrer à l'Ecole d'Ingénieurs du Locle dans le Canton de Neuchâtel (EICN-ETS). L'ensemble du résonateur a ensuite subi avec succès les tests de vibration ESA dans les laboratoires de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne. Ma dernière participation à ce développement a consisté en une analyse des premières performances de stabilité de fréquence à long terme des horloges.

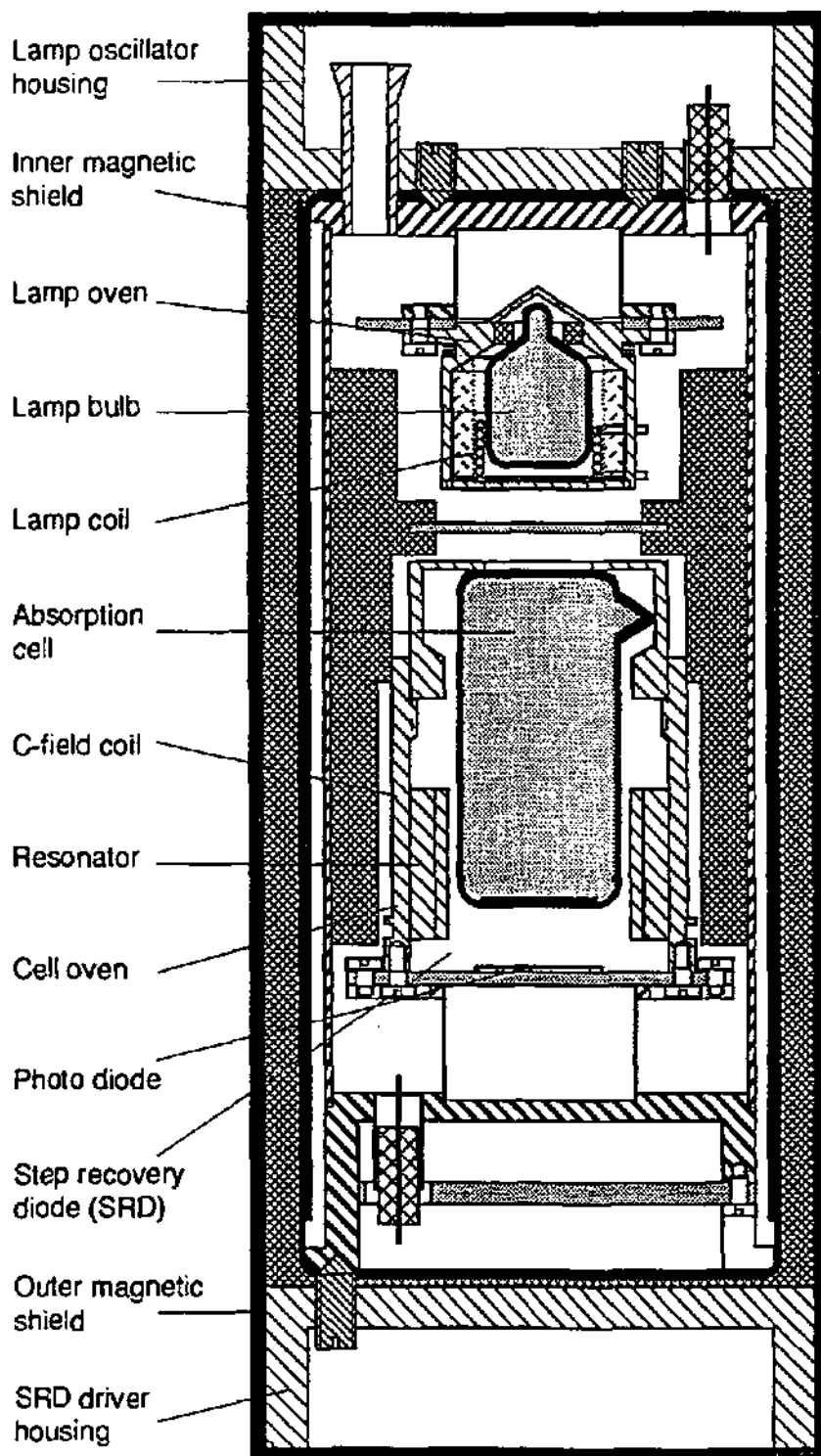


Fig. 2.4.1. *Physics package du RUSO développé à l'Observatoire Cantonal. Le blindage magnétique interne forme un cylindre ($L = 78$ mm, $D = 36$ mm), le blindage magnétique externe constitue un parallélépipède ($a = b = 44$ mm, $L = 107$ mm).*

Une approximation de la fréquence de l'étalon avec une vapeur inhomogène

Le calcul du signal de double résonance produit par une vapeur atomique implique la résolution d'une équation non linéaire décrivant la variation de l'intensité lumineuse à travers le volume interrogé. Si la fréquence du champ micro-onde varie adiabatiquement, cependant, et si les grandeurs intervenant dans l'équation (2.3.2.6) sont connues *localement*, le signal de double résonance *local* peut être calculé et s'exprime comme une variation de l'intensité lumineuse *locale* qui prend la forme générale suivante :

$$\Delta I(x) = -n \cdot \Delta x \cdot h \cdot \nu_{Rb} \cdot \left[\sum_{i=I,II} \Gamma_i \cdot \rho_i^0 - \sum_{i=I,II} \Gamma_i \cdot \Delta \rho_i^{OP} + \sum_{i=I,II} \Gamma_i \cdot \Delta \rho_i^{\mu w}(\omega) \right] \tag{2.4.1}$$

$$= -\Delta x \cdot \left[F^0 \cdot \sum_{i=I,II} \Gamma_i \cdot \rho_i^0 - F^{OP} \cdot (\Gamma_I - \Gamma_{II})^2 + F^{\mu w} \cdot (\Gamma_I - \Gamma_{II})^2 \cdot \frac{\Omega^2}{(\omega - \omega_{Rb})^2 + \gamma_I^2 + \Omega^2} \right]$$

Les fonctions F n'ont aucune signification physique particulière, mais ont été introduites afin d'alléger l'écriture, et rendre les expressions qui suivent les plus générales possibles (valables aussi pour des atomes ayant un nombre différent de niveaux).

La non linéarité des équations réside dans le fait que le terme de droite contient implicitement l'intensité lumineuse I à travers les taux d'absorption Γ_I et Γ_{II} apparaissant de manière non linéaire (ils interviennent dans la définition des F , ainsi que dans Ω , γ_I et γ_{II}).

Cette équation est en outre inhomogène puisque - en général - les divers termes qui y apparaissent ne sont pas constants à travers la vapeur. En ce qui concerne l'application dans une HVR, la conséquence la plus grave de ces inhomogénéités est le fait que la fréquence atomique servant de référence pour l'horloge elle-même peut alors être inhomogène (par exemple à cause du light-shift). Dans ce cas, le signal total de double résonance est non seulement le résultat d'une somme de signaux d'amplitude et de largeur différente, mais aussi dont la fréquence micro-onde centrale varie d'un endroit à l'autre. Ainsi, le discriminateur servant à asservir la fréquence de sortie de l'oscillateur à quartz aura un centre qui sera sensible à toute variation de l'un ou l'autre des paramètres de l'horloge. Afin de comprendre ces variations de fréquence observées expérimentalement (coefficient de température, power-shift, light-shift etc.), il est donc nécessaire de tenir compte de l'effet dû aux inhomogénéités.

Une première méthode consiste à résoudre l'équation (2.4.1) de manière itérative et trouver le minimum du signal de résonance qui est - en principe - la fréquence à laquelle s'asservit la fréquence de l'interrogation micro-onde. Cette méthode sera employée dans le chapitre 4.

Dans le but d'améliorer la compréhension physique des phénomènes, cependant, nous avons développé une formule "ad hoc" qui décrit qualitativement la solution de (2.4.1). En fait, la sommation de ces diverses contributions locales au signal de résonance global conduit à une sorte de moyennage de la fréquence de référence à travers la vapeur atomique, et il serait utile de connaître le poids relatif de chaque contribution dans la détermination de la fréquence "horloge" de l'étalon.

Le calcul approximatif qui suit conduit à la définition d'une "fonction poids" par laquelle est effectué le moyennage des fréquences atomiques locales. Cette approximation sera valable dans la mesure où l'inhomogénéité de la fréquence de référence est petite face aux autres termes intervenant dans le dénominateur du dernier terme de (4.2.1) (terme de résonance). La condition de validité s'exprime par :

$$(\omega - \omega(x)_{Rb})^2 \ll \gamma_{\perp}^2 + \Omega^2 \quad (2.4.2)$$

Ce qui correspond donc au fait que la fréquence d'interrogation est proche de la fréquence atomique (on est proche du minimum par rapport à la largeur de la résonance), et que les inhomogénéités de celle-ci sont faibles face à la largeur des signaux locaux (on aurait sinon élargissement apparent de la résonance).

La variation totale d'intensité lumineuse est donnée par :

$$\Delta I^{Total} = \int \Delta I(x) dx = -\Delta I^0 + \Delta I^{Optical Pumping} - \Delta I^{\mu-wave} \quad (2.4.3)$$

Notons que cette expression unidimensionnelle - valable pour un faisceau lumineux traversant une colonne de vapeur - est généralisable au cas tridimensionnel en intégrant $\Delta I(x)$ sur les deux autres composantes de l'espace. En outre, il faut remarquer que, pour évaluer numériquement cette expression, il est nécessaire de connaître les divers paramètres qu'elle contient, ce qui n'est évidemment pas le cas pour les taux d'absorption optique puisqu'ils dépendent de l'intensité lumineuse. Cette expression est donc équivalente à l'équation différentielle (2.4.1), celle-ci a été simplement écrite sous forme intégrale pour comprendre physiquement comment s'effectue le moyennage des réponses atomiques en ce qui concerne la fréquence "horloge".

Le signal de double résonance est donné par le troisième terme de (2.4.3), et on a :

$$\Delta I^{\mu\text{-wave}} = - \int dx F(x)^{\mu w} (\Gamma_I(x) - \Gamma_H(x))^2 \cdot \frac{\Omega^2(x)}{(\omega - \omega_{Rb}(x))^2 + \gamma_{\perp}^2(x) + \Omega^2(x)} \quad (2.4.4)$$

Le minimum de ce signal est trouvé en imposant :

$$\frac{d(\Delta I^{\mu\text{-wave}})}{d\omega} = 0 \quad (2.4.5)$$

Par conséquent :

$$-2 \int dx F(x)^{\mu w} (\Gamma_I(x) - \Gamma_H(x))^2 \cdot \frac{(\omega - \omega_{Rb}(x)) \cdot \Omega^2(x)}{[(\omega - \omega_{Rb}(x))^2 + \gamma_{\perp}^2(x) + \Omega^2(x)]^2} = 0 \quad (2.4.6)$$

Si l'on utilise l'hypothèse de départ (2.4.3) on obtient :

$$\omega = \int \omega_{Rb}(x) \cdot P(x) \cdot dx \quad (2.4.7)$$

Avec la fonction poids suivante :

$$P(x) = F(x)^{\mu w} \frac{(\Gamma_I(x) - \Gamma_H(x))^2 \cdot \Omega^2(x)}{[\gamma_{\perp}^2(x) + \Omega^2(x)]^2} \cdot \left[\int dx F(x)^{\mu w} \frac{(\Gamma_I(x) - \Gamma_H(x))^2 \cdot \Omega^2(x)}{[\gamma_{\perp}^2(x) + \Omega^2(x)]^2} \right]^{-1} \quad (2.4.8)$$

Ce résultat peut être interprété et exprimé en fonction des paramètres physiques que sont l'amplitude du signal local et sa largeur. En effet, on a :

$$\boxed{P(x) \propto \frac{\text{Signal amplitude}(x)}{FWHM^2(x)}} \quad (2.4.9)$$

Puisqu'en termes généraux, l'amplitude et la largeur à mi hauteur du signal sont données par :

$$\text{Signal amplitude}(x) = F(x)^{\mu w} \frac{(\Gamma_I(x) - \Gamma_H(x))^2 \cdot \Omega^2(x)}{\gamma_{\perp}^2(x) + \Omega^2(x)} \quad (2.4.10)$$

$$\text{Signal FWHM}(x) = \sqrt{\gamma_{\perp}^2(x) + \Omega^2(x)} \quad (2.4.11)$$

Une expression utile pour le profil de Voigt

Etant données une fonction de *Lorentz* (2.4.12) et une fonction de *Gauss* (2.4.13) normalisées (telles que leur intégrale donne 1) dont les largeurs à mi hauteur respectives valent $\delta\nu$ et $\Delta\nu$; la fonction de *Voigt* est définie par la convolution de ces deux fonctions (2.4.14).

$$Lorentz(\nu) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{(\delta\nu/2)}{(\nu - \nu_0)^2 + (\delta\nu/2)^2} \quad (2.4.12)$$

$$Gauss(\nu) = \frac{2\sqrt{\ln 2 \cdot \pi}}{\Delta\nu} e^{-4 \ln 2 \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu}\right)^2} \quad (2.4.13)$$

$$\begin{aligned} Voigt(\nu) &= \int_{-\infty}^{\infty} Lorentz(\nu + \nu_0 - \nu') \cdot Gauss(\nu') \cdot d\nu' \\ &= \frac{2\sqrt{\ln 2 \cdot \pi}}{\Delta\nu} \cdot \frac{1}{\pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\delta\nu/2}{(\nu - \nu')^2 + (\delta\nu/2)^2} \cdot e^{-4 \ln 2 \left(\frac{\nu' - \nu_0}{\Delta\nu}\right)^2} \cdot d\nu' \end{aligned} \quad (2.4.14)$$

L'intégrale contenue dans (2.4.14) peut être calculée en utilisant deux relations faisant intervenir la "fonction erreur complémentaire" $erfc = 1 - erf$, où erf indique la "fonction erreur" - souvent connue par les logiciels mathématiques - et qui est définie par :

$$erf(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \int_0^z e^{-t^2} \cdot dt \quad (2.4.15)$$

Les deux relations suivantes sont utilisées dans le calcul [7.1.3 p 297 et 7.4.13 p 302 de ABRAMOWITZ and STEGUN 1970] :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{y \cdot e^{-t^2} \cdot dt}{(x-t)^2 + y^2} = \pi \cdot \text{Re}[w(x+iy)] \quad \text{pour } x \in \mathbb{R} \text{ et } y > 0 \quad (2.4.16)$$

$$w(z) = e^{-z^2} \cdot erfc(-iz) \quad (2.4.17)$$

On peut alors effectuer le changement de variable suivant pour calculer l'intégrale (2.4.14) :

$$v' = v_0 + \frac{1 \cdot \Delta v}{2 \sqrt{\ln 2}} \quad (2.4.18)$$

De sorte que cette intégrale prend la forme (2.4.16) si l'on pose :

$$x = \frac{(v - v_0) \cdot 2 \sqrt{\ln 2}}{\Delta v} \quad y = \frac{\delta v \sqrt{\ln 2}}{\Delta v} \quad (2.4.19)$$

Ainsi, en utilisant (2.4.16) et (2.4.17), on obtient (2.4.20), donnée dans le 2.3 (2.3.1.8).

$$Voigt(v) = \frac{2 \sqrt{\ln 2 / \pi}}{\Delta v} \operatorname{Re} \left[e^{-\left(\frac{(v - v_0) 2 \sqrt{\ln 2}}{\Delta v} + i \frac{\delta v \sqrt{\ln 2}}{\Delta v} \right)^2} \operatorname{erfc} \left(\frac{\delta v \sqrt{\ln 2}}{\Delta v} - j \frac{(v - v_0) 2 \sqrt{\ln 2}}{\Delta v} \right) \right] \quad (2.4.20)$$

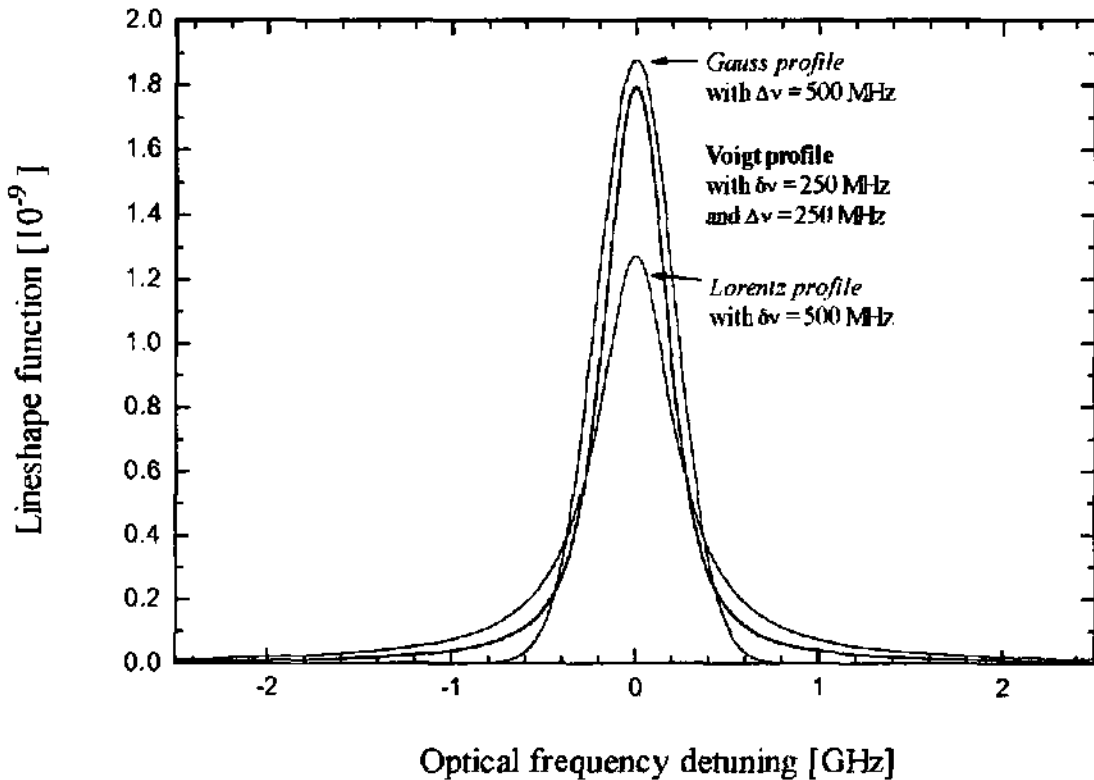


Fig. 2.4.2. Exemple de calcul utilisant la formule (2.4.20) avec le logiciel "Matematica".

Peaking du signal de double résonance et saturation optique

Dans l'interprétation de nombreux phénomènes décrits dans cette étude, on mentionne le "peaking optique" du signal de double résonance. Cet effet a été brièvement introduit dans le paragraphe 2.3.2 ("Calcul du signal de double résonance - Quelques propriétés du signal de double résonance"). Il consiste en une diminution de l'amplitude du signal de double résonance en fonction de l'intensité lumineuse. Il se manifeste lorsque le taux d'absorption Γ vaut approximativement 6000 s^{-1} (figures 2.3.2.2 et 2.3.2.7), ce qui correspond à une intensité lumineuse typique de (2.3.1.12) :

$$I_{\text{optical peaking}} \approx 0,5-1 \cdot \mu\text{W} / \text{mm}^2 \quad (2.4.21)$$

Comme une bonne partie du chapitre 4 est consacrée à l'étude de phénomènes liés au *peaking optique du signal de double résonance*, et que certains de ces effets ont été expliqués dans le passé par la présence de *saturation optique* [ARDITI et al. 1975], [VOLK et al. 1981], il est important de comparer les intensités lumineuses auxquelles ces deux processus interviennent.

En l'absence d'élargissement Doppler et collisionnel, la saturation optique apparaît lorsque la fréquence de Rabi (optique) devient comparable au taux d'émission spontanée. Pour un atome à deux niveaux, cette condition est remplie si (τ indique le temps de vie de l'état excité et σ_0 a été défini par (2.3.1.4) :

$$\frac{\sigma_0 \cdot I_{\text{optical saturation}}}{h \cdot \nu} \geq \frac{1}{\tau} \quad (2.4.22)$$

Dans le cas de la transition D2 du rubidium 87, on peut exprimer cette condition à l'aide des expressions (2.3.1.2), (2.3.1.3), et la table 2.3.3. On trouve que (2.4.22) devient :

$$I_{\text{optical saturation}} \geq 50 \cdot \mu\text{W} / \text{mm}^2 \quad (2.4.23)$$

En comparant (2.4.21) à (2.4.23), on remarque que le phénomène du peaking du signal de double résonance intervient à une puissance optique qui est environ 50 fois inférieure à celle où la saturation optique a lieu.

En outre, comme cela a été décrit dans le paragraphe 2.3.1 ("La vapeur de rubidium et ses diverses interactions - Interaction de la vapeur avec la lumière"), dans le cas d'une vapeur de rubidium contenue dans une cellule avec gaz tampon, il faut aussi tenir compte de l'élargissement Doppler (527 MHz typiquement) et collisionnel (600 MHz avec 30 mbar d'azote) subi par les atomes.

Ainsi, la fréquence de Rabi (optique) nécessaire pour saturer optiquement la vapeur de rubidium est au moins 100 fois supérieure à la fréquence de Rabi calculée en l'absence d'élargissement Doppler et collisionnel (2.4.23) :

$$I_{\text{optical saturation}} \geq 5 \cdot \text{mW} / \text{mm}^2 \quad (2.4.24)$$

* * * * *

Dans les expériences décrites dans ce travail, l'intensité optique du faisceau laser incident sur la vapeur de rubidium n'a jamais dépassé $60 \mu\text{W}/\text{mm}^2$. En outre, les phénomènes qui sont étudiés - tels que la saturation du déplacement radiatif - se manifestent à une intensité inférieure à $10 \mu\text{W}/\text{mm}^2$.

Il faut donc exclure que ces phénomènes puissent provenir des effets de la saturation optique.

Références

- ABRAMOWITZ M., STEGUN I.A., [1970] "Handbook of mathematical functions", *Dover*.
- ARDITI M., CARVER T. R., [1962] "The principles of the double resonance method applied to gas cell frequency standards", *Proceedings of the IEEE*, pp. 190/202, January 1962.
- ARIMONDO E., INGUSCIO M., VIOLINO P., [1977] "Experimental determination of the hyperfine structure in the alkali atoms", *Review Modern Physics*, 49, pp. 31/75, January 1977.
- CAMPARO J. C., FRUEHOLZ R. P., [1985] "Saturation of the 0-0 hyperfine-transition linewidth enhancement factor in optically pumped alkali-metal vapors", *Physical Review A*, 32 (3), pp 1888/89, September 1985.
- CAMPARO J. C., [1989] "Advances in the theory of gas-cell atomic frequency standards", *Proc. Frequency Standards and Metrology*, Springer Verlag (A. De Marchi editor), pp 62/67, 1989.
- GORNYY M. B., MARKMAN D. L., MATISOV B. G., [1986] "Diffusion of active atoms in double radio-optical resonance", *Scripta Technica*, pp 109/117, 1986.
- FRANZEN W., [1959] "Spin relaxation of optically aligned rubidium vapor", *Physical Review*, 115, pp 850/56, 1959.
- FRUEHOLZ R. P., CAMPARO J. C., VOLK C. H. [1983] "Use of wall coated cells in atomic frequency standards", *Journal of Applied Physics*, 54 (10), pp 5613/5617, October 1985.
- GOURBER J.-P., [1965] "Horloges atomiques à vapeur de rubidium", *Travail de thèse - Département de Physique Appliquée de la CSE (Compagnie générale de télégraphie sans fil)*.
- PACKARD M. E., SWARTZ B. E. [1962] "The optically pumped rubidium vapor frequency standard", *IRE Transactions on instrumentation*, pp 215/25, December 1962.
- ROBINSON H. G., JOHNSON C. E., [1983] "A new heart for Rb frequency standards ? : the evacuated, wall-coated sealed cell", *IEEE Transaction on instrumentation and measurement*, IM-32 (1), pp. 198, 1 March 1983.
- ROBINSON H. G., JOHNSON C. E., [1982] "Narrow Rb87 hyperfine-structure resonances in an evacuated wall-coated cell", *Applied Physics Letters*, 40 (9), pp. 771/73, 1 May 1982.
- SALEH B.E.A., TEICH M.C., [1991] "Fundamentals of photonics", *Wiley*.
- TÊTU M., VILLENEUVE B., CYR N., TREMBLAY P., THÉRIAULT S., BRETON M., [1989] "Multiwavelength sources using laser diodes frequency locked to atomic resonances", *Journal of lightwave technology*, 7 (10), pp 1540/48, 10 October 1989.
- VANIER J., AUDOIN C., [1989] "The quantum physics of atomic frequency standards", *Hilger*.
- VANIER J., SIMARD J.-F., BOULANGER J.-S., [1974] "Relaxation and frequency shifts in the ground state of Rb85", *Physical Review A*, 9 (3), pp 1031/40, March 1974.
- VOLK C. H., CAMPARO J. C., FRUEHOLZ R. P., [1981] "Investigations of laser pumped gas cell atomic frequency standard", *Proceedings of the 13th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI)*, pp 631/43, 1981.

CARACTERISATION DES DIODES LASER

3.1 Introduction et montage expérimental

Diode laser	3-3
Module de support de la diode laser	3-3
Module électronique de la diode laser	3-4
Montage expérimental	3-4

3.2 Caractéristiques générales de la diode laser

Mesures de spectres d'absorption	3-5
Mise en évidence d'un "spectre résiduel"	3-7

3.3 Stabilisation de la diode laser et mesure de la largeur de raie

Stabilisation du laser sur une raie d'absorption	3-8
Mesure de la largeur de raie du laser par battement et stabilité de fréquence	3-10

3.4 Mesure du bruit d'intensité et du bruit de fréquence du laser

Introduction	3-12
Réponse du circuit de détection	3-13
Bruit du circuit de détection	3-14
Mesure du bruit d'intensité du laser	3-16
Mesure du bruit de fréquence du laser	3-18
Mesures du bruit de fréquence du laser en régime asservi	3-20
Remarques conclusives	3-22

Références	3-24
------------------	------

Lors de ces quinze dernières années, le développement des diodes laser a donné lieu à un grand nombre d'applications aussi bien dans le domaine technologique que dans le domaine scientifique [CAMPARO 1985], [WIEMAN, HOLLBERG 1991].

Comme cela avait été décrit dans le paragraphe 1.1, l'utilisation d'une diode laser dans une HVR comme source de lumière à la place de la lampe à décharge représente une situation physique totalement différente qui nécessite des approfondissements et des vérifications supplémentaires.

Ce chapitre présente une étude (de type plutôt technique) centrée sur les diodes laser elles-mêmes. On y expose leurs propriétés principales, ainsi que quelques résultats expérimentaux qui décrivent d'autres caractéristiques essentielles pour le pompage optique et son utilisation dans une horloge à vapeur de rubidium. Parmi ces dernières, un approfondissement particulier a porté sur le bruit d'intensité et le bruit de fréquence de la diode.

Ces résultats seront utilisés - avec ceux de l'étude physique exposée dans le chapitre 4 - pour estimer les performances que pourrait atteindre un étalon au rubidium avec pompage optique par laser (chapitre 5).

* * * * *

La première section (§ 3.1 "Introduction et montage expérimental") présente les caractéristiques générales des diodes utilisées, leur module de support, ainsi que les divers composants et circuits électroniques qui servent à les alimenter et à les stabiliser.

La seconde section (§ 3.2 "Caractéristiques générales de la diode laser") est consacrée à une première caractérisation des diodes laser et de la lumière émise.

La troisième section (§ 3.3 "Stabilisation de la diode laser et mesure de la largeur de raie") aborde la question de la stabilisation en fréquence et de la mesure de la largeur de raie par battement.

La dernière section (§ 3.4 "Mesure du bruit d'intensité et du bruit de fréquence de la diode laser") contient les mesures qui caractérisent les propriétés spécifiques des diodes laser en vue d'une utilisation dans les HVR.

3.1 Introduction et montage expérimental

Diode laser

Les expériences décrites dans ce chapitre et dans le suivant ont été réalisées en utilisant des diodes laser à Arséniure de Gallium SHARP LT027 MD, émettant un rayonnement à 780 nm environ. Il s'agit de diodes laser utilisées principalement dans les lecteurs de disques compacts, ayant une puissance optique de sortie de 7 mW typiquement. Ces diodes contiennent un résonateur optique de type Fabry-Pérot (quasiment unidimensionnel), dont la longueur d'onde peut être ajustée par la température du boîtier (comprise entre -10 et 60°C) et le courant de diode (compris entre 0 et 100 mA). Le courant de seuil se situe entre 40 et 80 mA. D'autres caractéristiques sont présentées dans le manuel d'utilisateur de ce produit [SHARP, 1986].

Module de support de la diode laser

Le module de support de la diode (Fig. 3.1.1) comprend :

- Une enceinte en aluminium thermostatée à l'aide d'un élément Peltier et d'une plaque métallique servant de heat-sink.
- Un collimateur collé sur un cylindre fileté et placé en face de la diode, de façon à pouvoir régler la position longitudinale relative de ces deux éléments. Une vis de serrage fixe la position du cylindre après le réglage.
- Une fibre optique recueillant une partie de la lumière réfléchie par le collimateur. Cette lumière peut ainsi être conduite à irradier une cellule d'absorption contenant une vapeur de rubidium servant soit comme référence, soit pour asservir le laser.

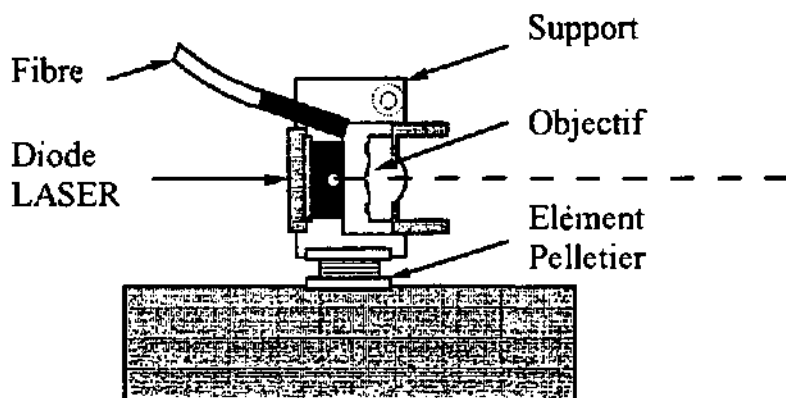


Fig. 3.1.1 Diode laser intégrée à son module de support.

Module électronique de la diode laser

Le module de support de la diode est relié par un câble électrique à un système de contrôle et de stabilisation électronique. Huit connections se sont révélées nécessaires : deux pour l'alimentation en courant de la diode, deux pour l'alimentation de l'élément Peltier, deux pour le thermostat, et deux pour la mesure de température indépendante du thermostat.

Un rack 19 pouces contient les diverses cartes électroniques qui réalisent les fonctions suivantes : source de courant variable (faible bruit) de la diode laser, thermostat avec consigne variable, système de modulation, démodulation et asservissement du courant de la diode laser. Les paramètres de ce dernier, tels que l'amplitude et la fréquence de modulation, ainsi que les caractéristiques de la boucle d'asservissement pouvaient être variés.

Afin de ne pas alourdir cet exposé de concepts électroniques, la description du module électronique se limite à ces quelques remarques, et sera complété - au cours de l'exposé - par quelques précisions concernant le système d'asservissement notamment.

Montage expérimental

Lors des mesures de ce chapitre, ainsi que pour le chapitre suivant, le montage expérimental était formé par les deux modules : celui de la diode laser et celui du résonateur atomique. Le module de la diode laser a été décrit ci-dessus, et comprend essentiellement la partie de support de la diode, et la partie électronique. Le concept du deuxième module était basé sur celui d'une HVR conventionnelle sans la partie contenant la lampe à décharge. Cette partie du montage, ainsi que le module électronique correspondant sont décrits dans les § 2.2 et 4.3.1.

Pour les mesures présentées dans ce chapitre, il n'était pas nécessaire d'utiliser toutes les parties du module résonateur atomique. En effet, une photodiode reliée à un schéma de détection, et une cellule d'absorption thermostatée auraient été suffisantes. Cependant, afin de se placer directement dans des conditions réalistes (pour une HVR), et de façon à pouvoir comparer ces résultats avec ceux du chapitre 4 de manière quantitative, il s'est avéré judicieux de travailler directement avec le résonateur atomique. Aucun rayonnement micro-onde n'était cependant appliqué sur la vapeur. Entre le module de la diode et le module du résonateur atomique, différents montages optiques permettent de coupler la lumière émise par le laser au détecteur. Selon le type de mesure effectuée, différentes configurations ont été testées.

Pour s'affranchir des problèmes liés au "feed-back" - par exemple - la solution la plus simple, et la plus efficace s'est avérée être l'utilisation d'une fibre en plastique (nous n'avions pas la nécessité d'avoir un faisceau cohérent) et d'aucun autre élément optique. Dans ce cas, une extrémité de la fibre optique, placée à proximité de la fenêtre de la diode recueille la lumière émise, alors que la seconde extrémité est placée à l'entrée du résonateur, et irradie le détecteur.

3.2 Caractéristiques générales de la diode laser

Les diodes laser à Arséniure de Gallium disponibles dans le marché présentent encore actuellement des caractéristiques qui varient rapidement (prix, spécifications, etc.). De plus, la puissance optique et la longueur d'onde du rayonnement fluctuent d'une diode à l'autre, même s'il s'agit en principe de diodes identiques. La présence de sauts de modes et de phénomènes d'hystérèse - enfin - demande une caractérisation spécifique pour chaque diode.

Le propos de notre étude n'était cependant pas de fournir des informations statistiques; ainsi, des résultats que l'on ne peut considérer comme typiques seront exposés ci-dessous, sauf pour certains d'entre eux, qui seront par conséquent signalés ou fur et à mesure. Actuellement, une étude plus systématique est réalisée à l'Observatoire, et de nouveaux concepts de fabrication et sont pris en considération.

Nous avons observé qu'environ une diode sur trois spécifiées à 780 nm est utilisable pour des expériences de pompage optique avec la raie 5S → 5P du Rb87. Les autres présentent des sauts de mode dans la région utile de longueur d'onde. Cependant, cette statistique fluctue d'un groupe de diodes (achetées simultanément) à l'autre.

A titre d'exemple, la diode SHARP 027 MDO n° 3A-01306, 38-10 utilisée dans la plupart des expériences décrites dans ce chapitre, et dans le chapitre suivant, est accordable entre 45 et 85 mA (13 et 19°C). La figure 3.2.1 montre ce domaine d'accordabilité.

De plus, cette diode présente un cycle d'hystérèse tel que pour qu'elle se trouve dans le bon mode d'opération, il est nécessaire - à l'enclenchement - d'augmenter le courant jusqu'à 90 mA, puis de le diminuer jusqu'à la valeur où le laser est accordé sur la raie d'absorption du rubidium. L'existence de tels cycles d'hystérèse a aussi été observée sur d'autres diodes.

Actuellement, un système de caractérisation et de recherche automatique des points de fonctionnement est disponible à l'Observatoire. Ce système permet de réduire significativement le temps - et par conséquent le coût - consacré à la sélection de la diode laser.

Mesures de spectres d'absorption

Les résultats qui suivent ont été obtenus en détectant la lumière transmise par la vapeur atomique en fonction du courant de la diode. Pour chaque température fixée, on ajoute à la valeur DC du courant de laser (qu'il s'agit d'ajuster) une modulation d'environ 5 mA d'amplitude, et de 1 à 100 Hz de fréquence. Lorsque la diode se trouve dans le bon mode, et que la température et le courant sont ajustés, on peut observer le spectre d'absorption caractéristique de la vapeur, tel que celui de la figure 3.2.2. par exemple.

A partir des figures 3.2.1 et 3.2.2, on en déduit que pour cette diode :

$$\frac{\Delta V}{\Delta I} = \frac{6,52 \text{ GHz}}{1,63 \text{ mA}} = 4 \frac{\text{GHz}}{\text{mA}} \rightarrow \frac{\Delta V}{\Delta T} = \frac{4 \cdot 11,8 \text{ GHz}}{1,4} = 34 \frac{\text{GHz}}{\text{K}} \quad (3.2.1)$$

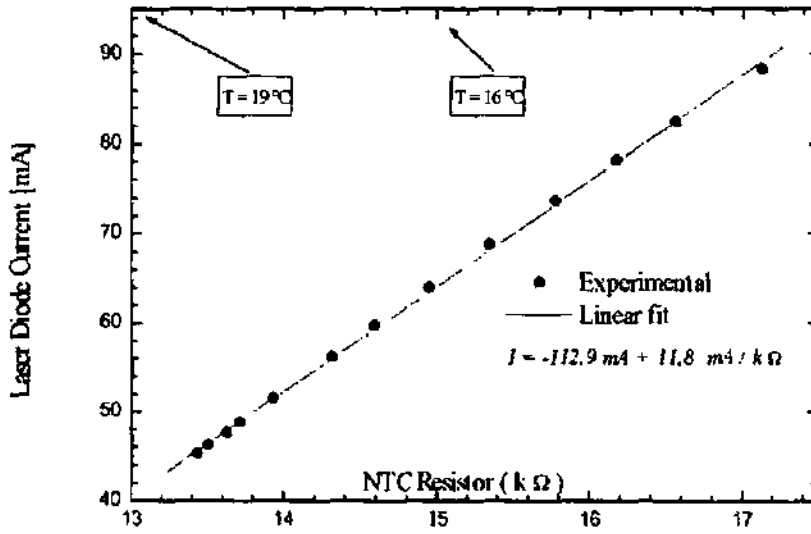


Fig. 3.2.1 Domaine d'accordabilité de la diode SHARP 027 MDO n° 3A-01306, 38-10. Les valeurs indiquées par des flèches permettent de convertir la température en °C.

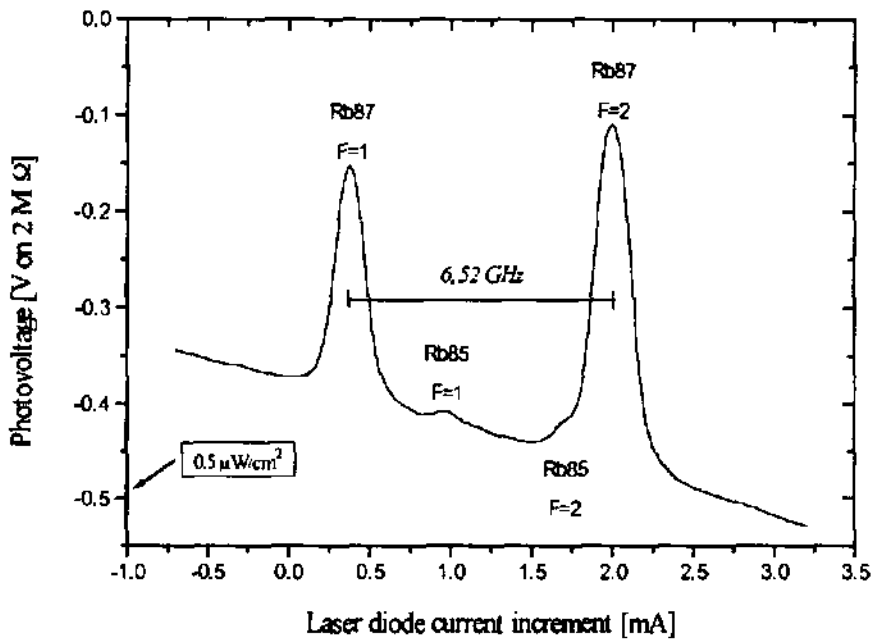


Fig. 3.2.2. Spectre d'absorption de la vapeur de rubidium.

L'observation du spectre d'absorption permet aussi de détecter l'éventuelle présence de "feed-back", qui se manifeste par un spectre en escalier, ou par une augmentation des pics latéraux à ± 3 GHz. En vue des applications en interférométrie, ou dans les horloges atomiques, il est nécessaire de réduire au minimum les sources de "feed-back" altérant significativement la stabilité en fréquence et en intensité du laser. Du point de vue pratique, il s'agit d'éliminer toute surface pouvant réfléchir une partie de la lumière sur la diode laser et - le cas échéant - de fixer rigidement ces surfaces.

Mise en évidence d'un "spectre résiduel"

L'observation des spectres d'absorption selon la méthode décrite dans le paragraphe précédent permet d'étudier un bon nombre de paramètres physiques caractérisant la vapeur (nombre d'atomes, section efficace atomique, etc.), le laser (longueur d'onde de la lumière émise, sensibilité en courant et en température, effet du feed-back, etc. ...), et l'interaction entre la lumière et la vapeur (taux de pompage, etc.). Dans ce chapitre, seul le deuxième de ces trois aspects est traité, alors que les deux autres seront présentés dans le chapitre 4.

Il a été observé que ce type de diodes laser, bien qu'elles soient mono-modes, présentent un "spectre résiduel" large bande (plus que 10 nm), d'intensité comprise entre 10 et 20% de l'intensité globale du rayonnement, et dont il faut tenir compte lors des études physiques.

Pour mettre en évidence ce spectre résiduel (non visible par λ -mètre), le spectre d'absorption a été mesuré pour différentes températures de la cellule d'absorption, en veillant à ce que toute la lumière détectée ait traversé la vapeur. On remarque sur les courbes obtenues (Fig. 3.2.3), que la lumière ne peut pas être complètement atténuée, et qu'il reste un plateau résiduel. Son amplitude a été mesurée pour différents points de fonctionnement de la diode, et l'on remarque qu'il dépend du niveau du courant de diode. Son intensité relative est d'autant plus grande que l'on se trouve proche du courant de seuil, et varie ainsi entre 10 et 20% de l'intensité totale. Ce spectre résiduel peut cependant être totalement filtré à l'aide de filtres interférentiels étroits (0,2 nm). Sans avoir réalisé de recherche trop approfondie, nous avons interprété ce spectre résiduel comme la somme du fond continu d'émission spontanée et des modes longitudinaux de la diode aux multiples de 0,3 nm environ.

Ces observations sont importantes tant pour l'analyse physique du chapitre 4 que pour l'étude du chapitre 5. En effet, la comparaison entre les résultats expérimentaux et théoriques concernant la réponse de la vapeur soumise à la double résonance sera faussée si l'on ne tient pas compte du fait que le spectre lumineux contient une fraction non négligeable de lumière non résonante. De plus, l'estimation de l'effet du bruit d'intensité et du bruit de fréquence sur la stabilité d'une future horloge pourrait dépendre de l'importance relative de ce spectre résiduel.

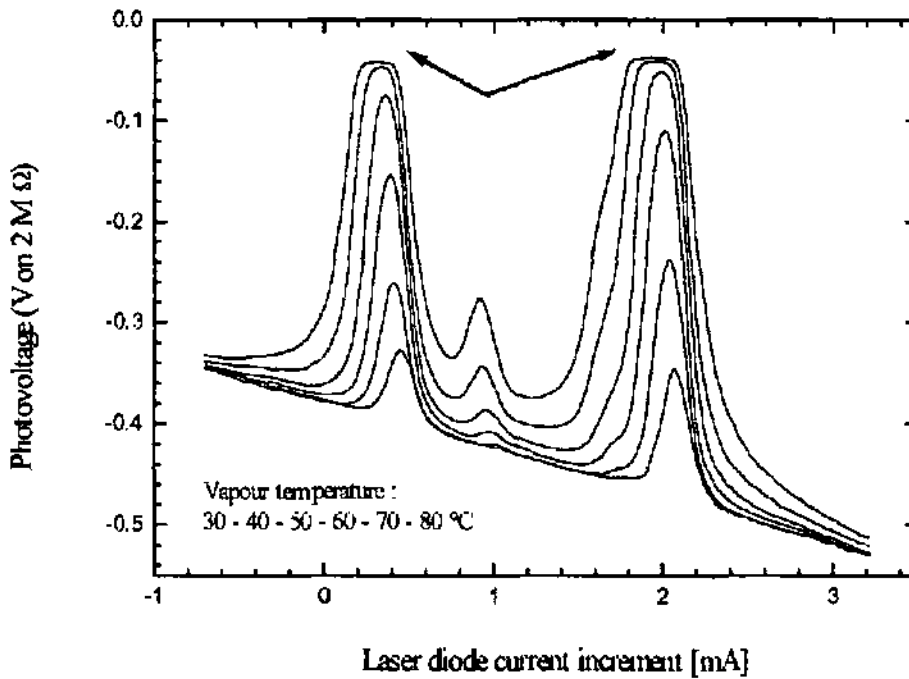


Fig. 3.2.3. Mise en évidence du spectre résiduel ; les flèches indiquent la lumière ne pouvant être absorbée par la vapeur.

3.3 Stabilisation de la diode laser et mesure de la largeur de raie

Stabilisation du laser sur une raie d'absorption

Après avoir sélectionné une diode laser possédant un mode favorable (où le spectre d'absorption du rubidium est visible sur un domaine large et éloigné des sauts de mode) on doit le stabiliser en fréquence et éventuellement en intensité. Les exigences sur la stabilisation de ces paramètres, ainsi que leur valeur, dépendent de l'application visée. Pour l'utilisation dans une HVR, les résultats du chapitre 4 serviront - entre autres - à fixer ces degrés de liberté. Dans le chapitre 5, le lien entre la stabilité du laser et la stabilité de l'horloge sera calculé.

Cependant, même pour caractériser la diode, et pour des mesures de pompage optique, il est parfois indispensable de stabiliser automatiquement le laser. La température de la diode est maintenue constante à l'aide de l'enceinte thermique et du thermostat décrits en 3.1, alors que la fréquence est stabilisée par le courant de diode en utilisant un asservissement électronique et une des raies d'absorption atomique comme discriminateur de fréquence.

Dans le cadre de la présente étude, les techniques de stabilisation utilisant l'absorption directe de la lumière par la vapeur ont été considérées. Le cas de l'absorption saturée n'a pas été traité.

La fréquence exacte à laquelle le laser est asservi dépend de divers paramètres expérimentaux. La détermination de cette fréquence et ses variations en fonction des grandeurs qui caractérisent la vapeur et son environnement ont fait l'objet d'études relativement approfondies [TÊTU et al. 1989]. Il était donc superflu de répéter cette démarche. Les quelques remarques qui suivent veulent seulement rappeler les paramètres principaux dont il faut tenir compte. Dans le chapitre 4 (§ 4.3.2 "Détection de spectres optiques") des mesures qui s'insèrent dans ce contexte sont présentées, mais en fonction de l'application spécifique des HVR.

Les paramètres suivants déterminent la fréquence d'un laser stabilisé avec une cellule d'absorption et un circuit d'asservissement utilisant l'absorption directe de la vapeur :

- La composition de la vapeur : dans le cas où l'on utilise du rubidium, deux isotopes sont disponibles (Rb85 et Rb87); en outre, la nature et la pression du gaz étranger déplacent les raies atomiques.
- La raie atomique utilisée : la diode laser est - en principe - accordée sur l'une des deux raies D1 (795 nm) ou D2 (780 nm) du rubidium. Le nombre de raies observables de façon distincte dans le profil d'absorption de la vapeur est inférieur au nombre total de transitions permises par les règles de sélection, puisque leur séparation est parfois inférieure à leur largeur. Pour la raie D1, deux raies du Rb85 et quatre raies du Rb87 sont visibles, alors que pour la raie D2, il y en a deux pour chacun des isotopes. En outre, comme ces raies se superposent partiellement, et sont elles-mêmes la somme de plusieurs raies distinctes, elles n'ont pas la forme exacte d'un profil de Voigt. On peut donc parler de minima du profil d'absorption, mais pas véritablement de fréquence centrale des raies atomiques.
- La température de la vapeur : le déplacement des raies atomiques en fonction de la température de la vapeur est négligeable. Leur déformation - par contre - doit être sérieusement prise en considération, surtout en présence de spectre résiduel (cf. fig. 3.2.3), ou de mélange isotopique.
- Polarisation et intensité du faisceau lumineux, champ magnétique statique : cet aspect a été étudié de manière très approfondie dans le cadre de l'étude citée ci-dessus.
- Paramètres de la boucle d'asservissement, tels que l'amplitude de modulation, gain etc. : leur influence est particulièrement importante dans la mesure où les raies atomiques ne sont pas symétriques. En outre, comme la fréquence du laser est balayée en variant son courant de jonction, les profils d'absorption observés présentent de plus une asymétrie en plus, due au fait que l'intensité lumineuse incidente n'est pas constante mais varie linéairement avec la fréquence (cf. fig. 3.2.2).

Mentionnons enfin que si on utilise un tel asservissement dans le cadre d'une expérience de double résonance, la variation de lumière induite par l'interrogation micro-onde peut - à priori - déplacer la fréquence à laquelle s'asservit le laser.

Mesure de la largeur de raie du laser par battement et stabilité de fréquence

La technique consistant à mesurer un battement en superposant les faisceaux issus de deux diodes laser asservies sur deux raies atomiques légèrement séparées permet une première estimation de la largeur de raie des lasers.

Sur la figure 3.3.1, on a représenté le spectre du battement obtenu avec deux lasers SHARP LT027 MD, asservis sur la raie $5S \rightarrow 5P_{3/2}$ d'une vapeur de Rb87 et - respectivement - de Rb naturel. La différence de fréquence entre les deux maxima est d'environ 830 MHz, ce qui est la valeur centrale de la fréquence de battement. Si on suppose que chacun des deux lasers a la même largeur, on peut estimer la largeur (à mi hauteur) de chaque laser à 70 MHz.

La fréquence du signal de battement, mesurée sur un compteur rapide HP 5328B, a été enregistrée pendant une dizaine d'heures. Le résultat est représenté sur la figure 3.3.2. et montre des fluctuations inférieures à 10 MHz. L'enregistrement en parallèle de la tension de correction a permis d'estimer à 400 MHz la variation pendant ce temps de la fréquence du laser en l'absence d'asservissement.

Ce résultat ne constitue qu'une mesure préliminaire afin d'estimer la stabilité de fréquence atteignable avec un effort et un système d'asservissement minimaux. Nous avons poursuivi cette étude dans le cadre du développement pour l'application en interférométrie [Projet CERS n° 2457.1, 1992-1994], mais pas encore pour l'application dans une HVR, où les exigences sont plus sévères. De nombreux résultats présents dans la littérature permettent d'estimer la stabilité de fréquence atteignable à court, moyen et long terme par une diode laser stabilisée sur une raie atomique ([TSUCHIDA et al. 1982], [FURUTA et al. 1989], [BARWOOD et al. 1988 et 1991], [TÊTU et al. 1989] par exemple), une étude plus approfondie de ce problème est cependant nécessaire en vue de notre application. Les résultats donnés ci-dessous (§ 3.4 "Mesures du bruit d'intensité et du bruit de fréquence de la diode laser"), ainsi que les résultats du chapitre 4 (§ 4.3.2 "Détection de spectres optiques" et § 4.3.5 "Effets du pompage optique" notamment), fournissent déjà des indications importantes (discutées dans le chapitre 5), mais nécessitent des mesures supplémentaires, en fonction - aussi - des plus récents développements technologiques sur les diodes laser (les diodes à cavité verticale par exemple).

Remarquons enfin que, outre l'utilisation de spectres d'absorption saturée, d'autres méthodes d'asservissement de la diode laser sont à l'étude dans les nombreux groupes de recherche du domaine [VANZELA et al. 1988], [YAMAGUCHI et al. 1982], [NAKAGAWA et al. 1989].

Cette activité et le nombre croissant d'applications qui la stimulent pourraient donc avoir des retombées utiles aussi pour les horloges à vapeur de rubidium. Le présent travail donne déjà un certain nombre de critères de sélection en fonction de notre application particulière.

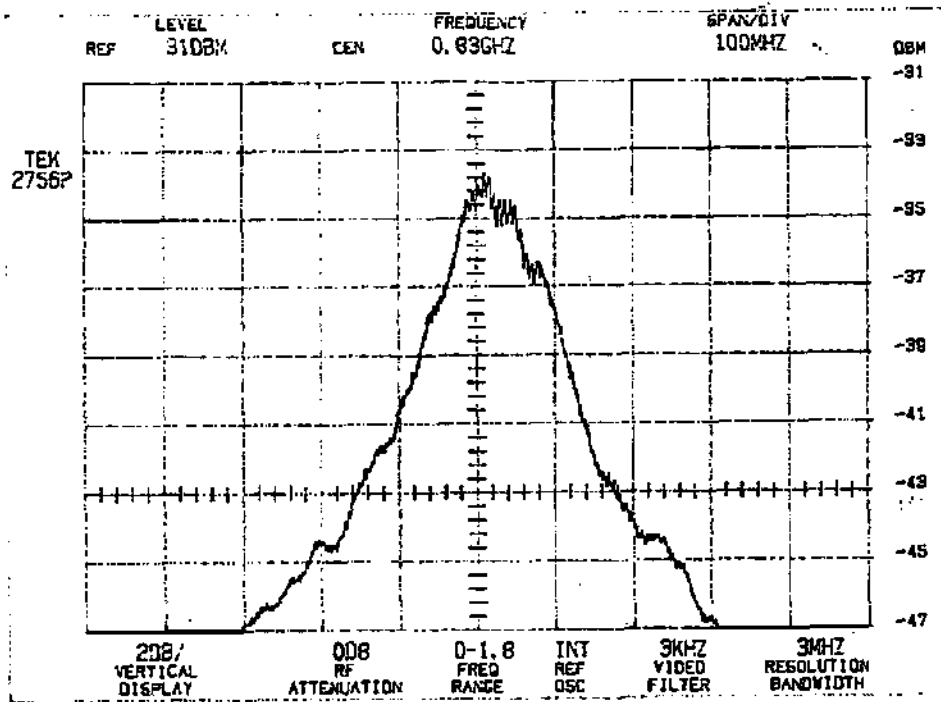


Fig. 3.3.1. Spectre du battement entre deux laser SHARP LT027 asservis sur deux transitions différentes du Rubidium. Axe horizontal : fréquence de Fourier (une division équivaut à 100 MHz). Axe vertical : puissance (une division = 2 dBm).

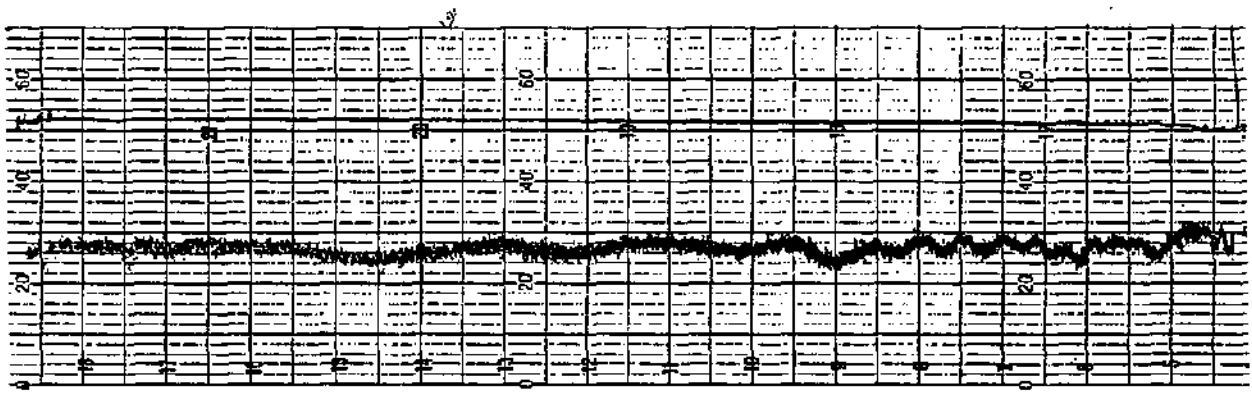


Fig. 3.3.2. Stabilité de la fréquence du battement entre deux lasers (cf. fig. 3.3.1). La courbe supérieure représente le battement, et la courbe inférieure la tension de correction de l'asservissement d'un des deux lasers. L'axe horizontal correspond au temps : une heure correspond à deux unités. L'axe vertical est la fréquence du battement mesurée avec un compteur : une unité correspond à 10 MHz.

3.4 Mesure du bruit d'intensité et du bruit de fréquence de la diode laser

Introduction

Dans une horloge atomique, une des grandeurs les plus importantes est le rapport entre le signal de résonance et le bruit avec lequel il est détecté (cf. § 5.2 "Stabilité de fréquence à court terme"). Ce rapport - qui détermine une première limite de la stabilité atteignable par l'horloge - dépend fortement du type de source lumineuse qu'on utilise. Les aspects liés au signal seront étudiés dans le chapitre 4, alors que ceux liés au bruit sont discutés ci-dessous. Tous ces résultats seront ensuite repris dans le chapitre 5.

Pour avoir une base de comparaison, il est utile de rappeler le niveau de bruit que l'on obtient avec une lampe à décharge. Le *bruit d'intensité* peut être réduit au-dessous du niveau du "shot-noise" du photocourant.

En utilisant les valeurs du paragraphe 2.2, on calcule que le niveau de bruit typique est (avec $I=150 \mu A$):

$$Shot - Noise_{Lampe} = \sqrt{2 \cdot e \cdot I} = \sqrt{0.3204 \cdot I [\mu A]} pA / \sqrt{Hz} \approx 7 pA / \sqrt{Hz} \quad (3.4.1)$$

En ce qui concerne le bruit, c'est cette dernière valeur qui constituera la base de comparaison pour les mesures avec le laser.

L'utilisation de sources "monochromatiques" va cependant impliquer la présence additionnelle de bruit résultant du *bruit de fréquence* du laser. Le bruit de fréquence va altérer le rapport signal sur bruit de la résonance selon deux processus distincts. Le premier processus est une conséquence du fait que la fréquence du laser se trouve sur une raie d'absorption atomique, et que, par conséquent, tout bruit de fréquence est converti en bruit d'intensité sur la lumière transmise. Il s'agit là d'un bruit qui s'ajoute au signal de détection, comme le bruit d'intensité. Le second processus est indirect, et est une conséquence du phénomène du déplacement radiatif de la transition atomique "horloge". Lorsque la fréquence du laser varie, la transition hyperfine de référence de l'étalon varie (en première approximation de manière linéaire), et la fréquence de l'étalon elle-même varie. La sensibilité en fréquence de la transition horloge étant très élevée (cf. § 4.3.5.3 "3° Etude : le déplacement radiatif"), il est nécessaire de connaître le bruit de fréquence du laser pour estimer la stabilité atteignable par une HVR utilisant ce laser.

Avant de mesurer ces caractéristiques du laser - les niveaux de bruit à étudier étant relativement faibles (de l'ordre de quelques pA/\sqrt{Hz}) - il est nécessaire de bien caractériser le circuit de détection afin de s'assurer une interprétation correcte des mesures.

Réponse du circuit de détection

Les photocellules et le schéma de détection ont été décrits dans le paragraphe 2.2 ("Aspects expérimentaux - Photocellule et schéma de détection du signal"). Ce type de schéma est bien connu, et il est utile d'utiliser des modélisations existantes pour calculer la réponse en fonction de la fréquence et le bruit de tout le circuit. En fonction de ces calculs, les valeurs de résistance et capacité de feed-back sont choisies.

Le circuit de détection est modélisé selon la figure 3.4.1, qui fait intervenir des grandeurs caractéristiques des éléments qui le composent, spécifiées par les fabricants, tels que la résistance Shunt du détecteur, ou le bruit de tension de l'amplificateur opérationnel. La signification des symboles est la suivante :

Pour le détecteur :

I_d : photocourant; I_{ns} : courant de bruit (Johnson noise); R_s : résistance shunt;

C_j : capacité de jonction.

Pour le feed-back :

R_f : résistance ; C_f : capacité; I_{nf} : courant de bruit.

Pour l'ampli opérationnel :

e_n : tension de bruit; i_n : courant de bruit; R_i : résistance d'entrée;

G_m : transconductance; $A_o = V_{dc} / \varepsilon = G_m R_o$; R_o et C_o déterminent la coupure $\tau = R_o C_o$.

La fonction de transfert d'un tel circuit est alors :

$$\begin{aligned}
 H &= \frac{V_{dc}}{R_f \cdot I_d} \\
 &= - \left(\left[1 + \frac{1}{A_o} \left(1 + \frac{R_f}{R_s} \right) \right] + p \left[R_f \left(C_f + \frac{C_j + C_j}{A_o} \right) + \frac{\tau}{A_o} \left(1 + \frac{R_f}{R_s} \right) \right] + p^2 \left[\frac{\tau}{A_o} (C_f + C_j) R_f \right] \right)^{-1}
 \end{aligned}
 \tag{3.4.2}$$

L'expression ci-dessus est caractéristique d'un filtre passe-bande du deuxième ordre. On peut alors définir un coefficient d'amortissement ζ , et les valeurs de la résistance et de la capacité de feed-back doivent être ajustées de manière à éviter le phénomène du "peaking" (ce phénomène n'a aucun rapport avec le "peaking" du signal). La fréquence de coupure est donnée par :

$$f_c = \left[2\pi \frac{R_s \cdot R_f}{R_s + R_f} (C_j + C_f) \right]^{-1}
 \tag{3.4.3}$$

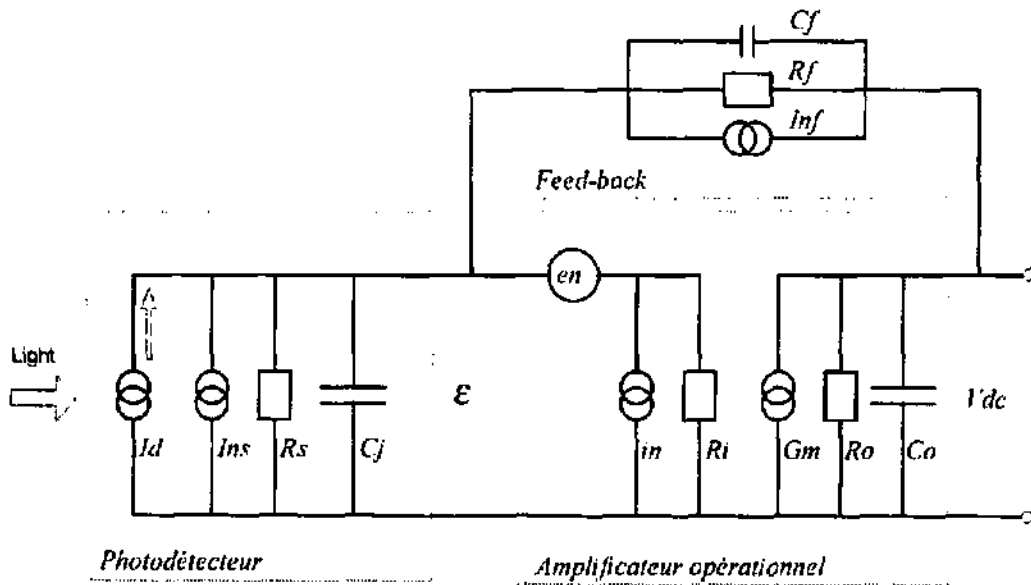


Fig. 3.4.1. Modélisation du circuit de détection.

Bruit du circuit de détection

Le niveau de bruit du schéma de détection est étroitement lié à la réponse en fréquence du circuit, et dépend des paramètres caractéristiques de ses éléments. En dehors du bruit provenant de la lumière (Shot-noise et bruit d'intensité), les principales sources de bruit sont :

1. Le photodétecteur (cf. § 2.2 "Photocellule et schéma de détection du signal")

- courant de bruit (Johnson noise - $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$)
$$I_{ns} = \sqrt{\frac{4kT}{R_s}}$$

Valeurs typiques : si $R_s = 1,2 \text{ M}\Omega$ (EG&G)
$$I_{ns} = 0,12 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}} \text{ à } 25^\circ\text{C}$$

$$I_{ns} = 0,88 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}} \text{ à } 60^\circ\text{C}$$

si $R_s = 200 \text{ M}\Omega$ (Hamamatsu)
$$I_{ns} = 0,01 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}} \text{ à } 60^\circ\text{C}$$

2. Le feed-back

- courant de bruit (Johnson noise)
$$I_{nf} = \sqrt{\frac{4kT}{R_f}}$$

Valeurs typiques (à 25°C) : si $R_f = 10 \text{ k}\Omega$
$$I_{nf} = 1,28 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$$

si $R_f = 100 \text{ k}\Omega$
$$I_{nf} = 0,41 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$$

si $R_f = 1 \text{ M}\Omega$
$$I_{nf} = 0,13 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$$

3. L'amplificateur opérationnel

- courant de bruit

$i_n = \text{cf. spécification}$

<i>Valeurs typiques (entre 100 et 1000 Hz) :</i>	OP07	$i_n = 0,2 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$
	OP27	$i_n = 0,5 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$
	OP15	$i_n = 0,01 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$

- tension de bruit ($IEn = En (Rs+Rf)/(Rs.Rf)$)

Valeurs typiques (avec $En = 20 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ correspondant à OP15, OP07→10 et OP27→3nV) :

si $Rs = 1,2 \text{ M}\Omega$; $Cj = 1 \text{ nF}$ (EG&G)

$Rf = 10 \text{ k}\Omega$	($Cf = 150 \text{ pF}$)	$IEn = 2,02 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$
$Rf = 100 \text{ k}\Omega$	($Cf = 47 \text{ pF}$)	$IEn = 0,22 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$
$Rf = 1 \text{ M}\Omega$	($Cf = 15 \text{ pF}$)	$IEn = 0,04 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$

si $Rs = 200 \text{ M}\Omega$; $Cj = 4,4 \text{ nF}$ (Hamamatsu)

$Rf = 1 \text{ k}\Omega$	($Cf = 820 \text{ pF}$)	$IEn = 20 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$
$Rf = 10 \text{ k}\Omega$	($Cf = 270 \text{ pF}$)	$IEn = 2 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$
$Rf = 100 \text{ k}\Omega$	($Cf = 82 \text{ pF}$)	$IEn = 0,2 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$
$Rf = 1 \text{ M}\Omega$	($Cf = 27 \text{ pF}$)	$IEn = 0,02 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$
$Rf = 10 \text{ M}\Omega$	($Cf = 8,2 \text{ pF}$)	$IEn = 0,002 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$

Le courant de bruit total est alors donné par l'expression suivante :

$$I_{ntot} = \frac{E_{ntot}}{Rf} = H(f) \cdot \sqrt{I_n^2 + I_n f^2 + I_n^2 + IEn^2 \left(1 + \frac{fa}{f}\right) \left(1 + \frac{f^2}{f_c^2}\right)} \quad (3.4.4)$$

En utilisant (3.4.2) et (3.4.4), ainsi que les paramètres des éléments qui composent les circuits intervenant dans ces expressions, la fonction de transfert et le bruit du circuit de détection peuvent être calculés. Le choix des différents éléments dépend alors de l'application ou de la mesure que l'on désire réaliser, et il est parfois nécessaire d'adopter un compromis entre les différentes contraintes. A titre d'exemple, un amplificateur opérationnel ne peut pas avoir simultanément un bruit de tension inférieur à $1 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ et un bruit de courant inférieur à $0,1 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$. Il y a en outre les contraintes liées à la bande passante du circuit, puisque, pour augmenter celle-ci il est nécessaire d'avoir une petite résistance de feed-back, ce qui augmente le bruit de courant engendré par le bruit de tension de l'amplificateur. Dans les expériences de double résonance avec diode laser, le shot noise vaut typiquement $1 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$, et d'après (3.4.4), R_f doit être supérieure à $100 \text{ k}\Omega$ afin que le bruit du circuit soit négligeable.

Mesure du bruit d'intensité du laser

Les mesures de bruit d'intensité ont été effectuées à l'aide du montage expérimental décrit en 3.1 ("Introduction et montage expérimental"). Un analyseur de spectre (Stanford Research System *Spectrum Analyser FFT SR 760*) permet la mesure du spectre de bruit sur la tension V_{dc} issue du circuit de détection décrit en 2.2 ("Photocellule et schéma de détection du signal"). Pour l'application visée, le domaine de fréquence Fourier intéressant se situe entre 0 et 1 kHz (cf. § 5.2 "Stabilité de fréquence à court terme"). La stabilité d'une HVR est affectée par la composante du bruit d'intensité du laser à la fréquence de modulation de l'interrogation des atomes, 300 Hz typiquement.

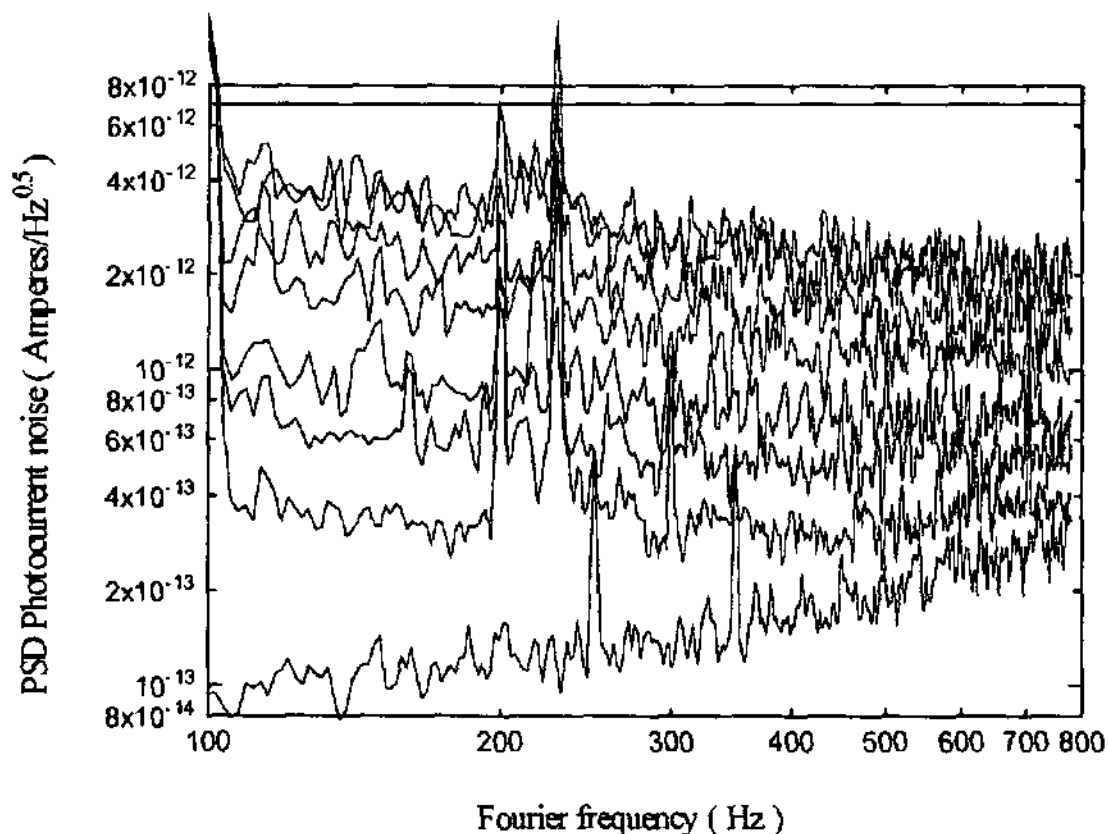


Fig. 3.4.2. *Mesure du spectre du bruit d'intensité (PSD) en fonction de l'intensité lumineuse. Les différents spectres correspondent respectivement à un photocourant valant 0 (niveau de bruit du circuit de détection) - 0,2 - 0,5 - 1 - 2 - 3 - 4 et 5 μA . La ligne supérieure indique le niveau du shot noise avec une lampe.*

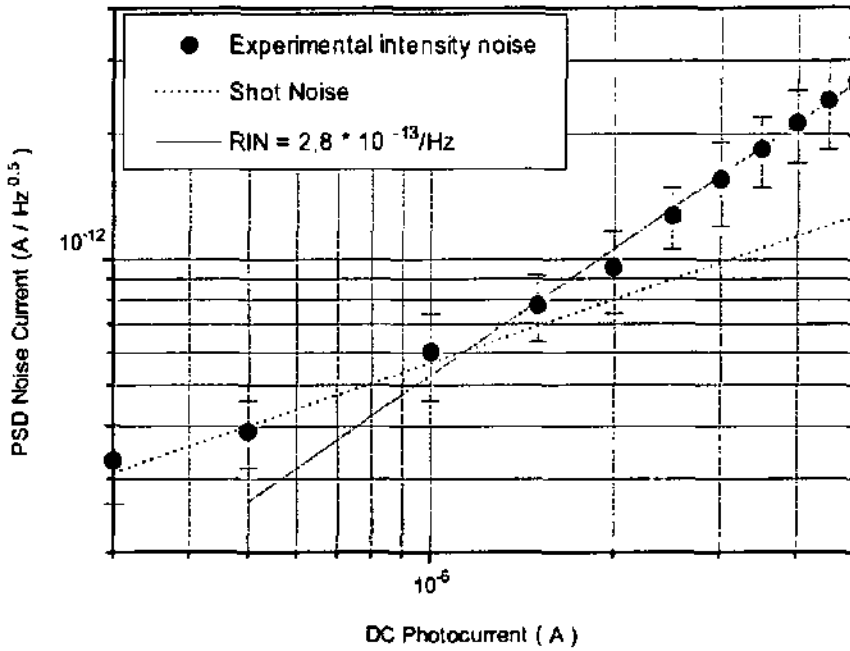


Fig. 3.4.3. Bruit @ 300 Hz en fonction de l'intensité lumineuse exprimée comme photocourant ($RIN = \text{Relative Intensity Noise}$).

La figure 3.4.3 représente les résultats obtenus avec différentes intensités lumineuses, alors que la figure 3.4.4 reprend ces résultats et illustre la dépendance du bruit en fonction de l'intensité lumineuse pour une fréquence de Fourier donnée (ici 300 Hz). Expérimentalement, le niveau de lumière est ajusté en variant la position de l'extrémité de la fibre optique illuminant le détecteur.

On remarque dans la figure 3.4.3 que la courbe comprend deux régions distinctes. A faible intensité, le niveau de bruit correspond au shot-noise. Pour des puissances plus élevées, le bruit d'intensité du laser apparaît, que l'on peut estimer à ($RIN = \text{Relative Intensity Noise}$):

$$RIN_{\text{Laser}} \approx 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ /Hz} \tag{3.4.5}$$

On voit ainsi que la limite inférieure du bruit sur le signal détecté est le shot-noise - variant comme la racine du photocourant - mais que pour des intensités lumineuses plus élevées, le bruit est dominé par le bruit d'intensité du laser, qui dépend linéairement du photocourant. En utilisant un diagramme log-log, ces deux régions se distinguent par une pente valant respectivement 1/2 et 1. La figure 3.4.4 illustre le résultat ainsi obtenu lorsque l'on mesure le RIN en fonction du courant de la diode.

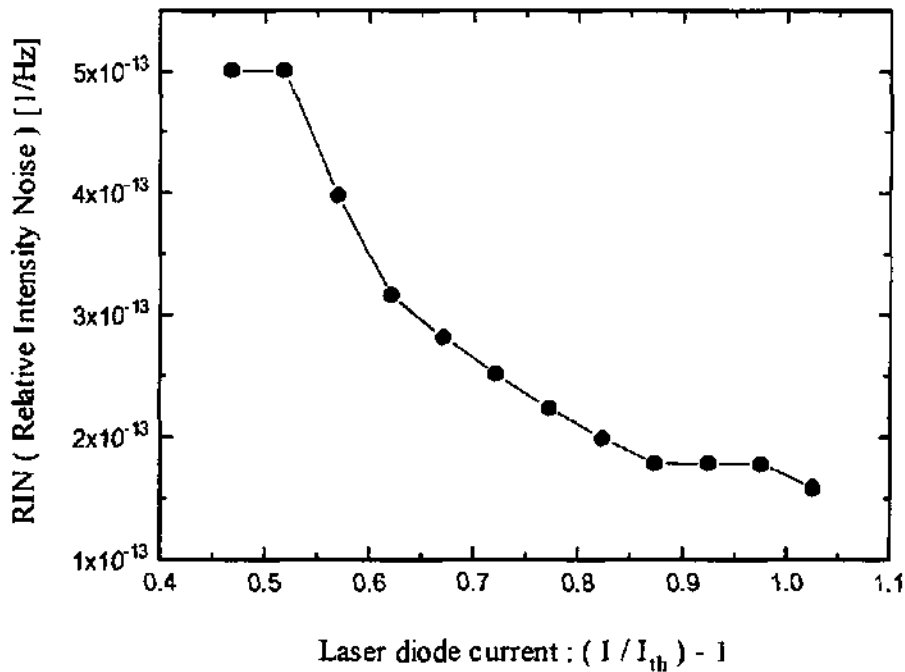


Fig. 3.4.4. Mesure du RIN (@ 300 Hz en fonction du courant de la diode.

Mesure du bruit de fréquence du laser

Les mesures de bruit de fréquence ont été effectuées à l'aide du montage expérimental décrit dans le paragraphe précédent. Mais cette fois-ci, la cellule d'absorption est utilisée, les raies d'absorption atomique servant de courbes de discrimination. La fréquence du laser est ajustée de façon à être sur un flanc de la raie. Ainsi, le bruit de fréquence est converti en bruit d'intensité selon une loi linéaire mesurée préalablement, donnée par le spectre d'absorption de la vapeur (la figure 3.4.5 illustre un exemple).

La figure 3.4.6 représente le résultat obtenu dans la mesure qui correspond à la figure 3.4.5.

Ces mesures ont été répétées à différents points de fonctionnement de la diode. Comme pour le bruit d'intensité, le bruit de fréquence varie en fonction du courant de la diode et des conditions de feed-back. De ces résultats, on a déduit la valeur typique suivante du bruit de fréquence (à 300 Hz) :

$$Frequency\ Noise_{Laser} \approx 30 \pm 10\ KHz / \sqrt{Hz} \quad (3.4.6)$$

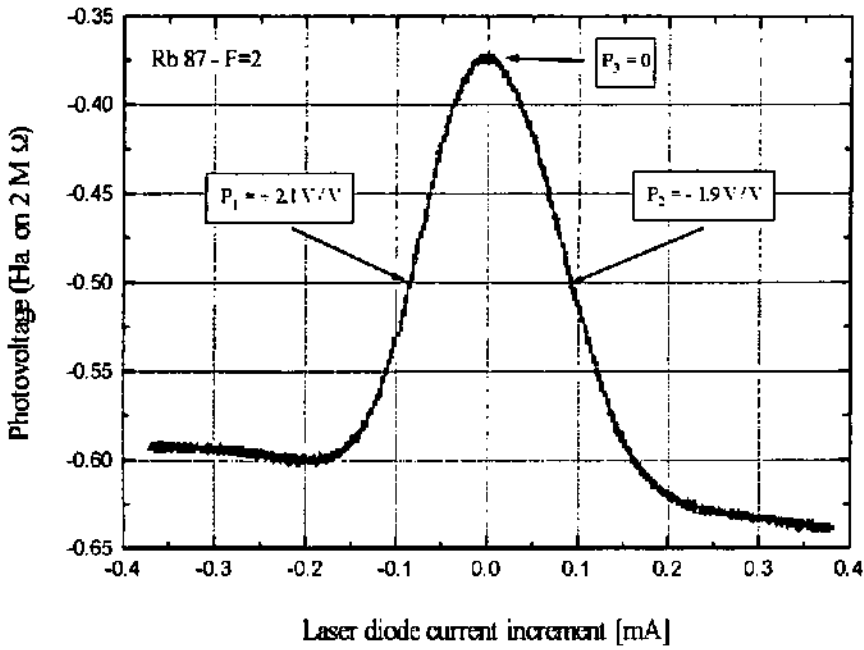


Fig. 3.4.5. Spectre d'absorption pour une mesure du bruit de fréquence.

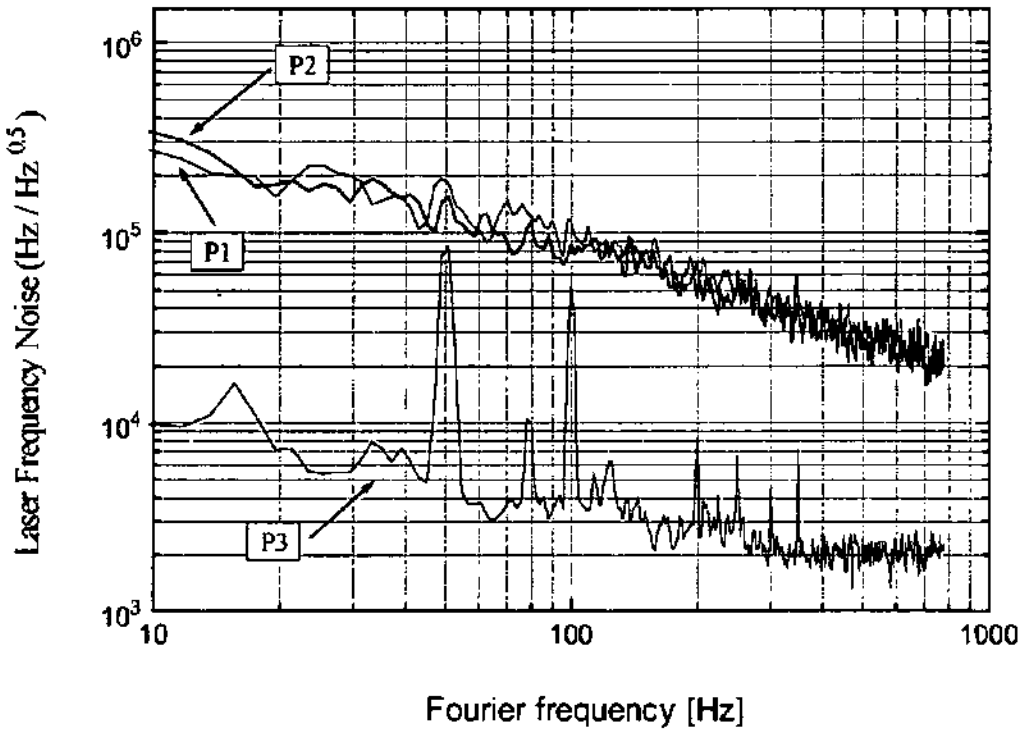


Fig. 3.4.6. Résultat de la mesure du bruit de fréquence correspondant à la figure 3.4.5.

Mesure du bruit de fréquence du laser en régime asservi

Dans une HVR, la fréquence du laser est stabilisée par un thermostat et par un asservissement de son courant. Ce dernier influencera non seulement la stabilité à long terme de l'horloge, mais aussi, comme cela a été décrit dans l'introduction, sa stabilité à court terme. En effet, suivant la bande passante de cette asservissement, le bruit de fréquence du laser en régime asservi n'est peut-être pas identique à celui en régime libre. Ainsi, une manière économique et pratique de diminuer le bruit de fréquence (entre 0 et 1 kHz) consiste à utiliser un asservissement du même type que celui décrit en 3.3, mais ayant une fréquence de modulation environ dix fois plus élevée. En augmentant ainsi la bande passante de l'asservissement, on peut espérer diminuer le bruit de fréquence dans le domaine spectral qui nous intéresse. Nous avons ainsi utilisé et optimisé un système de stabilisation opérant à une fréquence de modulation de 50 kHz.

Le principe général de l'asservissement a été décrit dans le § 3.1. Une des caractéristiques des schémas consiste en une flexibilité et ajustabilité des gains du circuit, notamment au niveau de la carte "Ampli-filtre", avant et après le filtrage actif du signal à la fréquence de modulation. Au niveau de la carte "Générateur" aussi, les paramètres de la boucle d'asservissement sont ajustables, de manière à optimiser le gain de boucle et la bande passante. Les résultats présentés ici sont des résultats typiques, lorsque tous ces divers paramètres ont été ajustés.

Comme cela a été décrit dans le paragraphe précédent, la mesure du bruit de fréquence nécessite la présence d'un discriminateur de fréquence, tel qu'une raie d'absorption atomique par exemple. Or, si cette raie atomique est utilisée pour asservir la fréquence du laser, celui-ci ne se trouve en principe pas dans le flanc de la raie, mais au maximum d'absorption, où la variation de lumière transmise par la vapeur en fonction de la fréquence du laser est minimale. Ainsi, l'effet des fluctuations de fréquence du laser au niveau de la lumière transmise sont en première approximation nulles.

Une façon de détecter le bruit de fréquence en régime asservi consiste à utiliser une partie du faisceau lumineux émis par la diode pour illuminer une seconde vapeur atomique présentant une raie d'absorption légèrement décalée (une demi largeur de raie) par rapport à celle qui est utilisée pour asservir le laser. Le décalage isotopique entre le Rb85 et le Rb87 rend cette technique pratique à 780 nm.

Le dispositif expérimental a donc compris deux cellules de Rb (Rb87 pur sans gaz tampon pour asservir le laser et Rb85 + 70 Torr Argon pour la détection du bruit de fréquence) et de deux photocellules. La figure 3.4.7 illustre les deux spectres d'absorption atomique ainsi obtenus, et la figure 3.4.8 donne le bruit de fréquence mesuré avec et sans asservissement.

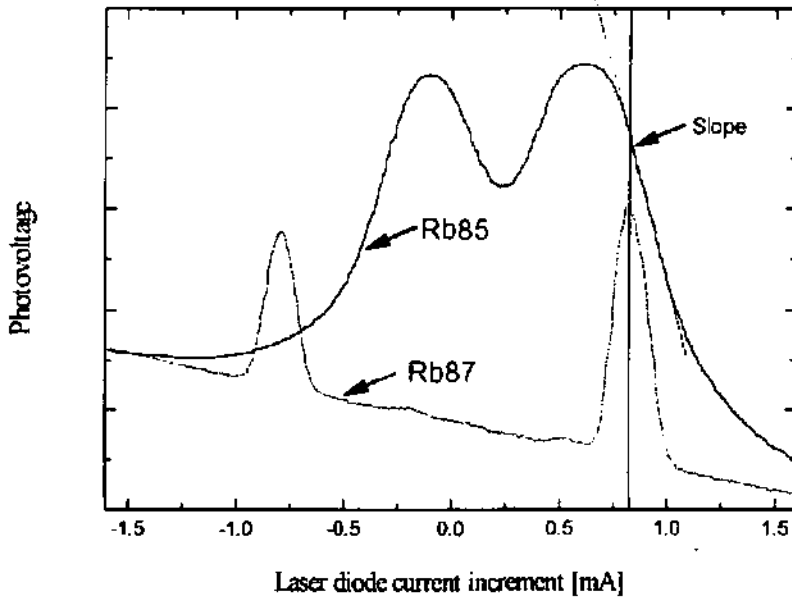


Fig. 3.4.7. Spectres d'absorption pour la mesure du bruit de fréquence en régime asservi.

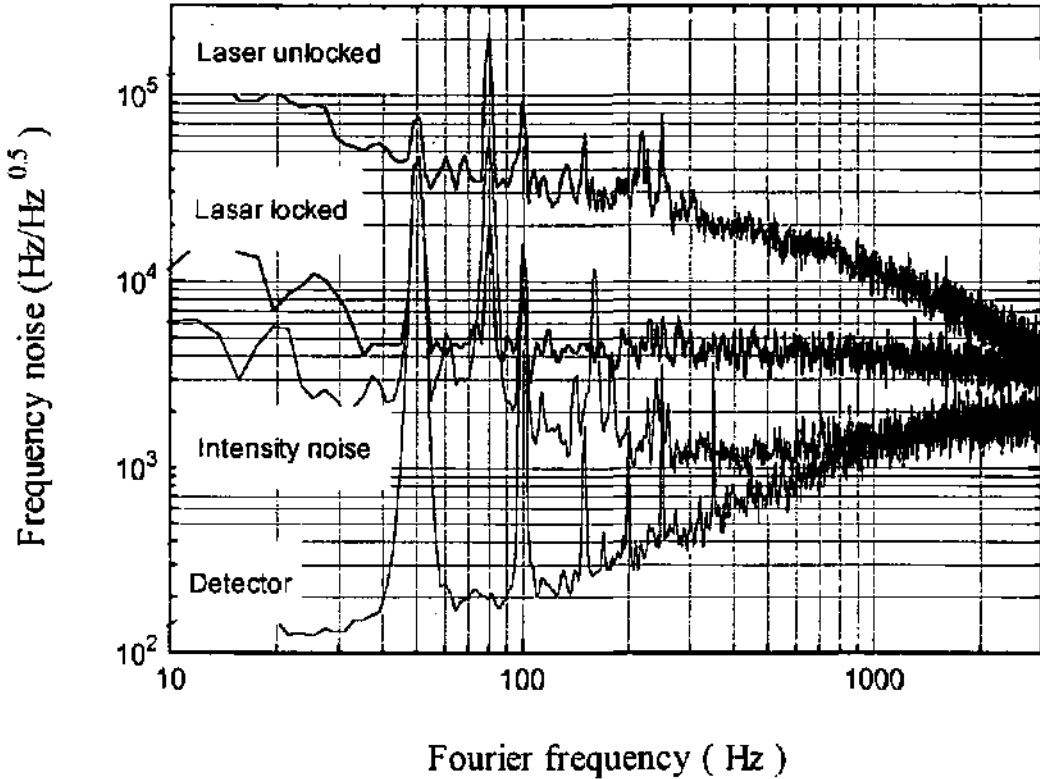


Fig. 3.4.8. Bruit de fréquence en régime asservi (fréquence de modulation : 50 kHz).

De la figure 3.4.8 on déduit la valeur suivante pour le bruit de fréquence du laser asservi:

$$\text{Frequency Noise}_{\text{Laser locked}} = 4 \text{ kHz}/\sqrt{\text{Hz}} \quad (3.4.7)$$

D'après la forme du bruit résiduel de fréquence (spectre plat), on est porté à croire que la limite du bruit de fréquence atteinte dépend du bruit du circuit de détection utilisé pour l'asservissement. En effet, l'exigence de travailler à une haute fréquence de modulation du courant du laser implique l'utilisation d'une basse résistance de "feed-back" dans le circuit, ce qui augmente son bruit, et notamment l'effet du bruit thermique de la résistance elle-même et du bruit de tension de l'amplificateur opérationnel.

Pour améliorer ultérieurement cette limite, il suffit en principe d'augmenter le rapport signal / bruit en augmentant la puissance lumineuse arrivant sur le photodétecteur. Cependant, nous n'avons pas poursuivi dans cette voie, car le résultat obtenu constitue déjà une bonne amélioration.

Remarques conclusives

Les mesures présentées ci-dessus ont été réalisées de manière à pouvoir observer séparément le bruit d'intensité et le bruit de fréquence du laser. Pour cela, il a été nécessaire de bien caractériser le circuit de détection afin que celui-ci ne contienne pas de source supplémentaire de bruit pouvant fausser les résultats. En outre, différentes possibilités ont été envisagées afin de réduire le bruit d'intensité et le bruit de fréquence. Un exemple a été décrit ci-dessus et consiste à employer un asservissement rapide qui - grâce à sa bande passante plus élevée - permet de diminuer le bruit de fréquence du laser dans le domaine spectral qui nous intéresse.

D'autres études ont été réalisées afin de diminuer aussi le bruit d'intensité du laser. L'utilisation d'une seconde photocellule collectant une partie du faisceau laser qui ne traverse pas la vapeur de rubidium permet - en principe - d'éliminer une partie du bruit d'intensité (toutes les composantes corrélées) de manière "électrique" par l'emploi d'un circuit de soustraction et/ou de division. La figure 4.3.9 décrit le schéma de détection qui réalise une soustraction.

Lors de mesures préliminaires avec compensation par soustraction, par division, et par les deux simultanément, nous avons pu vérifier une réduction du bruit d'intensité lorsque les deux photocellules collectent de la lumière n'ayant pas traversé de vapeur atomique, mais pas lorsqu'une seule la traverse. Nous avons expliqué cette observation par la présence du "spectre résiduel" qui rend les deux faisceaux lumineux spectralement différents suivant qu'ils sont filtrés par la vapeur ou pas.

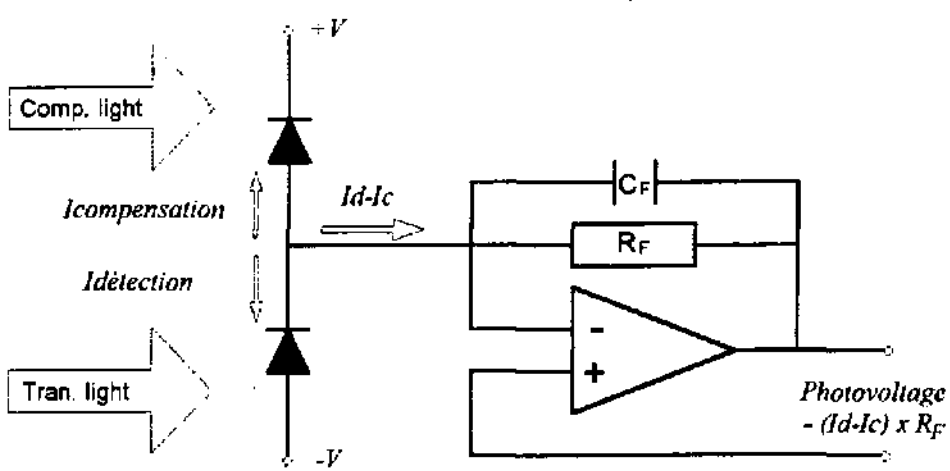


Fig. 4.3.9. Circuit de détection permettant une réduction du bruit d'intensité par soustraction.

Enfin, mentionnons le fait que dans une horloge, le laser sera certes accordé à une des résonances atomiques, mais sa fréquence ne coïncidera peut-être pas exactement avec le maximum de la courbe d'absorption (cf. chapitre 4), de sorte que le bruit d'intensité et le bruit de fréquence pourraient intervenir simultanément. Dans ce cas, la corrélation entre le bruit d'intensité et le bruit de fréquence pourrait jouer un rôle important.

Ces dernières remarques nous indiquent quelques pistes de recherche pour le futur, auxquelles s'ajoute la nécessité d'enrichir nos données par des informations quant à la validité statistique des résultats exposés dans ce chapitre.

Références

- BARWOOD G. P., GILL P., ROWLEY W. R. C., [1988] "A simple rubidium-stabilised laser diode for interferometric applications", *Journal of Physics E*, **21**, pp 966/71, 1988.
- BARWOOD G. P., GILL P., ROWLEY W. R. C., [1991] "Frequency measurements on optically narrowed Rb-stabilised laser diodes", *Applied Physics*, **B53**, pp 142/47, 1991.
- CAMPARO J. C., [1985] "The diode laser in atomic physics", *Contemp. Physics*, **26** (5), pp 443/47, 1985.
- CERS Projet n° 2457.1 [1992-1994] "Interféromètre industriel à diode laser stabilisée en fréquence pour mesures de haute précision", *Partenaires : Observatoire Cantonal de Neuchâtel (Dr. P. Thomann, A. Jornod), Institut de Microtechnique de l'Université de Neuchâtel (Prof. R. Dändliker, K. Hug), TESA Renens (Dr. A. Bezinge, C. Moser)*.
- FURUTA H. OHTSU M., [1989] "Evaluation of frequency shift and stability in rubidium vapor stabilized semiconductor lasers", *Applied Optics*, **28** (17), pp 3737/3743, 1 September 1989.
- NAKAGAWA M., SATO T., SHIMBA M., [1989] "Frequency stabilisation of semiconductor laser using faraday effect", *Electronics Letters*, **25** (7), pp 430/31, 30 March 1989.
- SAGNA N., MANDACHE C., THOMANN P., [1992] "Noise measurements in single-mode GaAlAs diode lasers", *Proc. 6th European Frequency and Time Forum*, Nordwijk, March 1992.
- SHARP Corporation, [1986] "Laser Diodes User's Manual", Osaka, September 1986.
- TÊTU M., VILLENEUVE B., CYR N., TREMBLAY P., THÉRIAULT S., BRETON M., [1989] "Multiwavelength sources using laser diodes frequency locked to atomic resonances", *Journal of lightwave technology*, **7** (10), pp 1540/48, 10 October 1989.
- TSUCHIDA H., OHTSU M., TAKO T., KURAMOCHI N., OURA N., [1982] "Frequency stabilization of AlGaAs semiconductor laser based on the Rb85-D2 line", *Japanese Journal of Applied Physics*, **21** (9), pp L561/63, September 1982.
- VANZELA R. A., CIMINI L. J., WILSON R. W., REICHMAN K. C., GROT A., [1988] "Frequency stabilisation of AlGaAs laser to absorption spectrum of rubidium using Zeeman effect", *Electronics Letters*, **24** (12), pp 725/26, 9 June 1988.
- WIEMAN C. E., [1991] "Using diode lasers for atomic physics", *Rev. Sci. Instrum.*, **62** (1), pp 1/20, January 1991.
- YAMAGUCHI S., SUZUKI M., [1982] "Frequency stabilisation of a diode laser by use of the optogalvanic effect", *Applied Physics Letters*, **41** (7), pp 597/98, 1 October 1982.

DOUBLE RESONANCE AVEC DIODE LASER

4.1 Introduction

Travaux précédents et propos du chapitre	4-4
--	-----

4.2 Etude théorique

4.2.1. Calcul du signal de double résonance

Calcul des taux de relaxation γ_1 et γ_2	4-6
Calcul du signal de double résonance global	4-9
<i>Rappel</i>	4-9
<i>Exemple n° 1 : réponse d'une vapeur optiquement mince</i>	4-10
<i>Exemple n° 2 : réponse d'une vapeur optiquement épaisse</i>	4-12
Discussion des résultats et comparaison avec le cas d'une lampe spectrale	4-15

4.2.2. Etude de phénomènes liés au "peaking" du signal de double résonance

Le phénomène du "peaking" du signal de double résonance	4-16
Peaking du signal et variations de la fréquence optique	4-18
Effets géométriques dus au "peaking" du signal de double résonance	4-20

4.2.3. Etude du phénomène du déplacement radiatif (light shift)

Définition des coefficients de déplacement radiatif	4-23
Estimation théorique du déplacement radiatif	4-24
Le phénomène de la saturation du déplacement radiatif	4-25
Interprétation physique du phénomène de la saturation du déplacement radiatif	4-27
Une mesure intéressante de déplacement radiatif en l'absence de gaz tampon	4-28

4.3 Etude expérimentale

4.3.1. Montage expérimental

Description du montage expérimental	4-32
---	------

4.3.2. Détection de spectres optiques

Effets du gaz tampon étudiés	4-34
Montage expérimental et résultats	4-35
Discussion des résultats	4-38

4.3.3. Principe de la mesure d'un signal de double résonance

Principe de la détection du signal de double résonance	4-40
Analyse du signal de double résonance	4-42

4.3.4. Effets du gaz tampon et de la température sur le signal	
4.3.4.1. 1° Etude : caractéristiques générales du signal de double résonance	
Principe et montage expérimental	4-44
Amplitude du signal en fonction de la pression d'azote et de la température.....	4-45
Largeur du signal en fonction de la pression d'azote et de la température	4-46
Lumière transmise en fonction de la pression d'azote et de la température	4-47
Discussion des résultats : 1° étude	4-48
4.3.4.2. 2° étude : déplacement et largeur du signal de double résonance	
Principe et montage expérimental	4-50
Déplacement de fréquence en fonction de la pression d'azote	4-52
Largeur du signal en fonction de la pression d'azote	4-52
Discussion des résultats de la 2° étude	4-52
4.3.5. Effets du pompage optique	
4.3.5.1. 1° étude : effets de l'intensité du faisceau optique incident	
Cas du faisceau lumineux étroit par rapport aux dimensions de la cellule	4-56
Interprétation du désaccord entre les prévisions théoriques et l'expérience.....	4-60
Modèle théorique tenant compte de l'inhomogénéité radiale du faisceau	4-62
Sélection spatiale des atomes interrogés	4-65
4.3.5.2. 2° étude : effets de la fréquence du faisceau optique incident	
Principe et montage expérimental	4-70
4.3.6. Effets du déplacement radiatif	
Principe et montage expérimental	4-74
Mesure du light shift avec pompage optique homogène	4-75
1. Description qualitative (Critère d'homogénéité du faisceau)	4-75
2. Description quantitative : mesure du light-shift "local"	4-78
3. Description quantitative : mesure du light-shift "global"	4-82
4. Light-shift lorsque le laser est asservi sur la raie d'absorption atomique	4-85
Le phénomène de la saturation du light-shift	4-90
1. La saturation du déplacement radiatif	4-90
2. La saturation du coefficient de déplacement radiatif	4-94
3. Conclusion	4-98
4.3.7. Effets de l'interrogation micro-onde	
Amplitude et largeur du signal en fonction de la puissance micro-onde	4-99
Fréquence "horloge" en fonction de la puissance micro-onde (power shift)	4-102
4.4 Remarques conclusives	
Remarques conclusives	4-104
Références	4-104

Ce chapitre se distingue des chapitres deux et cinq dans la mesure où l'application spécifique des étalons de fréquence passifs au rubidium est au second plan, et que l'accent est placé sur la compréhension et l'observation des phénomènes physiques eux-mêmes comme le "peaking" du signal de double résonance et la "saturation" du déplacement radiatif.

En réalité, durant la recherche, cette étape a précédé les études présentées dans les chapitres deux, trois et cinq, et a été indispensable pour interpréter les résultats obtenus par la suite. En outre, cette analyse a permis de mettre en évidence l'importance de certains paramètres, tels que le taux d'absorption optique (Γ).

Il a cependant semblé favorable - pour la clarté de l'exposé - d'organiser celui-ci d'une manière différente, en rassemblant en un unique chapitre la description des phénomènes physiques fondamentaux.

* * * * *

La première section (§ 4.1 "Introduction") définit le propos du chapitre et passe en revue les divers travaux qui ont été publiés dans les domaines concernés par l'utilisation des diodes laser pour le pompage optique dans des expériences de double résonance optique / micro-onde.

Dans la seconde section (§ 4.2 "Etude théorique") quelques développements théoriques sont présentés. Ils concernent notamment l'étude quantitative du signal local et global de double résonance, ainsi que l'interprétation du phénomène observé dans le passé et désigné comme "saturation du light-shift". Lors de cette recherche, des effets intéressants liés au "peaking" du signal (cf. § 2.3.2 "Quelques propriétés du signal de double résonance") sont mis en évidence.

Dans la troisième section (§ 4.3 "Etude expérimentale") sont présentés les résultats expérimentaux. Après une première partie consacrée à une brève étude des spectres d'absorption optique (§ 4.3.2), l'accent est mis sur le signal de double résonance (§ 4.3.4 à 4.3.7) et sur les effets du gaz tampon et de la température (§ 4.3.4) du pompage optique par laser (§ 4.3.5), du déplacement radiatif (§ 4.3.6) et de l'interrogation micro-onde (§ 4.3.7).

Dans la partie conclusive (§ 4.4) les résultats principaux du chapitre sont rappelés.

4.1 Introduction

Travaux précédents et propos du chapitre

Même si l'utilisation de diodes laser pour réaliser le pompage optique ne change pas le principe de la double résonance et n'induit pas de phénomènes physiques de base nouveaux, les propriétés spectrales de la lumière qu'elles émettent et leur accordabilité en fréquence ont permis la mesure d'effets imprévus, voire en apparent désaccord avec les prévisions théoriques [ARDITI et al. 1975], [LEWIS, et al. 1981], [CAMPARO et al. 1982], [LEE et al. 1984], [McCLELLAND et al. 1986], [HASHIMOTO et al. 1987], [LIU et al. 1990], [TREMBLAY et al. 1990]. En outre, elles ont amené certains auteurs à proposer des techniques de pompage optique originales [HASHIMOTO et al. 1990] [TREMBLAY et al. 1992], [CYR et al. 1992].

Divers travaux expérimentaux et théoriques ont tenté d'interpréter ces résultats [CAMPARO et al. 1983], [HASHIMOTO et al. 1989], mais ne sont pas parvenus - à notre point de vue - à mettre en évidence de manière univoque l'origine des phénomènes rapportés.

C'est à partir de ces constatations, et avec l'espoir de développer une future horloge, que cette recherche a démarré. Une partie de ces résultats a été présentée lors de conférences spécialisées dans le domaine des horloges atomiques [MILETI et al. 1994 et 95]. Ce chapitre expose cette analyse en adoptant un point de vue scientifique le plus général possible.

Concernant l'étude théorique quantitative des signaux de double résonance (§ 4.2 "Etude théorique"), notre étude se distingue par le fait qu'elle exploite - en simplifiant l'analyse théorique - le fait qu'une source "monochromatique" est utilisée. Il en résulte une comparaison quantitative et qualitative entre les résultats expérimentaux et les résultats théoriques, sans facteurs empiriques de normalisation. Ainsi, même si les équations de base sont identiques à celles correspondant au cas de la lampe à décharge [ch. 7 VANIER et al. 1989], les calculs présentés sont plus aisément comparables aux résultats expérimentaux.

La simplification principale provient de l'approximation (2.3.1.11) qui exprime de manière simple le flux de photons absorbés par atome de rubidium se trouvant dans la vapeur, alors que dans le cas d'une lampe à décharge, le calcul de cette grandeur physique nécessitait l'évaluation de l'intégrale du produit entre le spectre lumineux et la section efficace atomique (2.3.1.1). Ainsi, l'introduction d'une source monochromatique remplace un produit de convolution par un produit direct. Nous avons essayé en outre de partir d'un modèle simple (où toutes les grandeurs physiques sont homogènes, avec le modèle de l'atome à trois niveaux), et d'introduire les "ingrédients physiques" nouveaux seulement si cela s'avérait nécessaire.

Concernant l'observation de spectres d'absorption optique du rubidium avec diode laser (§ 4.3.2), de nombreuses publications existaient - certains auteurs ayant déjà étudié de manière

approfondie les effets de la température de la vapeur et de la pression du gaz tampon [TÉTU et al. 1989], [BARWOOD et al. 1991] - de sorte qu'il était superflu de répéter de manière détaillée ces analyses. Cette étude se limite donc à des vérifications de principe.

Concernant les effets du gaz tampon sur le signal de double résonance (§ 4.3.4), le fait que le pompage optique soit effectué par diode laser plutôt que par lampe spectrale ne modifie pas - à priori - l'interaction entre les atomes de rubidium et les molécules du gaz étranger et les parois de la cellule. Ainsi, cet aspect ne nécessitait pas de nouveaux approfondissements. En l'absence de gaz tampon [ROBINSON et al. 1982-83]- par contre - une nouvelle étude physique spécifique sera nécessaire (des mesures préliminaires ont été effectuées).

Concernant l'effet du pompage optique sur le signal de double résonance (§ 4.3.5), il n'existait pas - à notre connaissance - d'autres études expérimentales ayant mis en évidence le phénomène du "peaking" du signal. La seule exception est constituée par une courbe expérimentale de [LEE et al. 1984 (fig. 3)] obtenue avec une cellule sans gaz tampon, et qui montrait peut-être cet effet. Les auteurs ne l'ont cependant ni signalé, ni interprété. Bien au contraire, la discussion des résultats expérimentaux présentée dans d'autres travaux ([ARDITI et al. 1975] par exemple) semble plutôt montrer que cet effet - prévu par le "modèle de Vanier" - est méconnu dans cette application particulière de la double résonance. Il serait d'ailleurs intéressant de comparer - d'un point de vue général - ce phénomène aux autres phénomènes de saturation rencontrés dans les différents types de double résonance (micro-onde/micro-onde, optique/optique, etc.), et qui présentent les mêmes caractéristiques.

Concernant le déplacement radiatif (§ 4.3.6), un bon nombre de publications ont rapporté des résultats expérimentaux sur la *saturation du light-shift*, sans pour autant en expliquer les causes. Une de ces études [CAMPARO et al. 1983] contenait - d'après nous - tous les ingrédients pour expliquer les phénomènes observés, mais la complexité du modèle théorique et la configuration expérimentale défavorable (cavité TE₁₁₁) ont obscurci l'identification des paramètres et phénomènes physiques principaux à l'origine des effets mesurés.

Concernant l'effet du rayonnement micro-onde (§ 4.3.7) - enfin - il n'existe pas - à notre connaissance - d'étude portant spécifiquement sur ce sujet dans le cas du pompage optique par diode laser, et nous nous sommes limités nous-mêmes à mettre en évidence un effet particulier lié au déplacement radiatif.

Enfin, il faut souligner que les expériences de double résonance avec pompage laser citées ci-dessus ont parfois négligé la compréhension des phénomènes observés, dans la hâte d'évaluer la stabilité d'une future horloge, mélangeant ainsi deux aspects complémentaires mais distincts de la recherche. Nous avons essayé de mieux séparer ces deux approches, aussi bien durant l'étude que dans cet exposé.

4.2 Etude théorique

Cette section est divisée en trois parties. La première partie (§ 4.2.1 "Calcul du signal de double résonance") est consacrée au calcul du signal de double résonance avec diode laser. Il s'agit donc d'une continuation du § 2.3, ("Aspects théoriques") dans le cas spécifique où le pompage optique est réalisé avec de la lumière "monochromatique".

La deuxième partie (§ 4.2.2 "Etude de phénomènes liés au peaking du signal de double résonance") analyse du point de vue théorique le phénomène du "peaking" du signal de double résonance par un faisceau lumineux intense, et illustre quelques effets macroscopiques liés à ce phénomène. Cette analyse s'est révélée nécessaire pour comprendre et interpréter des observations expérimentales décrites dans le § 4.3.5. ("Effets du pompage optique").

La troisième partie (§ 4.2.3 "Etude du phénomène du déplacement radiatif") introduit la terminologie utilisée pour décrire le light shift subi par les atomes de rubidium et donne une estimation théorique de cette grandeur physique importante pour l'application dans les HVR. Enfin, une première analyse du phénomène de la "saturation du light shift" est présentée.

4.2.1 Calcul du signal de double résonance

Calcul des taux de relaxation γ_1 et γ_2

Comme l'étude expérimentale - dans une configuration donnée - des phénomènes de relaxation inclus dans γ_1 et γ_2 (cf. § 2.3.1) constitue en soi un sujet de recherche, notre étude s'est limitée à l'estimation théorique de ces taux de relaxation dans le cas où ceux-ci sont dominés par l'effet d'un (éventuellement plusieurs) gaz tampon(s), pour ensuite vérifier expérimentalement - à travers les mesures des largeurs de raie - que ces estimations sont correctes (§ 4.3.4.2).

Les développements qui suivent mériteraient donc d'être approfondis, notamment en ce qui concerne l'effet des parois 1) à basse pression du gaz tampon; 2) lorsque les dimensions de la cellule sont inférieures à un cm^3 ; 3) lorsqu'un revêtement des parois est utilisé.

Comme première estimation de γ_1 et γ_2 , nous utilisons le développement de la référence [VANIER et al. 1989 p. 1277], qui consiste à écrire γ_1 et γ_2 comme la somme des contributions de l'échange de spin et des collisions avec les parois et les molécules du gaz tampon.

$$\gamma_i = \gamma_{i/SpinExchange} + \gamma_{i/WallCollisions} + \gamma_{i/BufferGasCollisions} \quad i = 1,2 \quad (4.2.1.1)$$

Le taux de relaxation longitudinal provoqué par l'échange de spin dépend de la densité du rubidium n et de la vitesse relative moyenne v_r . A 60°C, on obtient typiquement :

$$\left. \begin{aligned} \gamma_{I:Spin\ Exchange} &= n \cdot \bar{v}_r \cdot \sigma \\ n &\approx 3 \cdot 10^{11} \cdot \text{cm}^{-3} \\ \bar{v}_r &\approx 4 \cdot 10^4 \cdot \text{cm} \cdot \text{s} \\ \sigma &\approx 1,8 \cdot 10^{-14} \cdot \text{cm}^2 \end{aligned} \right\} \Rightarrow \gamma_{I:Spin\ Exchange} = 220 \cdot \text{s}^{-1} \quad (4.2.1.2)$$

Les deux autres termes de (4.2.1.1) sont souvent pris en considération simultanément puisqu'ils sont étroitement liés - les collisions avec les parois étant d'autant moins nombreuses que le nombre de collisions avec les molécules du gaz tampon est élevé - et résultent de la résolution par approximation d'une équation de diffusion (cf. § 3.5 de la Référence [VANIER et al 1989]). Pour une cellule d'absorption cylindrique avec de l'azote, on a (1° mode de diffusion) :

$$\gamma_{I:Wall\ Collisions} + \gamma_{I:Buffer\ Gas\ Collisions} \approx \left(\frac{(2,405)^2}{a^2} + \frac{\pi^2}{L^2} \right) \cdot D_0 \cdot \frac{P_0}{P} + N_0 \cdot \bar{v}_r \cdot \sigma_1 \cdot \frac{P}{P_0} \quad (4.2.1.3)$$

Avec les paramètres expérimentaux (4.2.1.4), on obtient l'expression (4.2.1.5). Le calcul du taux de relaxation transverse s'effectue de manière semblable, et grâce aux relations (4.2.2.6) et (4.2.1.7) on trouve (4.2.1.8) [VANIER et al 1989, tables 3.5.1-2 et p. 1279 en particulier] :

a (rayon interne de la cellule):	0,5 – 0,6 cm	
L (longueur interne de la cellule):	1 – 1,2 cm	
D_0 (constante de diffusion Rb - N ₂):	0,36 cm ² / s	
P_0 (pression normale):	1013 mbar	
N_0 (constante de Loschmidt):	2,687 · 10 ¹⁹ mol / cm ³	
\bar{v}_r (vitesse relative moyenne Rb - N ₂):	5,43 · 10 ⁴ cm / s	(4.2.1.4)
σ_1 (section efficace des collisions Rb - N ₂):	5,3 · 10 ⁻²³ cm ²	
P (pression du gaz tampon):		

$$\gamma_{I:Wall\ Collisions} + \gamma_{I:Buffer\ Gas\ Collisions} \approx \frac{6280}{P[\text{mb}]} + 0,08 \cdot P[\text{mb}] \quad (4.2.1.5)$$

$$\gamma_{2:SpinExchange} = \frac{5}{8} \gamma_{1:SpinExchange} \approx 138 \cdot s^{-1} \quad (4.2.1.6)$$

$$\sigma_2 \text{ (section efficace des collisions Rb - N}_2\text{)}: 74 \text{ à } 350 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2 \quad (4.2.1.7)$$

$$\gamma_{2:WallCollisions} + \gamma_{2:BufferGasCollisions} \approx \frac{6280}{P[mb]} + 1 \text{ à } 5 \cdot P[mb] \quad (4.2.1.8)$$

La figure 4.2.1.1 montre le taux de relaxation total en fonction de la pression d'azote, et constitue une base de comparaison pour les résultats expérimentaux présentés dans le § 4.3.4.

Dans une HVR, on utiliserait probablement un mélange d'azote et d'argon dans un rapport qui rend la fréquence horloge indépendante de la température de la vapeur. Dans ce cas, un même calcul permet de trouver les pressions optimales en fonction des dimensions de la cellule.

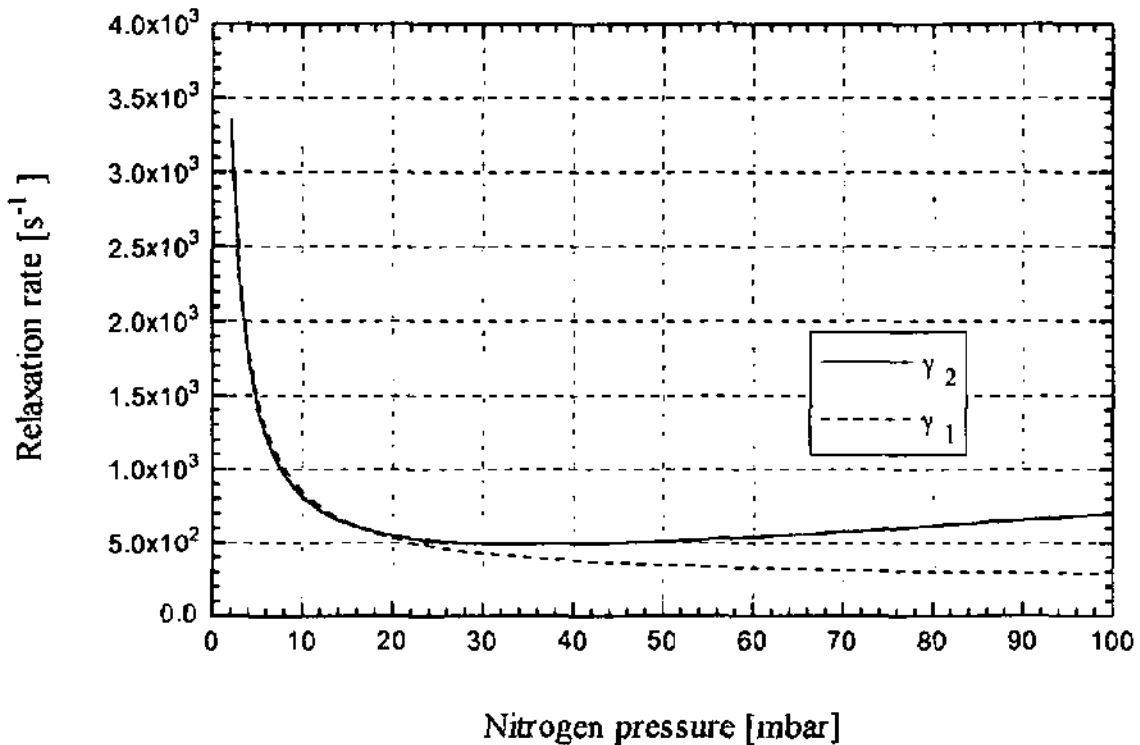


Fig. 4.2.1.1. Taux de relaxation longitudinal et transverse en fonction de la pression d'azote correspondant aux calculs ci-dessus (SE-BG-WC).

Calcul du signal de double résonance global

Rappel

Le § 2.3.2 présente le calcul du signal de double résonance. Sous certaines hypothèses - liées principalement à la présence du gaz tampon - l'évolution locale de la matrice densité qui représente la vapeur est donnée par des "équations pilotes" (2.3.2.1) où n'apparaissent que les sous-niveaux de l'état fondamental des atomes de rubidium. Si la condition d'adiabaticité (2.3.2.4) concernant la variation temporelle de la pulsation d'interrogation ω est respectée, le signal de double résonance local est alors fourni par la solution stationnaire de ces équations. Le modèle de l'atome à trois niveaux donne le comportement qualitatif de cette solution qui décrit une courbe de résonance (lorentzienne) en fonction de ω (2.3.2.3).

Le signal de double résonance mesuré correspond à la variation de transparence de la vapeur due à la présence de l'interrogation micro-onde (2.3.2.6). Cette variation de lumière transmise s'ajoute à celle provoquée par l'absorption linéaire (1^o terme) et à celle induite par le pompage optique (2^o terme, qui diminue l'absorption).

La solution stationnaire a aussi été calculée avec un modèle qui tient compte des huit sous-niveaux de l'état fondamental du Rb87. Le signal de double résonance peut alors s'exprimer avec la même fonction lorentzienne de la fréquence d'interrogation que dans le cas du modèle à trois niveaux (2.3.2.11), à condition que l'on définisse un taux de relaxation longitudinal $\gamma_{||}$ généralisé (2.3.2.10), et qu'on introduise des facteurs de normalisation différents devant chaque terme de (2.3.2.6). Ces facteurs - qui sont déterminés par la multiplicité de l'état fondamental, et par le fait que seuls deux des sous-niveaux sont couplés par l'interrogation micro-onde - induisent une diminution de l'amplitude du signal local par rapport au cas des trois niveaux. En première approximation, il est réduit d'un facteur 3 si le pompage optique dépeuple l'état hyperfin $F=2$, et d'un facteur 5 s'il dépeuple l'état $F=1$ (figure 2.3.2.7).

Enfin, il est utile de rappeler que - comme le comportement asymptotique de $\gamma_{||}$ en fonction de Γ est différent selon que l'on considère le modèle à 3 ou à 9 niveaux : (2.3.1.16) et (2.3.2.10) - la largeur du signal de double résonance est supérieure dans le deuxième cas si la différence entre les deux taux d'absorption est non nulle (cf. figure 2.3.2.8). Contrairement à certains auteurs cependant [CAMPARO 1985 et 1989], nous avons montré que cette différence est faible dans la mesure où elle ne se manifeste que dans le deuxième terme de la largeur de raie (4.2.1.9) - à travers Ω - et qu'à forte intensité lumineuse, c'est le premier terme qui domine.

$$FWHM = \frac{1}{\pi} \sqrt{\gamma_{\perp}^2 + \Omega^2} \quad [Hz] \quad (\text{avec } \Omega^2 = 4 \cdot \omega_1^2 \cdot \frac{\gamma_{\perp}}{\gamma_{||}}) \quad (4.2.1.9)$$

Cette partie est consacrée au calcul du signal de double résonance global fourni par la vapeur de rubidium interrogée, de manière à offrir une description théorique quantitative, susceptible d'être comparée aux résultats expérimentaux présentés dans le § 4.3.

Exemple n°1 (réponse d'une vapeur optiquement mince)

Le premier exemple de calcul du signal de double résonance concerne le cas où une vapeur de Rb87 optiquement mince - p. ex. 1 mm à 60°C - est irradiée par un faisceau laser dont la fréquence est centrée sur la raie hyperfine D2 - F=2 ($\Gamma_H = 0$).

D'après les calculs du § 2.3.1 et les expressions (2.3.1.11) et (2.3.1.12) on peut voir qu'avec quelques dizaines de mbar d'azote (entre 10 et 40, de telle manière que, d'après les résultats de la section 4.3.2 "Détection de spectres optiques", $\delta\nu$ est compris entre 0,2 et 0,8 GHz) on a la relation suivante entre l'intensité I et le taux d'absorption Γ_I : (1° valeur $\rightarrow \delta\nu = 0,8$ GHz)

$$\Gamma_I [s^{-1}] \approx 2000 - 8000 \cdot I [\mu W / mm^2] \quad (4.2.1.10)$$

Si on exprime l'intensité lumineuse en fonction du flux de photons N incidents par seconde et par mm^2 ($1 \mu W = 3,926 \cdot 10^{12}$ photons), cette relation donne le rapport entre le flux de photons absorbés et le flux de photons incidents sur l'atome qui se trouve dans l'état absorbant :

$$\Gamma_I [s^{-1}] \approx 0,5 - 2 \cdot 10^{-9} \cdot N [s^{-1} \cdot mm^{-2}] \quad (4.2.1.11)$$

On peut calculer la variation d'intensité lumineuse en utilisant la relation (2.3.2.11), avec les paramètres $n = 3 \cdot 10^8 / mm^3$ et $\Delta l = 1$ mm. On obtient :

$$\Delta N = \frac{\Delta I}{h\nu_{Rb}} \approx -\frac{N}{2} \left[\frac{5}{8} - \frac{15\Gamma_I}{8(3\Gamma_I + 8\gamma_1)} + \frac{4\gamma_{12}\Gamma_I}{(3\Gamma_I + 8\gamma_1)^2} \cdot \frac{\Omega^2}{(\omega - \omega_{Rb})^2 + \gamma_1^2 + \Omega^2} \right] \quad (4.2.1.12)$$

$$= -\Delta N^{thermal} + \Delta N^{optical\ pumping} - \Delta N^{microwave}$$

L'amplitude des diverses contributions dépend alors des nombreux paramètres de (4.2.1.12). On peut - par exemple - se placer dans la situation d'une horloge à vapeur de rubidium, où la puissance micro-onde est fixée de manière à ne pas saturer le signal de double résonance. La figure 4.2.1.2 illustre un résultat typique que l'on obtient dans ces conditions.

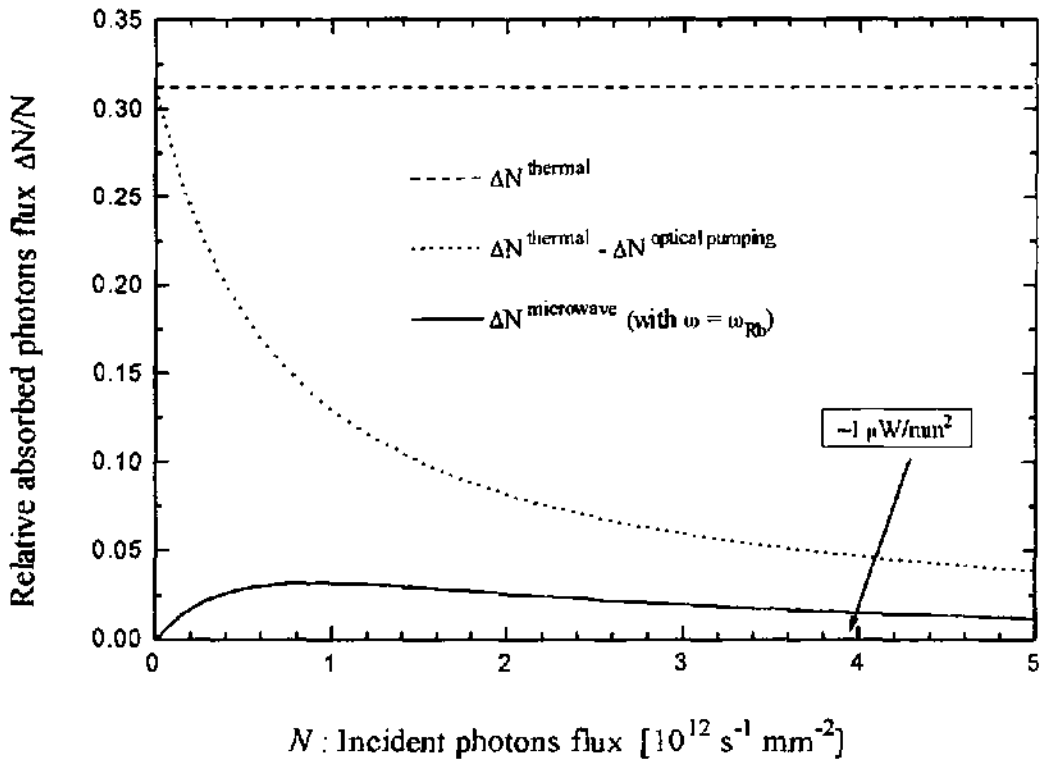


Fig. 4.2.1.2 Nombre de photons absorbés en fonction du nombre de photons incidents. Dans cet exemple, on a utilisé la relation 4.2.1.12 avec $\gamma_1=400 \text{ s}^{-1}$, $\gamma_2=500 \text{ s}^{-1}$, $\omega_1=1100 \text{ s}^{-1}$, $\Gamma_1[\text{s}^{-1}]/1 [\mu\text{W}/\text{mm}^2]=6000$ et $\Gamma_2=0$. (1 mm, 60°C).

Cet exemple fournit l'ordre de grandeur des dimensions physiques qui interviennent localement dans l'expérience de double résonance. Un cube de 1 mm³ de vapeur rubidium 87 à 60°C (3.10⁸ atomes) avec quelques dizaines de mb d'azote soumis à un flux lumineux "monochromatique" D2 - F=2 (à 780 nm) de 10¹² photons/s.mm² (0,25 μW/mm²) absorberait environ 32% de ce flux ($\Delta N^{\text{thermal}}$) sans l'effet du pompage optique, qui réduit ce taux à 10% (330 photons absorbés par atome de rubidium et par seconde).

Un champ micro-onde résonant ($\omega_1=1100 \text{ s}^{-1}$) induit une absorption optique supplémentaire de 3% (correspondant en moyenne à 100 photons par atome de rubidium et par seconde).

Exemple n°2 (réponse d'une vapeur optiquement épaisse)

Le second exemple de calcul du signal de double résonance concerne le cas où une vapeur de Rb87 optiquement épaisse - p. ex. 10 mm à 60°C - est irradiée par un faisceau laser de fréquence centrée sur la raie hyperfine D2 F=2 ($\Gamma_{II}=0$). Dans ce cas, l'expression (4.2.1.12) doit être utilisée localement puisque - d'après la figure 4.2.1.2 - la lumière est significativement atténuée si elle traverse plus d'un millimètre de vapeur à 60°C. Il s'agit donc d'évaluer itérativement les expressions (4.2.1.10) et (4.2.1.12), de manière à décrire le fait que le taux d'absorption et les populations atomiques sont fortement inhomogènes à travers la vapeur.

Pour cela, nous avons écrit un programme pour le logiciel "Matlab", qui fournit le résultat final en quelques minutes sous forme graphique et de fichiers de données. Les figures 4.2.1.3 à 4.2.1.6 illustrent des résultats typiques dans les conditions expérimentales d'une HVR. La figure 4.2.1.3 montre l'amplitude du signal global en fonction du flux des photons incidents pour différentes longueurs de vapeur interrogée (ici avec un champ micro-onde homogène).

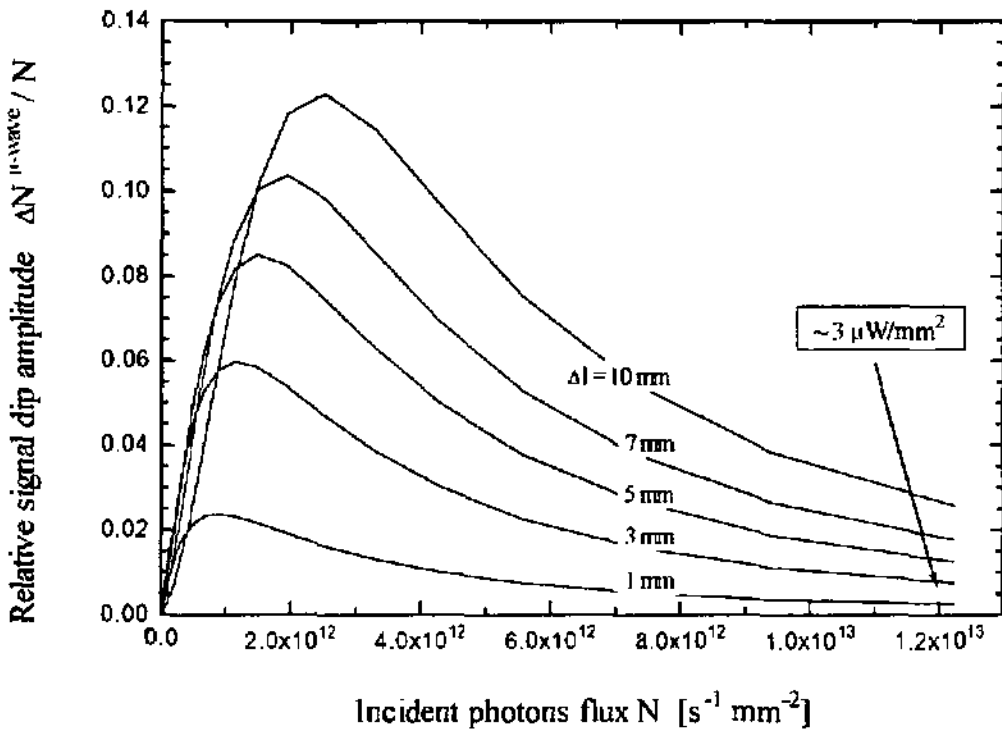


Fig. 4.2.1.3 Flux relatif de photons absorbés par effet de l'interrogation micro-onde en fonction du flux de photons incidents. (Amplitude du signal de double résonance). Dans cet exemple, on a pris $\gamma_1 = 400 \text{ s}^{-1}$, $\gamma_2 = 500 \text{ s}^{-1}$, et $\omega_1 = 1000 \text{ s}^{-1}$, $\Gamma_1[\text{s}^{-1}] / I [\mu\text{W}/\text{mm}^2] = 6000$ et $\Gamma_{II} = 0$.

On remarque sur la figure 4.2.1.3 que - première approximation - l'amplitude du signal augmente linéairement avec la longueur de la vapeur interrogée. Les résultats sur les figures 4.2.1.4 à 4.2.1.6 ont été obtenus avec les mêmes valeurs de γ_1 , γ_2 , ω_1 et Γ_{II} .

La figure 4.2.1.4 représente le rapport entre l'amplitude du signal et la lumière transmise en fonction de la lumière transmise. La figure 4.2.1.5 représente la largeur à mi hauteur en fonction de la lumière transmise. La figure 4.2.1.6 donne le rapport entre la lumière transmise et la lumière incidente.

A partir de ces résultats on peut extraire les valeurs théoriques des grandeurs physiques qui interviennent *globalement* dans l'expérience de double résonance. Un cube de 1 cm³ de vapeur rubidium 87 à 60°C (3.10¹¹ atomes) avec quelques dizaines de mb d'azote soumis à un flux lumineux "monochromatique" D2 - F=2 (à 780 nm) de 3.10¹² photons/s.mm² (0,75 μW/mm²) absorbe au total 60% de ce flux (600 photons par atome et par seconde en moyenne). 40% de la lumière transmise(160 photons par atome et par seconde en moyenne) est absorbée par effet du champ micro-onde (si celle-ci est homogène) résonant (avec $\omega_1 = 1100$ s⁻¹).

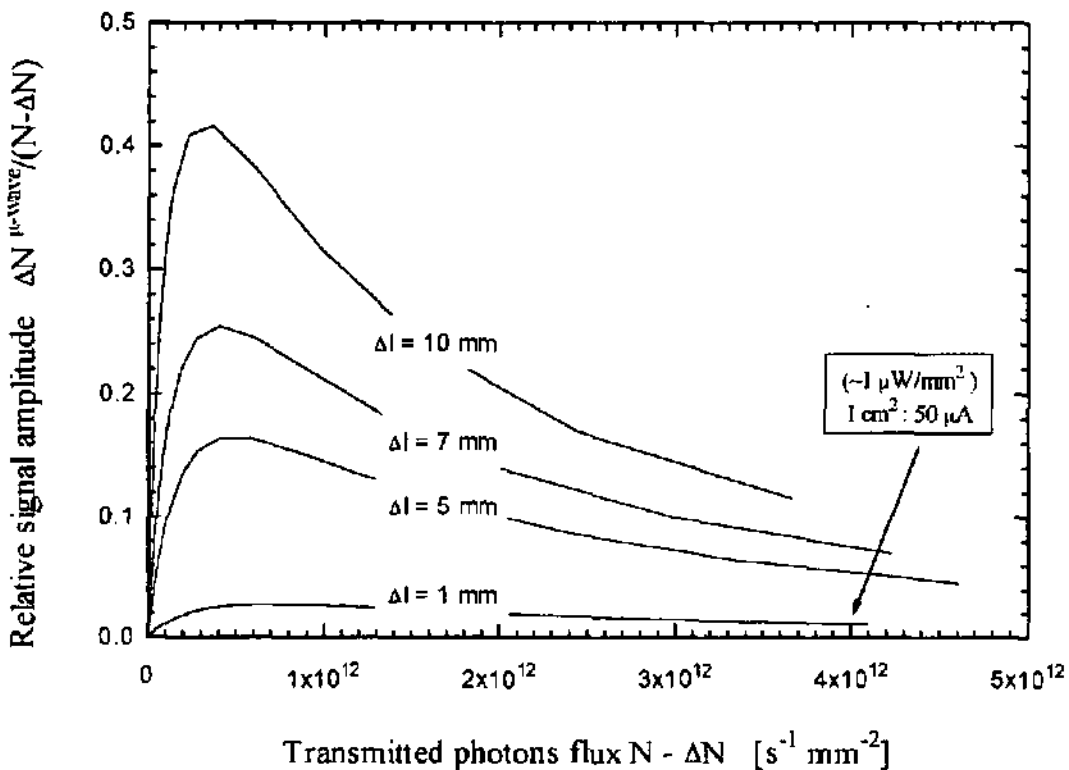


Fig. 4.2.1.4 Rapport entre le flux de photons absorbés par effet de l'interrogation micro-onde ($\Delta N^{\text{microwave}}(\omega = \omega_{Rb})$) et le flux de photons transmis par la vapeur ($N - \Delta N$).

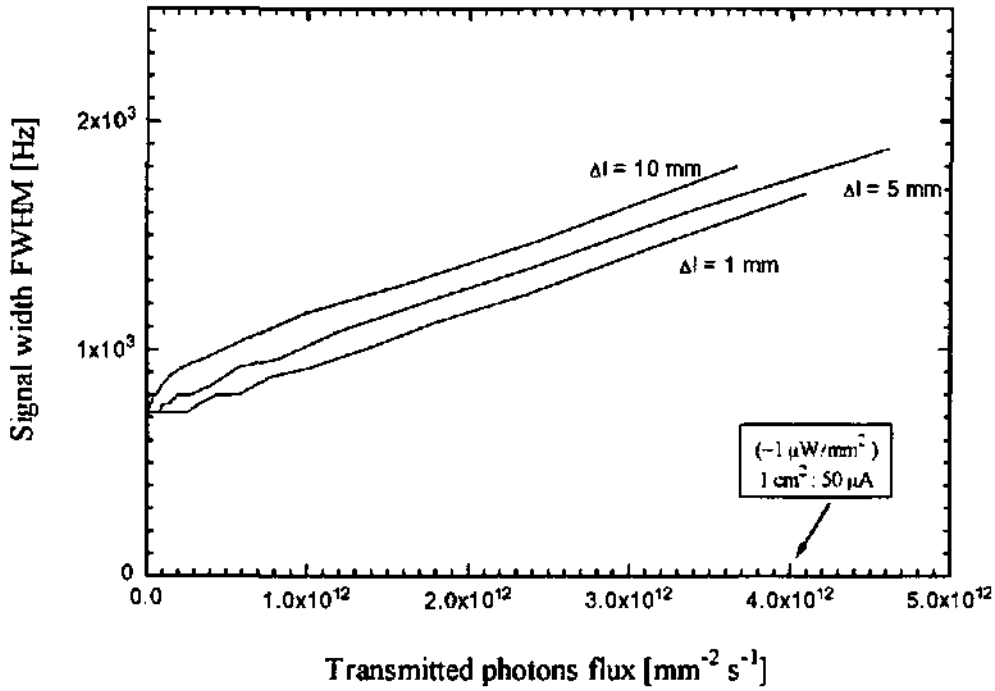


Fig. 4.2.1.5 Largeur à mi hauteur du signal de double résonance en fonction du nombre de photons transmis par la vapeur.

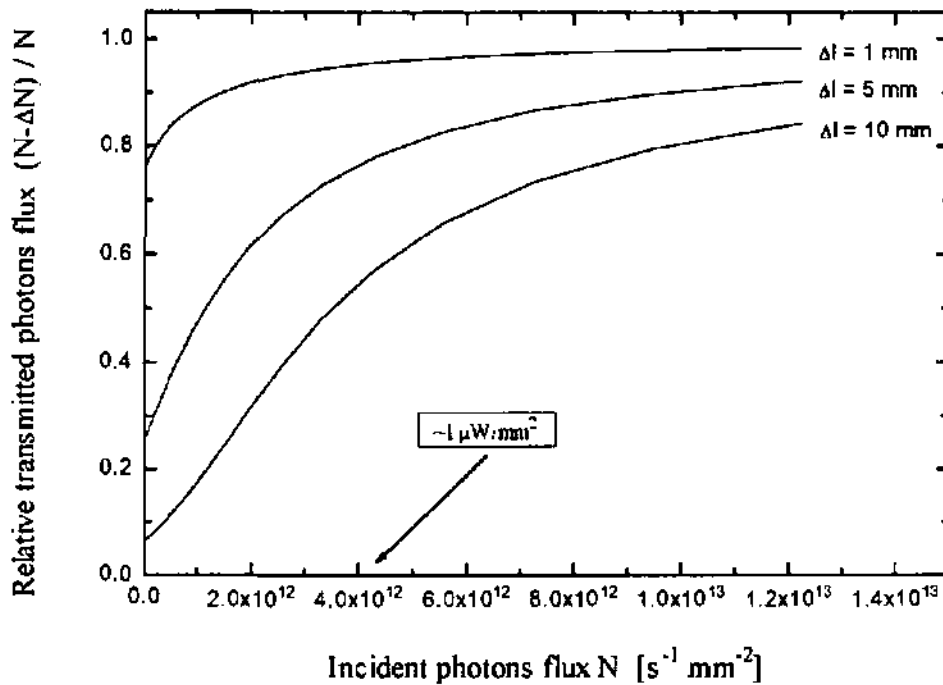


Fig. 4.2.1.6 Rapport entre le nombre de photons transmis par la vapeur et le nombre de photons incidents en fonction du nombre de photons incidents.

Discussion des résultats et comparaison avec le cas d'une lampe spectrale

Les calculs présentés dans la section précédente seront comparés aux résultats expérimentaux dans la partie consacrée à l'étude expérimentale (§ 4.3). De manière générale - cependant - on peut déjà anticiper que l'ordre de grandeur des prévisions théoriques présentées ci-dessous correspond aux résultats expérimentaux avec une diode laser.

Plus précisément, les prévisions concernant l'amplitude et la largeur du signal de double résonance, ainsi que la lumière transmise (photocourant DC) correspondent parfaitement aux valeurs expérimentales lorsque l'intensité lumineuse ne dépasse pas les valeurs pour lesquelles intervient le phénomène que nous avons nommé "peaking" de l'amplitude du signal, c'est-à-dire 0,5 à 2 $\mu\text{W}/\text{mm}^2$, selon l'épaisseur optique de la vapeur. Si l'intensité lumineuse dépasse cette valeur, des écarts pourront intervenir, selon le montage expérimental utilisé et selon - notamment - l'homogénéité du pompage optique et de l'interrogation micro-onde. C'est la raison pour laquelle ce régime de fonctionnement est étudié séparément ci-dessous (§ 4.2.2). D'ailleurs, dans une HVR, on essaiera - en principe - d'éviter de se trouver dans ce régime, afin de se placer dans des conditions optimisant le rapport signal / bruit.

On peut alors comparer ces résultats au cas où une lampe spectrale est utilisée. De ce point de vue, notre montage expérimental est particulièrement intéressant, puisque de nombreuses expériences de double résonance ont été réalisées avec ce même résonateur atomique mais en effectuant le pompage optique par lampe spectrale (la seule différence réside dans le fait que du rubidium naturel est utilisé dans la vapeur au lieu du Rb 87 pour le "filtrage isotopique").

Avec une lampe, le flux de photons incidents est de $5 \cdot 10^{13}/\text{s} \cdot \text{mm}^2$ ($12,5 \mu\text{W}/\text{mm}^2$), et le flux transmis de $1,4 \cdot 10^{13}/\text{s} \cdot \text{mm}^2$ ($3,5 \mu\text{W}/\text{mm}^2$). Le signal de double résonance a une amplitude de $1 \cdot 10^{11}$ photons/s. mm^2 ($0,025 \mu\text{W}/\text{mm}^2$) et une largeur à mi hauteur de 1200 Hz.

Dans le cas du pompage optique du laser, on verra ci-dessous que la géométrie du champ micro-onde correspond à une interrogation homogène de 6 mm de vapeur environ. Dans ces conditions on a $2 \cdot 10^{12}$ photons/s. mm^2 ($0,5 \mu\text{W}/\text{mm}^2$) incidents, $6,5 \cdot 10^{11}$ photons/s. mm^2 ($0,16 \mu\text{W}/\text{mm}^2$) transmis, un signal de double résonance de $1,3 \cdot 10^{11}$ photons/s. mm^2 ($32,5 \text{nW}/\text{mm}^2$) dont la largeur à mi hauteur vaut 900 Hz.

On remarque que le nombre total de photons incidents et transmis est réduit d'un facteur 40 environ, et que - grâce au pompage optique optimal (un des taux d'absorption Γ est presque nul), le signal de double résonance a une amplitude (qui dépend de la différence des taux d'absorption) légèrement supérieure, et une largeur à mi hauteur (qui dépend de la somme des taux d'absorption) légèrement inférieure. C'est donc la réduction du bruit, plutôt qu'une augmentation de signal qui améliore le rapport S/N avec un laser (cf. § 5.2 et Table 5.2.1).

4.2.2 Etude de phénomènes liés au "peaking" du signal de double résonance

Le phénomène du "peaking" du signal de double résonance

L'utilisation d'une diode laser offre la possibilité de vérifier expérimentalement le comportement du signal de double résonance en fonction de l'intensité et de la fréquence du rayonnement lumineux prévu par le modèle théorique. Avec une lampe spectrale, le peaking du signal en fonction de l'intensité lumineuse pourrait être mesuré - bien que la dynamique soit inférieure - en revanche, la dépendance en fonction de la fréquence optique ne peut pas être observée, car les raies contenues dans le spectre de l'irradiation sont aussi larges que les raies d'absorption atomiques, et ne peuvent s'accorder comme avec un laser. C'est probablement la raison pour laquelle - à notre connaissance - les phénomènes décrits ci-dessous n'ont jamais été observés.

On distinguera deux régimes différents caractérisés par la valeur du taux d'absorption optique Γ correspondant à la transition atomique sur laquelle le laser est accordé. Il s'agit donc de deux régimes où le pompage optique est *faible* ou *fort*. La valeur que doit prendre Γ pour passer d'un régime à l'autre dépend de l'atome et de la transition considérés, ainsi que des autres grandeurs physiques intervenant dans l'expression (2.3.2.11) : les taux de relaxation et la puissance du rayonnement micro-onde. Si on se place dans les conditions expérimentales typiques d'une horloge (exemples n° 1 et n° 2 du paragraphe précédent), cette valeur critique du taux d'absorption vaut environ 3000 s^{-1} , ce qui correspond - si le laser est accordé - à une intensité lumineuse valant entre $0,5$ et $2 \mu\text{W}/\text{mm}^2$. En utilisant l'approximation où le taux d'absorption correspondant à la transition $F=1$ est nul, le signal de double résonance est donné par (transition D2 - $F=2$) :

$$\Delta I^{\text{microwave}} \approx -n \cdot \Delta l \cdot h\nu_{Rb} \cdot \frac{4 \cdot \gamma_{||} \cdot \Gamma_1^2}{(3 \cdot \Gamma_1 + 8\gamma_1)^2} \frac{\Omega^2}{(\omega - \omega_{Rb})^2 + \gamma_{\perp}^2 + \Omega^2} \quad (4.2.2.1)$$

Avec :

$$\gamma_{||} = \frac{(\Gamma_1 + \gamma_1) \cdot \gamma_1 \cdot (3\Gamma_1 + 8\gamma_1)}{(\Gamma_1^2 + 7\Gamma_1\gamma_1 + 8\gamma_1^2)} \sim \Gamma_1^0 \quad (4.2.2.2)$$

et :

$$\Omega^2 = 4 \cdot \omega_1^2 \cdot \frac{(\Gamma_1^2 + 7\Gamma_1\gamma_1 + 8\gamma_1^2) \cdot (\Gamma_1 / 2 + \gamma_2)}{(\Gamma_1 + \gamma_1) \cdot \gamma_1 \cdot (3\Gamma_1 + 8\gamma_1)} \sim \Gamma_1^1 \quad (4.2.2.3)$$

1. Faible pompage optique : ($\Gamma < 3000 \text{ s}^{-1}$)

Pour de faibles taux d'absorption optique, l'amplitude du signal de double résonance augmente comme le carré de Γ (4.2.2.1), et sa largeur est principalement déterminée par le taux de relaxation transversale et par la fréquence de Rabi (2.3.2.7) :

2. Fort pompage optique : ($\Gamma > 3000 \text{ s}^{-1}$)

Lorsque le taux d'absorption optique augmente (de dix à cent fois plus grand que les taux de relaxation), l'amplitude du signal atteint un maximum puis diminue (figure 4.2.1.3) comme l'inverse de Γ (4.2.2.1). La largeur à mi hauteur est alors principalement déterminée par le taux d'absorption optique, et augmente linéairement en fonction de Γ (4.2.1.9).

La figure 4.2.2.1 illustre cet effet dans le cas des exemples n°1 et n° 2 décrits dans le paragraphe précédent (les figures 4.2.1.2, 4.2.1.3 et 4.2.1.4 représentent l'amplitude relative du signal de double résonance, alors que la figure 4.2.2.1 représente l'amplitude absolue).

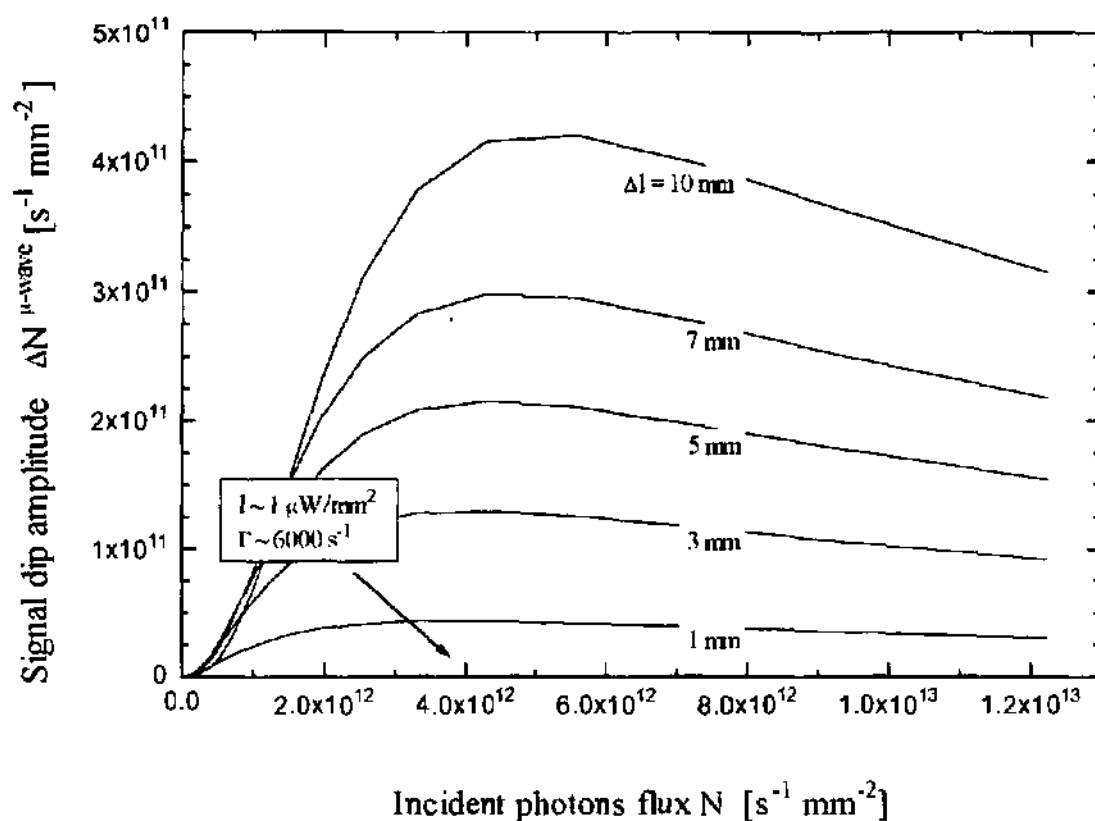


Fig. 4.2.2.1 Amplitude du signal de double résonance en fonction du taux d'absorption optique à forte intensité lumineuse : la courbe correspond à l'exemple n° 2 décrit dans le § 4.2.1 (figure 4.2.1.4) et illustre le phénomène du "peaking".

Peaking du signal et variations de la fréquence optique

En outre, ces comportements du signal de double résonance ne dépendent pas explicitement de l'intensité lumineuse, mais seulement implicitement, à travers le taux d'absorption. En termes plus intuitifs, le signal de double résonance ne dépend pas directement du nombre de photons irradiant les atomes de rubidium, mais seulement du nombre de photons qui sont absorbés. Bien que cette affirmation paraisse, à première vue, banale - il est compréhensible que seuls les photons ayant la bonne fréquence interviennent dans le processus - elle a des conséquences importantes au niveau de la compréhension des phénomènes observés.

En particulier, dans le cas où une source monochromatique est utilisée, et si l'intensité lumineuse est suffisamment élevée pour que l'on se trouve dans le régime où le "peaking" de la double résonance intervient, en balayant la fréquence du laser, on s'attend à avoir un signal plus important et plus étroit lorsque le laser n'est pas accordé à la transition optique, que lorsque celui-ci est parfaitement résonant avec la fréquence de résonance atomique. En effet, si l'on considère la situation expérimentale correspondant à la figure 4.2.1.4, et que l'intensité lumineuse est telle que lorsque le laser est accordé à la transition atomique on ait $\Gamma_{II}=0$ et $\Gamma_I=15000\text{ s}^{-1}$, alors on peut réduire le taux d'absorption en désaccordant le laser, et donc augmenter le signal, sans varier l'intensité lumineuse. Cet effet est illustré par la fig. 4.2.2.3, où on a aussi tenu compte de l'effet du déplacement radiatif (light-shift). Dans la même situation expérimentale, si on se trouve dans le cas où il n'y a pas encore de saturation, le signal correspondant au laser accordé (courbe centrale) serait le signal maximum.

L'accordabilité du laser permet donc - en principe - de mesurer l'effet décrit par la figure 4.2.2.2 ou, de manière générale, l'amplitude du signal de double résonance en fonction de l'intensité et de la fréquence du rayonnement lumineux, illustré par la figure 4.2.2.4.

Légende de la figure 4.2.2.4 :

Amplitude du signal de double résonance en fonction de l'intensité et de la fréquence du rayonnement lumineux. (Illustration du phénomène de peaking optique du signal).

Il s'agit du calcul exact avec l'expression (2.3.2.11), en incluant le profil de Voigt atomique (2.3.1.11). Dans cet exemple, on a utilisé les paramètres typiques correspondant à une vapeur de rubidium avec 30 mb d'azote ($\delta\nu = 0,6\text{ GHz}$, $\gamma_1 = 800\text{ s}^{-1}$, $\gamma_2 = 1000\text{ s}^{-1}$, $\omega_1 = 1000\text{ s}^{-1}$, $\Gamma[\text{s}^{-1}]/I[\mu\text{W}/\text{mm}^2] = 6000$), mais sans tenir compte de l'épaisseur optique (exemple n°1 § 4.2.1) et du déplacement radiatif. Le phénomène décrit par cette figure sera vérifié expérimentalement dans le paragraphe 4.3.5.

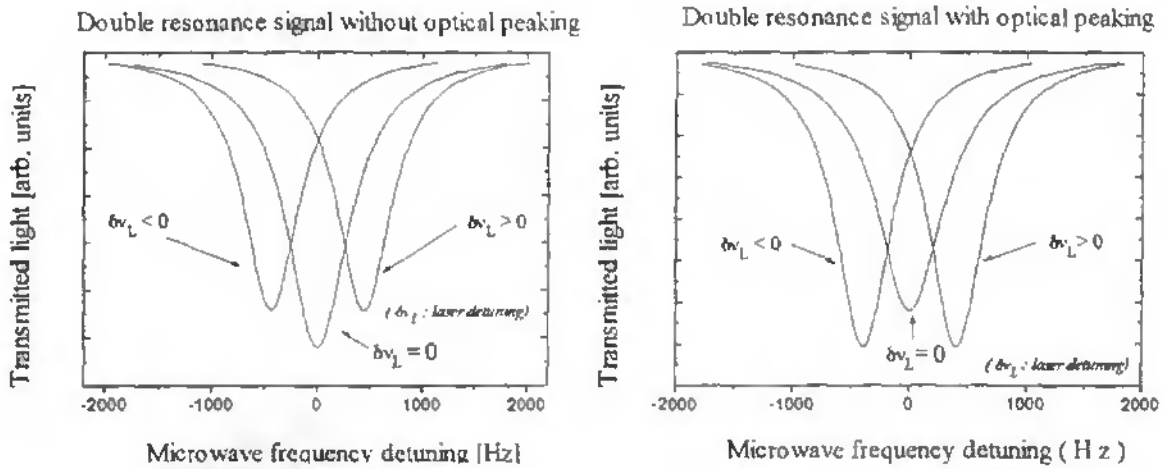


Fig. 4.2.2.2 et 3. Signal de double résonance théorique avec et sans "peaking". Ces figures correspondent au cas où le signal est mesuré en balayant la fréquence de l'interrogation micro-onde. Le déplacement radiatif a été inclus. Ce phénomène a été observé expérimentalement (cf. § 4.3.5).

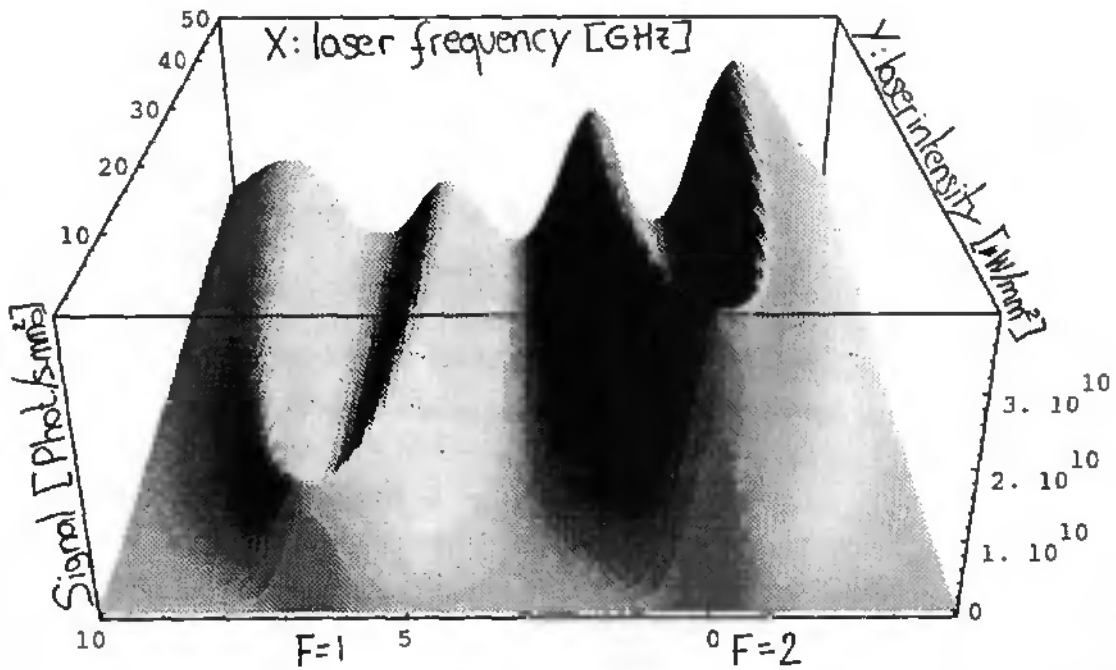


Fig. 4.2.2.4. Légende : voir page précédente.

Effets géométriques dus au peaking du signal de double résonance

L'utilisation d'un faisceau lumineux produit par un laser n'implique pas seulement la possibilité d'irradier la vapeur de rubidium avec une lumière spectralement étroite et intense, mais aussi celle d'obtenir un faisceau dont l'intensité est fortement inhomogène dans la vapeur (passant de plusieurs dizaines de $\mu\text{W}/\text{mm}^2$ à zéro sur quelques mm). Les premières expériences de double résonance optique/micro-onde avec pompage laser ont d'ailleurs été effectuées avec des faisceaux étroits par rapport au volume de la vapeur interrogée.

A cette inhomogénéité de l'intensité lumineuse correspond une inhomogénéité de l'amplitude et de la largeur du signal *local* de double résonance. Par conséquent, la fonction poids $P(x)$ - définie dans le chapitre 2 (§ 2.4 "Une approximation de la fréquence de l'étalon avec une vapeur inhomogène") comme le rapport normalisé entre l'amplitude et le carré de la largeur du signal de résonance *local* (2.4.9) - pourra varier très significativement d'un endroit à l'autre de la cellule d'absorption. Ainsi, si la gamme des intensités lumineuses est suffisamment grande, la fonction $P(x)$ devient très sélective spatialement.

La figure 4.2.2.5 illustre cet effet dans le cas de l'atome à trois niveaux. Cette figure montre en outre que la sélectivité de $P(x)$ est d'autant plus importante que le rapport des deux taux d'absorption s'approche de 1. Ceci est cependant d'importance secondaire dans le cas où une source laser est utilisée, puisque le spectre de la lumière est dans ce cas beaucoup plus étroit que la séparation hyperfine des niveaux fondamentaux; ce rapport est alors uniquement déterminé par l'élargissement et la superposition des deux raies hyperfines.

Dans le cas où l'intensité lumineuse est suffisamment inhomogène pour couvrir la gamme de valeur où $P(x)$ varie de 10 à 100% ($20 \mu\text{W}/\text{mm}^2$ typiquement), seules certaines régions de la vapeur contribueront significativement à la détermination de la fréquence "horloge" de l'ensemble des atomes interrogés. Les autres régions contribueront aussi au signal *global* - qui est moins sélectif - mais leur signal *local* est tellement élargi par la lumière qu'ils n'ont qu'une faible influence dans la détermination de la fréquence centrale. S'il existe des zones où le faisceau est encore plus intense ($50 \mu\text{W}/\text{mm}^2$), les atomes qui s'y trouvent ne participent plus du tout à la détermination de la fréquence "horloge", et même leur contribution au signal devient négligeable.

Si l'on tient compte de la multiplicité de l'état fondamental du rubidium $P(x)$ prend une forme différente. Cependant, comme cela est illustré dans la figure 4.2.2.6, en passant d'un modèle à trois niveaux à un modèle à neuf niveaux, aucune différence fondamentale n'apparaît. Dans le cas limite où les deux taux d'absorption sont égaux, $P(x)$ est indépendant du nombre de niveaux. L'écart le plus grand correspond en fait au cas où l'un des deux taux est nul.

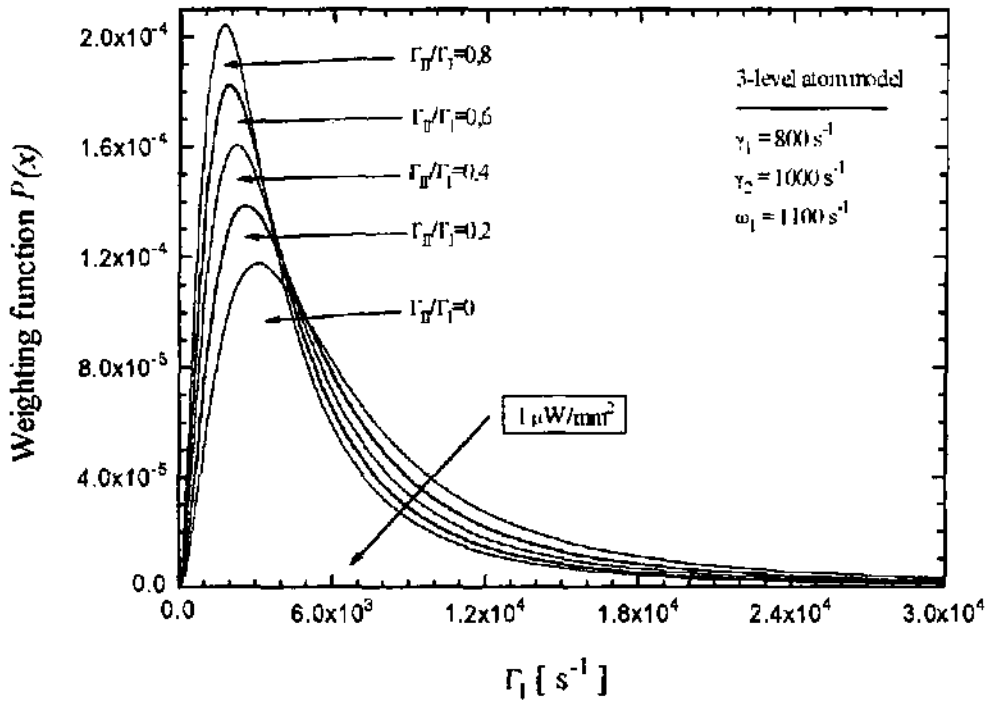


Fig. 4.2.2.5. Fonction $P(x)$ dans le cas de l'atome à trois niveaux, en fonction du taux d'absorption, pour différentes valeurs de Γ_{II}/Γ_I ($\Gamma_I/I = 6000 s^{-1}/(\mu W/mm^2)$).

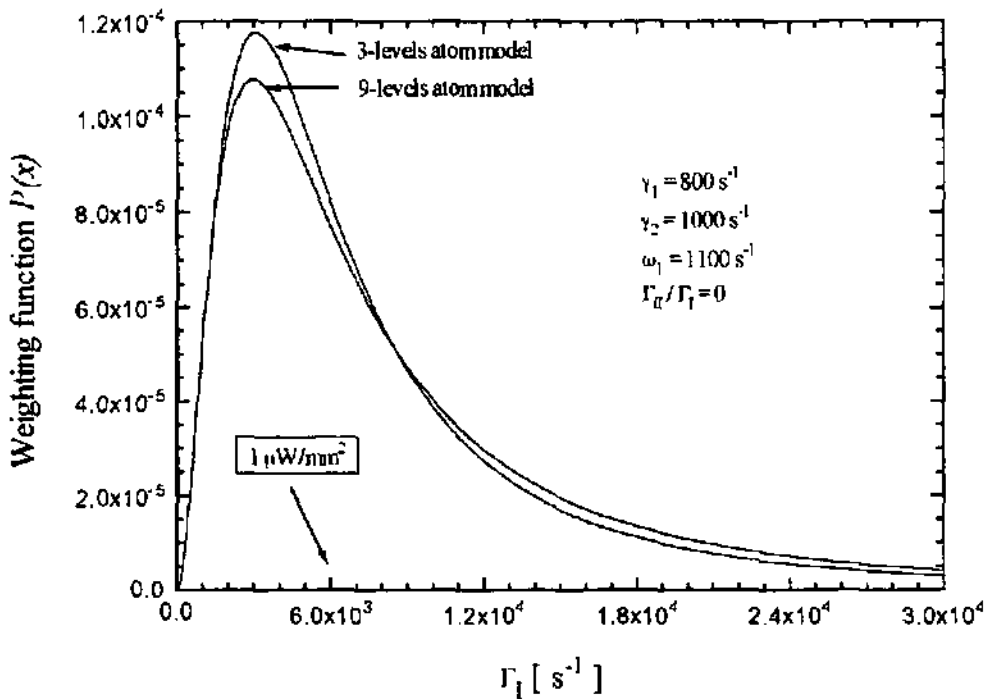


Fig. 4.2.2.6. Comparaison de la fonction $P(x)$ dans le cas du modèle à trois niveaux et dans celui du modèle à neuf niveaux.

Un cas particulièrement intéressant et important de faisceau lumineux inhomogène utilisé pour pomper optiquement la vapeur atomique est celui du faisceau gaussien étroit par rapport aux dimensions de la vapeur. Dans ce cas, on peut aisément calculer la distribution spatiale de l'amplitude du signal en fonction de l'intensité lumineuse moyenne du faisceau. Le résultat est représenté dans la figure 4.2.2.7. On voit que dès que cette intensité dépasse approximativement $2 \mu\text{W}/\text{mm}^2$, les atomes qui se trouvent au centre du faisceau ne contribuent plus que de façon mineure au signal de double résonance. A mesure que l'intensité augmente le maximum du signal provient des atomes se trouvant dans un anneau dont le diamètre augmente.

En ce qui concerne la détermination de la fréquence "horloge", la sélectivité spatiale est encore plus grande et, à forte intensité lumineuse, ce sont les atomes qui se trouvent au bord du faisceau qui déterminent la valeur de la "fréquence horloge".

Aussi pour ces effets des mesures expérimentales ont été réalisées. Les résultats seront décrits dans la section 4.3 (cf. § 4.3.5.1 "Sélection spatiale des atomes interrogés").

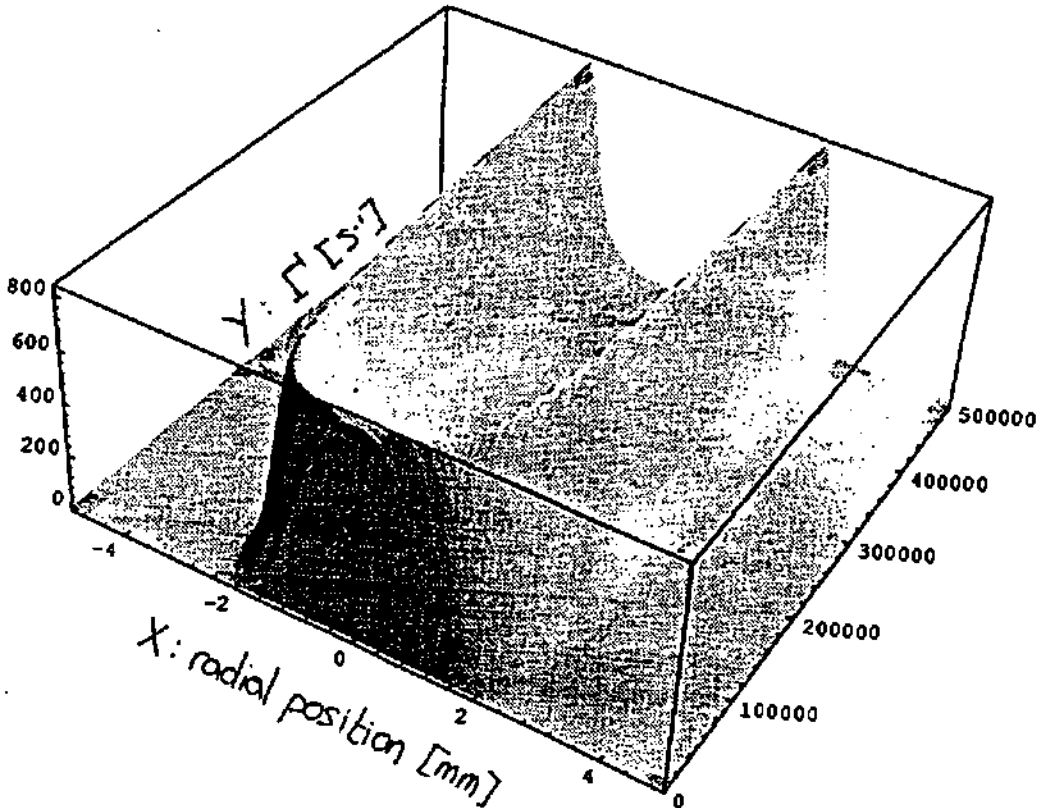


Fig. 4.2.2.7. Distribution spatiale de l'amplitude du signal de double résonance (unités arbitraires) dans le cas d'un faisceau gaussien ayant 5 mm de diamètre.

4.2.3 Etude du phénomène du déplacement radiatif (light shift)

Définition des coefficients de déplacement radiatif

La théorie de base concernant le déplacement et l'élargissement des raies de résonance magnétique causés par une excitation optique a été développée par J.-P. Barrat et C. Cohen-Tannoudji en utilisant le formalisme de la matrice densité [BARRAT et al. 1961], [COHEN-TANNOUDJI et al. 1961]. Les premières observations expérimentales ont été réalisées la même année à l'aide de lampes spectrales par C. Cohen-Tannoudji (sur les atomes de mercure Hg 199) et par M. Arditi et T. R. Carver (sur des atomes de rubidium 87 et de césium 133) [COHEN-TANNOUDJI 1961], [ARDITI et. al. 1961].

Dans les horloges à vapeur de rubidium, le phénomène du light shift joue un rôle important, car le pompage optique des atomes de rubidium constitue une source non négligeable de déplacement et d'instabilité de la fréquence "horloge" de l'étalon.

Le déplacement de fréquence δv_{00} subi par la transition hyperfine 0-0 des atomes de rubidium soumis à un rayonnement monochromatique d'intensité I et de fréquence ν dépend de l'écart entre cette fréquence et une fréquence $\nu_{LS=0}$ caractéristique de la transition. C'est une fonction linéaire de I et dispersive de δv_{Laser} (où $\delta v_{Laser} = \nu - \nu_{LS=0}$). On définit alors deux coefficients α et β , pour des valeurs de δv_{Laser} petites face à la largeur Δv_{Rb} Doppler et collisionnelle :

$$(\delta v_{Laser} \ll \Delta v_{Rb}) \quad \alpha = \delta v_{00} / I; \quad \beta = \delta v_{00} / \delta v_{Laser} \quad (4.2.3.1)$$

Ces définitions ont été formulées de manière à bien distinguer les diverses grandeurs physiques usuellement employées pour décrire le déplacement radiatif : [LEE et al. 1984] :

Light shift (déplacement radiatif) δv_{00} [Hz] : indique le déplacement en Hertz de la transition "horloge" par rapport à sa valeur extrapolée à intensité nulle ν_{00} .

Light shift coefficient α [Hz/($\mu W/mm^2$)] : indique le rapport entre le light shift et l'intensité lumineuse.

Light shift coefficient β [Hz/GHz] : indique le rapport entre le light shift et le désaccord de fréquence par rapport à la valeur qui annule le light shift (pente maximale).

Light shift coefficient $|\beta|/I$ [Hz/GHz.(μ W/mm²)] : indique le rapport entre le coefficient de light shift β et l'intensité lumineuse à cette fréquence.

D'après les définitions données ci-dessus, on en déduit que si α a été mesuré pour une fréquence optique proche de $\nu_{LS=0}$, on a :

$$\alpha / \delta\nu_{\text{Laser}} = |\beta| / I \quad (4.2.3.2)$$

Dans le cas du pompage optique par lampe spectrale, le rayonnement n'est pas monochromatique. Le déplacement radiatif global résulte de la somme des contributions de chaque composante spectrale de la lumière. Son évaluation nécessite donc le calcul d'une intégrale analogue à (2.3.1.1), mais avec la fonction dispersive de la fréquence (4.2.3.1).

Dans le cas du pompage optique par diode laser, par contre, le rayonnement peut être considéré comme monochromatique, et on peut directement appliquer les formules décrites ci-dessus. Cette approximation est valable si la largeur de raie du laser est beaucoup plus faible que la largeur des raies atomiques d'absorption. Dans notre cas, cette hypothèse est vérifiée puisque la largeur de raie du laser est environ 10 fois plus petite (70 MHz) que les raies du rubidium (500 - 1000 MHz).

Estimation théorique du déplacement radiatif

Dans le cadre de ce travail, le phénomène du light shift a été étudié principalement d'un point de vue expérimental, et aucun calcul exact du déplacement radiatif - et des divers coefficients correspondants - n'a été effectué. Pour avoir une base de comparaison pour la discussion des résultats expérimentaux, nous nous sommes basés sur des calculs existant dans la littérature.

W. Happer a développé une théorie décrivant le pompage optique à l'aide du formalisme d'opérateurs effectifs [HAPPER et al. 1967]. Dans un de ses travaux [MATHUR et al. 1968] ce formalisme a été utilisé pour calculer le déplacement radiatif subi par les atomes de rubidium soumis un rayonnement résonnant avec leurs transitions D1 et D2. Bien que ces calculs aient été effectués dans le but de décrire le pompage optique par lampe spectrale, certains résultats peuvent être utilisés pour une lumière monochromatique. En particulier, le coefficient de light shift α a été calculé en fonction de la fréquence optique. La figure n° 3 de cette publication représente le cas de la transition atomique D2. On peut déduire la valeur de $|\beta|/I$ grâce à la relation (4.2.3.2).

Cette valeur dépend de la largeur des raies optiques atomiques, et par conséquent de la température de la vapeur et de l'élargissement par le gaz tampon. A température ambiante, on a typiquement les valeurs suivantes (la plus grande valeur correspond au cas sans élargissement collisionnel) :

$$|\beta| / I = 800 - 2500 \text{ Hz/GHz} \cdot (\mu\text{W}/\text{mm}^2) \quad (4.2.3.3)$$

Un autre calcul du déplacement radiatif est présenté dans le livre "The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards" [VANIER et al. 1989 p. 1345]. Il correspond au cas d'une vapeur de rubidium 87 à 60°C soumise à un rayonnement "monochromatique" D2 - F=1. Ce calcul est effectué par rapport aux résultats de L. Lewis et M. Feldman [LEWIS et al. 1981], mais ne tient pas compte de l'élargissement dû au gaz tampon. Leur valeur expérimentale de $|\beta|/I$ apparaît alors 12 fois trop petite par rapport à la valeur théorique. On en déduit que :

$$|\beta| / I = 2700 \text{ Hz/GHz} \cdot (\mu\text{W}/\text{mm}^2) \quad (4.2.3.4)$$

On remarque que les expressions (4.2.3.3) et (4.2.3.4) sont relativement proches, puisque (4.2.3.4) correspond au cas sans élargissement collisionnel. Ainsi, pour une vapeur de rubidium à 60°C contenant 30 mbar d'azote, on s'attend à la valeur typique suivante de $|\beta| / I$

$$|\beta| / I = 800 - 1000 \text{ Hz/GHz} \cdot (\mu\text{W}/\text{mm}^2) \quad (4.2.3.5)$$

Le phénomène de la saturation du déplacement radiatif

Cependant, contrairement aux prévisions théoriques (4.2.3.1) - pourtant confirmées avec une lampe à décharge - divers travaux expérimentaux ont démontré qu'une vapeur atomique soumise à une double résonance avec pompage optique par un faisceau laser dont la fréquence n'est pas exactement accordée à la transition atomique subit un déplacement radiatif qui n'est pas linéaire sur toute la gamme d'intensité lumineuse du faisceau [ARDITI et al. 1975], [CAMPARO et al. 1982], [HASHIMOTO et al. 1987], [LIU et al. 1990].

Plus précisément, le déplacement radiatif mesuré augmente linéairement avec l'intensité lumineuse pour de faibles valeurs de cette dernière (0,1-2 $\mu\text{W}/\text{mm}^2$), puis présente une saturation, voire une diminution de son amplitude (2 à 10 $\mu\text{W}/\text{mm}^2$). Les puissances optiques

où apparaît le phénomène de la saturation indiquée ci-dessus sont indicatives, puisqu'elles varient d'un auteur à l'autre. Cela est aussi le cas pour les valeurs mesurées du déplacement radiatif. En outre, les coefficients expérimentaux de déplacement radiatif β et $|\beta|/I$ étaient inférieurs d'un facteur deux à dix aux valeurs attendues. Les résultats principaux de ces travaux sont décrits ci-dessous.

En outre, divers travaux expérimentaux n'ont pas mis en évidence de phénomènes de non linéarité ou de saturation, mais des effets qui ont peut-être une origine commune (dépendance en fonction de l'intensité lumineuse trop faible ou déplacement radiatif résiduel, lorsque le laser est asservi sur la raie d'absorption optique) [LEWIS et al. 1981], [CYR et al. 1992], [LEE et al. 1984]. Certains de ces résultats sont aussi décrits ci-dessous. En outre, une discussion plus détaillée de ces travaux est présentée dans la partie expérimentale. Il est cependant utile d'illustrer ces propos par quelques données expérimentales.

1. [LEWIS et al. 1981] : natural Rb cell with buffer gas - D2 line (780 nm) - F=1.

$\delta\nu_{00}$: A été mesuré en fonction de l'intensité optique à des puissances comprises entre 1 et 9 $\mu W/mm^2$, pour la fréquence du laser qui maximise $\delta\nu_{00}$ (Fig. 5). Le comportement est linéaire (de 400 à 1300 Hz), mais la valeur extrapolée à une intensité nulle ne vaut pas zéro, mais 300 Hz environ.

$|\beta|/I$: A une puissance optique de 2,8 $\mu W/mm^2$ $|\beta|/I$ vaut : 225 Hz/GHz ($\mu W/mm^2$). Cependant, d'après le comportement du light shift, ce rapport diminue en fonction de l'intensité (à 9 $\mu W/mm^2$ nous l'avons estimé à 165 Hz/GHz ($\mu W/mm^2$)).

2. [VOLK et al. 1981] : natural Rb cell with buffer gas - D1 line (795 nm) - F=1.

$\delta\nu_{00}$: A été mesuré en fonction de l'intensité optique à des puissances comprises entre 0,1 et 60 $\mu W/mm^2$, pour différents désaccords du laser (Fig. 4). Le comportement est linéaire jusqu'à 2-4 $\mu W/mm^2$ (de 100 à 200 Hz), puis sature.

$|\beta|/I$: A une puissance optique de 3 $\mu W/mm^2$ $|\beta|/I$ vaut : 137 Hz/GHz ($\mu W/mm^2$). D'après le comportement du light shift, ce rapport diminue en fonction de l'intensité optique (à 60 $\mu W/mm^2$ nous l'avons estimé à 7 Hz/GHz ($\mu W/mm^2$)).

3. [OHTSU et al. 1987] : nat. Rb(A) and Rb87(B) cell with buffer gas - D2 (780 nm).

$\delta\nu_{00}$: A été mesuré en fonction de l'intensité optique à des puissances comprises entre 0,5 et 6 $\mu W/mm^2$, en balayant la fréquence du laser (Fig. 7-8).

$|\beta|$: Le comportement est linéaire jusqu'à 1 (B) - 2 (A) $\mu W/mm^2$ (à 200 et 500 Hz/GHz), puis sature vers une valeur constante.

$|\beta|/I$: A une puissance optique de $1 \mu W/mm^2$ $|\beta|/I$ vaut : $168 \text{ Hz/GHz} (\mu W/mm^2)$.
D'après le comportement du light shift, ce rapport diminue en fonction de l'intensité optique (à $6 \mu W/mm^2$ nous l'avons estimé à $80 \text{ Hz/GHz} (\mu W/mm^2)$).

4. [LIU et al. 1990] : Rb87 cell with buffer gas - D2 line (780 nm).

$\delta\nu_{00}$: A été mesuré en fonction de l'intensité optique à des puissances comprises entre 1 et $6 \mu W/mm^2$, à différentes fréquences du laser (Fig. 3). Le comportement est linéaire jusqu'à $1 \mu W/mm^2$ (à $15\text{-}30 \text{ Hz}$), puis sature vers une valeur constante.

$|\beta|/I$: A une puissance optique de $1 \mu W/mm^2$ $|\beta|/I$ vaut : $90 \text{ Hz/GHz} (\mu W/mm^2)$.
D'après le comportement du light shift, ce rapport diminue en fonction de l'intensité optique (à $6 \mu W/mm^2$ nous l'avons estimé à $15 \text{ Hz/GHz} (\mu W/mm^2)$).

Interprétation physique du phénomène de la saturation du déplacement radiatif

Les premières observations du phénomène [ARDITI et al. 1975] ont amené leurs auteurs à l'expliquer comme une effet de la saturation optique. Cependant, en considérant les intensités lumineuses utilisées et le fait que la saturation du light-shift était observée même en présence d'un gaz tampon effectuant un important quenching, cette explication est apparue incorrecte (cf. § 2.4 "Peaking du signal de double résonance et saturation optique").

Les travaux de M. Camparo et son groupe [CAMPARO et al. 1982] ont ensuite démontré que des effet semblables à ceux mesurés expérimentalement pouvaient aussi être obtenus à partir de calculs numériques basés sur un modèle qui tient compte des inhomogénéités dans la vapeur. Par ces calculs, on peut s'apercevoir que même si le comportement *local* du light-shift correspond à l'expression (4.2.3.1), le signal de résonance *global* peut avoir une dépendance différente en fonction de l'intensité lumineuse, et notamment une saturation de l'amplitude du light-shift. Suite à ces travaux, ces auteurs ont mis en relation étroite la saturation du light-shift avec les problèmes d'inhomogénéité dans la vapeur mais n'ont pas permis l'identification des mécanismes physiques à la base des effets observés, ni dégagé les paramètres importants qui les déterminent [CAMPARO, et al. 1983].

* * * * *

Nous sommes partis de ces constatations lors de notre étude, et c'est en essayant de mieux comprendre le phénomène de la saturation du light-shift que nous avons étudié les phénomènes décrits précédemment, et notamment la saturation de l'amplitude du signal de double résonance. A la lumière de cette compréhension, la saturation du light-shift a été interprétée

comme une conséquence "naturelle" de la saturation du signal et des effets géométriques qui peuvent en découler. Par un modèle théorique simple, il est possible de reproduire les résultats expérimentaux, non seulement en ce qui concerne la fréquence "horloge" de la vapeur, mais aussi pour l'amplitude et la largeur du signal de double résonance. Nos résultats expérimentaux sont exposés dans le paragraphe 4.3, nous présentons ici l'analyse théorique qualitative.

L'explication physique du phénomène de la saturation du light-shift dans un faisceau laser étroit est relativement simple si l'on tient compte du comportement de la fonction poids $P(x)$, par exemple dans le cas d'un faisceau gaussien, décrit par la Fig. 4.2.2.7. Pour de faibles intensités lumineuses, la fréquence "horloge" de la vapeur est déterminée par les atomes au centre du faisceau. Tant qu'au centre du faisceau l'intensité lumineuse n'est pas suffisante pour saturer le signal, ce sont les atomes qui se trouvent toujours au même endroit qui déterminent cette fréquence et qui contribuent pour l'essentiel au signal de double résonance. Ainsi, on s'attend à ce que la fréquence "horloge" augmente linéairement avec l'intensité lumineuse (si le laser est désaccordé), et qu'en plus l'amplitude et la largeur du signal suivent le comportement *local* décrit par les figures (2.3.2.2) et (2.3.2.3). Lorsque l'intensité lumineuse au centre du faisceau dépasse l'intensité saturant le signal de double résonance, le maximum de la fonction $P(x)$ se déplace du centre du faisceau vers les bords. Ainsi, à mesure que l'intensité lumineuse *globale* augmente, ce n'est plus le centre de la vapeur qui détermine la fréquence "horloge" mais un anneau de rayon croissant. Comme ce sont des régions différentes de la vapeur qui contribuent au signal pour des intensité lumineuses *globales* différentes, mais que l'intensité *locale* dans ces zones privilégiées est approximativement constante, on s'attend à observer une différence entre le comportement *local* et le comportement *global*, et notamment les effets suivants :

- 1) Le déplacement radiatif devient constant au lieu d'augmenter linéairement;
- 2) L'amplitude du signal sature mais ne diminue pas;
- 3) La largeur augmente de manière moins forte que prévu par les théories *homogènes*.

Les calculs relatifs à ces effets spécifiques - sur la base du modèle *microscopique* ayant servi à trouver les résultats des exemples 1 et 2 ci-dessus - seront présentés en parallèle à l'exposé des résultats expérimentaux, de manière à pouvoir comparer directement les aspects théoriques et expérimentaux.

Une mesure intéressante de déplacement radiatif en l'absence de gaz tampon

Avant de décrire nos résultats expérimentaux il est utile d'examiner une autre étude qui a été publiée en 1984, concernant le pompage optique par diode laser d'une vapeur de Rb87 contenue dans une cellule sans gaz tampon, mais avec traitement des parois. Dans ce cas, le

phénomène de la saturation du light shift - si celui-ci est bien dû aux inhomogénéités du faisceau, ne devrait pas apparaître (puisque sans le gaz tampon, les atomes ne peuvent plus être considérés comme immobiles).

5. [LEE et al. 1984] : Rb87 cell with wall coating - D1 line (795 nm) - F=2.

$\delta\nu_{00}$: A été mesuré lorsque le laser est asservi sur l'une des raies d'absorption atomique en fonction de l'intensité entre 0,2 et 2,5 $\mu\text{W}/\text{mm}^2$: 10 Hz (Fig. 4). Linéaire.

α : Lorsque le laser est asservi sur l'une des raies d'absorption atomique le coefficient de light shift α vaut environ 4,5 Hz/ $(\mu\text{W}/\text{mm}^2)$.

$|\beta|$: A été mesuré en fonction de l'intensité optique à des puissances comprises entre 0,5 et 1,5 $\mu\text{W}/\text{mm}^2$, pour un désaccord du laser de 150 MHz (Fig. 5). Le comportement est linéaire. Pour une intensité de 1 $\mu\text{W}/\text{mm}^2$ il vaut 25 Hz/GHz.

$|\beta|/I$: A une puissance optique de 1 $\mu\text{W}/\text{mm}^2$ $|\beta|/I$ vaut : 25 Hz/GHz $(\mu\text{W}/\text{mm}^2)$.

On remarque donc :

1° : les valeurs de déplacements radiatifs et de coefficients de déplacement radiatif sont - de manière générale - 10 à 100 fois inférieurs par rapport au cas des cellules utilisant le gaz tampon. Cette réduction du light shift s'explique probablement par le fait que - en l'absence de gaz tampon - les atomes parcourent plusieurs fois tout le volume de la cellule pendant que se déroule une transition micro-onde. Ainsi, ils ne sont soumis au faisceau lumineux - et au light shift - que durant une fraction du temps que dure l'interrogation micro-onde. Il en résulte donc une valeur moyenne du déplacement qui est inférieure à celle subie par les atomes se trouvant "immobilisés" dans le faisceau par les molécules du gaz tampon.

Cependant, il faut aussi tenir compte de l'effet contraire dû à la diminution du déplacement radiatif provoqué par les collisions avec le gaz tampon. Par conséquent, l'effet global dépendra du rapport entre le volume illuminé et le volume non illuminé de la cellule.

2° : même lorsque le laser est asservi sur la raie atomique, il subsiste un déplacement radiatif résiduel. Ce déplacement existe aussi lorsqu'un gaz tampon est utilisé, et s'explique - d'après nous - par l'effet du déplacement radiatif provenant de(s) l'autre(s) raie(s) hyperfine(s), et qui se prolonge à cause du caractère dispersif du light shift en fonction de la fréquence optique. Des mesures confirmant cette interprétation seront présentées dans la section 4.3.6 [MATHUR et al. 1968].

3° : le coefficient de déplacement radiatif β augmente bien linéairement en fonction de l'intensité lumineuse (jusqu'à 1,5 $\mu\text{W}/\text{mm}^2$), et ne présente donc pas - comme prévu - le

phénomène de la saturation du light shift (mais une mesure à des plus fortes intensité lumineuses serait nécessaire pour s'en convaincre complètement). Nous avons repris les données expérimentales à ce sujet (à partir de la figure n° 5 de la publication), afin d'extrapoler la valeur de β pour des intensités nulles (cf. les remarques au sujet de [LEWIS et al. 1981]). Le résultat est représenté à la figure 4.2.3.1. On remarque que le coefficient de light shift extrapolé à l'origine n'est pas nul. Cet écart peut provenir du fait que - ne disposant pas des données expérimentales - nous avons repris les résultats à partir d'un graphique. Une seconde explication réside peut-être dans l'étalonnage de la mesure de l'intensité lumineuse du faisceau ou de celle du désaccord du laser.

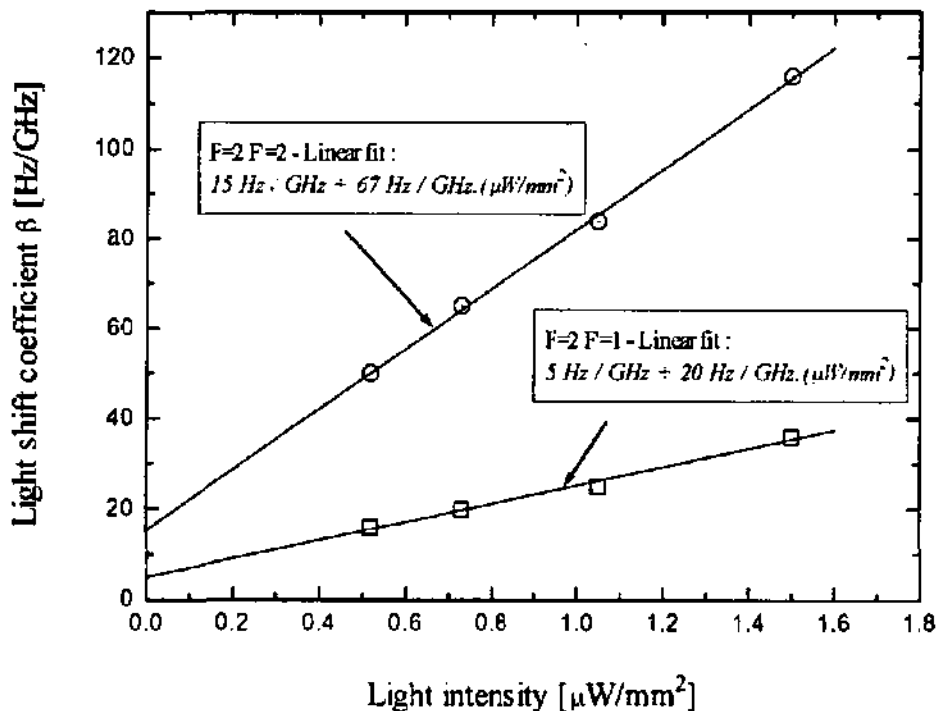


Fig. 4.2.3.1. Coefficient de light shift β mesuré en pompant optiquement une vapeur de rubidium 87 (D1) contenue dans une cellule sans gaz tampon mais avec traitement des parois de la cellule [LEE et al. 1987].

4° : l'amplitude du signal de double résonance en fonction de l'intensité lumineuse a aussi été mesurée lors de cette étude (figure 3). Lorsque le laser est accordé sur la transition D1 F=2 - F'=2, un "peaking" du signal de double résonance apparaît à une intensité lumineuse de $5 \mu\text{W}/\text{mm}^2$ environ. Bien que cette situation physique ne vérifie pas les hypothèses du "modèle de Vanier" présenté dans le chapitre 2 (absence de désexcitation non radiative par le gaz tampon), ce phénomène pourrait être le peaking décrit ci-dessus (§ 4.2.2).

Etude expérimentale

4.3 Etude expérimentale

Cette section est divisée en sept parties.

La première partie (§ 4.3.1 "Montage expérimental") est consacrée à une brève description du montage expérimental.

La seconde partie (§ 4.3.2 "Détection de spectres optiques") présente quelques observations concernant les mesures de spectres d'absorption atomiques.

La troisième partie (§ 4.3.3 "Principe de la mesure d'un signal de double résonance") expose le principe de la mesure d'un signal de double résonance ainsi qu'une première analyse d'un résultat typique.

La quatrième partie (§ 4.3.4 "Effets du gaz tampon et de la température") traite de l'effet du gaz tampon et de la température de la vapeur sur le signal de double résonance.

La cinquième (§ 4.3.5 "Effets du pompage optique") expose les résultats de notre étude concernant l'influence du pompage optique par diode laser sur les signaux de double résonance, et met en évidence les effets liés au "peaking" du signal de double résonance.

La sixième partie (§ 4.3.6 "Le déplacement radiatif") est consacrée à l'étude du light shift.

La septième partie (§ 4.3.7 "Effets de l'interrogation micro-onde") concerne quelques études préliminaires à propos des effets liés à l'interrogation micro-onde (power shift).

* * * * *

4.3.1 Montage expérimental

Description du montage expérimental

Le principe de fonctionnement d'une horloge à vapeur de rubidium (Figure 2.1.1) a été décrit dans le § 2.1 ("Introduction"). Dans le § 2.2 ("Aspects expérimentaux") les constituants principaux d'une telle horloge ont été présentés et - en particulier - les éléments utilisés dans le cadre de cette recherche ont été caractérisés (forme et contenu des cellules d'absorption, résonateur micro-onde magnétron, photodétecteurs ainsi que les éléments de contrôle et de stabilisation électronique). Le § 3.1 ("Introduction et montage expérimental") décrit les diodes laser et leurs modules de support mécanique (figure 3.1.1) et électronique.

Les résultats expérimentaux présentés ci-dessous ont été obtenus en utilisant ces divers éléments, selon un schéma expérimental qui est celui d'une horloge à vapeur de rubidium, sorte de mini laboratoire pour une expérience de double résonance. Ce schéma de base - dont le principe et les composants sont décrits dans le chapitre 2 - a été adapté aux exigences d'une étude physique approfondie. En particulier, nous avons veillé à ce que les éléments critiques, tels que la cellule d'absorption (contenu, volume, température etc.), le faisceau lumineux (géométrie, intensité etc.), la détection (type de photodiode, géométrie, le circuit d'amplification etc.) ou l'interrogation micro-onde (puissance injectée dans la cavité, longueur de la cavité etc.) puissent être changés sans modifier tout le système.

La figure 4.3.1.1 schématise le montage expérimental qui a été utilisé. Les divers éléments indiqués sous forme de modules ou de manière symbolique sont décrits de manière plus détaillée aux endroits indiqués ci-dessus. En outre, les parties variables - telles que les éléments optiques placés entre la source lumineuse et la vapeur - seront spécifiées au fur et à mesure, dans le cadre de chaque étude spécifique présentée ci-dessous.

De manière générale, des fibres optiques en plastique ont été utilisées de manière à simplifier la partie optique du montage, et à réduire les sources de feed-back.

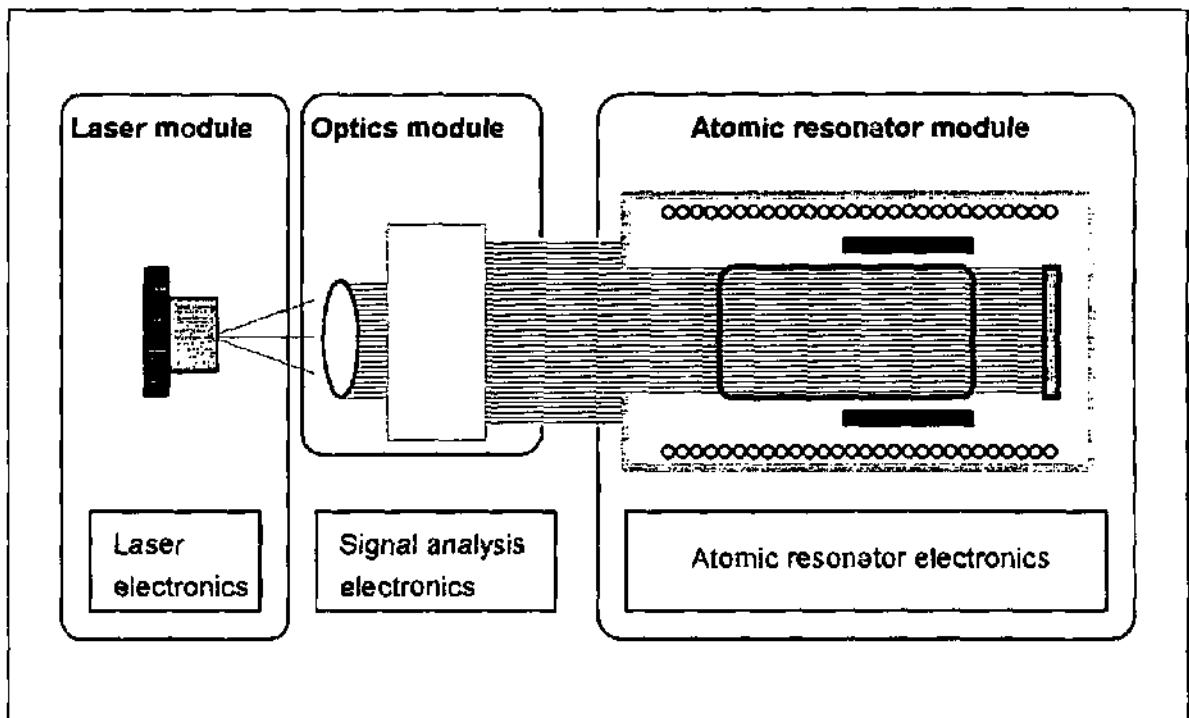


Fig. 4.3.1.1 Schéma bloc du montage expérimental.

4.3.2 Détection de spectres optiques

Effets du gaz tampon étudiés

Le principe général ainsi qu'un résultat typique des mesures de spectres d'absorption optique de la vapeur de rubidium ont été présentés dans le § 3.2 ("Caractéristiques générales de la diode laser - Mesure de spectres d'absorption" figure 3.2.2). Dans ce dernier, la détection et l'observation des propriétés du spectre d'absorption ont été effectuées pour caractériser les diodes laser, et les raies atomiques ont en outre fourni un moyen d'en stabiliser la fréquence. Dans le chapitre 3, il s'agissait donc de se placer du point de vue du laser, et d'utiliser les raies atomiques pour analyser et contrôler le spectre de la lumière qu'il émet.

Dans ce chapitre - au contraire - on analyse plutôt les phénomènes du point de vue de la vapeur de rubidium, du faisceau lumineux, et de leur interaction. L'observation des spectres d'absorption renseigne - par exemple - sur les perturbations induites par la présence du gaz tampon sur les atomes. En particulier, il est intéressant de mesurer l'élargissement et le déplacement subis par ces raies atomiques en fonction de la pression et la nature du gaz tampon utilisé. Cependant, nous n'avons pas répété d'études systématiques sur les sujets où diverses publications existaient déjà [TETU et al. 1989], [BARWOOD et al. 1991].

Notre intérêt résidait principalement dans les conséquences que ces effets induisent sur les propriétés du signal de double résonance. Les effets principaux sont les suivants :

- Comme le facteur de proportionnalité entre le taux d'absorption et l'intensité lumineuse dépend du profil d'absorption, l'élargissement $\delta\nu$ et l'aplatissement du profil d'absorption $g(\nu)$ (cf. 2.3.1.8) par le gaz tampon modifient l'effet qu'un faisceau monochromatique peut avoir sur les populations atomiques.

Ainsi, les variations de ces dernières, induites par la lumière (pompage optique) - et par l'interrogation micro-onde - varient selon le type et la pression du gaz tampon.

En se plaçant du point de vue de la lumière : l'atténuation due à l'absorption atomique - et par conséquent la lumière transmise par la vapeur - dépendent du gaz tampon.

- L'éventuel déplacement de la fréquence centrale de $g(\nu)$ modifie un des paramètres importants dont il faut tenir compte pour choisir la fréquence de fonctionnement du laser de manière à optimiser la stabilité à court terme d'un étalon de fréquence. En effet, la fréquence devant être stabilisée, la méthode la plus simple consiste à réaliser cette stabilisation en utilisant la raie d'absorption atomique, ce qui maximiserait d'ailleurs le facteur de proportionnalité entre le taux d'absorption et l'intensité lumineuse. Malheureusement, il faut aussi tenir compte du déplacement radiatif pour lequel la

fréquence optimale pourrait ne pas coïncider avec le minimum de $g(\nu)$ [LEE et al. 1984].

En outre, un important problème lié à cet aspect est constitué par les effets du bruit de fréquence et du bruit d'intensité du laser sur le signal détecté (cf. § 5.2 et 5.3 "Stabilité de fréquence à court terme" et "Stabilité de fréquence à long terme").

Enfin, comme cela a été décrit dans le § 4.2.2 ("Etude de phénomènes liés au "peaking du signal de double résonance - Estimation théorique du déplacement radiatif"), le coefficient de light shift $|\beta|/I$ décroît en fonction de l'élargissement collisionnel des raies atomiques.

- Les molécules du gaz tampon diminuent les relaxations entre les niveaux atomiques, dues aux collisions des atomes contre les parois mais constituent en même temps une nouvelle source de relaxation (§ 4.2.1 "Calcul du signal de double résonance - Calcul des taux de relaxation").

Au niveau des transitions optiques, l'effet du gaz tampon consiste à raccourcir les temps de vie des niveaux excités (§ 2.4 "Quelques études expérimentales et théoriques - Peaking du signal de double résonance et saturation optique"). Au niveau des transitions micro-onde, il ajoute un terme supplémentaire aux relaxations longitudinale γ_{\parallel} et transversale γ_{\perp} .

Montage expérimental et résultats

En ce qui concerne les spectres d'absorption, nous n'avons étudié de manière plus approfondie que le cas où l'azote est utilisé comme gaz tampon. Nous avons mesuré les spectres d'absorption en fonction de la pression d'azote (figure 4.3.2.2). Cette mesure a été effectuée en détectant simultanément l'absorption de deux cellules différentes. Le faisceau émis par la diode laser est divisé en deux faisceaux à l'aide de deux fibres optiques. Le premier faisceau irradie une cellule de référence, alors que le deuxième est dirigé vers la cellule dont on varie la pression d'azote. Ainsi, la cellule de référence permet de faire une mesure absolue du déplacement de fréquence. Le schéma expérimental est donné par la figure 4.3.2.1.

Ces résultats permettent d'illustrer qualitativement les effets principaux sur les raies d'absorption optiques de la vapeur atomique provoqués par les collisions entre les atomes de rubidium et les molécules du gaz tampon. D'un point de vue quantitatif, nous avons extrait de ces mesures quelques grandeurs physiques intéressantes, telles que le déplacement en fréquence et l'élargissement des raies atomiques. Les résultats obtenus sont illustrés par les figures 4.3.2.3 et 4.3.2.4. Une brève discussion de ces résultats est présentée ci-dessous.

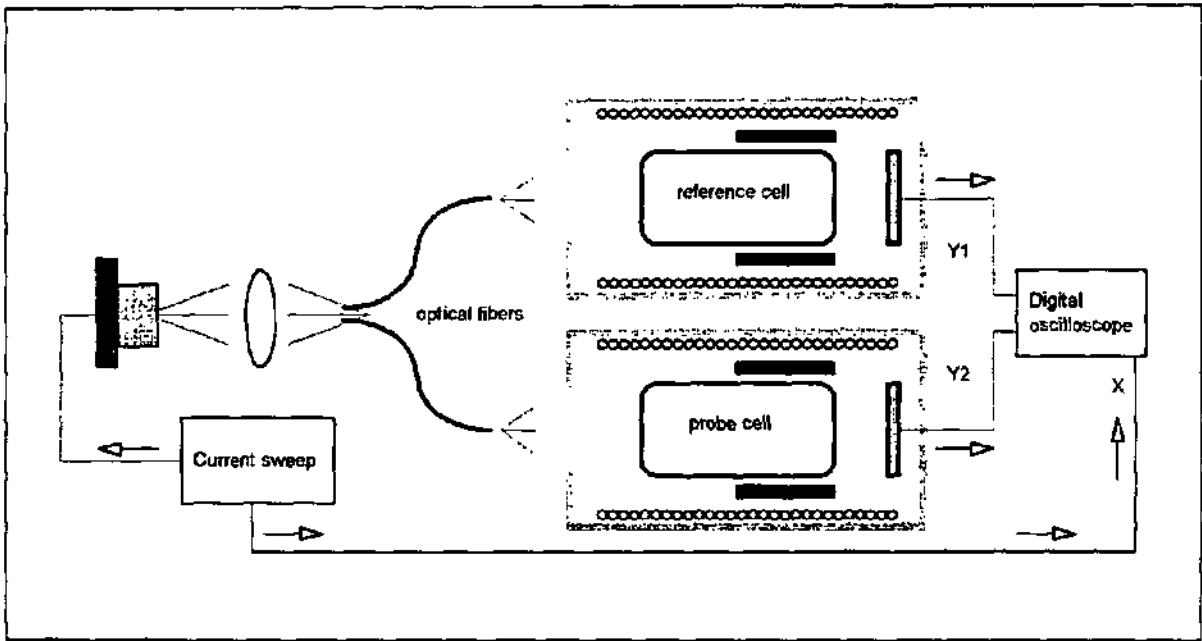


Fig. 4.3.2.1. Montage expérimental pour les mesures de spectres d'absorption.

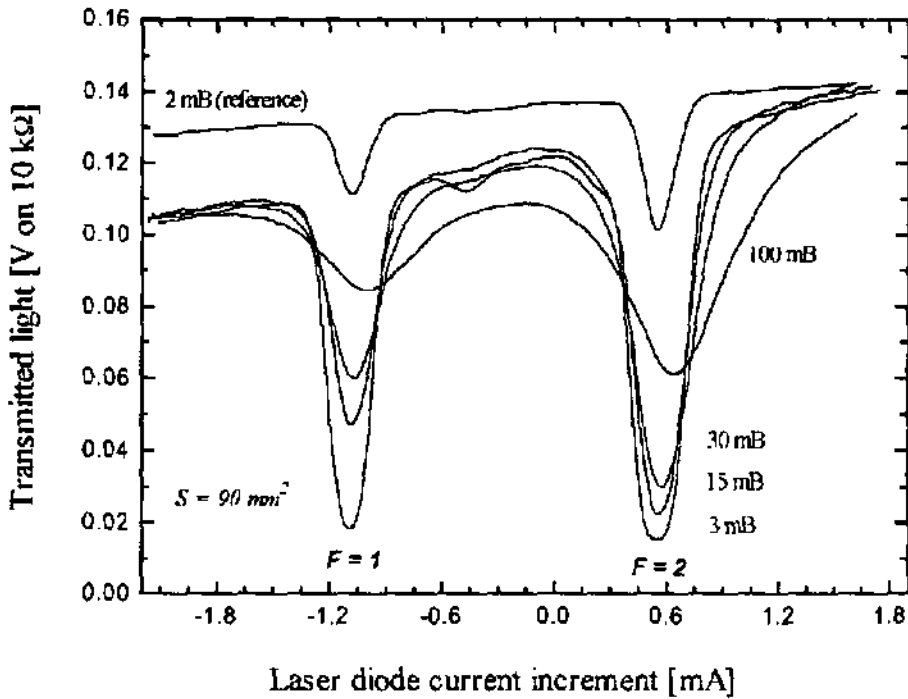


Fig. 4.3.2.2. Spectres d'absorption de la vapeur de Rb 87 (D2) en présence d'un gaz tampon (N2) à différentes pressions. La température de la cellule est de 60°C. Pour chaque courbe, la pression d'azote est indiquée.

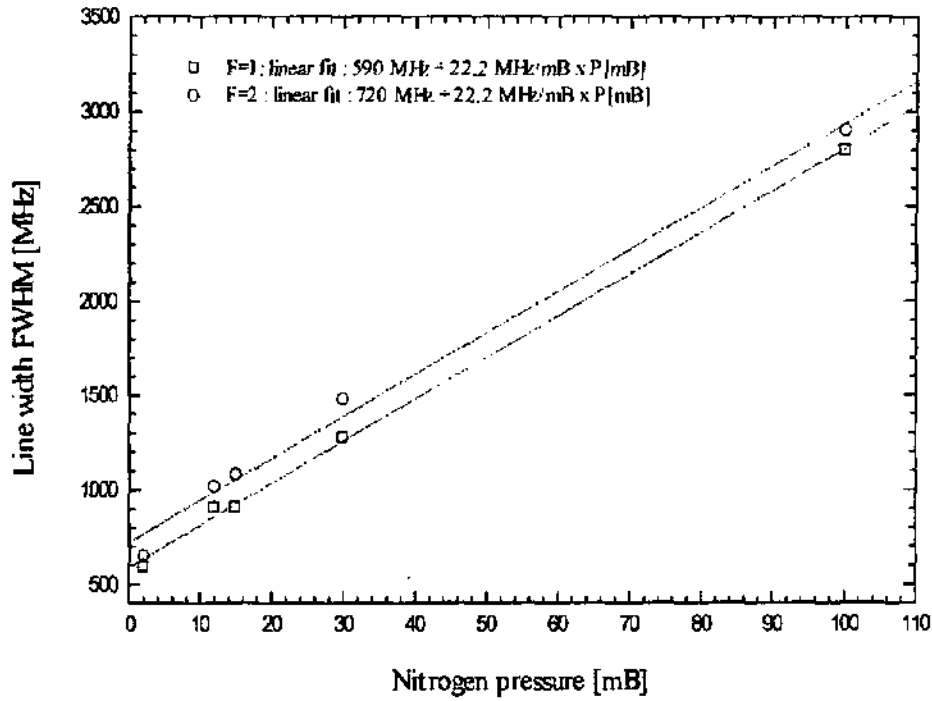


Fig. 4.3.2.3. Largeur des raies optiques (D2) du Rb 87 en fonction de la pression d'azote.

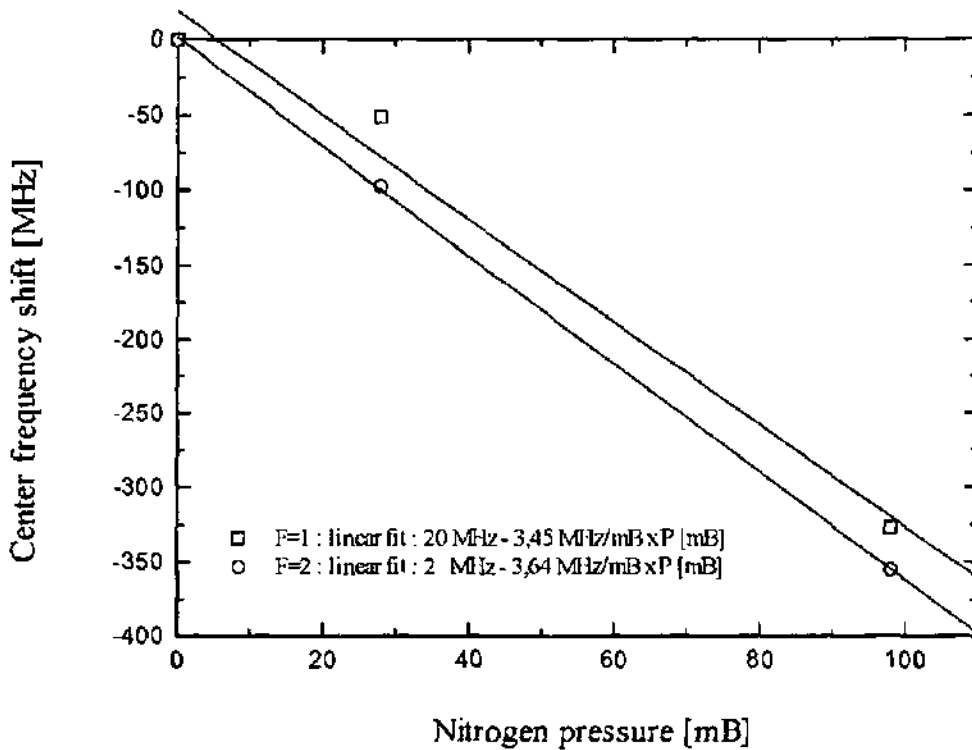


Fig. 4.3.2.4 Déplacement des raies (D2) du Rb 87 en fonction de la pression d'azote.

Discussion des résultats

1. On observe sur la figure 4.3.2.2 comment l'absorption atomique passe d'un profil de type gaussien à un profil de Voigt (cf. figure 2.3.2). Les variations de $g(\nu)$ apparaissent clairement lors de l'analyse numérique (avec le logiciel "Origin" par exemple) des résultats pour l'extraction des données représentées sur les deux figures suivantes. En effet, il est possible d'ajuster les paramètres d'une gaussienne (amplitude, largeur et centre) pour chacune des deux raies pour autant que la pression de l'azote soit inférieure à 10 mbar environ. Lorsque la pression d'azote est située dans une fourchette comprise entre 10 et 30 mbar les deux caractéristiques d'une fonction de Voigt (centre gaussien et ailes lorentziennes) se manifestent avec une égale importance. Au-delà de 30 mbar, enfin, le profil est très proche d'une fonction lorentzienne.
2. On remarque que la courbe relative à une pression de 3 mbar est plus large que celle obtenue avec 15 mbar. Cela est dû au fait que la cellule est optiquement épaisse.
3. Outre les effets d'élargissement réel des raies provoqués par le gaz tampon et l'élargissement apparent dû à l'épaisseur optique de la cellule, on doit aussi tenir compte du fait que chaque raie est formée de la superposition de trois raies. L'asymétrie qui en résulte (en particulier pour $F=2$) donne un caractère relatif aux résultats présentés sur les figures 4.3.2.3 et 4.3.2.4, puisque qu'il ne s'agit pas de l'élargissement et du déplacement d'une raie, mais d'un ensemble de raies.
4. La multiplicité des deux raies apparaît aussi par le fait que la largeur à pression d'azote nulle est supérieure à la valeur théorique due à l'effet Doppler (527 MHz à 60°C).
5. En variant la température de la vapeur de rubidium, on remarque que le déplacement des raies est négligeable : $< 1 \text{ MHz/K}$ [CERS 1994].
6. En résumé, nos résultats sur l'élargissement et le déplacement de fréquence des raies optiques D2 du rubidium 87 en fonction de la pression d'azote sont donnés par les expressions (4.3.2.1) et (4.3.2.2). Ces résultats, représentés sur les figure 4.3.2.3 et 4.3.2.4 sont obtenus par l'analyse numérique des mesures.

Concernant l'élargissement, un "best fit" avec une fonction gaussienne (respectivement lorentzienne) a été réalisé avec les courbes relatives aux basses (respectivement hautes) pressions d'azote. Cependant, ces calculs n'ont pas tenu compte de l'épaisseur optique de la vapeur.

Concernant le déplacement de fréquence, il s'agit en fait du déplacement du minimum du spectre d'absorption, qui ne coïncide pas forcément avec le déplacement de la raie hyperfine (notamment à cause de la pente intensité/courant de la diode laser).

$$\frac{\Delta LW}{\Delta p} \approx 22,2 \frac{MHz}{mb} \quad (4.3.2.1)$$

$$\frac{\Delta f}{\Delta p} \approx -3,55 \frac{MHz}{mb} \quad (4.3.2.2)$$

7. Il est utile de comparer ces résultats à ceux du groupe de recherche de l'Université de Laval, qui a réalisé des études semblables dans un but légèrement différent, puisqu'il s'agit des applications des diodes laser dans le domaine des télécommunications par fibres optiques [TETU et al. 1989].

Concernant l'élargissement et le déplacement des raies hyperfines de la transition D2 des atomes de rubidium en fonction de la pression d'azote, ces auteurs ont obtenu les valeurs suivantes :

$$\frac{\Delta LW}{\Delta p} \approx 18,8 \frac{MHz}{mb} \quad (4.3.2.3)$$

$$\frac{\Delta f}{\Delta p} \approx -4,65 \frac{MHz}{mb} \quad (4.3.2.4)$$

L'explication de l'écart entre les expressions (4.3.2.1)-(4.3.2.2) et (4.3.2.3)-(4.3.2.4) résulte probablement dans la manière avec laquelle on effectue le traitement des données expérimentales qui conduisent des spectres d'absorption (figure 4.3.2.2) aux valeurs représentées par les figures 4.3.2.3 et 4.3.2.4. Nos résultats sont certainement moins exacts dans la mesure où il n'a pas été tenu compte de la pente intensité/courant de la diode laser. Cependant, dans une HVR, cette pente sera difficilement évitable, et les valeurs données ci-dessus constituent donc des données intéressantes en soi du point de vue pratique. En effet, dans une HVR commerciale, le laser sera probablement asservi en balayant son courant.

Comme cela a été décrit dans le paragraphe 2.1 à propos du principe de fonctionnement d'une horloge à vapeur de rubidium, dans une expérience de double résonance optique-micro-onde, le faisceau lumineux irradiant la vapeur atomique a une double utilité. Premièrement il sert à effectuer le pompage optique, et deuxièmement il est employé comme moyen de détection de la double résonance, à l'aide d'une photodiode qui mesure la diminution de transparence de la vapeur provoquée par l'interrogation micro-onde.

Avant d'étudier la dépendance du signal de double résonance en fonction des paramètres caractérisant le faisceau laser, nous avons mesuré l'effet de la pression et de la composition du gaz tampon, ainsi que celui de la température de la cellule.

Auparavant, il est utile de préciser comment ont été obtenus les résultats qui suivent, et de présenter une première analyse du signal que l'on obtient.

* * * * *

4.3.3 Principe de la mesure d'un signal de double résonance

Principe de la détection du signal de double résonance

Dans un premier temps, l'intensité des rayonnements lumineux et micro-onde a été fixée à une valeur qui optimise grossièrement le signal de double résonance. La fréquence du laser est asservie au maximum de l'absorption de la raie $F=2$ de la transition D_2 des atomes de rubidium 87. Le faisceau lumineux irradiait de manière relativement homogène la cellule d'absorption. En balayant la fréquence d'interrogation (synthétiseur HP) le signal de double résonance est obtenu à travers la mesure de la lumière transmise par la vapeur, c'est-à-dire en enregistrant le photocourant produit par le détecteur. La figure 4.3.3.1 décrit le schéma du montage expérimental.

La figure 4.3.3.2 représente un résultat typique que l'on obtient lorsque la vapeur a une température de 60°C et que la cellule d'absorption contient 30 mb d'azote. Notons que les conditions de cette expérience sont - en principe - proches de celles que l'on aurait dans une horloge à vapeur de rubidium, puisque l'amplitude des champs optiques et micro-onde, ainsi que la température de la cellule ont été optimisées de manière à obtenir un signal ayant un bon rapport amplitude/largeur, et un faible niveau DC.

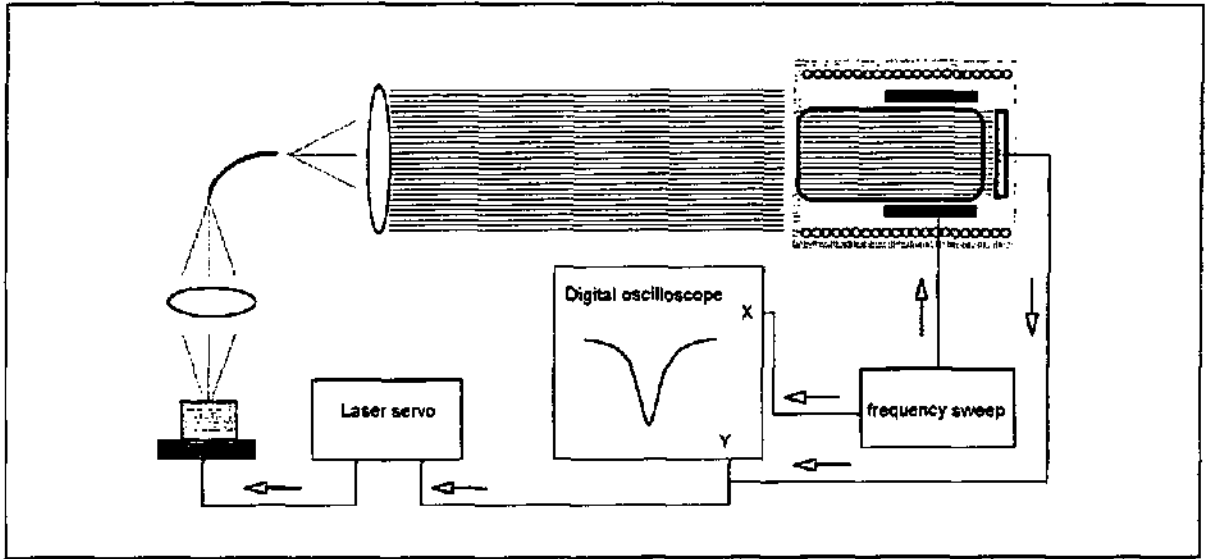


Fig. 4.3.3.1. Montage expérimental pour la mesure du signal de double résonance.

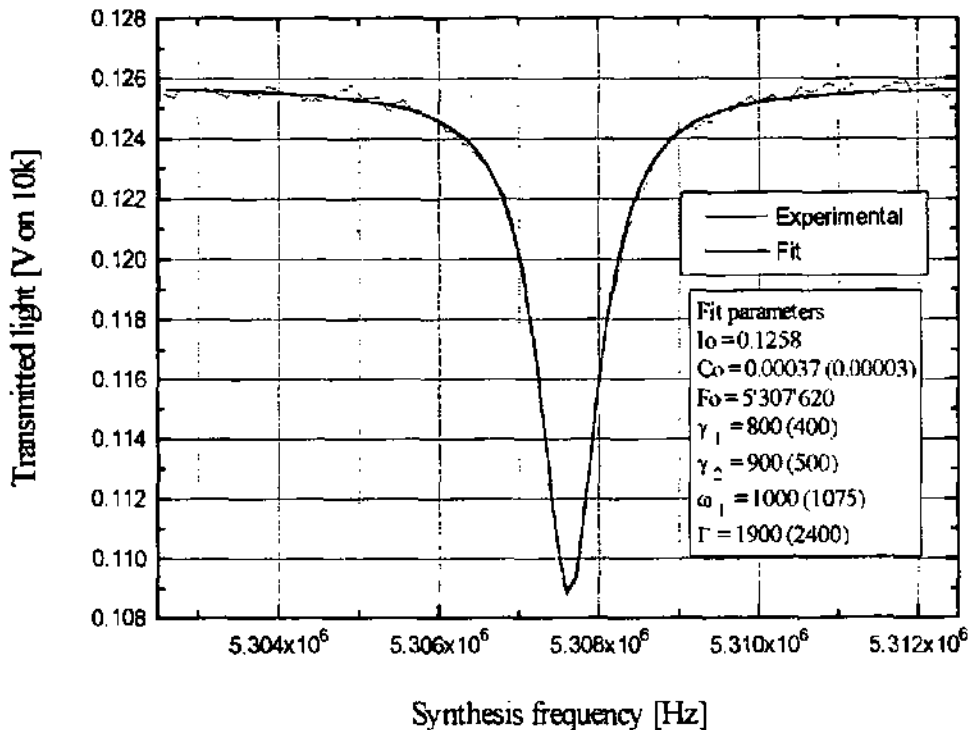


Fig. 4.3.3.2. Signal de double résonance obtenu avec une cellule de Rb87 à 60°C contenant 30 mbar d'azote. La vapeur est illuminée avec un faisceau homogène et est interrogée avec un résonateur magnétron sur une longueur de 12 mm. Les paramètres du fit (2 exemples) correspondent à l'expression (4.3.3.1) : signal local d'un système à trois niveaux.

Analyse du signal de double résonance

Pour une première analyse de ce résultat, la courbe expérimentale a été approchée par une fonction lorentzienne. La courbe théorique correspond à l'expression du signal de double résonance local d'un système à trois niveaux (4.3.3.1) (cf. (2.3.2.6)). Les valeurs que prennent les divers paramètres sont indiquées sur le graphique (4.3.3.2).

$$I(\omega) = I_0 + C_0 \cdot \frac{\Gamma^2}{4\gamma_H} \cdot \frac{\Omega^2}{(\omega - \omega_{Rb})^2 + \gamma_L^2 + \Omega^2} \quad (4.3.3.1)$$

Ces valeurs ont une valeur plutôt indicative puisque les grandeurs physiques qu'elles représentent ne peuvent être évaluées précisément lors de la mesure (la puissance micro-onde en particulier), et qu'il existe un grand nombre de combinaisons différentes de ces grandeurs produisant des courbes de résonance similaires (2 jeux de valeurs sont indiqués). De plus, en utilisant l'expression (4.3.3.1), on ne tient pas compte de tous les effets liés aux inhomogénéités, à l'épaisseur optique de la vapeur et à la multiplicité des niveaux hyperfins des atomes de rubidium (cf. § 2.3.2 et § 4.2). En effet, d'après notre analyse théorique, ces deux derniers facteurs ont une influence importante sur l'amplitude du signal de double résonance.

Néanmoins, on peut déjà comparer les résultats de cette mesure expérimentale aux prévisions théoriques de la section précédente, et procéder à une première analyse de ce résultat. Pour cela, il est utile de calculer - au préalable - les facteurs de conversion entre les différentes manières de caractériser le flux lumineux (surface d'une section de la vapeur : 120 mm² dont on ne détecte que 90 mm², résistance de feed-back : 10 kΩ et efficacité du détecteur : 0,47 A/W) :

$$1 \text{ mV} (10 \text{ k}\Omega) \approx 2,26 \cdot \text{nW} / \text{mm}^2 \approx 9,28 \cdot 10^9 \text{ photons} / \text{s} \cdot \text{mm}^2 \quad (4.3.3.2)$$

Lumière transmise par la vapeur

La lumière transmise par la vapeur à résonance vaut 109 mV, ce qui correspond à une intensité d'environ 0,246 μW/mm², c'est-à-dire 9,7 x 10¹¹ photons/s.mm².

En outre, il faut tenir compte de la facette optique de la cellule (4%) et du "spectre résiduel" de la diode laser (cf. § 3.2) et corriger cette valeur. L'intensité lumineuse provenant du spectre résiduel représente environ 10 % de la lumière émise par la diode. Cette lumière étant atténuée d'un facteur 3 environ par l'absorption de la vapeur qui ne s'opère pas sur la lumière du "spectre résiduel", celui-ci atteint donc environ 25 % de la lumière transmise totale. Ainsi, la lumière transmise à résonance vaut 0,19 μW/mm², c'est-à-dire 7,5 x 10¹¹ photons/s.mm².

Lumière incidente sur la vapeur : $0,57 \mu\text{W}/\text{mm}^2$ ($2,3 \times 10^{12}$ photons/s.mm²)

Signal de double résonance

L'amplitude du signal de double résonance est égal à environ 17 mV, ce qui correspond à $0,038 \mu\text{W}/\text{mm}^2$ ($1,5 \times 10^{11}$ photons/s.mm² ~50 photons par atome et par seconde). Le signal vaut donc 20,5 % de la lumière transmise à résonance (15,4 % avec spectre résiduel).

Comparaison avec les résultats théoriques

Si l'on se réfère à l'étude théorique du § 4.2.1, et en particulier à la figure 4.2.1.4, on remarque que $7,5 \times 10^{11}$ photons/s.mm² produisent un signal de double résonance valant environ 20 % si la longueur de vapeur interrogée est égale à 6 mm environ.

Si l'on désire comparer ce résultat au résultat expérimental, on se heurte à une limite du modèle considérant le rayonnement micro-onde comme homogène, alors qu'il décrit - axialement - une forme en cloche, pouvant être approchée par un sinus carré (cf. § 2.2.1). Par la suite, les calculs théoriques sont effectués en utilisant une fréquence de Rabi qui dépend de la position axiale. On peut cependant aussi considérer une *longueur effective* de la vapeur interrogée valant environ $\sqrt{2}/2 \times 12 \text{ mm} = 8,5 \text{ mm}$, valeur qui est proche du résultat attendu.

La largeur à mi hauteur du signal détecté vaut environ 900 Hz. D'après la figure 4.2.1.5, $7,5 \times 10^{11}$ photons incidents par seconde et par mm² produisent un signal de double résonance dont la largeur est comprise entre 800 Hz et 1 kHz. L'accord est donc très bon.

Premières conclusions :

1. L'ordre de grandeur des signaux théoriques (lumière incidente, lumière transmise, amplitude et largeur du signal de double résonance) correspond bien aux valeurs expérimentales dans les conditions décrites ci-dessus (gaz tampon dans une cellule de petites dimensions, puissances optique et micro-onde optimisant le rapport signal/bruit).
2. Cet accord quantitatif entre théorie et expérience permet d'avoir confiance dans le modèle théorique. Par conséquent, il n'y a - jusqu'ici - aucune nécessité de l'élaborer plus - au risque d'obscurcir la compréhension des phénomènes physiques - sauf pour la micro-onde.
3. Lorsqu'une vapeur de Rb87 (densité optique : $1,5 \times 10^9$ atomes/mm²) est irradiée par une lumière monochromatique centrée sur la raie D2 ($\Delta\nu < 100 \text{ MHz}$) on a :

Pour 2×10^{12} photons/s.mm² incidents sur la vapeur, $6,5 \times 10^{11}$ sont transmis, et $1,3 \times 10^{11}$ (20 %) sont absorbés par effet de l'interrogation micro-onde. Le signal a une largeur à mi hauteur d'environ 900 Hz.

4.3.4 Effets du gaz tampon et de la température sur le signal

L'effet de la température de la vapeur ainsi que celui des collisions avec les molécules d'azote sur le signal ont été étudiés en utilisant plusieurs cellules d'absorption contenant différentes pressions du gaz tampon. Les caractéristiques du signal de double résonance ont été mesurées avec ces cellules, de manière à caractériser les nombreuses interactions que subissent les atomes de rubidium.

Une première étude a porté sur l'amplitude et la largeur du signal en fonction de la pression du gaz tampon et de la température de la cellule. Lors de cette étude, les différentes cellules ont été irradiées avec des faisceaux lumineux homogènes à deux intensités différentes, et les caractéristiques du signal ont été mesurées en fonction de la température.

Une seconde étude a été effectuée à faible puissance optique et micro-onde, pour mettre en évidence le déplacement et l'élargissement du signal de double résonance provoqué par le gaz tampon (et les parois de la cellule).

Le principe, les résultats, ainsi qu'une discussion de ces deux études sont exposés ci-dessous.

4.3.4.1 1^o étude : Caractéristiques générales du signal de double résonance

Principe et montage expérimental

Lors de cette étude, l'entrée du résonateur atomique a été irradiée avec un faisceau homogène, et le signal de double résonance a été mesuré avec les cellules n° 2108 (30 mb), 2191 (2 mb), 2192 (3 mb), 2193 (5 mb), 2194 (8 mb) et 2195 (12 mb). Ces cellules avaient 25 mm de longueur externe, et l'interrogation ne se déroulait que sur les derniers 11 mm (cf. § 2.2). Elles ne contenaient que du Rb87 et de l'azote. Grâce à l'utilisation du résonateur magnétron, elles pouvaient être échangées sans altérer les caractéristiques du faisceau lumineux incident.

De plus, la puissance injectée dans la cavité était ajustée entre une mesure et l'autre, de manière à optimiser le rapport amplitude / largeur du signal.

Alors que la fréquence du laser était stabilisée sur la transition F=2 de la raie D2 du rubidium 87, on a mesuré le signal de double résonance en balayant la fréquence du synthétiseur.

Ces mesures ont été effectuées avec deux intensités différentes du faisceau lumineux : 0,4 et 1 $\mu\text{W}/\text{mm}^2$. Le montage expérimental est identique à celui utilisé pour les mesures de la section précédente (figure 4.3.3.1). Les figures 4.3.4.1 et 4.3.4.2 montrent l'amplitude (dip) du signal de double résonance, les figures 4.3.4.3 et 4.3.4.4, la largeur à mi hauteur, les figures 4.3.4.5 et 4.3.4.6 l'intensité de la lumière transmise.

Amplitude du signal en fonction de la pression d'azote et de la température

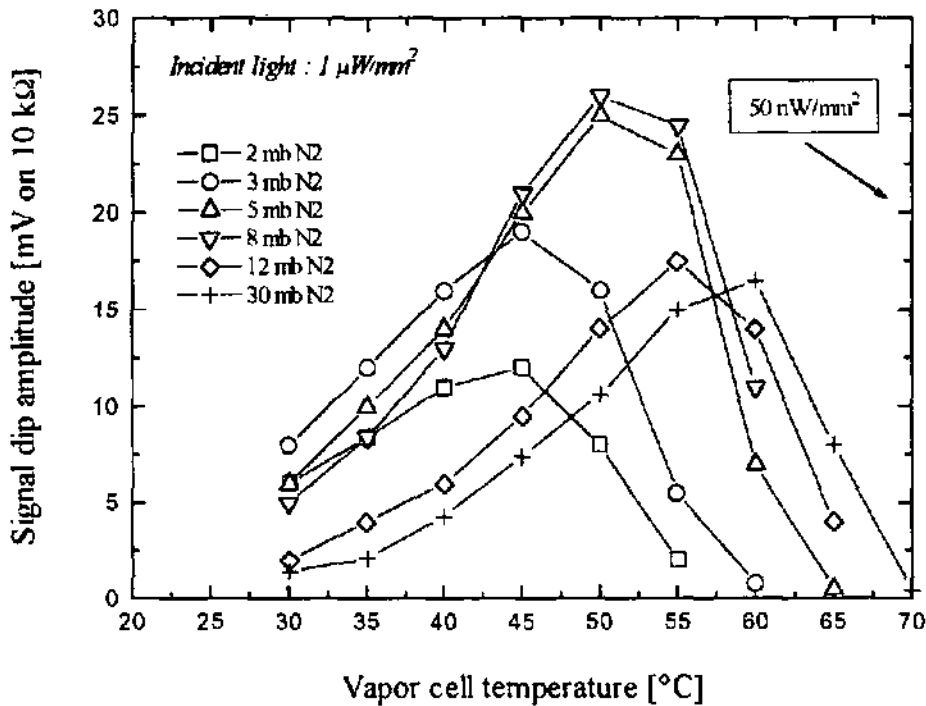
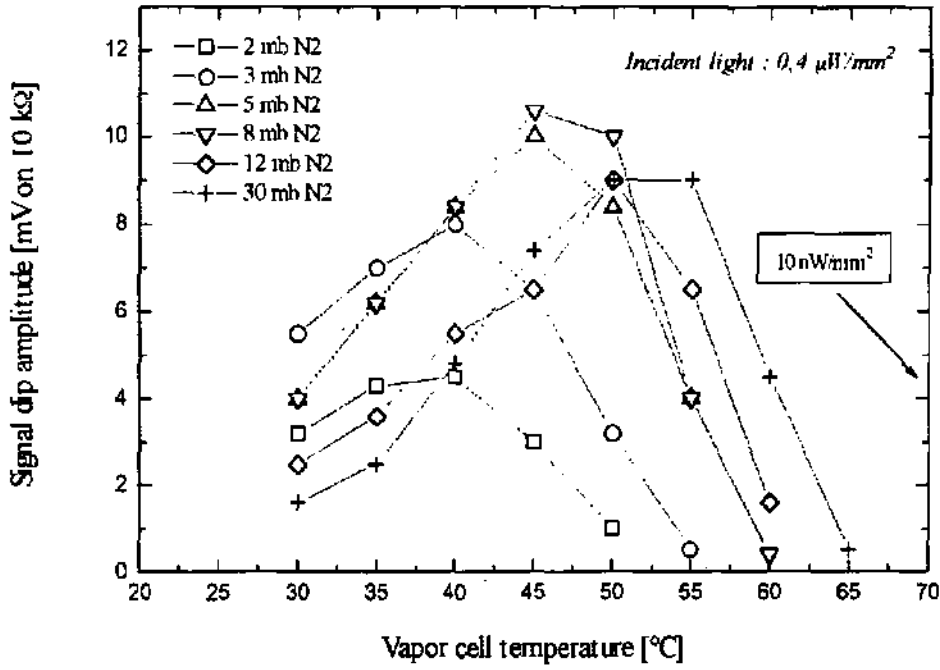


Fig. 4.3.4.1 et 2. Amplitude du signal de double résonance en fonction de la température et de la pression d'azote.

Largeur du signal en fonction de la pression d'azote et de la température

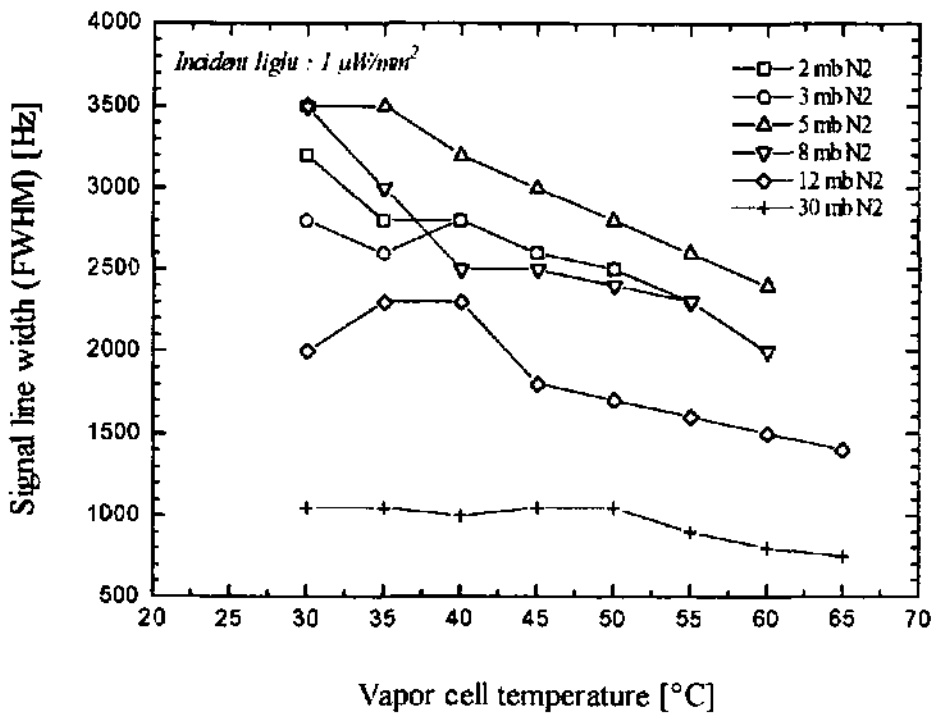
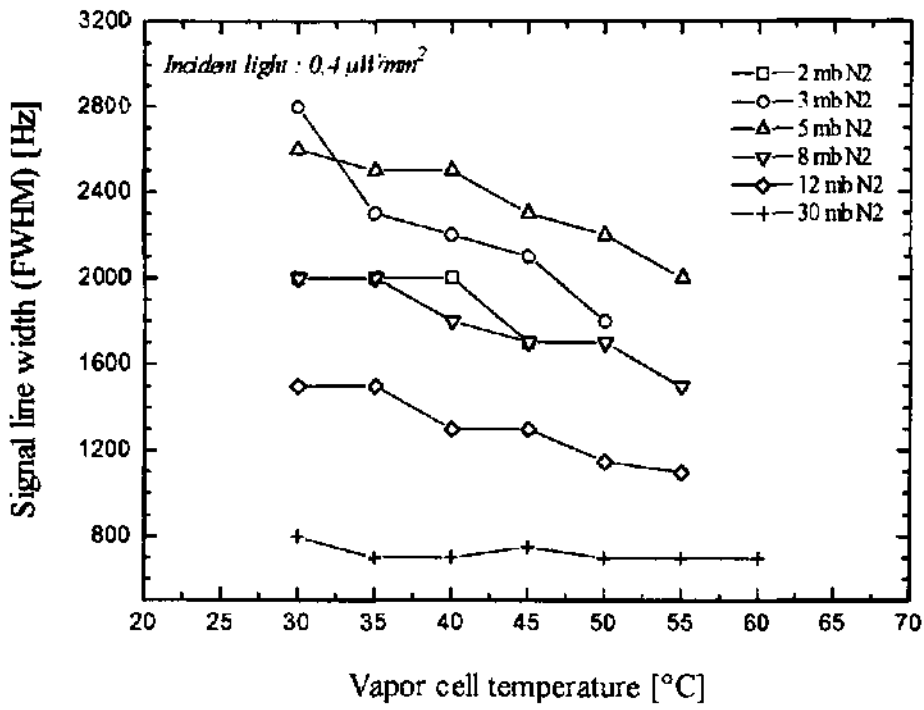


Fig. 4.3.4.3 et 4. Largeur du signal de double résonance en fonction de la température et de la pression d'azote.

Lumière transmise en fonction de la pression d'azote et de la température

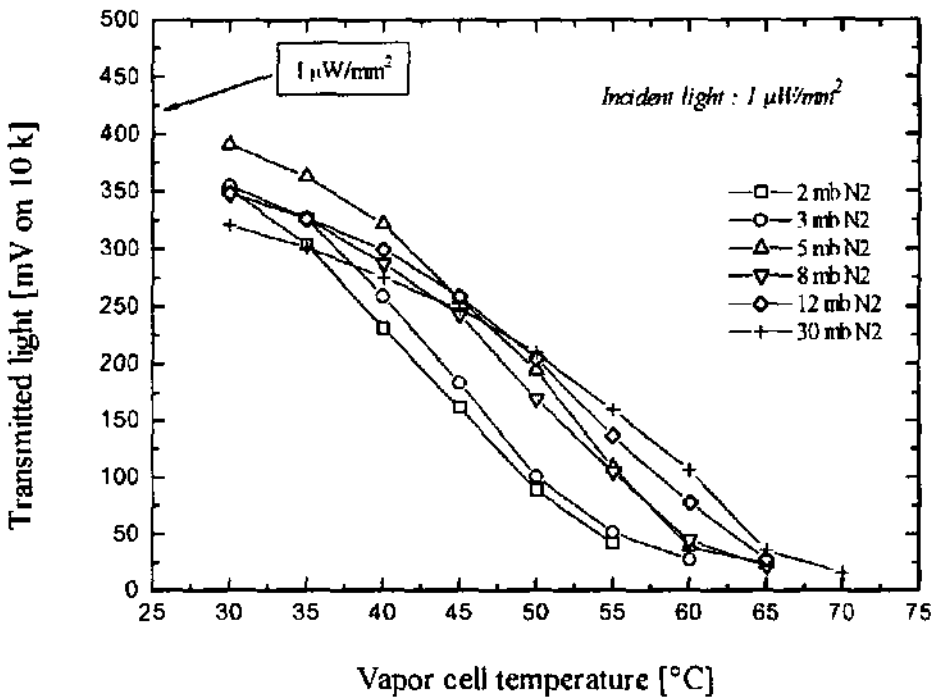
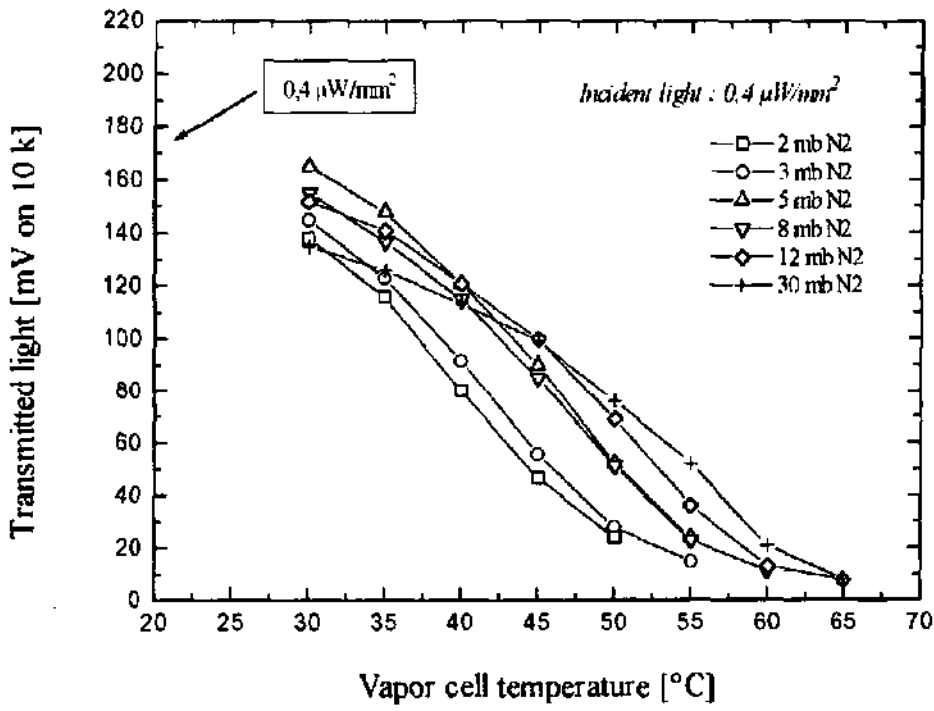


Fig. 4.3.4.5 et 6. Intensité de la lumière transmise en fonction de la température et de la pression d'azote.

Discussion des résultats : 1^o étude.

- a. Les mesures de l'amplitude du signal de double résonance en fonction de la température et de la pression du gaz tampon (figures 4.3.4.1 et 4.3.4.2) montrent que :
 - a.1 A pression du gaz tampon fixe et à intensité lumineuse constante, l'amplitude du signal croît d'abord avec la température, atteint un maximum, et puis décroît.
 - a.2 La température qui maximise le signal croît avec la pression du gaz tampon et avec l'intensité lumineuse incidente.
 - a.3 La valeur des signaux maximaux dépend aussi - outre l'intensité lumineuse incidente - de la pression du gaz tampon.
- b. Les mesures de la largeur du signal de double résonance en fonction de la température et de la pression du gaz tampon (figures 4.3.4.3 et 4.3.4.4) montrent que :
 - b.1 A pression du gaz tampon fixe et à intensité lumineuse constante, la largeur du signal décroît avec la température.
 - b.2 Pour les pressions d'azote comprises entre 5 et 30 mbar, la largeur du signal décroît en fonction de la pression d'azote. Pour les pressions comprises entre 2 et 5 mbar, la largeur semble augmenter en fonction de la pression, mais cela n'est pas le cas pour toutes les températures (les courbes se croisent) et dépend en outre de l'intensité.
- c. Les mesures de la lumière transmise par la vapeur en fonction de la température et de la pression du gaz tampon (figures 4.3.4.5 et 4.3.4.6) montrent que :
 - c.1 A pression du gaz tampon fixe et à intensité lumineuse constante, la lumière transmise par la vapeur décroît avec la température.
 - c.2 Cette décroissance est d'autant plus forte que la pression du gaz tampon est basse.

Pour interpréter l'ensemble des observations mentionnées ci-dessus, le modèle théorique présenté dans le paragraphe 4.2.1 a été utilisé, et en particulier le programme utilisé dans l'exemple n°2.

La variation de température est simulée en variant sa densité optique $n.l$, ou "densité surfacique", puisqu'il s'agit d'une grandeur qui indique le nombre d'atomes de rubidium par mm^2 que le faisceau lumineux rencontre en traversant toute la vapeur. Pour une densité optique donnée, si la température de la vapeur est fixée, on peut en déduire sa longueur, et vice versa. L'un ou/et l'autre de ces paramètres dépend parfois des conditions expérimentales (type de résonateur micro-onde, etc.) ou de l'application souhaitée (température de fonctionnement, etc.), et il est utile de savoir calculer dans ces conditions l'éventuel paramètre libre ainsi que l'intensité lumineuse nécessaire pour optimiser le signal.

La variation de pression est introduite en variant les taux de relaxation selon les calculs effectués dans le paragraphe 4.2.1., et en variant la constante de proportionnalité entre le taux d'absorption Γ et l'intensité lumineuse I selon la relation (2.3.1.10) et les approximations (2.3.1.11) et (2.3.1.12).

Le paramètre le plus difficile à estimer est la fréquence de Rabi micro-onde; il doit être ajusté de manière ad-hoc.

Les résultats obtenus ne sont pas présentés ici (afin de ne pas surcharger ultérieurement cette section de graphiques ne comportant pas un intérêt majeur), mais reproduisent relativement bien toutes les remarques des points a., b. et c., sauf le comportement décrit en b.2. En effet, d'après la figure 4.2.1.1., le taux de relaxation diminue en fonction de la température, alors que, expérimentalement, la largeur de raie augmente aux basses pressions.

Nous avons formulé les trois hypothèses suivantes pour expliquer ce désaccord.

1. L'optimisation empirique de la puissance micro-onde pour chaque intensité, pression et température est plus délicate aux basses pressions d'azote, à cause de l'élargissement du signal provoqué par les collisions plus fréquentes des atomes contre les parois. Ainsi, cette optimisation n'a peut-être pas été réalisée de la même manière aux différentes pressions, et l'élargissement anormal entre 3 et 5 mbar n'est pas un élargissement provoqué par les relaxations, mais par l'interrogation micro-onde.
2. A basse pression, l'atténuation de la lumière est plus importante. Ainsi, comme la première partie de la cellule n'est pas interrogée mais absorbe la lumière (cf. figure 4.3.3.1), il se peut que la lumière incidente sur la vapeur soit significativement plus basse avec 2 mbar qu'avec 5 mbar, provoquant un rétrécissement du signal (à 2 mbar).
3. Le désaccord provient effectivement du calcul des taux de relaxation. Les approximations qui conduisent à l'expression (4.2.1.3) ne sont pas valables à ces basses pressions (1^o mode de diffusion).

Des mesures supplémentaires sont nécessaires pour déterminer laquelle de ces hypothèses est correcte.

Conclusions de la 1^o étude

- Les résultats expérimentaux montrent qu'avec une cellule de ces dimensions, le signal est significativement élargi par les collisions contre les parois si la pression du gaz tampon est inférieure à 15 mbar environ. Cependant, des mesures à plus haute pression sont nécessaires pour déterminer la pression optimale (2^o étude).

- Les résultats observés correspondent aux prévisions théoriques établies sur la base d'un modèle qui fournit le signal d'une vapeur optiquement épaisse en fonction des divers paramètres expérimentaux. Microscopiquement, l'effet de la pression est décrit en variant les taux de relaxation et le taux d'absorption préalablement calculés. Un désaccord entre théorie et expérience intervient cependant aux basses pressions, mais ce désaccord n'a pas de conséquences majeures pour l'application des HVR, puisqu'il n'est pas intéressant d'utiliser une pression inférieure à 15 mbar dans un étalon, à cause de l'élargissement du signal provoqué par les collisions des atomes contre les parois.
- Cette analyse permet la compréhension, mais aussi l'optimisation du signal de double résonance, en fonction des conditions expérimentales souhaitées : longueur et température de la cellule principalement. Cette donnée est importante pour l'application dans une horloge à vapeur de rubidium, car la température maximale de fonctionnement de l'étalon est déterminée par la température de la vapeur si aucun système de refroidissement actif n'est utilisé (élément Pelletier).

4.3.4.2 2° étude : Déplacement et largeur du signal de double résonance

Principe et montage expérimental

Lors de cette étude, l'entrée du résonateur atomique a été irradiée avec un faisceau homogène, et le signal de double résonance a été mesuré avec les cellules n° 2191 (2 mb N₂), 2192 (3 mb N₂), 2193 (5 mb N₂), 2194 (8 mb N₂) et 2195 (12 mb N₂) - dont la longueur était de 25 mm - et avec les cellules n° 2201 (15 mb N₂), 2202 (30 mb N₂), 2204 (100 mb N₂) et 2221 (60 mb N₂), de longueur égale à 14 mm.

Alors que la fréquence du laser est stabilisée sur la transition F=2 de la raie D2 du rubidium 87, on mesure le signal de double résonance en balayant la fréquence du synthétiseur (interrogation micro-onde). Mais contrairement à l'étude précédente - où l'intensité des rayonnements optique et micro-onde avait été ajustée de manière à optimiser le rapport signal/bruit - ceux-ci ont été réduits à leur valeur minimale, de manière à mettre en évidence uniquement l'effet du gaz tampon. L'effet du light-shift sur la fréquence "horloge", et l'élargissement du signal par la lumière et le champ micro-onde sont négligeables (4.3.4.1).

$$\text{Largeur à mi hauteur} = \frac{1}{\pi} \sqrt{(\gamma_2 + \Gamma_I + \Gamma_{II})^2 + \Omega^2} \approx \frac{\gamma_2}{\pi} \quad [\text{Hz}] \quad (4.3.4.1)$$

Cependant, pour que l'approximation (4.3.4.1) soit valable, la puissance des deux rayonnements doit être si petite que le signal de double résonance devient difficilement mesurable en détectant simplement la lumière transmise par la vapeur en fonction de la fréquence de l'interrogation. On a donc recouru au système de détection - utilisé de manière usuelle dans une HVR - qui consiste à moduler cette fréquence d'interrogation et détecter de manière synchrone la lumière transmise. La fréquence de modulation était de 137 Hz, et l'amplitude de modulation de quelques dizaines de Hertz. Ainsi, le signal de 1^o harmonique à la fréquence de modulation détecté sur le photocourant correspond - en première approximation - à la dérivée du signal, (c'est-à-dire au signal d'erreur utilisé pour asservir le quartz).

Nous avons ainsi pu relever - pour chacune des cellules citées ci-dessus - les valeurs de la fréquence de synthèse pour lesquelles le signal de première harmonique s'annule, et l'écart entre les deux maxima, correspondant respectivement à la mesure de la fréquence centrale et de la largeur du signal de double résonance (cf. relation (4.3.4.2) décrite ci-dessous).

La figure 4.3.4.7 montre le principe de la mesure.

En outre, nous avons réalisé quelques mesures préliminaires avec deux cellules d'absorption contenant 30 mbar (n° 2222) et 60 mbar (n° 2223) d'argon, dont le coefficient de pression a le signe inverse par rapport à celui de l'azote, et qui permettrait donc une compensation entre les deux. Les résultats figurent dans la partie réservée à la discussion de ces deux études, à la fin de cette section.

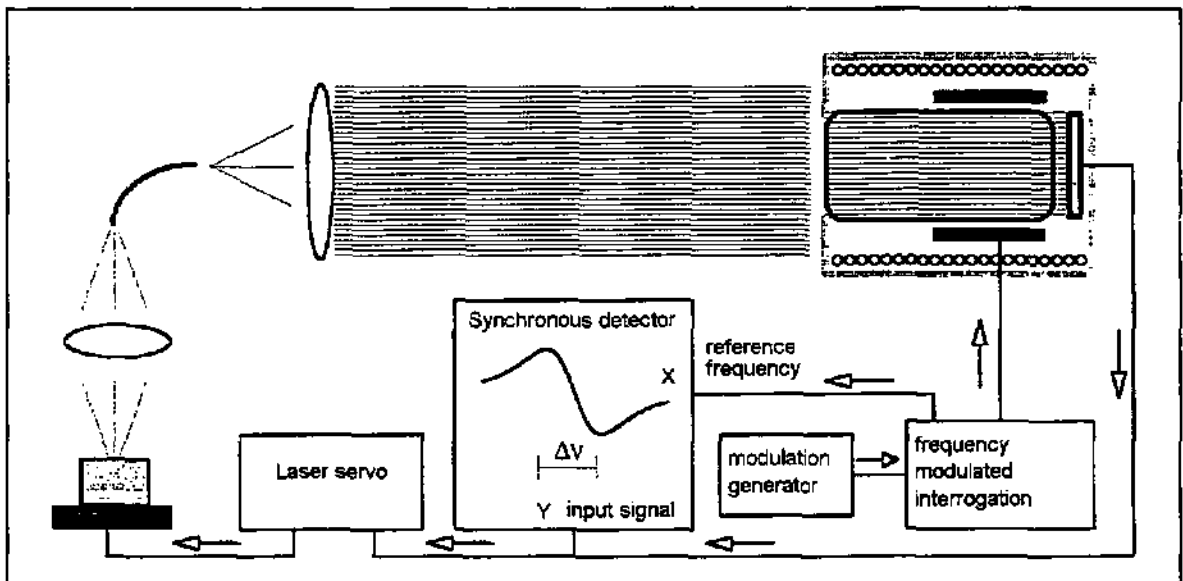


Fig. 4.3.4.7. Schéma expérimental de la 2^o étude de l'effet du gaz tampon.

Déplacement de fréquence en fonction de la pression d'azote

Le résultat de la mesure du déplacement du centre du signal de double résonance en fonction de la pression d'azote dans la cellule est montré par la figure 4.3.4.8.

Largeur du signal de double résonance en fonction de la pression d'azote

Nous avons aussi mesuré l'écart entre les deux fréquences de synthèse qui maximisent le signal de première harmonique en fonction de la pression d'azote dans la cellule. Le résultat obtenu est montré par la figure 4.3.4.9.

Discussion des résultats de la 2^o étude

Les mesures du déplacement (figure 4.3.4.8) et de l'élargissement (figure 4.3.4.9) du signal de double résonance en fonction de la pression du gaz tampon montrent que :

- A la température et aux pressions considérées le déplacement (pressure shift) croît linéairement avec la pression d'azote, et le coefficient mesuré est de **+ 397 Hz/mbar**. Cette valeur est à comparer avec les autres résultats présentés dans la littérature [Vanier et al. 1982], qui donnent une valeur expérimentale - pour le coefficient linéaire mesuré avec une lampe à décharge - de **411 Hz/mbar**.
- Concernant les mesures avec les cellules contenant de l'argon, seulement deux cellules étaient disponibles (30 mb et 60 mb), une troisième valeur - celle correspondant à la fréquence non perturbée du rubidium - a été extrapolée à partir des données concernant l'azote (figure 4.3.4.10). On obtient ainsi une valeur moyenne (sur trois points) de **- 46,1 Hz/mbar**. Cette valeur est à comparer avec le résultat de la référence ci-dessus, qui donne une valeur expérimentale - pour le coefficient linéaire mesuré avec une lampe à décharge - de **- 44,8 Hz/mbar**.
- La courbe sur la figure 4.3.4.9 correspond qualitativement à la courbe théorique analogue (figure 4.2.1.1). Pour comparer ces deux résultats d'un point de vue quantitatif, il s'agit d'extraire γ_2 du résultat expérimental. Une première approximation consiste à supposer que le signal provenant du détecteur synchrone est la dérivée de la courbe de résonance, et que - par conséquent - la valeur mesurée et reportée sur la courbe 4.3.4.9 est l'écart entre le maximum et le minimum de la dérivée de cette courbe.

Si celle-ci est une fonction de Lorentz, cet écart est relié à la largeur à mi hauteur par un facteur $\sqrt{3}$. Ainsi, en utilisant (4.3.4.1), on obtient la relation (4.3.4.2).

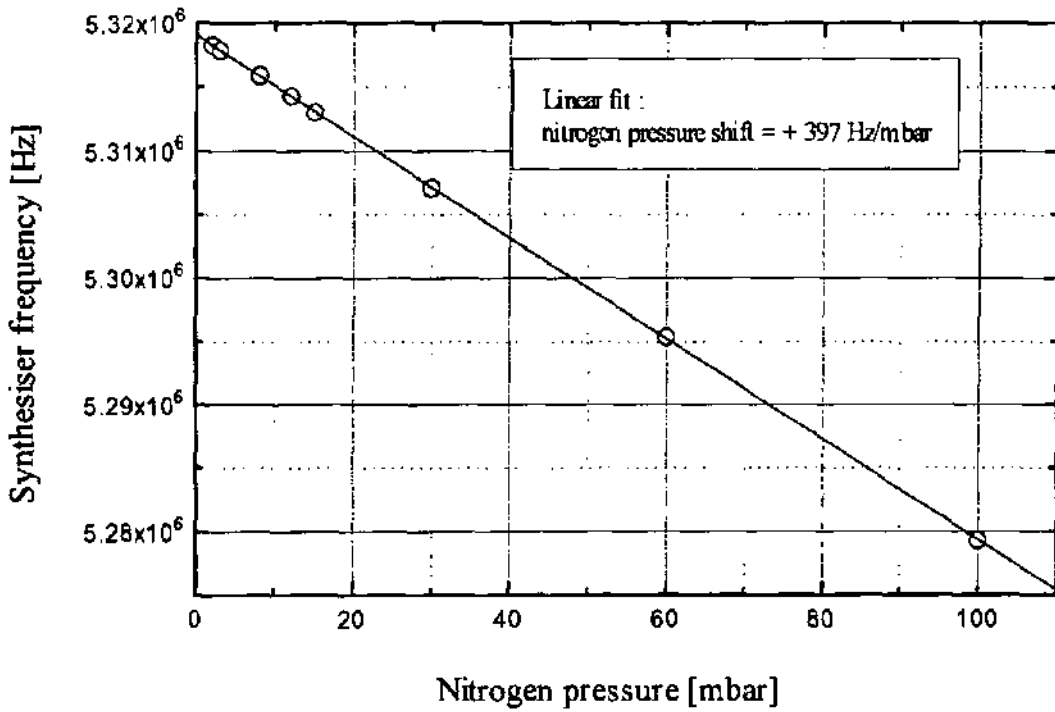


Fig. 4.3.4.8. Fréquence de synthèse qui annule le signal de 1^o harmonique en fonction de la pression d'azote dans la cellule d'absorption.

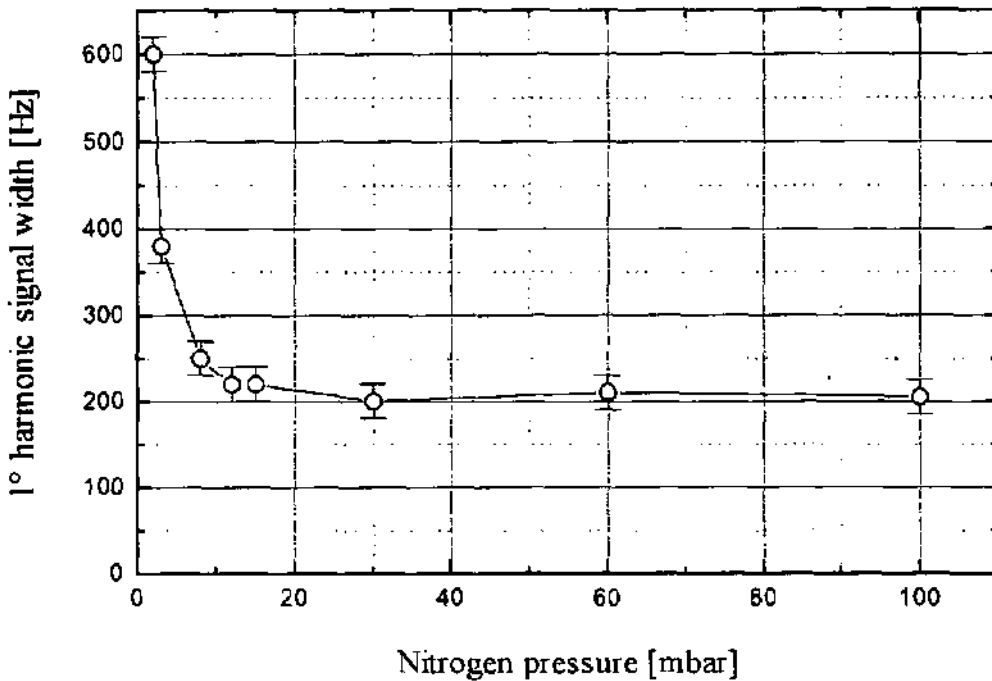


Fig. 4.3.4.9. Ecart entre les fréquences de synthèse qui maximisent le signal de 1^o harmonique en fonction de la pression d'azote dans la cellule d'absorption.

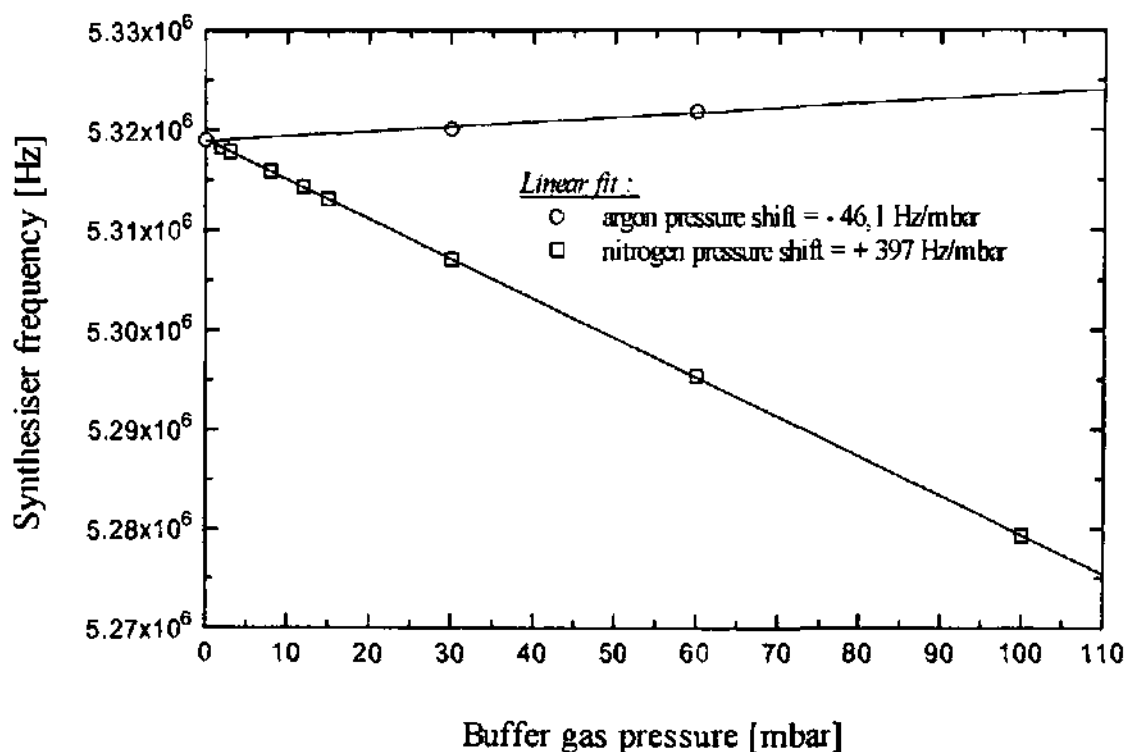


Fig. 4.3.3.10. Fréquence de synthèse qui annule le signal de 1^o harmonique en fonction de la pression d'azote et d'argon dans la cellule d'absorption.

$$\Delta\nu_{\text{mesuré } e} = \frac{FWHM}{\sqrt{3}} = \frac{\gamma_2}{\pi \cdot \sqrt{3}} \quad (4.3.4.2)$$

Ainsi, on remarque que si cette relation était correcte, la valeur minimale obtenue expérimentalement pour γ_2 serait légèrement supérieure à 1000 s⁻¹, alors que l'on devrait théoriquement atteindre un taux de relaxation de 500 s⁻¹.

Pour comprendre l'origine de ce désaccord, nous avons répété cette mesure à différentes températures et avec des cellules de plus grandes dimensions. Cependant, aucune valeur limite inférieure à 200 Hz n'a pu être mesurée. Nous en avons donc déduit que cette largeur de raie trop élevée ne pouvait provenir ni de l'effet des parois, ni de l'échange de spin. Nous n'avons cependant pas pu en identifier la cause.

4.3.5. Effets du pompage optique

Dans cette section, les résultats de notre étude concernant les effets du rayonnement lumineux sur le signal de double résonance sont présentés.

Une première étude (§ 4.3.5.1 "1° Etude : effets de l'intensité du faisceau optique incident") concerne l'influence du flux de photons incidents sur les caractéristiques du signal. En particulier, l'origine géométrique des phénomènes observés avec un faisceau laser étroit est mise en évidence.

C'est seulement après s'être affranchi de ces effets d'inhomogénéité du faisceau, que le phénomène du peaking du signal de double résonance a été observé, et que les mesures expérimentales présentent un meilleur accord avec les prévisions théoriques du paragraphe 4.2.2 ("Etude de phénomènes liés au peaking du signal de double résonance").

L'amplitude du signal de double résonance a ensuite été mesurée en variant la fréquence du rayonnement lumineux (§ 4.3.5.2 2° Etude : "effets de la fréquence du faisceau optique incident").

Bien que ces études s'insèrent dans le cadre de l'étude du déplacement radiatif (§ 4.3.6 "Effets du déplacement radiatif"), il a semblé préférable de rassembler dans la section suivante les résultats concernant cet aspect.

* * * * *

4.3.5.1. 1° étude : effets de l'intensité du faisceau optique incident

Lors de cette étude, différentes configurations expérimentales ont été utilisées. Le schéma expérimental le plus simple consiste à placer un collimateur en face de la diode laser de manière à produire un faisceau étroit, légèrement elliptique (d'environ 2 mm sur 3 mm), dirigé axialement vers l'entrée de la cellule (Fig. 4.3.5.1).

Cependant, d'autres procédés peuvent être envisagés, et nous avons été amenés à essayer diverses géométries de faisceau incident sur la vapeur de rubidium, et même à détecter séparément certaines zones du faisceau transmis.

Les paragraphes qui suivent présentent les résultats significatifs de cette étude en spécifiant au fur et à mesure les conditions expérimentales respectives.

Cas du faisceau lumineux étroit par rapport aux dimensions de la cellule

Les premières mesures ont été effectuées avec un faisceau laser étroit par rapport au diamètre de la vapeur interrogée. La figure 4.3.5.1 en illustre le principe. La cellule (n° 2108) qui a été employée, a 25 mm de long et contient du rubidium isotopique 87 ainsi que 30 mbar d'azote. Nous présentons ci-dessous (figures 4.3.5.2 à 4.3.5.7.) trois mesures effectuées dans des conditions expérimentales semblables, mais faisant intervenir diverses puissances des rayonnements optique et micro-onde. L'amplitude du signal de double résonance (dip d'absorption) et sa largeur à mi hauteur sont représentées en fonction de l'intensité du faisceau lumineux transmis. Celle-ci a été variée à l'aide de filtres gris.

Le laser est asservi sur la raie D2 - F=2 du Rb 87 contenu dans une cellule séparée (de mêmes dimensions) sans gaz tampon ($\delta\nu_{\text{laser}} \sim 0,2$ GHz cf. § 4.3.6, point 4.). Ces mesures ont été effectuées dans le cadre de notre étude du light-shift, et il est utile d'anticiper une "saturation du light-shift" dans ces conditions.

Pour stabiliser le laser, on recueille à l'aide d'une fibre optique la lumière réfléchie par l'objectif intégré au support de la diode (cf. § 3.1 et figure 3.1.1). Ainsi, les caractéristiques de la lumière irradiant la cellule pour stabiliser le laser sont indépendantes des éléments optiques placés entre l'objectif et la vapeur interrogée.

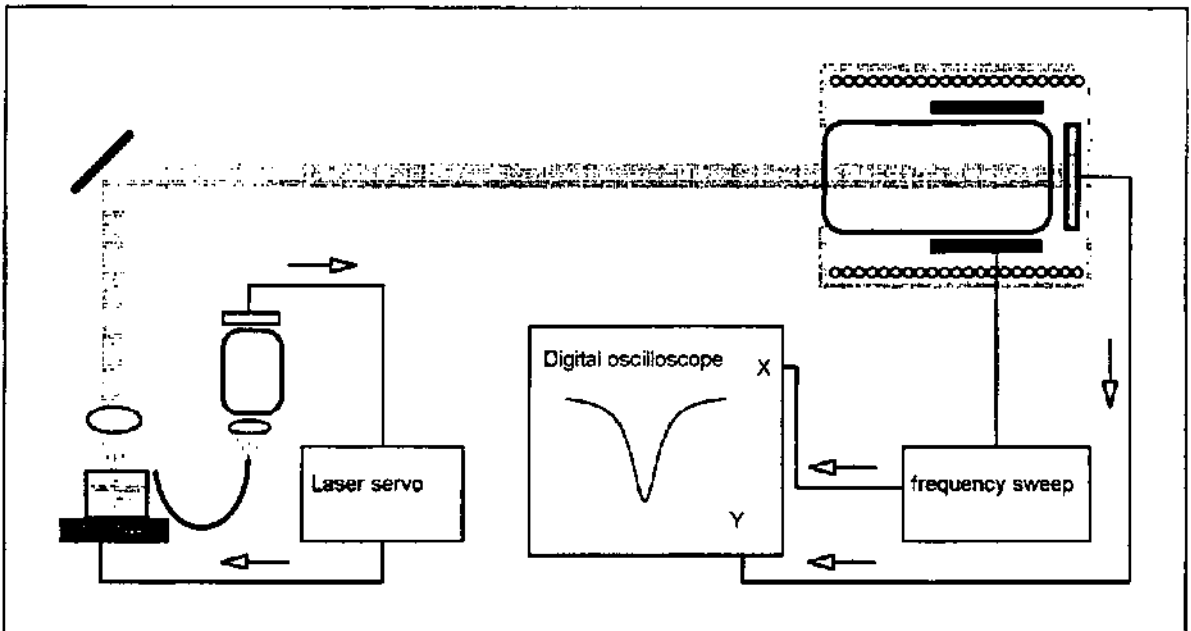


Fig. 4.3.5.1 Schéma expérimental pour les mesures du signal de double résonance avec un faisceau laser étroit par rapport au diamètre de la cellule d'absorption.

Les figures 4.3.5.2 et 4.3.5.3 correspondent à la situation dans une HVR. Les quatre figures suivantes démontrent que les phénomènes observés sont des effets typiques apparaissant aussi si une puissance d'interrogation ou une température plus élevée est utilisée.

Les courbes théoriques des figures 4.3.5.2 et 4.3.5.3 correspondent aux résultats obtenus en utilisant le modèle décrit dans la section 4.2.1 ("Calcul du signal de double résonance global - Exemple n°2 : réponse d'une vapeur optiquement épaisse"). Il s'agit donc du cas d'un faisceau homogène (5 mm² de surface), où l'on a incorporé la longueur exacte de la zone d'interrogation (12 mm), la géométrie du champ micro-onde, et le déplacement radiatif (cf. § 4.3.6) avec les paramètres physiques qui sont indiqués sous les graphiques.

On remarque que ni l'amplitude du signal, ni sa largeur à mi hauteur ne suivent le comportement attendu. Par conséquent, nous en avons déduit que notre modèle était insuffisant, et en particulier qu'une modélisation qui ne tient compte que de l'inhomogénéité axiale de la lumière (absorption) ne permet pas de reproduire correctement les résultats expérimentaux obtenus avec un faisceau laser étroit par rapport à la vapeur interrogée.

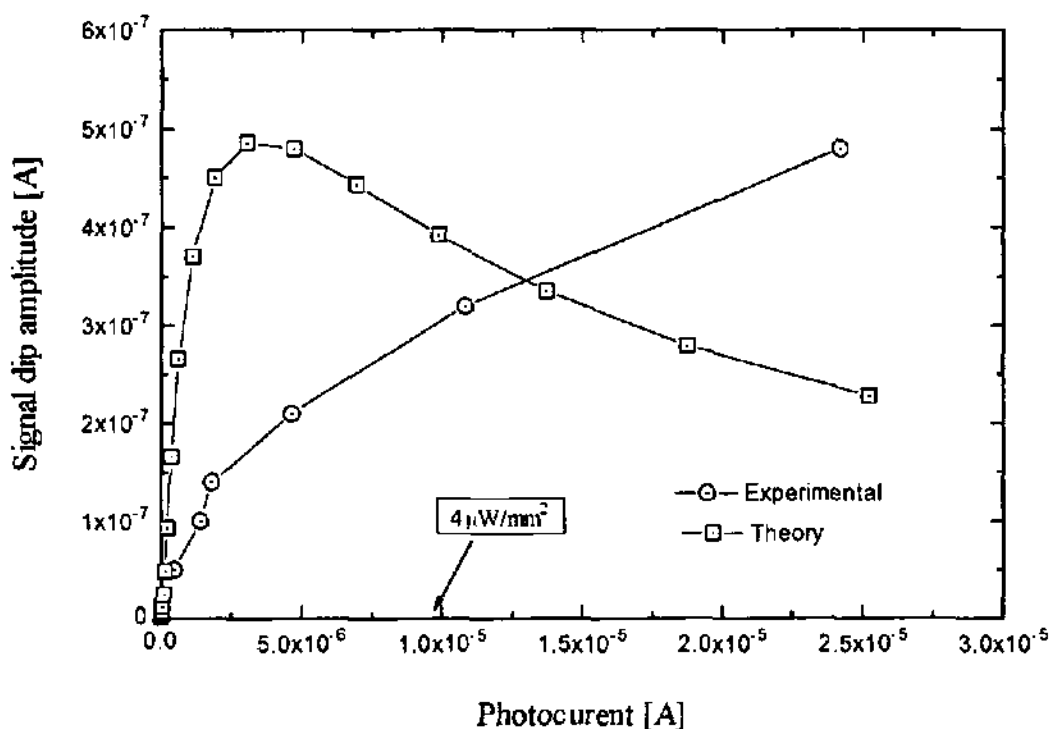


Fig. 4.3.5.2 Amplitude du signal de double résonance en fonction de l'intensité lumineuse transmise avec un faisceau étroit (2.3.1994). Pour la courbe théorique, on a pris $\gamma_1 = 800 \text{ s}^{-1}$, $\gamma_2 = 1000 \text{ s}^{-1}$, et $\omega_{l-\max} = 2000 \text{ s}^{-1}$, $\Gamma_1 [\text{s}^{-1}] / I [\mu\text{W}/\text{mm}^2] = 6000$, $\Gamma_D = 0$, $i\beta / I = 1000 \text{ Hz}/\text{GHz}(\mu\text{W}/\text{mm}^2)$, $\delta\nu_{\text{Laser}} = 200 \text{ MHz}$.

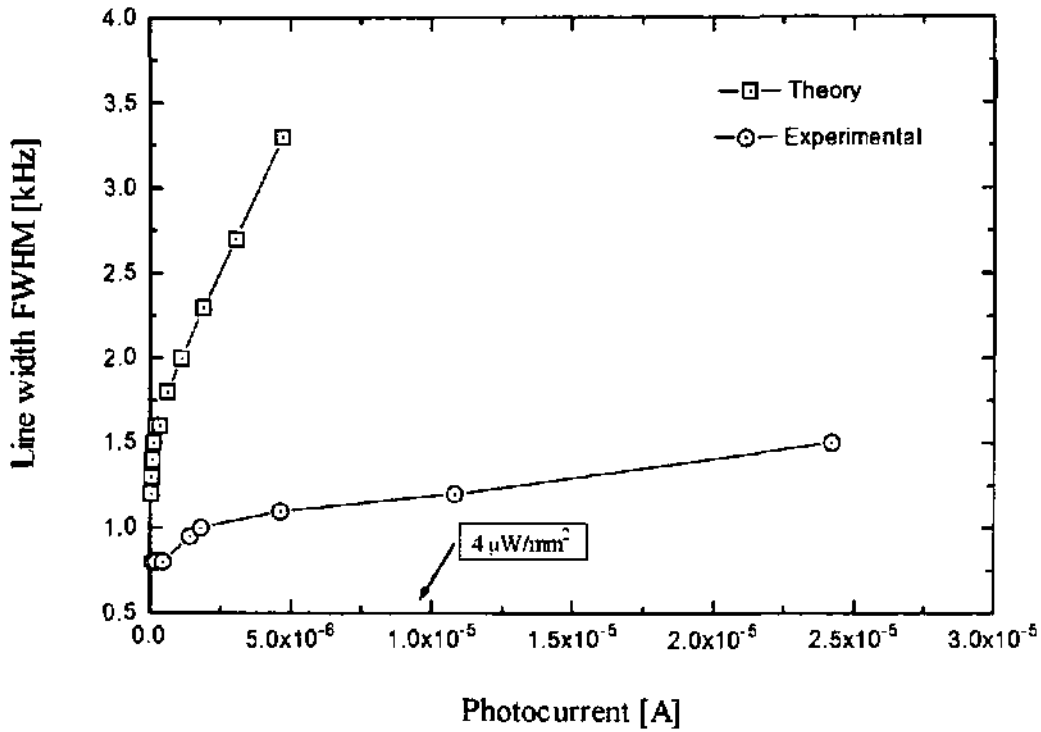


Fig. 4.3.5.3 Largeur à mi hauteur du signal de double résonance en fonction de l'intensité lumineuse transmise avec un faisceau étroit (2.3.1994). Les courbes théoriques et expérimentales correspondent à la figure 4.3.5.2.

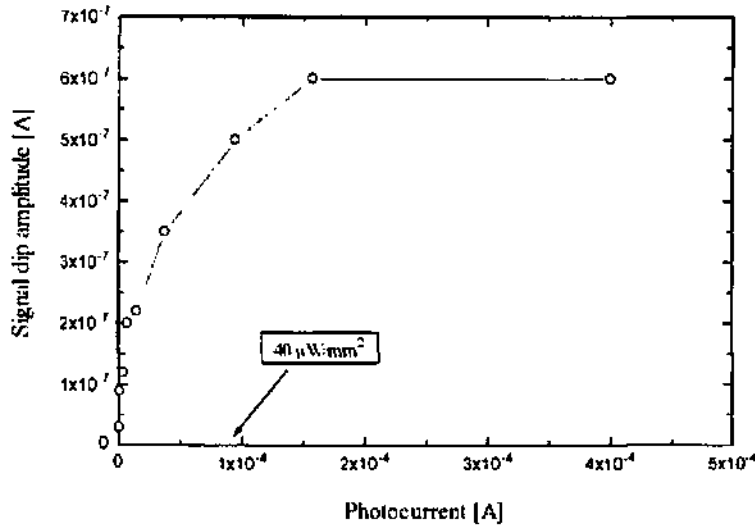


Fig. 4.3.5.4 et 5 Amplitude et largeur du signal de double résonance en fonction de l'intensité lumineuse transmise avec un faisceau étroit. Cette mesure se caractérise par une forte intensité lumineuse incidente (14.5.1993).

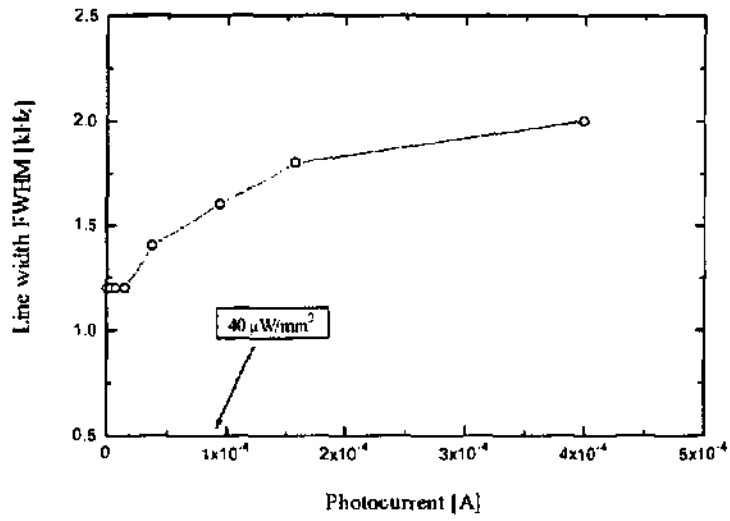


Fig. 4.3.5.5 Cf. légende figure 4.3.5.4.

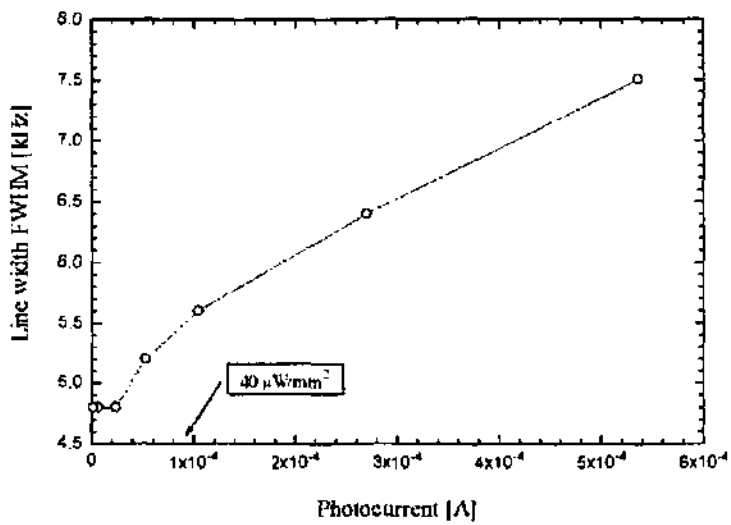
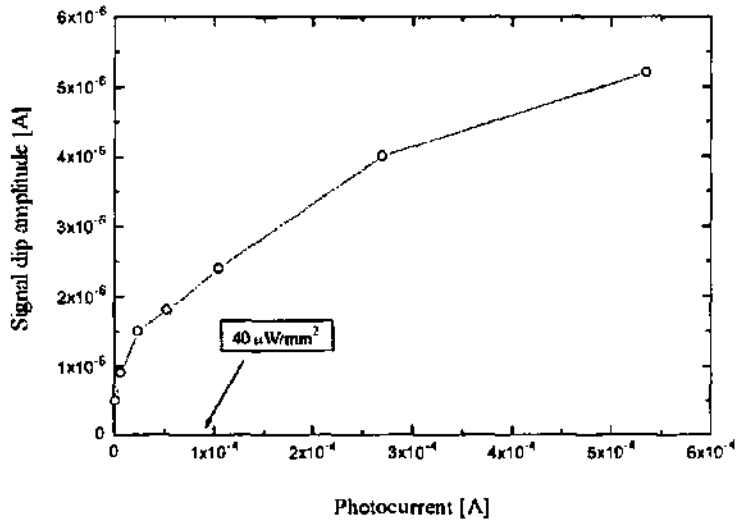


Fig. 4.3.5.6 et 7 (17.12.93) Forte intensité lumineuse et puissance micro-onde. $T = 69^\circ\text{C}$.

Interprétation du désaccord entre prévisions théoriques et résultats expérimentaux

Le désaccord entre les résultats théoriques et expérimentaux (figures 4.3.5.2 et 4.3.5.3) a été interprété comme une conséquence de *l'inhomogénéité radiale* de l'intensité lumineuse dans le faisceau, et du *peaking local et inhomogène du signal de double résonance*.

Ce désaccord a donc la même origine que le phénomène de la saturation du light-shift, discuté dans le paragraphe 4.2.3. Chaque région de l'espace dans la vapeur donne une contribution au signal qui dépend de l'intensité lumineuse dans cette région. Ainsi, dans le cas où un faisceau lumineux étroit - par exemple gaussien - est utilisé, au-delà d'une certaine intensité lumineuse, ce sont les régions qui se trouvent dans les bords du faisceau lumineux qui contribuent le plus au signal (cf. figure 4.2.2.7). A mesure que l'on augmente l'intensité lumineuse incidente, ce sont des atomes qui se trouvent sur un anneau de diamètre croissant qui subissent une intensité optimale et fournissent la majeure partie du signal global.

Le fait que le signal tend toujours à augmenter (figure 4.3.5.2 et 4.3.5.6) s'explique par le nombre croissant d'atomes dans la vapeur qui y contribuent (même si certaines régions de l'espace subissent le "peaking").

Remarques

- L'amplitude du signal de double résonance est moins sélective spatialement que le déplacement radiatif. En effet, alors que dans le premier cas le poids relatif de chaque région est proportionnel à l'amplitude du signal, dans le deuxième cas, il est donné par le rapport entre cette amplitude et le carré de la largeur à mi hauteur ($P(x)$). Ainsi, les atomes qui fournissent la majeure partie du signal de double résonance ne sont pas les mêmes que ceux qui déterminent la fréquence centrale du signal de double résonance.

La figure 4.3.5.8 illustre ce concept en représentant la fonction poids et l'amplitude du signal (toutes les deux normalisées de manière à ce que l'intégrale donne 1) en fonction du taux d'absorption Γ_1 .

- Il est important de remarquer que même si la figure 4.3.5.8 montre une sélectivité de l'amplitude du signal en fonction du taux d'absorption nettement inférieure à celle de la fonction $P(x)$ en fonction du taux d'absorption, il peut avoir néanmoins une très grande sélectivité spatiale si le faisceau lumineux présente de fortes variations comme c'est le cas sur les bords d'un faisceau gaussien.

Cette interprétation est tributaire de la présence d'un gaz tampon qui permet de considérer les atomes comme immobiles (par rapport aux temps caractéristiques de l'interrogation micro-onde) dans la vapeur. Ces effets devraient donc disparaître dans le cas où on n'utilise pas de gaz tampon, en revêtant par exemple les parois de la cellule de manière à ce que les cohérences engendrées par le champ micro-onde ne soient pas détruites lorsque les atomes entrent en collision avec elles.

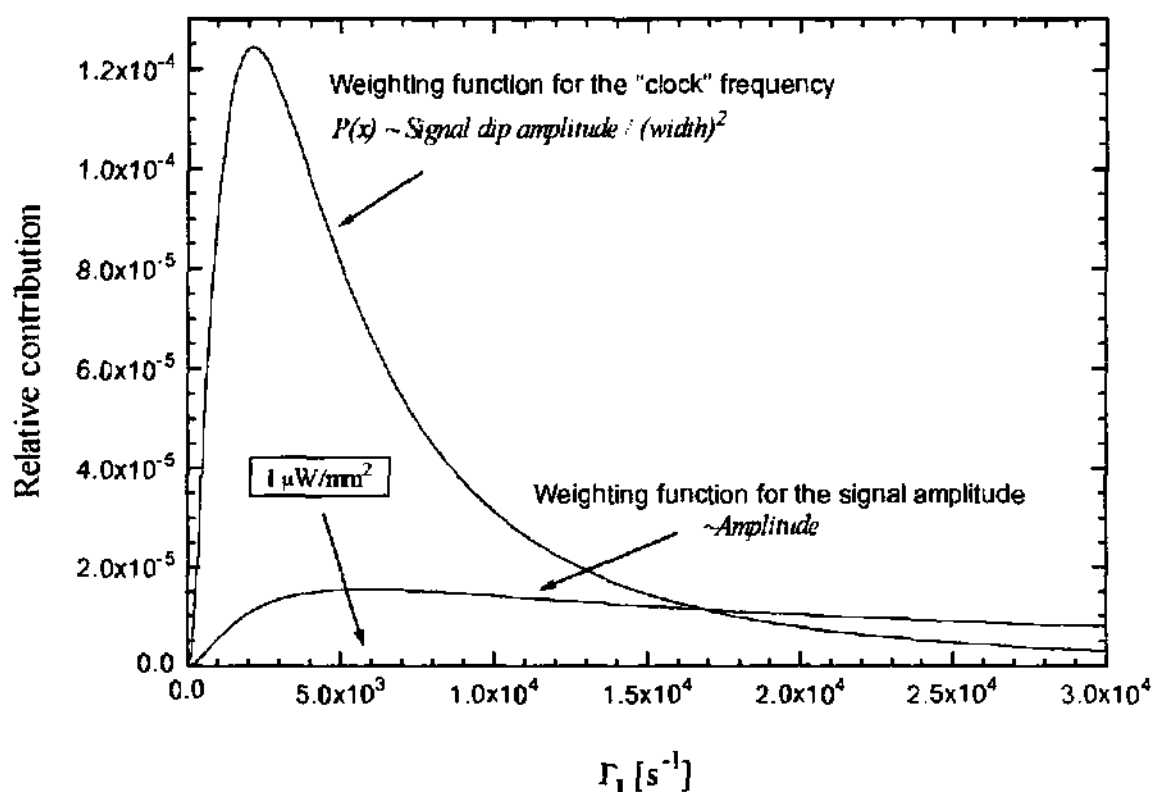


Fig. 4.3.5.8 Comparaison entre l'amplitude normalisée du signal de double résonance et la fonction poids $P(x)$. Pour cet exemple, on a pris l'expression théorique exacte du signal local fourni par un système à 9 niveaux (2.3.2.11), avec $\gamma_1 = 800 \text{ s}^{-1}$, $\gamma_2 = 1000 \text{ s}^{-1}$, $\omega_1 = 1000 \text{ s}^{-1}$, $\Gamma_{11} = 0$.

Modèle théorique tenant compte de l'inhomogénéité radiale du faisceau

Afin de décrire quantitativement l'interprétation donnée ci-dessus du désaccord entre les résultats expérimentaux et le modèle théorique, ce dernier a été repris en introduisant le fait que l'on a un faisceau gaussien et non un faisceau homogène.

Les résultats ainsi obtenus sont illustrés sur les figures 4.3.5.9 à 4.3.5.11. Dans cet exemple, on a pris un faisceau gaussien dont le rayon vaut 1 millimètre. Afin de simplifier les calculs, nous avons calculé le signal de double résonance produit par une vapeur de rubidium 87 à 60°C ayant 1 mm d'épaisseur et 1 cm² de surface.

On remarque sur les figures 4.3.5.9 et 4.3.5.10 que l'amplitude du signal et la largeur de raie présentent une saturation qui contraste avec le cas d'un faisceau homogène. La comparaison avec les résultats expérimentaux (figures 4.3.5.2 à 4.3.5.7) ne peuvent être que qualitatives, dans la mesure où le comportement exact dépend de la géométrie du faisceau incident, non mesurable de manière précise dans notre montage expérimental (les facettes de la cellule d'absorption déforment passablement le faisceau laser). L'accord est néanmoins bon, de sorte que notre interprétation des résultats - illustrée par la figure 4.3.5.11 - s'en trouve confirmée.

En effet, on peut s'apercevoir que les effets principaux qui avaient été observés expérimentalement apparaissent aussi dans les résultats théoriques :

- Pour une puissance micro-onde fixée (de manière à optimiser le signal sans le saturer : $\omega_1 \sim 1000 \text{ s}^{-1}$), l'augmentation de l'intensité lumineuse d'un faisceau laser étroit porte à une saturation de l'amplitude du signal de double résonance (figures 4.3.5.2, 4.3.5.4 et 4.3.5.9). Typiquement, si le faisceau a 2 millimètres de diamètre, cette saturation apparaît lorsque le photocourant approche 5 μA , cette valeur dépendant de la puissance micro-onde (dans les données expérimentales il faut tenir compte du spectre résiduel de la diode et de l'atténuation du faisceau entre la vapeur et le détecteur, par le verre de la cellule par exemple). Mais contrairement aux prévisions théoriques concernant un faisceau homogène, et dans la mesure où le diamètre du faisceau est inférieur au diamètre de la vapeur interrogée, le signal ne diminue pas à mesure que l'intensité lumineuse augmente.
- Dans ces conditions expérimentales, la largeur du signal de double résonance suit aussi une courbe en saturation, au lieu d'augmenter linéairement en fonction de l'intensité du faisceau.
- Ces deux effets peuvent s'expliquer qualitativement et quantitativement par un modèle tenant compte de l'inhomogénéité radiale du faisceau. Dans le cas d'un faisceau de forme gaussienne ayant 2 millimètres de diamètre, le modèle théorique prévoit que si la lumière transmise produit un photocourant dépassant 4 μA , les atomes se trouvant au centre du faisceau contribuent de moins en moins au signal total fourni par la vapeur.

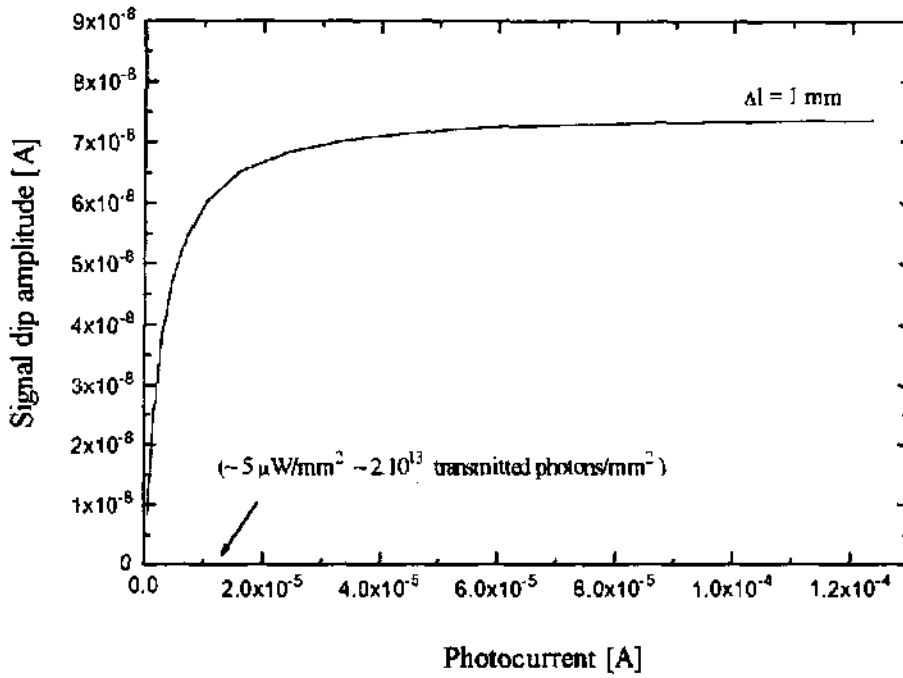


Fig. 4.3.5.9 Calcul théorique de l'amplitude du signal de double résonance en fonction de l'intensité lumineuse avec un faisceau gaussien étroit ($r = 1 \text{ mm}$). Expression théorique du signal local fourni par un système à 9 niveaux (2.3.2.11).

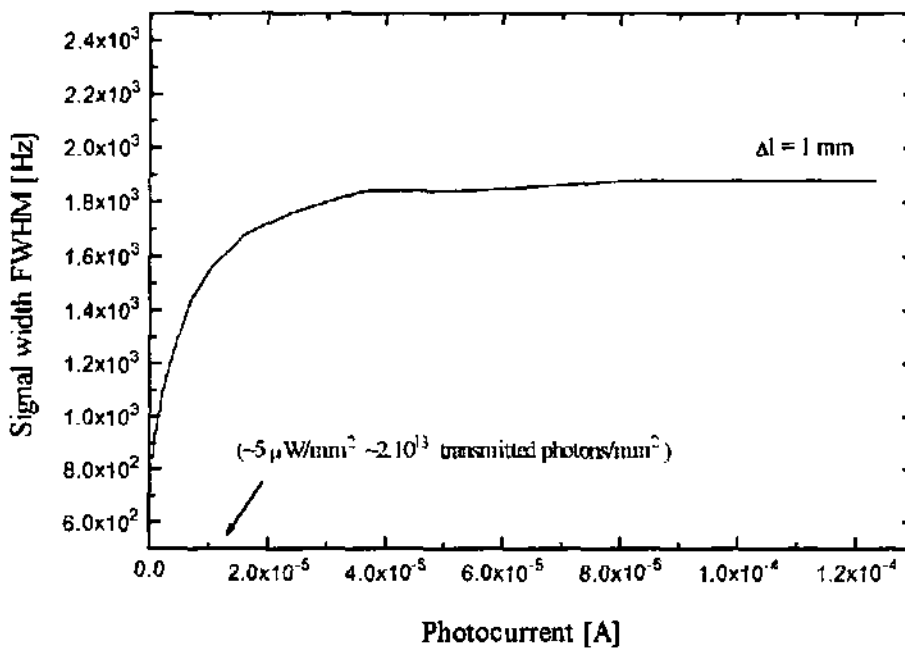


Fig. 4.3.5.10 Calculs théoriques de la largeur à mi hauteur du signal de double résonance en fonction de l'intensité lumineuse avec un faisceau gaussien étroit.

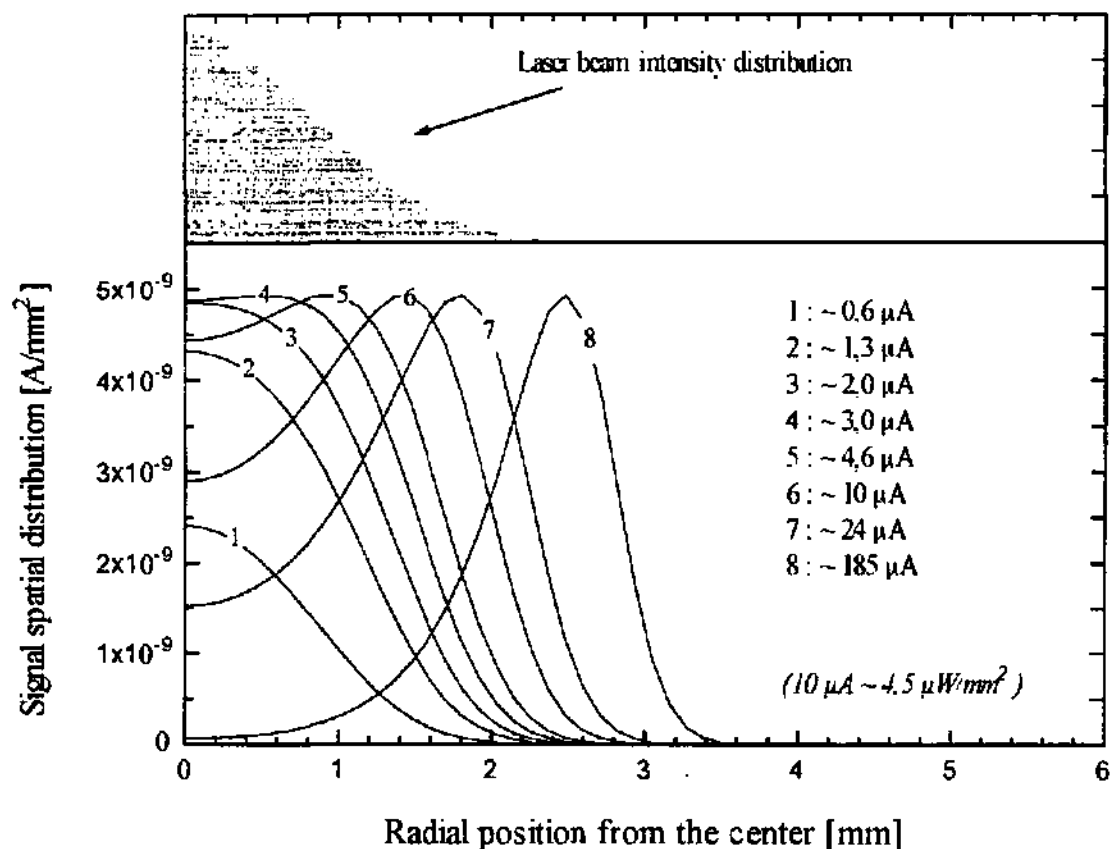


Fig. 4.3.5.11 *Calculs théoriques du signal de double résonance en fonction de l'intensité lumineuse avec un faisceau gaussien étroit ($r = 1 \text{ mm}$). La figure représente la distribution radiale dans le faisceau du signal de double résonance. On a pris l'expression théorique du signal local fourni par un système à 9 niveaux (2.3.2.11), avec les paramètres des figures 4.3.5.9 et 4.3.5.10.*

La figure 4.3.5.11 illustre bien comment à forte intensité lumineuse, ce sont les régions de la vapeur qui sont le moins illuminées qui contribuent le plus au signal de double résonance. Le cas du faisceau étroit par rapport aux dimensions de la cellule est un cas limite, puisque dans cette situation il se trouve "toujours" une région de la vapeur qui est soumise à une intensité optimale du point de vue du signal de double résonance ($0,2$ à $0,5 \mu W/mm^2$ typiquement).

De manière générale, si toute la cellule est illuminée, il existe des régions plus "sombres" et des régions plus "éclairées". Aux faibles intensités lumineuses ($< 1 \mu W/mm^2$), ce sont les régions les mieux éclairées qui donnent la majorité du signal, alors que si l'intensité totale est plus forte ($> 1 \mu W/mm^2$), ce sont les régions plus sombres qui contribuent de manière plus importante.

Sélection spatiale des atomes interrogés

Afin de vérifier l'interprétation de nos observations expérimentales, et en particulier du phénomène décrit par la figure 4.3.5.11, l'expérience suivante a été réalisée. Le diamètre du faisceau incident a été agrandi à l'aide d'un télescope, et des caches ont été placés entre la cellule d'absorption et le détecteur, de manière à sélectionner différentes régions spatiales de la vapeur. Les caches avaient une forme d'anneau, dont le diamètre externe était égal au diamètre de la cellule et le diamètre interne était variable (figure 4.3.5.12). L'amplitude du signal a alors été mesurée en fonction de l'intensité incidente pour différentes valeurs du diamètre interne. De manière qualitative d'abord, nous avons observé que la partie centrale et les bords du faisceau donnent un signal maximal à des intensités lumineuses différentes. Les résultats de la mesure quantitative de l'amplitude du dip avec différents caches sont représentés sur la figure 4.3.5.13.

L'intensité lumineuse incidente a été variée en utilisant la gamme relativement grande d'accordabilité de la diode sur la raie atomique du rubidium (cf. figure 3.2.1). C'est pour cette raison que les unités de mesure sur l'abscisse sont les mA du courant de diode laser.

On remarque que le comportement du signal en fonction de l'intensité lumineuse est différente dans les diverses régions. En effet, à plus faible intensité lumineuse (45 mA), c'est le centre de la vapeur qui contribue le plus au signal de double résonance, alors qu'à plus forte intensité, ce sont les bords du faisceau. Ces résultats confirment donc notre interprétation.

Remarque :

Avec un cache dont le diamètre interne était encore plus petit (2 mm), on observe que les atomes au centre de la cellule sont soumis à une intensité lumineuse qui "sature" (peaking) déjà le signal de résonance. En effet, nous avons observé que déjà avec l'intensité lumineuse la plus basse (45 mA), une augmentation d'intensité provoque une diminution du signal.

Légende de la Figure 4.3.5.12

Schéma expérimental pour les mesures du signal de double résonance avec sélection spatiale des atomes de rubidium interrogés. Un cache faisant office de diaphragme dont l'ouverture a été variée (disque de carton noir) est placé entre la cellule d'absorption et le détecteur.

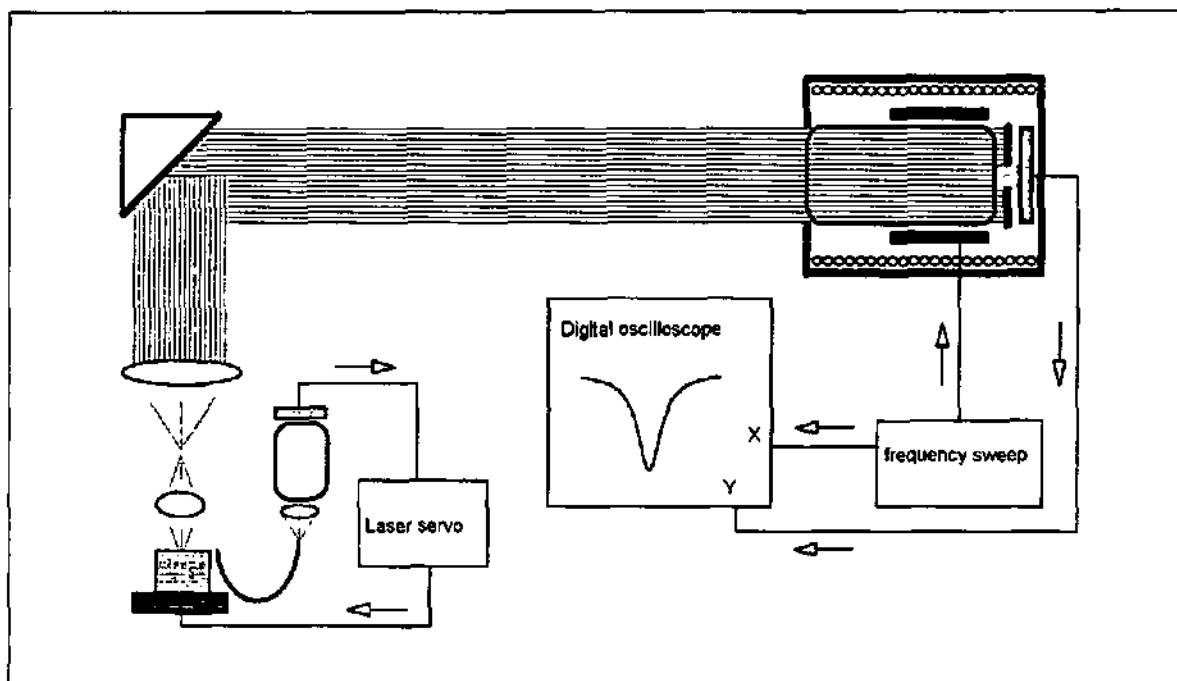


Fig. 4.3.5.12 Voir page précédente.

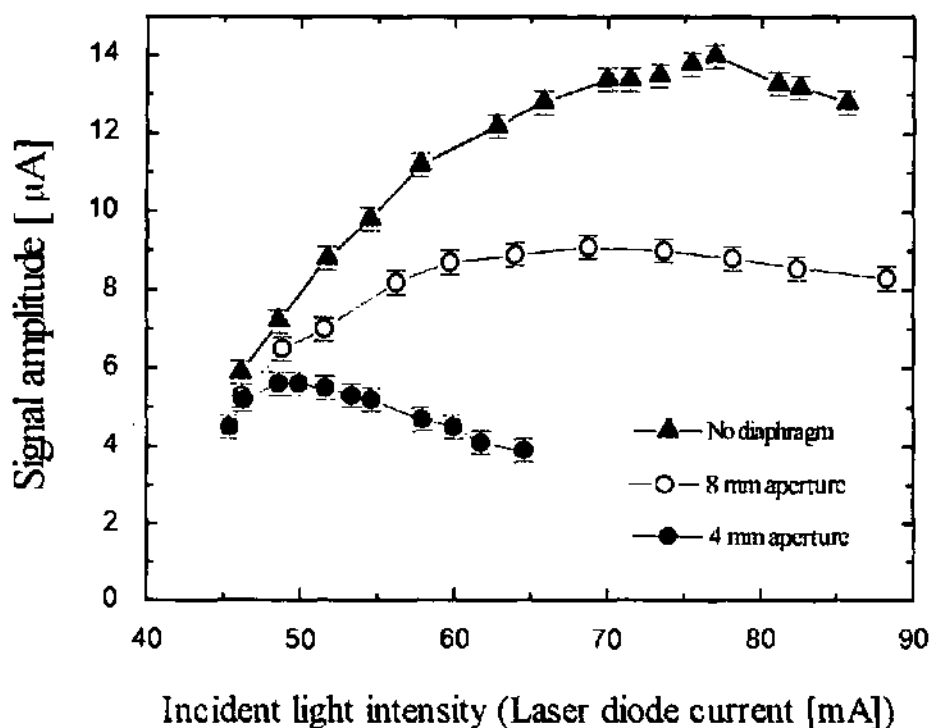


Fig. 4.3.5.13 Mesure de l'amplitude du signal de double résonance en fonction de l'intensité lumineuse avec sélection spatiale des atomes.

Dans la configuration expérimentale décrite ci-dessus (sélection spatiale des atomes interrogés), et avec une ouverture du diaphragme suffisamment petite (4 mm typiquement), nous avons en outre pu mesurer l'autre effet prévu par le modèle théorique, mais qui n'avait pas encore pu être observé. En effet, nous avons remarqué que l'amplitude du signal n'était plus maximale lorsque la fréquence du laser était accordée au maximum de la raie atomique, mais possédait au contraire un minimum local en ce point, avec deux maxima de part et d'autre de ce signal. Nous avons donc observé l'effet décrit par la figure 4.2.2.4, par lequel se manifeste le peaking du signal de double résonance. Ce phénomène sera discuté dans la section suivante.

Avec un petit diaphragme placé à l'arrière de la cellule, l'interrogation et le pompage optique de la vapeur peuvent - en première approximation - être considérés comme homogènes. Avec le montage expérimental décrit par la figure 4.3.5.14 et un cache en carton noir placé à l'arrière de la cellule ayant un diamètre interne de 3 mm nous avons mesuré l'amplitude et la largeur du signal en fonction de l'intensité lumineuse (la mesure du déplacement radiatif dans ces conditions est présentée dans la section 4.3.6). Ce montage se distingue du montage de la figure 4.3.5.12 par l'utilisation d'une fibre optique, permettant un ajustement plus continu de l'intensité lumineuse (en variant la position de la première extrémité). En outre, la fibre optique diminue les sources de "feed-back" et rend les deux modules "diode laser" et "résonateur atomique" totalement indépendants. Les résultats expérimentaux obtenus avec une cellule à 60°C contenant de Rb 87 et 30 mbar d'azote sont illustrés par les figure 4.3.5.15 et 4.3.5.16.

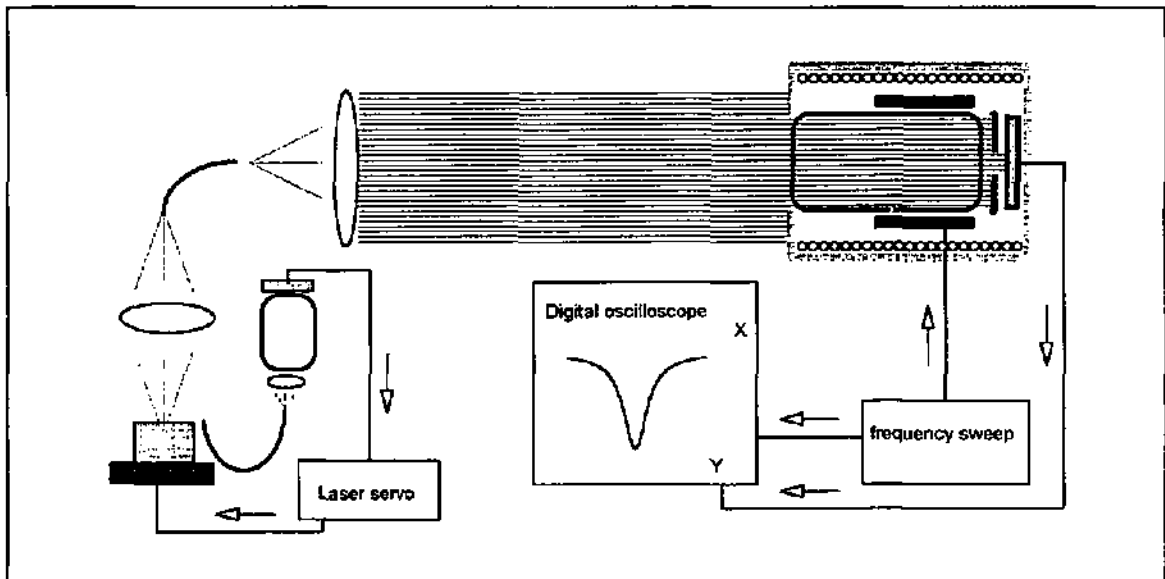
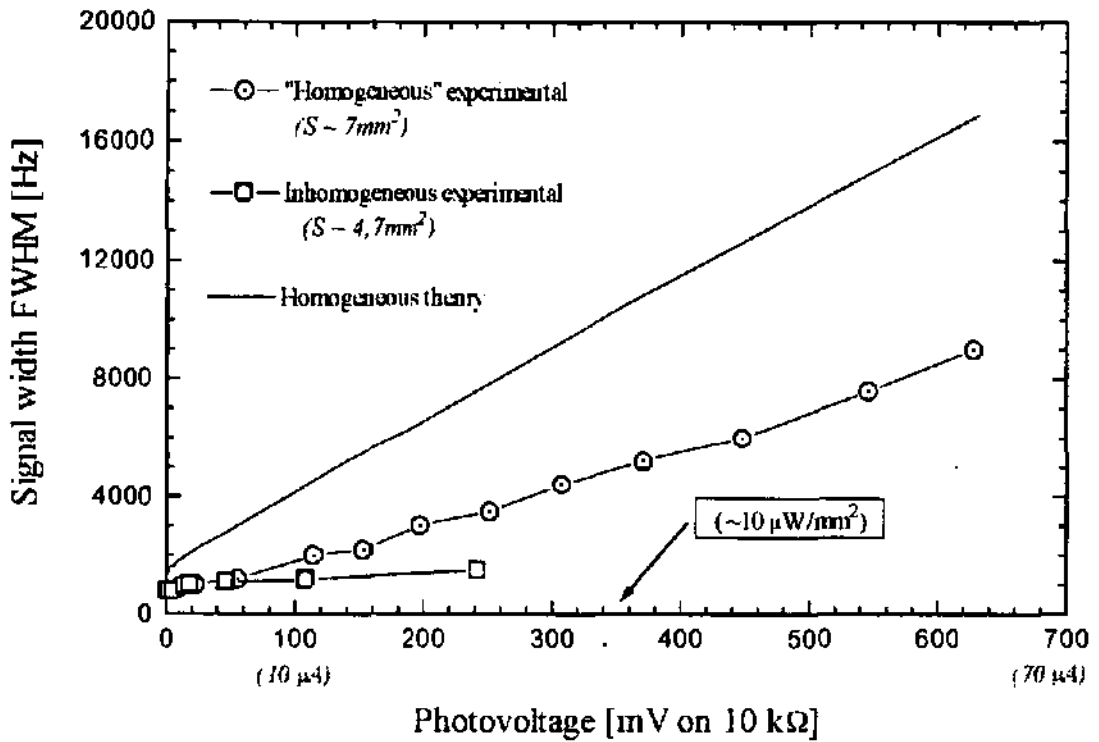
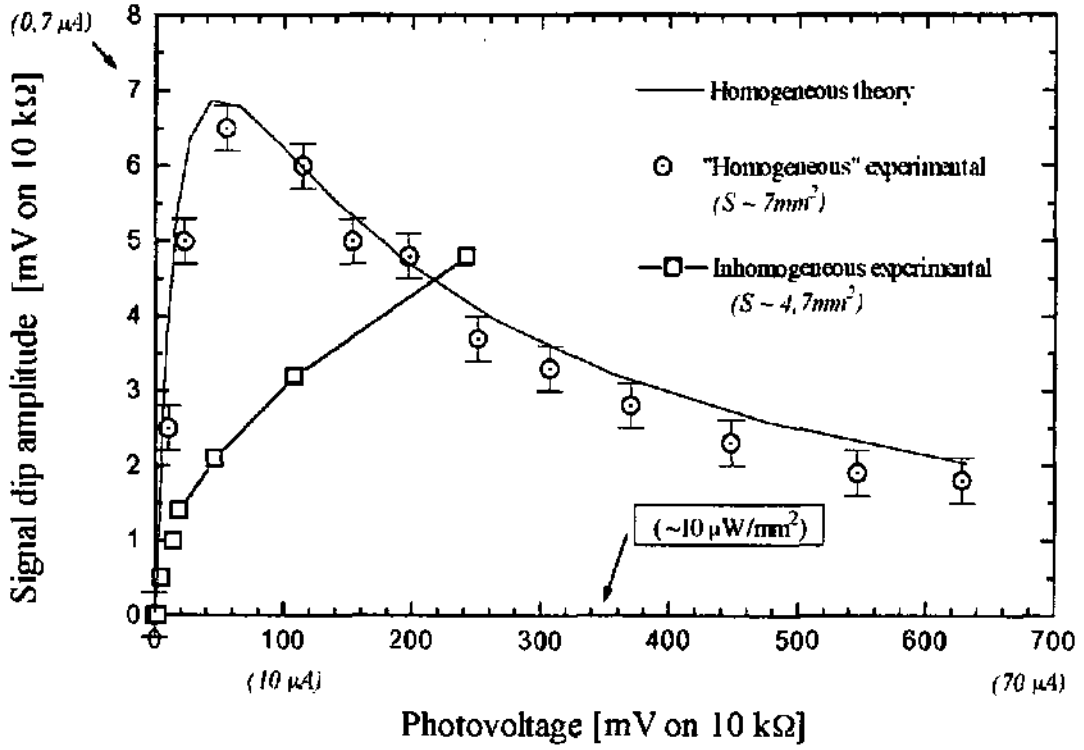


Fig. 4.3.5.14. Montage expérimental pour la mesure du signal de double résonance avec une fibre optique et un diaphragme : interrogation "homogène".



Légende des figures 4.3.5.15 et 4.3.5.16 (page précédente)

Amplitude et largeur à mi hauteur du signal de double résonance en fonction de l'intensité lumineuse. Les trois courbes correspondent à :

"Homogeneous" expérimental : *montage expérimental de la figure 4.3.5.14, avec un diaphragme dont l'ouverture vaut 3 mm.*

"Inhomogeneous" expérimental : *montage expérimental de la figure 4.3.5.12 (faisceau gaussien étroit).*

"Homogeneous" theory : *prévisions théorique avec le même programme et les mêmes paramètres utilisés pour la courbe théorique de la figure 4.3.5.2 (sauf $S=7.07 \text{ mm}^2$).*

On remarque sur la figure 4.3.4.15 que la courbe expérimentale obtenue avec le pompage optique "homogène" correspond bien à la courbe théorique. Il est important de remarquer que l'accord entre les deux courbes est aussi bien quantitatif que qualitatif. En outre, aucun facteur de normalisation empirique n'a été nécessaire. Les seuls paramètres introduits dans le modèle, qui ne correspondent pas aux divers calculs théoriques "microscopiques" sont les taux de relaxation longitudinal et transverse, que l'on a pris égaux aux valeurs mesurées expérimentalement (cf. § 4.3.4.2, "2° Etude : déplacement et largeur du signal de double résonance"). D'ailleurs, ces paramètres interviennent surtout à basse puissance du rayonnement optique, alors que les effets étudiés ici concernent les situations où le comportement du signal est dominé par le taux d'absorption optique.

En particulier, on remarque l'importante différence entre les deux situations expérimentales "homogène" et "inhomogène". Il est possible d'obtenir un signal de double résonance aussi important tant avec un faisceau gaussien qu'avec un faisceau homogène, mais cela nécessite une intensité totale plus élevée. Au vu des résultats précédents, et notamment des figures 4.3.5.11 et 13, cela comporte une "saturation" des atomes se trouvant au centre du faisceau, et une illumination optimale ("accidentelle") des atomes se trouvant dans les bords. Du point de vue pratique, cela est important, car, dans ce cas, la lumière "inutile" augmente le bruit de fond et réduit le rapport signal sur bruit par rapport au cas "homogène". En outre, on observe que la largeur de raie est comparable lorsque l'intensité est optimale pour le signal "homogène".

Comme prévu, la largeur du signal augmente plus fortement en fonction de l'intensité si le pompage optique est homogène. Cependant, on relève encore un grand désaccord entre la courbe théorique et la courbe expérimentale. Cet effet (dû aux inhomogénéités résiduelles) sera discuté dans la section consacrée à la "saturation du light shift" (§ 4.3.6).

4.3.5.2. 2^o étude : *effet de la fréquence du faisceau optique incident*

Comme cela a été mentionné ci-dessus, c'est en mesurant le signal de résonance avec le dispositif expérimental décrit dans le paragraphe précédent (sélection spatiale des atomes interrogés) que nous avons observé pour la première fois le phénomène décrit par la figure 4.2.2.4. En effet, avec un cache dont l'ouverture était de trois millimètres et le laser accordé sur la transition $F=2$ de la raie D2 nous avons pu constater que :

1. En augmentant l'intensité lumineuse, l'amplitude du signal diminue.
2. En variant la fréquence du laser, elle est minimale lorsque l'absorption est maximale.
3. La largeur du signal, par contre, est maximale en ce point.
4. Le niveau des deux signaux maximaux est asymétrique, il est plus grand pour $\nu_L < \nu_{Rb}$.

Ces observations correspondent aux prévisions théoriques valables pour une vapeur interrogée de manière homogène (figure 4.2.2.4) et ne sont pas mesurables en présence d'inhomogénéités du faisceau lumineux.

Ayant mesuré et décrit ces effets de manière qualitative, nous avons mis au point une expérience permettant de documenter ce phénomène de peaking du signal.

Principe et montage expérimental

Nous avons procédé à une mesure indirecte de l'amplitude du signal de résonance en fonction de la fréquence et de l'intensité du laser. Pour cela, nous avons asservi la fréquence de l'interrogation micro-onde selon le schéma de modulation et détection synchrone décrit au paragraphe 2.1, de manière à ce que la fréquence de l'interrogation micro-onde se trouve toujours au centre du signal de double résonance (fréquence horloge). Pour cela, il est donc nécessaire de moduler la fréquence d'interrogation (ici à 137 Hz), de sorte que la transparence de la vapeur est elle aussi modulée.

Comme les atomes ont une réponse qui n'est pas linéaire en fonction de la fréquence d'interrogation (courbe de Lorentz) le photocourant contient alors des composantes aux fréquences multiples de la fréquence d'interrogation (harmoniques). L'amplitude de ces harmoniques dépend de divers paramètres tels que la fréquence exacte d'interrogation, la fréquence de modulation, l'amplitude de modulation, la forme du signal de double résonance (amplitude et largeur notamment), etc. En première approximation, si l'amplitude et la fréquence de modulation sont suffisamment faibles (par rapport à la largeur du signal), la première et la deuxième harmonique sont proportionnelles respectivement à la première et à la

deuxième dérivée du signal de double résonance. Ainsi, lorsque la boucle d'asservissement du quartz est fermée, la première harmonique est nulle et la deuxième harmonique est proportionnelle à l'amplitude du signal de double résonance divisée par le carré de sa largeur.

Nous avons donc procédé à l'enregistrement du signal de deuxième harmonique présent sur le photodétecteur en asservissant la fréquence d'interrogation sur le signal de double résonance, et en balayant la fréquence du laser. La figure 4.3.5.17 décrit le principe de cette mesure.

Un résultat typique de cette mesure est donné par la figure 4.3.5.18. Il s'agit de signaux enregistrés à l'aide d'un traceur xy.

On constate que ce résultat correspond bien à la courbe théorique 4.2.2.4, et que - par conséquent - notre interprétation des phénomènes mesurés avec des faisceaux laser homogènes et inhomogènes est confirmée. Le modèle théorique semble donc suffisamment élaboré pour rendre compte des principaux effets observés.

Note : le creux présent sur la première courbe (depuis le bas) sur la raie $F=2$ s'explique par la forte atténuation de la lumière par l'absorption optique des atomes. Il n'apparaît pas sur la courbe théorique car celle-ci correspond à une vapeur optiquement mince.

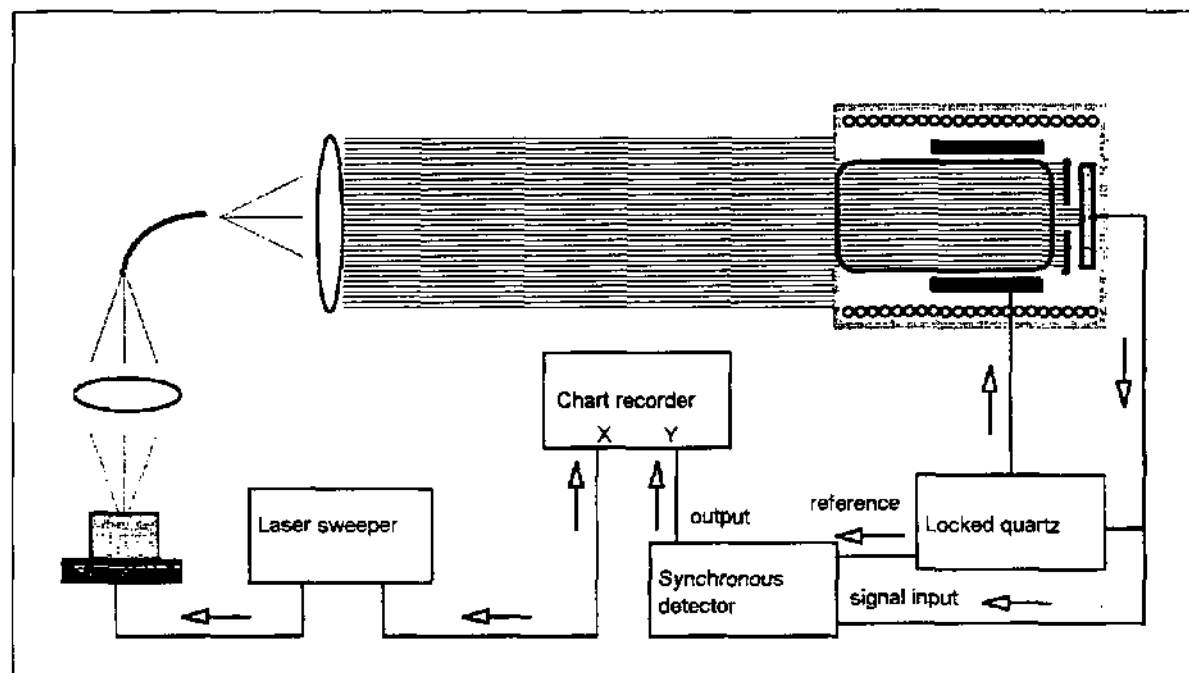


Fig. 4.3.5.17. Montage expérimental pour la mesure du signal de double résonance en fonction de la fréquence et de l'intensité du rayonnement optique.

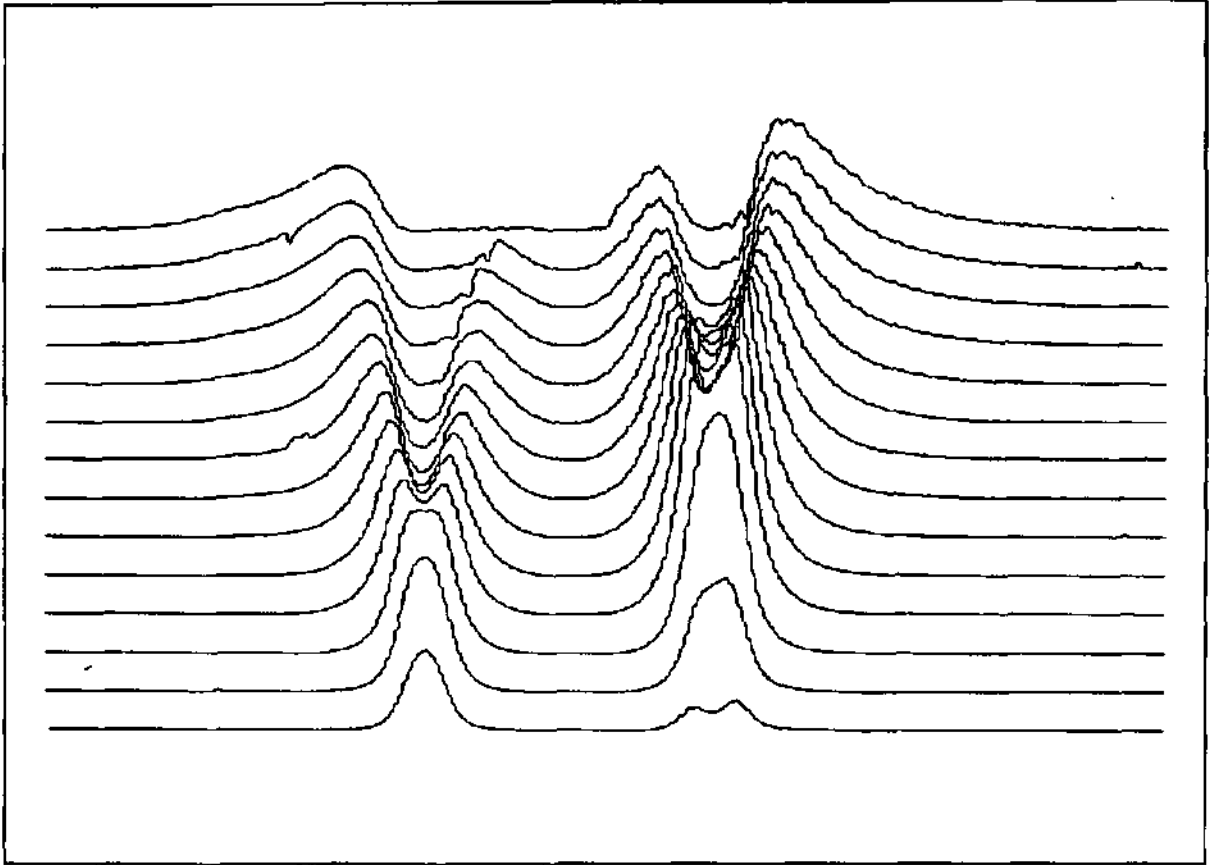


Fig. 4.3.5.18. Amplitude du signal de double résonance en fonction de l'intensité et de la fréquence du rayonnement optique.

Axe horizontal (x) : Courant du laser (de 57,8 à 64,3 mA) + 1 mA = - 4 GHz.

Axe vertical (y) : Intensité lumineuse, variée entre 0,5 et 30 $\mu\text{W}/\text{mm}^2$.

Grandeur mesurée (z) : Signal de deuxième harmonique.

Le pic de gauche correspond à la transition optique D2 - F=1 du rubidium 87 et celui de droite à la transition depuis le sous niveau F=2 de l'état fondamental. Cette figure est à comparer avec la figure 4.2.2.4.

On remarquera par exemple que l'asymétrie (point n. 4 ci-dessus) entre les deux maxima locaux du signal pour des intensités laser "saturantes" est présente aussi bien dans la courbe expérimentale (4.3.5.18) que dans la courbe théorique (4.2.2.4). Cette asymétrie s'explique par l'élargissement collisionnel du profil d'absorption des atomes de rubidium. Il est suffisant pour que - lorsque la fréquence du laser est centrée sur l'une des deux raies atomiques - le taux d'absorption correspondant à l'autre raie ne soit pas tout à fait nul. Ainsi, comme l'amplitude du signal dépend de la différence entre les deux taux d'absorption Γ , il n'a pas la même amplitude, suivant le signe du désaccord de la fréquence du laser.

Effets du déplacement radiatif

4.3.6. Effets du déplacement radiatif (light shift)

Cette section contient les résultats concernant le phénomène du déplacement radiatif.

Principe et montage expérimental

Le montage expérimental utilisé pour mesurer précisément le déplacement radiatif en fonction des paramètres de la diode laser est semblable à celui qui a servi à la mesure du signal de double résonance présentée ci-dessus (figure 4.3.5.17). Pour cette mesure, la fréquence du quartz dont est issu le signal d'interrogation micro-onde est aussi asservie à l'aide du signal de double résonance.

C'est en comparant cette fréquence avec celle d'une référence stable (MASER ou Césium) par battement que les variations relatives de la fréquence "horloge" des atomes de rubidium sont déterminées. Différentes conditions expérimentales ont été utilisées, notamment en ce qui concerne la façon d'illuminer la vapeur atomique. Comme l'effet des inhomogénéités du faisceau est aussi important pour le déplacement radiatif que pour le signal, nous présentons d'abord les résultats obtenus avec une interrogation que nous avons estimée homogène, afin d'en vérifier la linéarité et d'obtenir une valeur expérimentale du coefficient $|\beta|/I$, et ensuite les mesures avec un faisceau inhomogène.

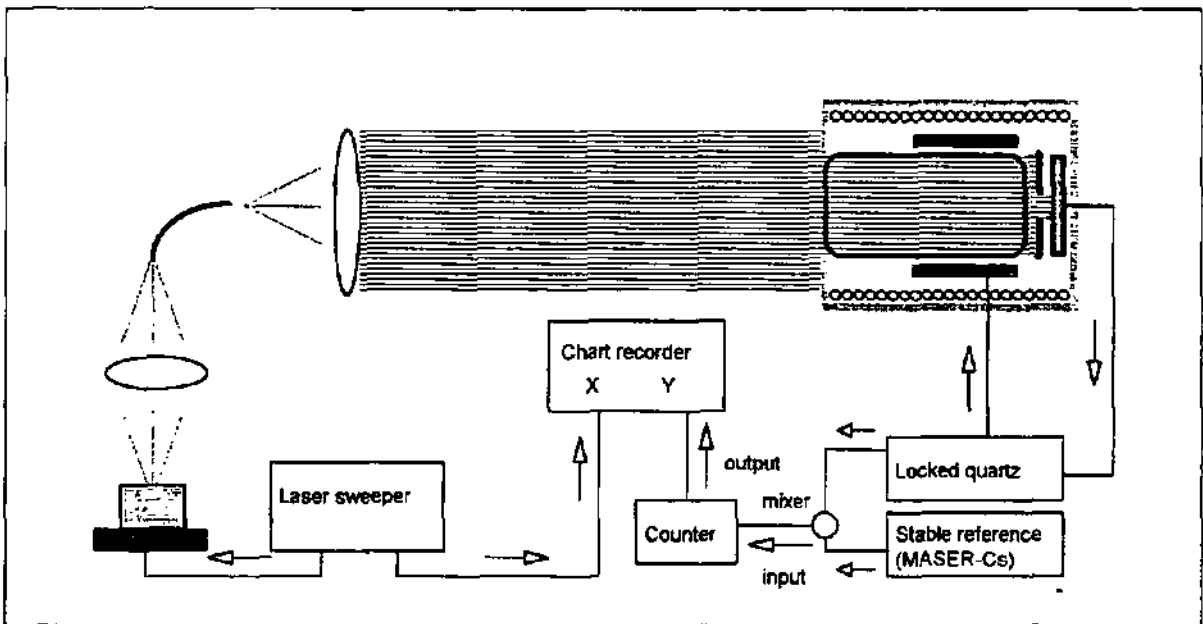


Fig. 4.3.6.1. Montage expérimental pour la mesure du déplacement radiatif en fonction de la fréquence et de l'intensité du rayonnement optique avec une interrogation homogène (sélection spatiale des atomes).

Mesures du light-shift avec pompage optique homogène

Les résultats obtenus avec le montage expérimental décrit par la figure 4.3.6.1 permettent l'évaluation du déplacement de fréquence *local* subi par les atomes de rubidium. En répétant plusieurs fois le balayage en fréquence du laser avec différentes intensités lumineuses, on peut déduire la forme explicite du light-shift en fonction de l'intensité et de la fréquence du rayonnement optique.

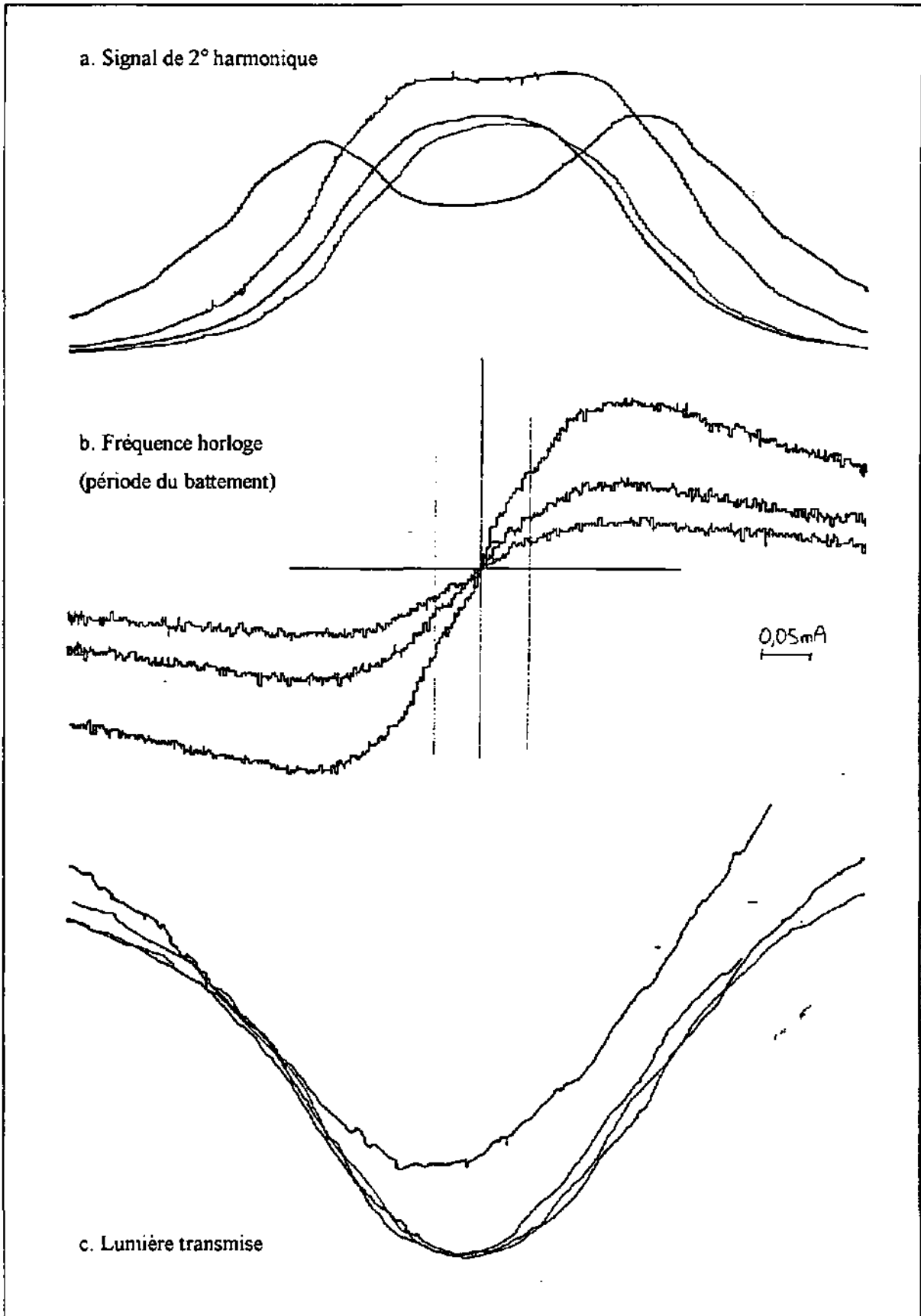
I. Description qualitative (Critère d'homogénéité du faisceau)

Une vérification de l'homogénéité du pompage optique consiste à observer le phénomène de la saturation du signal décrit par les figures 4.2.2.2 et 4.2.2.3. Dans ce cas, la fréquence de l'interrogation micro-onde n'est pas asservie, mais balayée de manière à détecter tout le signal de double résonance. En augmentant l'intensité lumineuse et en variant (manuellement d'abord) la fréquence du laser, on doit observer que l'amplitude du signal n'est pas maximale lorsque le laser se trouve au fond de la raie d'absorption mais de part et d'autre de la raie d'absorption. En outre, l'écart séparant ces deux courants de diode qui maximisent le signal doit augmenter avec l'intensité lumineuse (cf. figure 4.3.5.18).

Ces vérifications ont été faites avec le montage expérimental de la figure 4.3.6.1. Dans ces conditions, nous avons pu observer de fortes variations du signal de double résonance en fonction du courant de la diode laser (la valeur centrale parcourant plus d'une largeur de raie, c'est-à-dire plus d'un kilohertz). Un tel déplacement ne peut être mesuré avec un faisceau laser étroit à cause des effets d'inhomogénéité.

La vérification de l'homogénéité du pompage optique peut aussi être effectuée en asservissant la fréquence de l'interrogation, et en mesurant simultanément la fréquence "horloge", la lumière transmise par la vapeur, et le signal de deuxième harmonique sur le photocourant (cf. § 4.3.5.2 "2° étude : Effets de la fréquence du faisceau optique incident"). Le résultat ainsi obtenu est montré sur la figure 4.3.6.2.

La fréquence du laser (axe horizontal) a été balayée à travers la raie D2 - F=2 du rubidium 87 à trois intensités différentes dans l'ordre croissant (I_1 , I_2 , I_3). Ces trois intensités correspondent respectivement aux photocourants suivants : 2,8 μA , 7,5 μA et 20,5 μA (cf. figure 4.3.5.15). Pour chacune de ces intensités, les trois paramètres du signal étaient successivement enregistrés sur un traceur. Comme la dérive en fréquence du laser n'était pas contrôlée, l'origine de chaque balayage peut avoir fluctué. Un quatrième balayage ($I_4 = I_1$) a été réalisé pour le signal et la lumière transmise pour estimer la dérive totale (intégrée) du laser.



2. Description quantitative : mesure du light-shift local (Forte intensité lumineuse)

Ayant procédé à une première vérification de l'homogénéité de l'interrogation des atomes, la mesure est effectuée à diverses intensités optiques.

La figure 4.3.6.3 montre un résultat typique obtenu dans les conditions expérimentales que nous avons choisies (Rb87 - 60° - 30 mbar N2 - D2 - F=2). Les intensités lumineuses correspondant aux différentes courbes sont indiquées dans la table 4.3.6.1.

Les valeurs relatives à l'intensité transmise correspondent aux valeurs que prend le photocourant lorsque le laser est exactement accordé à la résonance atomique, et que la fréquence de l'interrogation micro-onde est asservie à la transition "horloge" de la vapeur.

Les valeurs relatives aux intensités incidentes moyennes correspondent aux valeurs moyennes de l'intensité auxquelles sont soumis les atomes le long de la vapeur lorsque le laser se trouve à la résonance (milieu de la courbe d'absorption).

Numéro Courbe	Intensité transmise [μA]	Intensité transmise [$\mu\text{A}/\text{mm}^2$]	Intensité transmise [$\mu\text{W}/\text{mm}^2$]	Intensité transmise [phot./s.mm ²]	Intensité incidente moyenne [$\mu\text{W}/\text{mm}^2$]	Intensité incidente moyenne [1/s.mm ²]
1	3.5	0.5	1	$3.9 \cdot 10^{12}$	1.8	$7.1 \cdot 10^{12}$ photons
2	10.1	1.4	3	$1.2 \cdot 10^{13}$	4	$1.6 \cdot 10^{13}$ photons
3	23.6	3.4	7.2	$2.3 \cdot 10^{13}$	8.1	$3.2 \cdot 10^{13}$ photons
4	43.4	6.2	13.2	$5.2 \cdot 10^{13}$	14.3	$5.6 \cdot 10^{13}$ photons
5	60.2	8.6	18.3	$7.2 \cdot 10^{13}$	19.4	$7.6 \cdot 10^{13}$ photons
6	79.2	10.1	21.5	$8.4 \cdot 10^{13}$	25.2	$9.9 \cdot 10^{13}$ photons
7	95.2	13.5	28.7	$1.1 \cdot 10^{14}$	30.2	$1.2 \cdot 10^{14}$ photons

Table 4.3.6.1 Intensités lumineuses correspondant à la figure 4.3.6.3

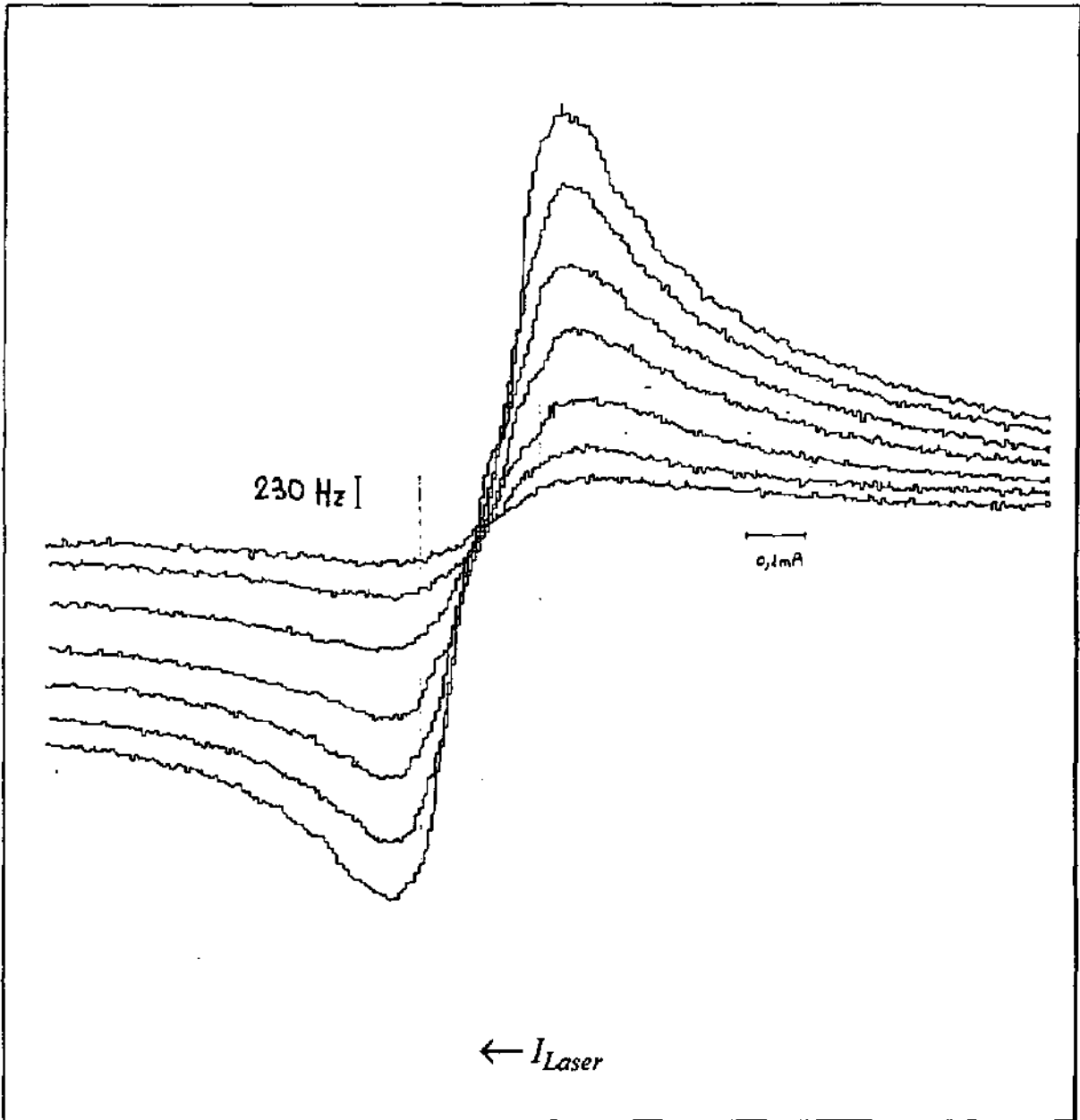


Fig. 4.3.6.3.

Mesure du déplacement radiatif en fonction de la fréquence et de l'intensité du rayonnement optique avec le montage de la figure 4.3.6.1.

Axe horizontal (x) : Courant du laser + 1 mA = - 4 GHz.

Axe vertical (y) : Mesure de la fréquence "horloge" par battement (5 MHz).

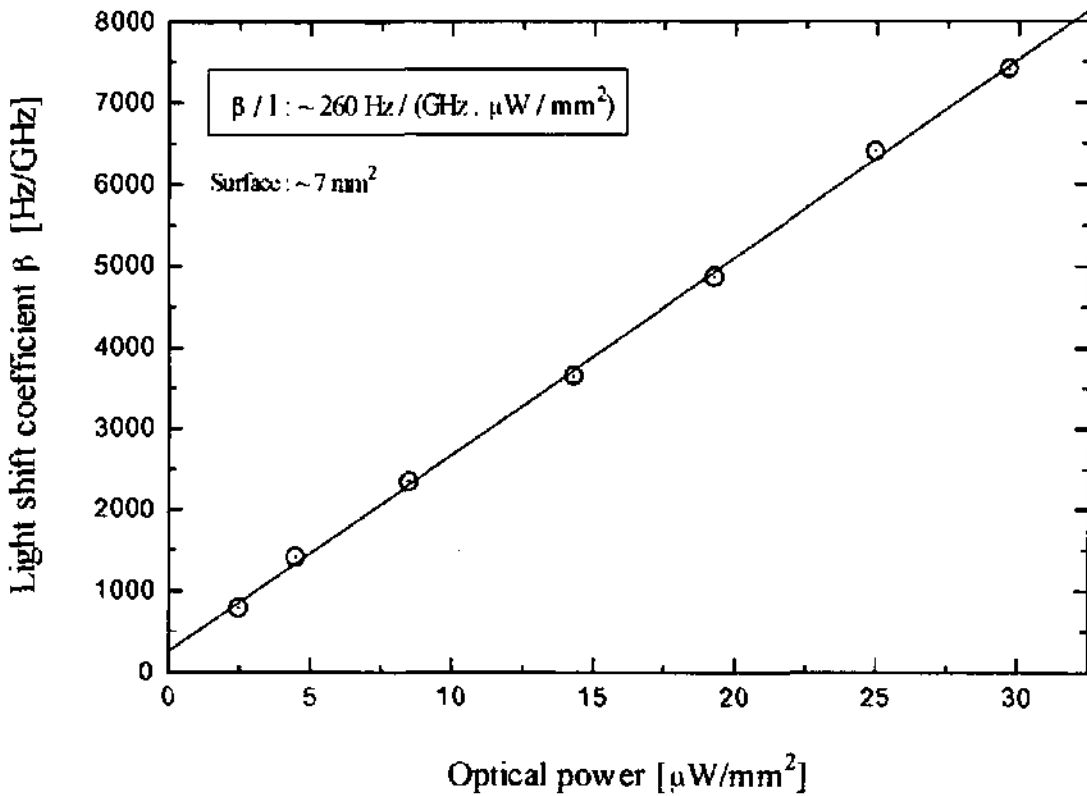


Fig. 4.3.6.4 Coefficient β du light-shift en fonction de l'intensité lumineuse.

Nous avons extrait des courbes de la figure 4.3.6.3 la pente à l'origine (coefficient β du déplacement radiatif), et la figure 4.3.6.4 représente cette pente en fonction de l'intensité incidente moyenne.

De la pente de cette courbe (best fit), on peut déduire une première valeur de $|\beta|/I$ dans ces conditions expérimentales (forte intensité, rubidium 87 à 60°C avec 30 mbar d'azote) :

$$|\beta|/I = 260 \cdot \frac{\text{Hz}_{\text{Clock}}}{\text{GHz}_{\text{Laser}} \cdot \mu\text{W}/\text{mm}^2} \quad (4.3.6.1)$$

Cette valeur est inférieure d'un facteur quatre environ par rapport aux prévisions théoriques (4.2.3.5). En outre, on remarque sur la figure 4.3.6.4 que la valeur extrapolée pour des intensités nulles de β n'est pas zéro, ce qui indique que le rapport $|\beta|/I$ expérimental varie en fonction de l'intensité lumineuse. Cela est aussi en désaccord avec les prévisions théoriques. Il nous est donc apparu nécessaire d'étudier de manière plus approfondie $|\beta|/I$ ou, de manière générale, le déplacement radiatif à plus basse intensité lumineuse.

La figure 4.3.6.5 réunit l'ensemble de nos mesures expérimentales de cette grandeur sur la même vapeur atomique, dans les conditions expérimentales décrites par la figure 4.3.6.1. La méthode de mesure du déplacement radiatif était cependant différente dans le cas des valeurs indiquées avec un disque plein. En effet, il s'agit d'une mesure où le laser est asservi sur une cellule séparée (schéma expérimental de la figure 4.3.5.12), qui sera décrite dans le paragraphe consacré à l'étude de la saturation du déplacement radiatif (figure 4.3.6.13).

En abscisse, on a reporté la valeur de l'intensité lumineuse transmise, car il s'agit de l'unique mesure précise de l'intensité lumineuse incidente de la vapeur dont on dispose. De même, le coefficient de light shift $|\beta|/I$ a été calculé en prenant I égal à l'intensité transmise.

A haute intensité lumineuse ($>10 \mu\text{W}/\text{mm}^2$), l'intensité transmise par la vapeur est environ égale à l'intensité incidente par effet du pompage optique (figure 4.2.1.6). Ainsi, la valeur reportée sur la figure 4.3.6.5 correspond au coefficient de déplacement radiatif $|\beta|/I$ avec I égal à l'intensité incidente moyenne. Par conséquent, nos mesures indiquent que ce coefficient sature vers une valeur constante, qui est égale à la valeur obtenue précédemment (4.3.6.1).

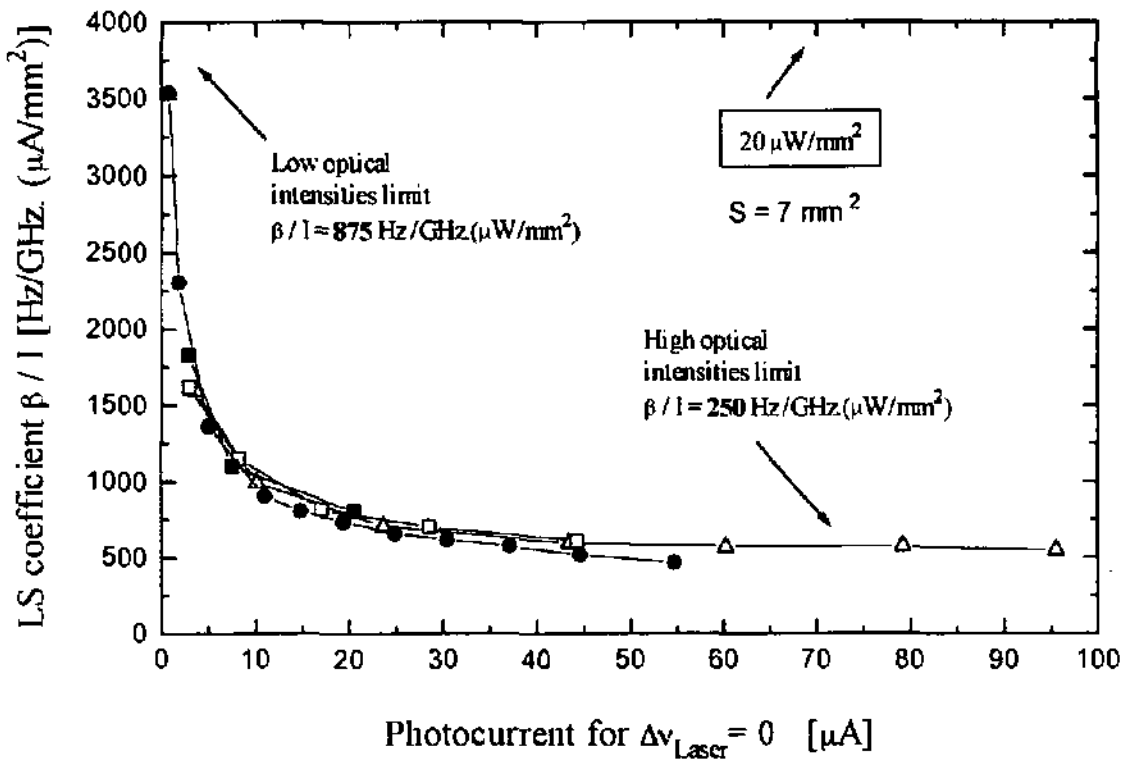


Fig. 4.3.6.5 Coefficient $|\beta|/I$ du light-shift en fonction de l'intensité transmise : phénomène de la saturation du coefficient de déplacement radiatif.

Aux faibles intensités lumineuses, le flux de photons transmis ne peut pas être considéré égal au flux incident. Cependant, on peut estimer que dans les conditions typiques où nos mesures ont été effectuées, il est égal à environ 30% du flux incident (concernant l'analyse théorique cf. figure 4.2.1.6 avec $\Delta l = 6 \text{ mm}$ et $I = 0,2 \mu\text{W}/\text{mm}^2$; concernant l'analyse expérimentale cf. figure 4.3.6.7 avec $F=2$). Par conséquent, le flux incident moyen vaut environ le double du flux transmis, et l'on doit diviser par deux la valeur limite des basses intensités sur le graphique 4.3.6.5. Une autre mesure de cette limite est décrite dans le paragraphe suivant, et en anticipant le résultat pour la transition D2 - $F=2$, on obtient une première approximation de la valeur que prend le coefficient de light shift aux faibles intensités lumineuses :

$$|\beta|/I \approx 875 - 1000 \cdot \frac{\text{Hz}_{\text{Clock}}}{\text{GHz}_{\text{Laser}} \cdot \mu\text{W}/\text{mm}^2} \quad (4.3.6.2)$$

Cette valeur correspond mieux aux prévisions théoriques (4.2.3.5), mais demande à être confirmée par des mesures supplémentaires. En outre, le phénomène de saturation du coefficient de déplacement radiatif doit aussi être expliqué.

3. Description quantitative : mesure du light-shift global (Faible intensité lumineuse)

Nous avons mesuré le déplacement radiatif global (dans une configuration expérimentale où aucune sélection spatiale n'a lieu), et où l'illumination de la vapeur se fait de la manière la plus homogène possible. En outre, nous avons voulu utiliser un montage qui soit le plus proche possible de celui qu'on utiliserait dans une future horloge à vapeur de rubidium. Nous avons donc eu recours à une fibre optique - afin de découpler complètement les deux modules laser et résonateur atomique - et à deux lentilles placées à chaque extrémité de la fibre. Le montage correspond donc à celui de la figure 4.3.3.1. Le résultat décrit dans le paragraphe correspondant (figure 4.3.3.2) est d'ailleurs issu de l'étude décrite ici.

Pour le reste, nous avons utilisé les mêmes éléments que pour les mesures décrites plus haut. Les seules différences entre le nouveau schéma expérimental (figure 4.3.6.6) et le précédent (figure 4.3.6.1) sont 1) l'absence de diaphragme et 2) l'utilisation d'un oscilloscope digital à la place du traceur. Ainsi, la lumière transmise et la période du battement ont pu être mesurées simultanément, et de manière à pouvoir traiter les données. Le signal de double résonance n'a pas été enregistré (2 canaux seulement étaient disponibles) mais le phénomène de la saturation du signal était présent, ce qui constitue un bon indice quant à l'homogénéité du pompage optique.

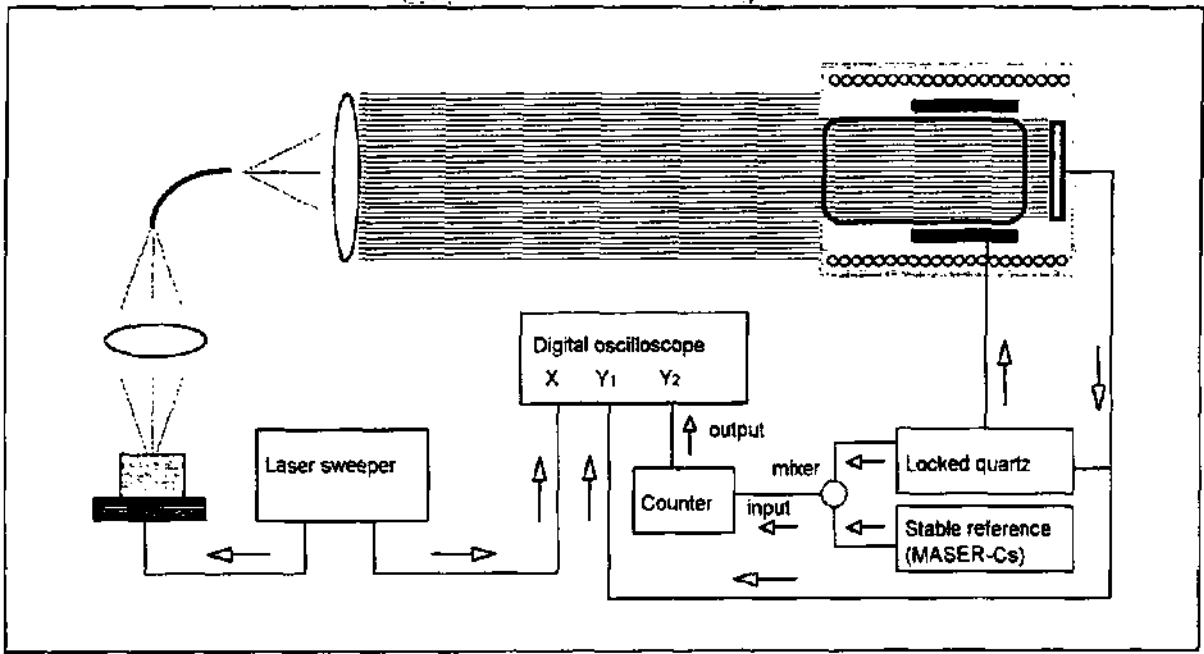


Fig. 4.3.6.6. Montage expérimental pour la mesure du déplacement radiatif en fonction de la fréquence et de l'intensité du laser.

Le résultat obtenu est illustré par les figures 4.3.6.7 et 4.3.6.8. Sur ces graphiques, l'échelle horizontale a été déterminée en supposant connu l'écart de fréquence entre les deux pics d'absorption visibles sur la lumière transmise (6,52 GHz). Ainsi, la pente du light-shift près de la résonance β est calculée (valeur sur le graphique), et connaissant l'intensité incidente moyenne et l'intensité transmise en ces points (figure 4.3.6.7), et sachant que la surface du détecteur EG&G est de 93 mm², avec 90 mm² "utiles" (cf. § 2.2 "photocellule et schéma de détection"), on peut en déduire la valeur du light-shift *global* à basse intensité lumineuse.

$$\begin{aligned}
 (F = 1) \text{ Light - shift} &\approx 1,95 \frac{\text{kHz}_{\text{Clock}}}{\text{GHz} \cdot \mu\text{W}/\text{mm}^2} \quad (\text{Transmitted}) \\
 &\approx 1,45 \frac{\text{kHz}_{\text{Clock}}}{\text{GHz} \cdot \mu\text{W}/\text{mm}^2} \quad (\text{Incident})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (F = 2) \text{ Light - shift} &\approx 2,1 \frac{\text{kHz}_{\text{Clock}}}{\text{GHz} \cdot \mu\text{W}/\text{mm}^2} \quad (\text{Transmitted}) \quad (4.3.6.3) \\
 &\approx 1 \frac{\text{kHz}_{\text{Clock}}}{\text{GHz} \cdot \mu\text{W}/\text{mm}^2} \quad (\text{Incident})
 \end{aligned}$$

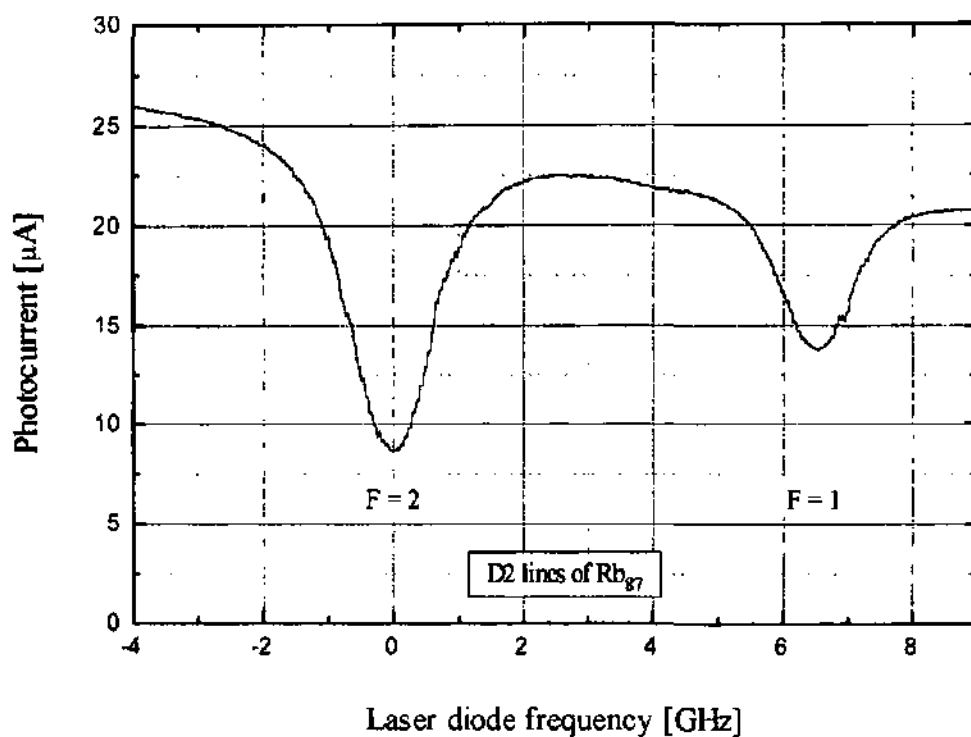


Fig. 4.3.6.7. Mesure de la lumière transmise en fonction de la fréquence du laser.

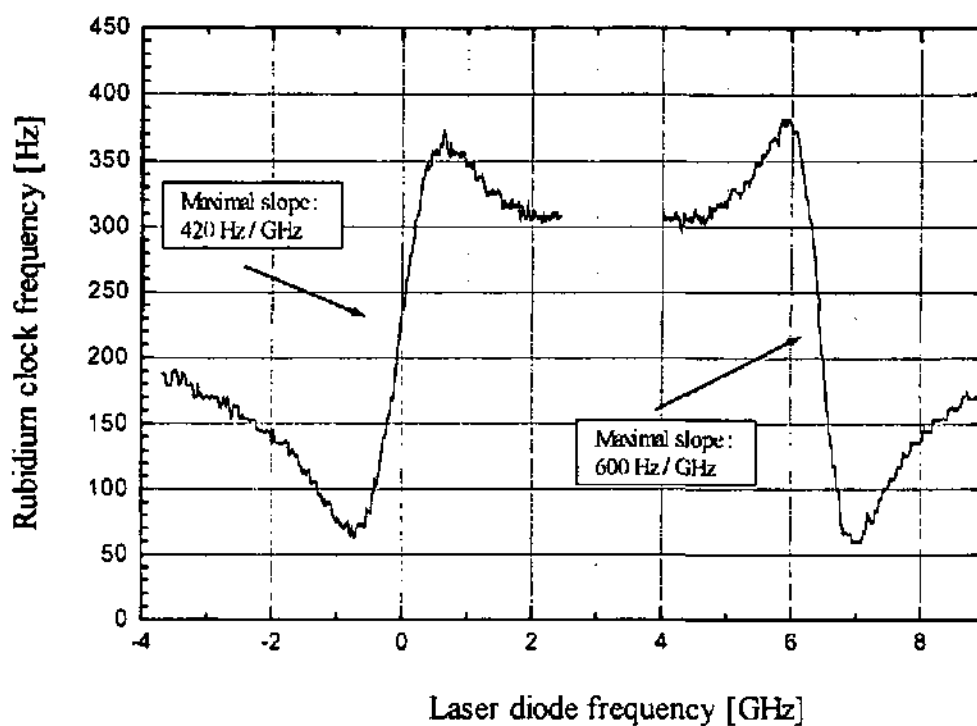


Fig. 4.3.6.8. Mesure de la fréquence "horloge" en fonction de la fréquence du laser.

Au niveau de la description physique des phénomènes, ce sont les valeurs exprimées en fonction de l'intensité incidente moyenne qui sont les plus importantes. Cependant, il y a des raisons pratiques d'indiquer aussi l'autre valeur. La première raison a été mentionnée précédemment, et est due au fait qu'il s'agit de la grandeur réellement mesurée dans les expériences que nous avons réalisées.

Mais la raison principale est liée au développement des horloges à vapeur de rubidium, puisqu'on utilisera la valeur exprimée en fonction de l'intensité transmise pour évaluer l'effet du déplacement radiatif sur la stabilité de l'horloge (cf. § 5.2 "Stabilité à court terme - Effet du bruit de fréquence du laser sur la stabilité à court terme").

* * * * *

Ainsi cette mesure confirme l'effet montré sur la figure 4.3.6.5, qui consiste en une réduction d'un facteur 4 (pour le cas $F=2$) du coefficient de déplacement radiatif $|\beta|/I$ en fonction de l'intensité lumineuse. Cette "saturation" du coefficient de light shift (à ne pas confondre avec la saturation du light shift, car dans ce cas $|\beta|/I$ tend vers zéro au lieu de tendre vers une valeur finie) n'est pas prévue par la théorie, et avant d'en discuter l'origine, il est important d'extraire une autre grandeur importante à partir du résultat de la figure (4.3.6.8).

4. Light-shift lorsque le laser est asservi sur la raie d'absorption atomique

Dans une horloge à vapeur de rubidium utilisant le pompage optique par diode laser, celui-ci doit être accordé à une fréquence proche de la résonance atomique. Dans cette région du spectre, la dépendance de β en fonction de la longueur d'onde *à intensité lumineuse fixe* est faible. En effet, on remarque sur la figure 4.3.6.8, que les deux pentes à la résonance ne varient que très peu sur une gamme de plusieurs dizaines de MHz. Le coefficient de light-shift α - par contre - dépend fortement de la fréquence optique (figure 4.3.6.3).

Ainsi, l'effet que les variations de lumière auront au niveau de la fréquence de l'horloge va dépendre de la fréquence à laquelle est asservi le laser. Il sera nul si le laser est asservi exactement au point où le light-shift s'annule, mais sera ensuite proportionnel à l'écart en fréquence par rapport à ce point ainsi qu'à l'intensité nominale, selon la relation (4.3.6.3). Par conséquent, la dérive en fréquence de l'horloge provoquée par le light shift, selon ce processus, dépend de manière critique du désaccord du laser par rapport à la fréquence où le light-shift s'annule.

Le schéma d'asservissement du laser le plus simple consiste à stabiliser sa fréquence sur la raie d'absorption de la vapeur interrogée, en utilisant le même photocourant qui est utilisé pour la stabilisation de l'oscillateur à quartz. Cela est possible (de nombreuses mesures utilisant ce schéma sont présentées dans le cadre de cette étude) en utilisant deux circuits d'asservissement ayant des fréquences de modulation très différentes. A titre d'exemple, nous avons utilisé une modulation de 137 Hz pour l'interrogation micro-onde, et 1.6, 2, 10 et 50 kHz pour le laser.

En première approximation, la fréquence du laser correspondra alors au centre de la raie ($F = 2$ par exemple) optique atomique à 780 nm du rubidium. En réalité, cela n'est pas tout à fait le cas, puisque le minimum de la raie d'absorption dépend aussi de la pente caractéristique intensité-courant de la diode laser, et de la quantité de lumière absorbée par effet de l'interrogation micro-onde. La fréquence exacte d'asservissement du laser dépend enfin de l'amplitude de modulation de fréquence. Si celle-ci est petite (< 100 MHz), dans les conditions expérimentales que nous avons considérées, nous avons estimé que le désaccord provoqué par ces trois effets est inférieur à 10 MHz. (La fréquence "horloge" a été mesurée en fonction de l'amplitude de modulation du laser et de l'amplitude de modulation de la fréquence d'interrogation micro-onde).

Si le laser est asservi au maximum de la raie d'absorption optique du rubidium, on peut s'apercevoir en analysant les figures 4.3.6.7 et 4.3.6.8 que le light-shift n'est pas nul mais positif, puisque - comme on peut le voir sur la figure 4.3.6.9 - l'aile de la courbe en dispersion décrivant le light-shift dû à une raie se prolonge sur l'autre raie, de sorte que le point où le light-shift est nul ne coïncide pas avec le maximum des raies d'absorption. La figure 4.3.6.9 illustre cet effet en montrant séparément la contribution des deux raies au light-shift, ainsi que le résultat global. En ce qui concerne les deux raies d'absorption optique - par contre - l'effet de recouvrement d'une raie sur l'autre est négligeable.

On remarque en outre sur la figure 4.3.6.9 que le light-shift près des deux résonances est la somme de deux contributions. La première contribution provient de la transition atomique à résonance, et dépend fortement (de manière linéaire) de la fréquence du laser. La seconde contribution résulte de l'autre raie et est faiblement dépendante de la longueur d'onde du laser.

En particulier, on remarque sur la figure 4.3.6.9, qu'au centre de la raie $F=2$, l'aile de la courbe en dispersion décrivant le light-shift de la raie $F=1$ est d'environ $3,6 \cdot 10^{-9}$. En remarquant que dans cette région du spectre, le photocourant vaut $9 \mu\text{A}$ environ, on en déduit qu'au maximum de l'absorption optique - si celui-ci coïncide avec le centre de la courbe du light shift relatif à la raie $F=2$ - le light-shift vaut $+ 2,73 \text{ Hz}/\mu\text{A}$. Par conséquent, en utilisant (4.3.6.3), on en déduit que la fréquence où le light-shift est nul est déplacée d'environ $- 58,5 \text{ MHz}$. Pour le centre de la raie $F=1$, on attend un light-shift de $+ 2 \text{ Hz}/\mu\text{A}$ et un déplacement de $+ 46,15 \text{ MHz}$.

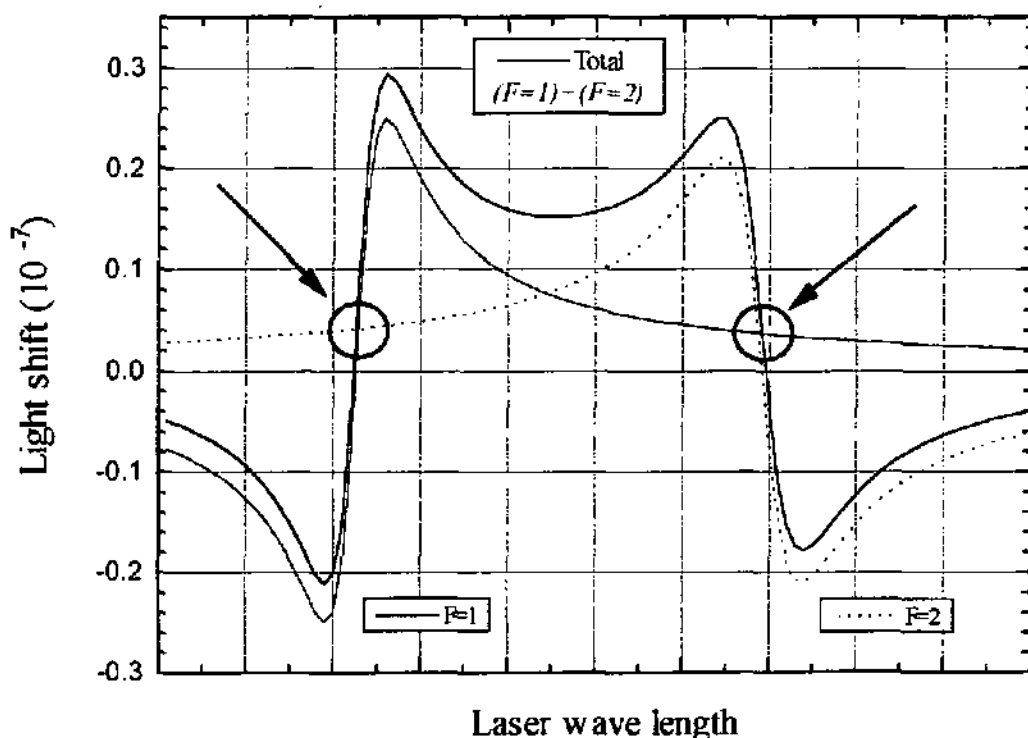


Fig. 4.3.6.9. Contribution de chacune des deux raies du Rb87 au light shift total. Les deux flèches mettent en évidence le light-shift provenant d'une raie sur l'autre raie.

Nous avons mesuré la fréquence horloge en fonction de l'intensité lumineuse lorsque le laser est asservi sur chacune des deux raies du rubidium 87, en utilisant la même vapeur pour l'asservissement du laser, et pour l'asservissement de l'interrogation micro-onde. Le schéma expérimental est montré sur la figure 4.3.6.10. Le résultat est montré sur la figure 4.3.6.11.

Les deux courbes présentent effectivement une pente positive, ce qui est en accord avec les prévisions. On constate cependant que les pentes mesurées sont légèrement différentes par rapport aux pentes attendues.

L'écart entre la prévision et l'expérience présente cependant un aspect systématique, puisqu'il est de +0,3 pour F=1, et de -0,3 Hz/ μ A pour F=2. Il pourrait donc s'expliquer par le fait que la longueur d'onde du laser asservi était systématiquement trop haute (de 6,5 MHz environ). Cette interprétation semble cependant peu probable dans la mesure où la source principale d'erreur provient de la pente courant/intensité de la diode laser, qui a plutôt tendance à déplacer les minima de la courbe d'absorption vers les basses longueurs d'ondes.

Une seconde explication de cet écart systématique pourrait résider dans l'hypothèse de départ faite dans le calcul du detuning : celle consistant à faire coïncider la fréquence annulant le light

shift propre à chacune des raies avec le maximum de l'absorption. En effet, cette hypothèse n'est vraie qu'en première approximation, puisque chacune des raies est en réalité une somme de trois raies (cf. § 2.3.1 "La vapeur de rubidium et ses diverses interactions - Interaction de la vapeur avec la lumière"). On remarque par exemple dans la table 2.3.1 donnant les probabilités de transition de chacune de ces raies, que les probabilités sont plus élevées pour les transitions faisant intervenir les valeurs supérieures de F . Ainsi, dans les courbes d'absorption, dans chacun des triplets, les transitions ayant une fréquence plus élevée (une longueur d'onde plus basse) ont un poids relatif plus grand. Le light shift total est aussi la somme de trois contributions (de type dispersion cette fois-ci) qui ont la même distribution de poids relatif que pour l'absorption. Cependant, le centre d'un triplet de fonctions dispersives ne coïncide pas forcément avec le centre d'un triplet de fonctions absorptives (à 7 MHz près !).

Dans tous les cas, on peut considérer que cette vérification expérimentale est en accord avec les calculs présentés ci-dessus, même si un calcul plus approfondi tenant compte séparément de chaque raie atomique permettrait peut-être de parfaire la correspondance expérience-théorie.

Le résultat expérimental montre cependant clairement que le déplacement radiatif résiduel - dans le cas où le laser est asservi sur l'une ou l'autre des deux raies d'absorption du rubidium 87 - vaut environ $216 \text{ Hz}/(\mu\text{A}/\text{mm}^2)$, ce qui correspond à un décalage en fréquence de **54 MHz**.

Pour les besoins de notre étude, ce résultat est suffisant, et il permettra - dans le chapitre 5 - de mettre en relation la stabilité de fréquence du laser avec la stabilité de fréquence de l'horloge dans le cas où le laser ne se trouve pas à la fréquence qui rend nul le déplacement radiatif.

Il s'agit aussi d'une vérification indirecte des valeurs indiquées en (4.3.6.3).

Fig. 4.3.6.11. (Page suivante)

Mesure de light-shift avec laser asservi sur le maximum de la raie d'absorption.

Les deux courbes correspondent aux deux transitions de la raie D2 du rubidium 87.

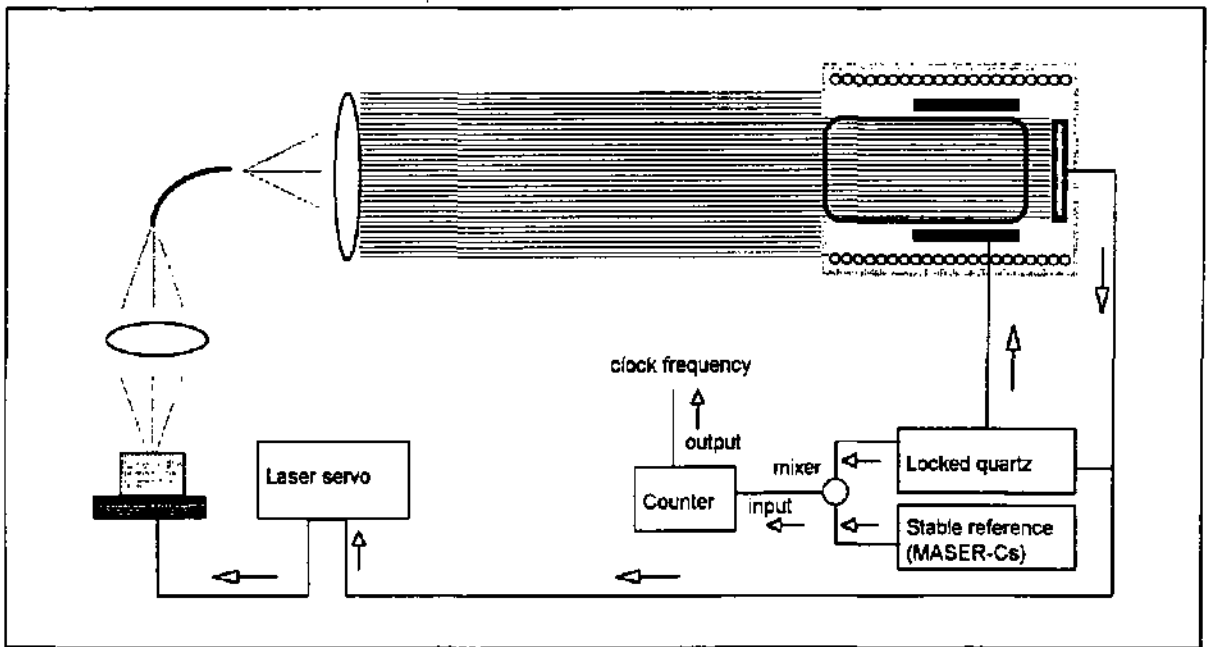
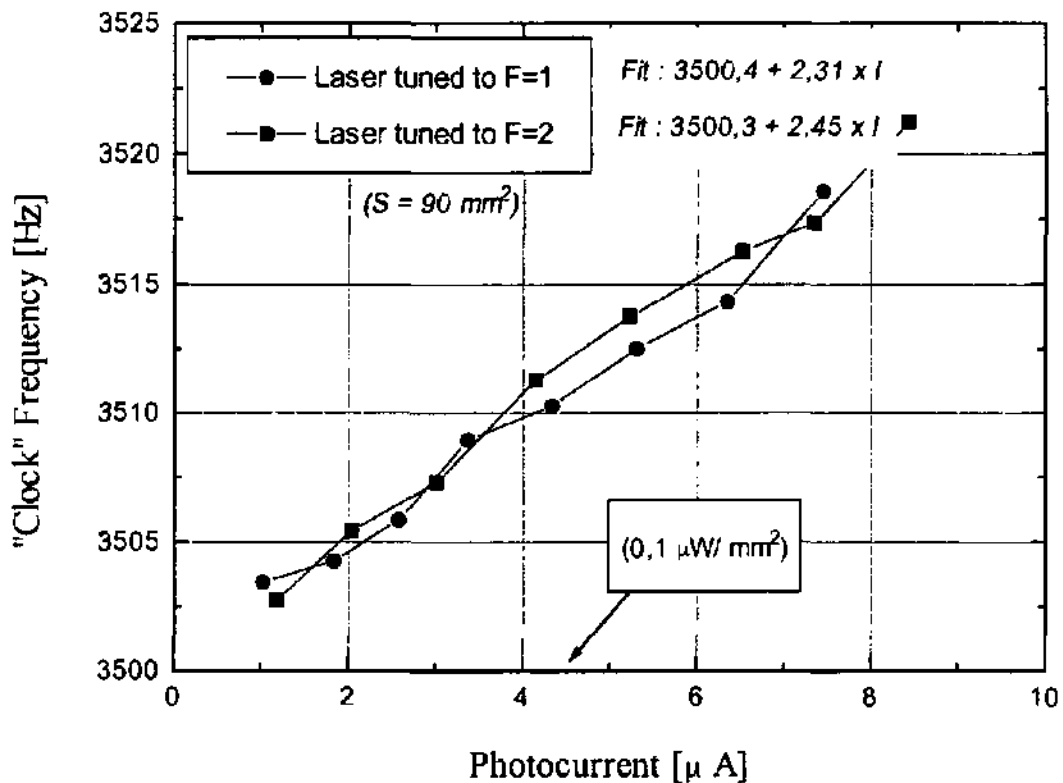


Fig. 4.3.6.10. Montage expérimental pour la mesure du déplacement radiatif en fonction de l'intensité du laser avec pompage optique homogène et lorsque celui-ci est asservi sur la raie d'absorption de la vapeur interrogée.



Le phénomène de la saturation du light shift

Dans le paragraphe 4.2.3 "Etude du phénomène du déplacement radiatif", le phénomène de la saturation du déplacement radiatif a été discuté et interprété en fonction du phénomène du peaking de l'amplitude du signal de double résonance. Celui-ci intervient lorsque l'intensité du rayonnement optique est trop grande ($>1-2 \mu W/mm^2$), et des inhomogénéités du faisceau laser sont présentes, au bord de celui-ci notamment.

En outre, des mesures des caractéristiques du signal de double résonance (amplitude et largeur) en fonction de l'intensité optique ont confirmé cette interprétation dans le cas où on utilise un faisceau laser étroit par rapport aux dimensions de la cellule (cf. § 4.3.5.1 "1° Effets de l'intensité du faisceau optique incident").

Cette section présente un approfondissement de notre analyse concernant la saturation du déplacement radiatif $\delta\nu_{00}$ (1.) et la saturation du coefficient du déplacement radiatif $|\beta|/I$ (2.). La partie (3.) enfin, contient nos conclusions sur ces deux phénomènes.

* * * * *

1. La saturation du déplacement radiatif ($\delta\nu_{00}$)

Les travaux publiés à ce sujet ont été décrits dans la section 4.2.3. Cette saturation a été observée en mesurant le déplacement radiatif du signal de double résonance selon les deux méthodes (légèrement différentes) qui ont aussi été utilisées dans le cadre de cette étude.

La première méthode consiste à balayer la fréquence du laser à travers la résonance atomique pour différentes intensités lumineuses (figure 4.3.6.3), et à enregistrer la fréquence "horloge" en fonction de la longueur d'onde du rayonnement optique (coefficient β).

La seconde méthode consiste à stabiliser la fréquence du laser à une fréquence proche (mais non égale) de la fréquence annulant le déplacement radiatif - par exemple en utilisant une cellule séparée contenant un gaz tampon différent - et de mesurer la fréquence "horloge" en fonction de l'intensité du faisceau optique (coefficient α).

La saturation du déplacement radiatif - telle qu'elle a été décrite dans la littérature et telle que nous l'avons observée - est discutée ci-dessous en séparant ces deux types de mesures.

* * * * *

C'est en utilisant la première méthode que M. Arditi et J.-L. Picqué (CNRS - Paris) ont mesuré en 1975 le déplacement radiatif subi par la transition hyperfine 0-0 du Césium 133 pompé optiquement par diode laser à arséniure de gallium (transition D2 à 852 nm) [ARDITI et al. 1975]. La vapeur de césium était contenue dans une cellule, et un gaz tampon a été utilisé. La transition micro-onde était détectée par enregistrement de la fluorescence de la cellule. En utilisant des filtres étalonnés, ils ont observé que le light shift augmentait linéairement en fonction de l'intensité lumineuse, alors que la largeur du signal passait de 1 à 2 kHz. L'intensité du laser était approximativement de $0,25 \mu\text{W}/\text{mm}^2$. Pour des intensités lumineuses supérieures, une distorsion du signal a été constatée. A notre connaissance, il s'agit de la première mise en évidence expérimentale des effets liés à ce qui a été nommé *la saturation du light shift*. En outre, ces auteurs ont remarqué qu'à ces intensités l'amplitude maximale du signal n'augmentait plus linéairement avec le nombre de photons incidents.

Bien que tous les détails de cette expérience ne soient pas connus, il est probable que les distorsions mesurées par Arditi et Picqué résultent de l'inhomogénéité du pompage optique, et notamment des effets de bord. En effet - comme l'ont souligné J. C. Camparo, R. P. Frueholtz et C. H. Volk [CAMPARO et al 1983] - les intensités lumineuses utilisées ne permettent pas de penser qu'elles puissent induire un effet du type Autler-Townes, invoqué par Arditi et Picqué (cf. § 2.4 "Quelques études expérimentales et théoriques - Peaking du signal de double résonance et saturation optique). Outre le fait que les distorsions du signal s'expliquent aisément par l'inhomogénéité du light shift [CAMPARO et al 1983], notre étude montre que des largeurs de raies supérieures à 2 kHz auraient dû être mesurées, alors que les effets d'inhomogénéités provoquent effectivement une saturation de la largeur de raie (figure 4.3.5.16). Enfin, l'indice principal qui nous porte à penser que le pompage optique s'opérait de manière inhomogène, est le fait que les auteurs mentionnent que l'amplitude du signal ne croît plus linéairement avec l'intensité lumineuse, mais ne reporte pas de diminution de celui-ci (cf. figure 4.3.5.15 : peaking du signal de double résonance).

M. Ohtsu et son groupe à Okayama (Japon) ont rapporté plusieurs mesures de déplacements radiatifs à l'aide de la même méthode (balayage de la fréquence du laser), mais cette fois-ci en détectant le signal de double résonance par la transparence de la vapeur [OHTSU et al. 1985 et 1987], selon le même principe que nous avons utilisé, et qui est usuellement employé dans les horloges à vapeur de rubidium. Ces auteurs ont constaté que la pente à l'origine du light shift (coefficient β) augmente linéairement jusqu'à une puissance optique de $2 \mu\text{W}/\text{mm}^2$, (selon une pente $|\beta|/I = 168 \text{ Hz}/\text{GHz} \cdot (\mu\text{W}/\text{mm}^2)$) et qu'elle devient constante ($300 \text{ Hz}/\text{GHz}$) à plus haute intensité (cf. figure 4.3.6.12 issue de [OHTSU et al. 1985 et 1987]). D'après les schémas expérimentaux publiés, il semble qu'un faisceau laser étroit par rapport aux dimensions de la cellule ait été utilisé, et qu'aucune précaution n'ait été prise afin d'éviter les effets de bord.

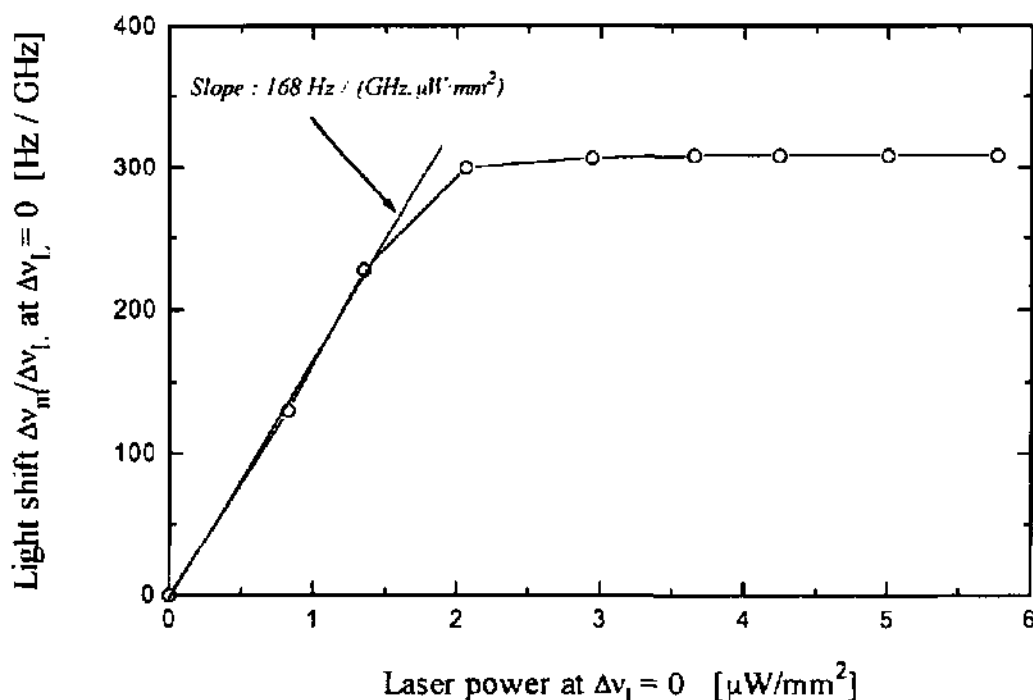


Fig. 4.3.6.12. Mesure du coefficient de light shift β avec la 1^o méthode (balayage de la fréquence du laser à plusieurs intensités lumineuses) par M. Ohtsu, M. Haschimoto et H. Ozawa (FCS, 1985). Il s'agit de cellules contenant du Rb87 et un gaz tampon (D2). A comparer avec la figure 4.3.6.4.

Les mesures expérimentales réalisées dans le cadre de notre étude (cf. figure 4.3.6.4) montrent qu'il est possible d'observer - par cette méthode - des déplacements radiatifs qui augmentent en fonction de l'intensité lumineuse jusqu'à des flux incidents supérieurs à 50 $\mu\text{W}/\text{mm}^2$ (la figure 4.3.6.4 a l'intensité transmise comme abscisse). Il est donc probable que les résultats publiés dans le passé - tels que celui qui est reporté ci-dessus - s'expliquent par l'effet des inhomogénéités au bord du faisceau laser.

* * * * *

La seconde méthode a été utilisée pour obtenir le résultat de la figure 4.3.6.11. Cependant, pour s'affranchir d'éventuelles inhomogénéités résiduelles, et pour étudier le comportement du coefficient à plus forte intensité lumineuse, nous avons répété cette mesure à l'aide de la

"sélection spatiale" des atomes (figure 4.3.6.1), et avec des intensité lumineuses plus grandes. Cette mesure a été répétée dans le cas d'un faisceau laser étroit (schéma expérimental de la figure 4.3.5.1), afin d'observer le phénomène de la saturation du light shift.

Pour stabiliser le laser à une longueur d'onde proche de la longueur d'onde résonnante avec la vapeur atomique, nous avons utilisé une cellule séparée, selon le schéma de la figure 4.3.5.14. Cette cellule contenait du rubidium 87 sans gaz tampon, et le laser a été asservi sur la transition $F=2$ de la raie D2 des atomes. (Il s'agit de la mesure correspondant aux figures 4.3.5.15 et 4.3.5.16).

La figure 4.3.6.13 illustre le résultat obtenu dans ces deux situations correspondant à un pompage optique homogène et inhomogène. Les figures 4.3.5.15 et 4.3.5.16 décrivent le comportement de la largeur et de l'amplitude du signal de double résonance dans ces mêmes conditions.

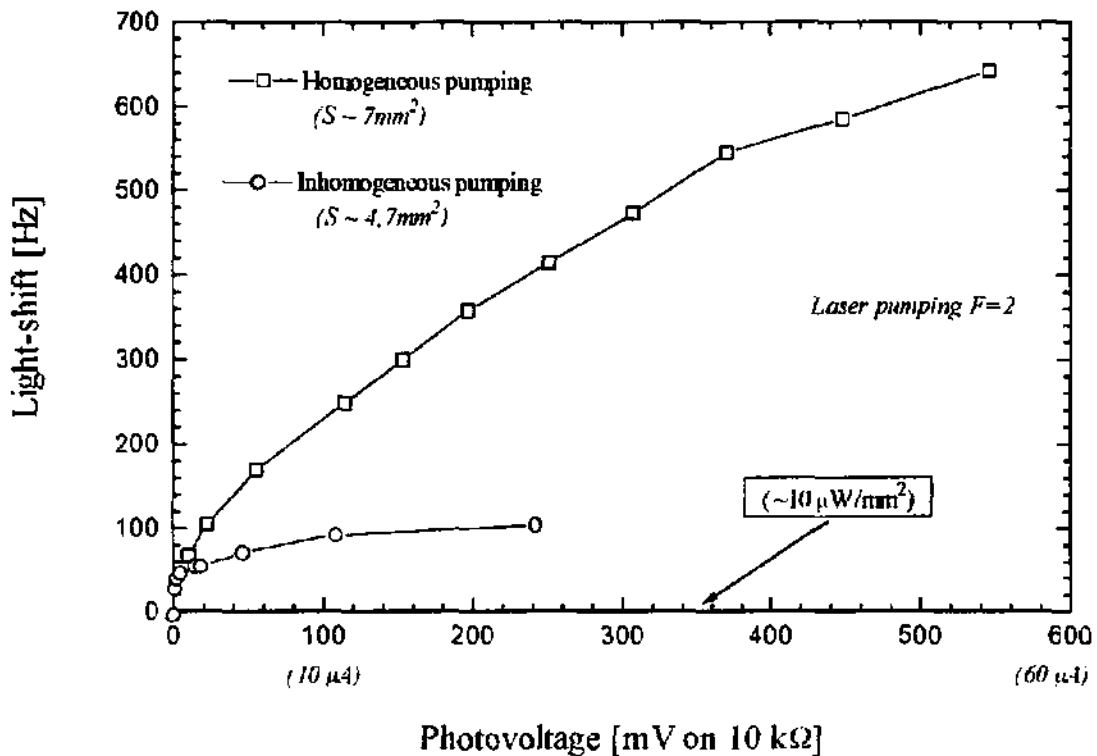


Fig. 4.3.6.13. Comparaison entre le light shift ($\delta\nu_{00}$) en fonction de l'intensité lumineuse avec pompage optique "inhomogène" (faisceau étroit de la figure 4.3.5.1) et avec pompage optique "homogène" (sélection spatiale de la figure 4.3.5.14).

On remarque sur la figure 4.3.6.13 que les deux courbes sont semblables à faible intensité lumineuse ($0,1 \mu\text{W}/\text{mm}^2$), mais plus à forte intensité. Alors que le light shift suit une courbe qui se stabilise vers une valeur constante dans le cas d'un faisceau étroit, il continue d'augmenter dans le cas du pompage optique homogène.

Ainsi, des mesures effectuées selon les deux méthodes décrites ci-dessus confirment notre interprétation du phénomène de la saturation du light shift

2. La saturation du coefficient de déplacement radiatif ($|\beta|/I$)

Les résultats représentés sur la figure 4.3.6.13 ("Homogeneous pumping") correspondent aux résultats indiqués avec des disques pleins sur la figure 4.3.6.5. Pour passer d'une figure à l'autre, on utilise la relation (4.2.3.2), qui nécessite la connaissance du désaccord du laser.

L'estimation de ce paramètre important peut être réalisée selon diverses méthodes, nous en avons essayé deux. La première méthode consiste à asservir le laser successivement sur les raies d'absorption de chacune des cellules représentées sur la figure 4.3.5.14, et de mesurer la variation du courant de la diode. Grâce à l'expression (3.2.1), on peut en déduire l'écart entre les minima. Nous avons ainsi obtenu pour la raie D2 - F=2 du Rb87 $\Delta\nu_{\text{Laser}} = + 200 \text{ MHz}$.

Cependant, cette méthode est imprécise, et ne tient pas compte du light shift résiduel indiqué sur les figures 4.3.6.9 et 4.3.6.11. La seconde méthode consiste à utiliser les résultats de la section 4.3.2 ("Détection de spectres optiques"), et d'après les expressions (4.3.2.2) et (4.3.2.4), on en déduit un désaccord valant entre 110 et 140 MHz, auquel il faut ajouter les 56 MHz dus au déplacement radiatif provenant de l'autre raie hyperfine. Pour nos calculs, nous avons donc pris $\Delta\nu_{\text{Laser}} = + 180 \text{ MHz}$.

* * * * *

En rassemblant toutes les mesures obtenues en pompant optiquement la raie D2 F=2 du rubidium 87 avec 30 mbar d'azote (figures 4.3.6.4 et 4.3.6.5 et expression (4.3.6.3), on remarque que le coefficient de déplacement radiatif $|\beta|/I$ expérimental correspond à la valeur théorique (4.2.3.5) à basse intensité lumineuse, mais s'atténue d'un facteur 4 à plus haute intensité lumineuse (4.3.6.1). Parallèlement, la largeur à mi hauteur du signal de double résonance augmente environ deux fois moins rapidement que prévu en fonction de l'intensité lumineuse (figure 4.3.5.16).

L'analyse qui suit va démontrer que les inhomogénéités (radiales) résiduelles du pompage optique peuvent expliquer ces effets.

Pour vérifier cette interprétation, le programme utilisé pour calculer le signal de double résonance avec un faisceau gaussien étroit (figures 4.3.5.9, 4.3.5.10 et 4.3.5.11) a été modifié de manière à incorporer le déplacement radiatif.

Nous avons calculé les paramètres du signal de double résonance (amplitude, largeur, et déplacement radiatif) en fonction de l'intensité lumineuse dans différentes situations. Pour modéliser différents degrés d'inhomogénéité radiale du faisceau, nous avons utilisé une distribution lumineuse gaussienne dont le rayon (à mi hauteur) est variable, alors que les dimensions de la surface de détection sont fixes (disque de rayon égal à 1,5 mm, de manière à reproduire la situation expérimentale de la figure 4.3.5.14).

Les paramètres du calcul dont le résultat est représenté sur les figures 4.3.6.14 à 17 sont les suivants ($\Delta l = 1 \text{ mm}$) :

$$\gamma_1 = 800 \text{ s}^{-1}, \quad \gamma_2 = 1000 \text{ s}^{-1}, \quad \text{et } \omega_1 = 1100 \text{ s}^{-1}, \quad \Gamma_1 [\text{s}^{-1}] / I [\mu\text{W}/\text{mm}^2] = 6000, \quad \Gamma_{II} = 0,$$

$$|\beta| / I = 1000 \text{ Hz/GHz} \cdot (\mu\text{W}/\text{mm}^2) = 2000 \text{ Hz/GHz} \cdot (\mu\text{A}/\text{mm}^2), \quad \delta\nu_{\text{Laser}} = 180 \text{ MHz}.$$

L'étude de ces figures est très instructive quant à l'influence de l'inhomogénéité spatiale du faisceau laser sur les différents paramètres du signal. On remarque en particulier :

1. Dès que le rayon du faisceau laser dépasse la moitié du rayon de la surface interrogée, l'amplitude du signal ne varie plus très significativement en fonction du rayon (figure 4.3.6.14).
2. La largeur à mi hauteur du signal - par contre - est encore bien inférieure à la valeur "homogène" (les courbes correspondant à $r_{\text{Laser}} = 5 \text{ mm}$, correspondent essentiellement à la réponse d'une vapeur interrogée de manière homogène) pour $r_{\text{Laser}} = 0,8 \text{ mm}$ (figure 4.3.6.15).
3. Le déplacement radiatif est encore plus sensible aux inhomogénéités du faisceau, puisqu'il varie encore d'un facteur 3 entre $r = 0,8 \text{ mm}$ et $r = 5 \text{ mm}$ (réponse homogène).
4. A forte intensité lumineuse, le coefficient de déplacement radiatif $|\beta| / I$ varie aussi d'un facteur 3 à 4 entre $r = 0,8 \text{ mm}$ et sa valeur "homogène" (figure 4.3.6.17).

Cette analyse semble montrer que les inhomogénéités résiduelles présentes dans notre montage expérimental avec "sélection spatiale" équivaut à celle que l'on aurait avec un faisceau gaussien dont le rayon vaut 0,8 mm. En effet, on remarque que dans ce cas les courbes 4.3.6.15 (respectivement 4.3.6.16 et 4.3.6.17) correspondent bien aux courbes 4.3.5.16 (respectivement 4.3.6.13 et 4.3.6.5). Le résultat relatif à l'amplitude du signal ne peut être comparé que qualitativement, puisque le calcul théorique ne tient pas compte de l'épaisseur optique.

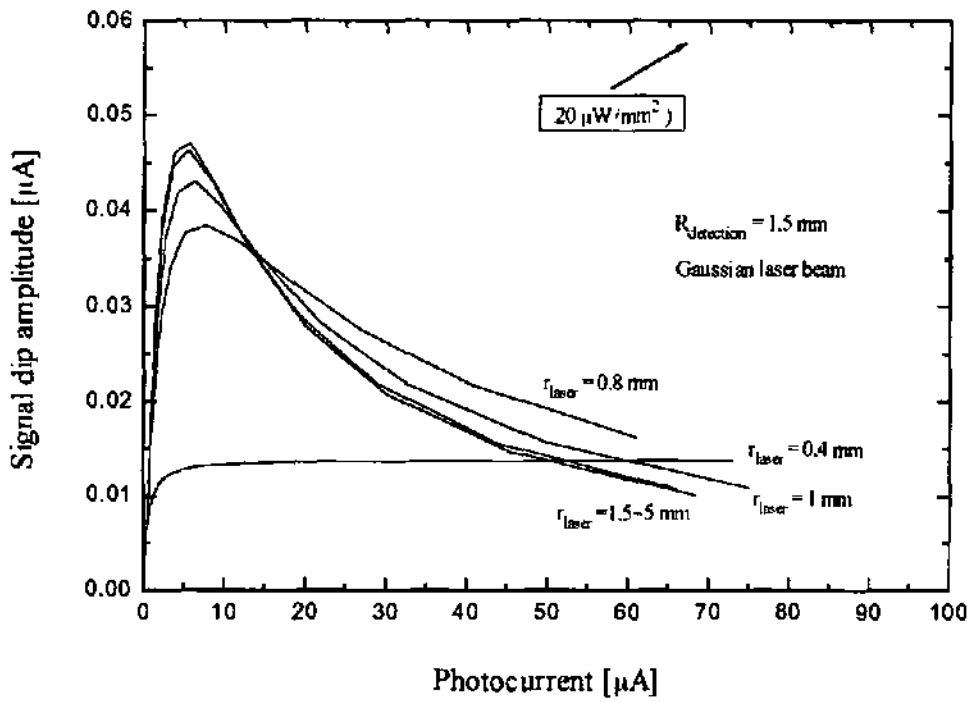


Fig. 4.3.6.14. Calcul de l'amplitude du signal de double résonance en fonction de l'intensité lumineuse avec un faisceau laser gaussien de rayon variable.

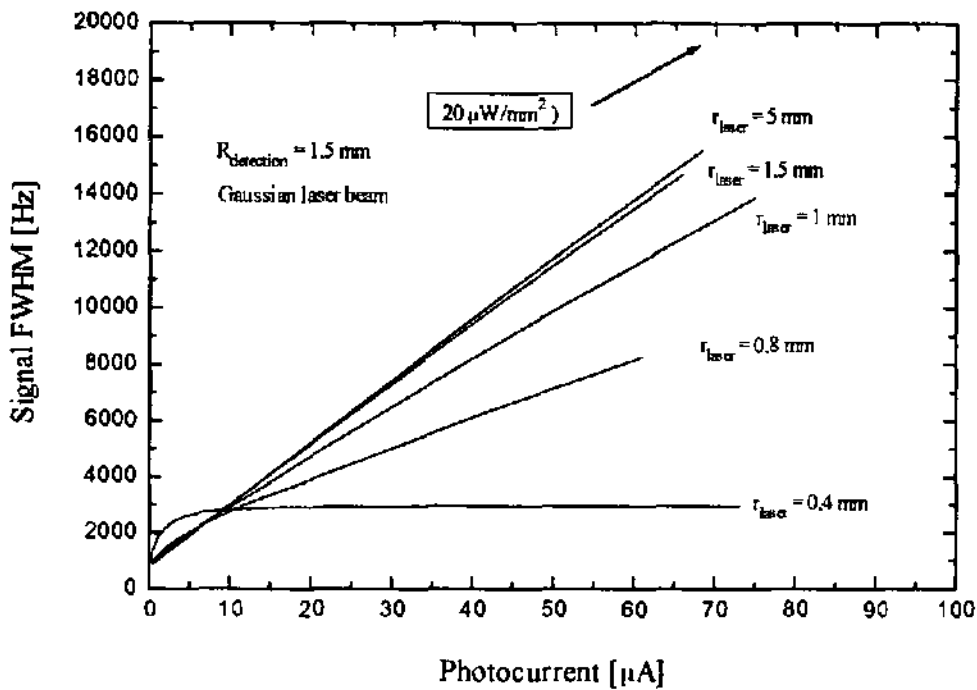


Fig. 4.3.6.15. Calcul de la largeur du signal de double résonance en fonction de l'intensité lumineuse avec un faisceau laser gaussien de rayon variable.

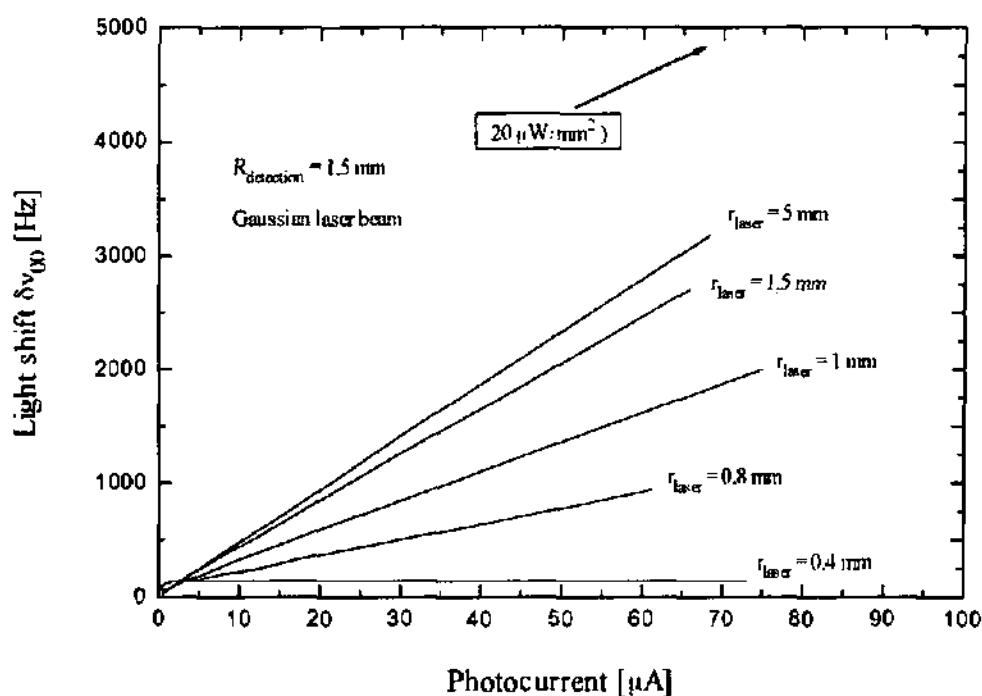


Fig. 4.3.6.16. Calcul du déplacement radiatif du signal de double résonance en fonction de l'intensité lumineuse avec un faisceau laser gaussien de rayon variable.

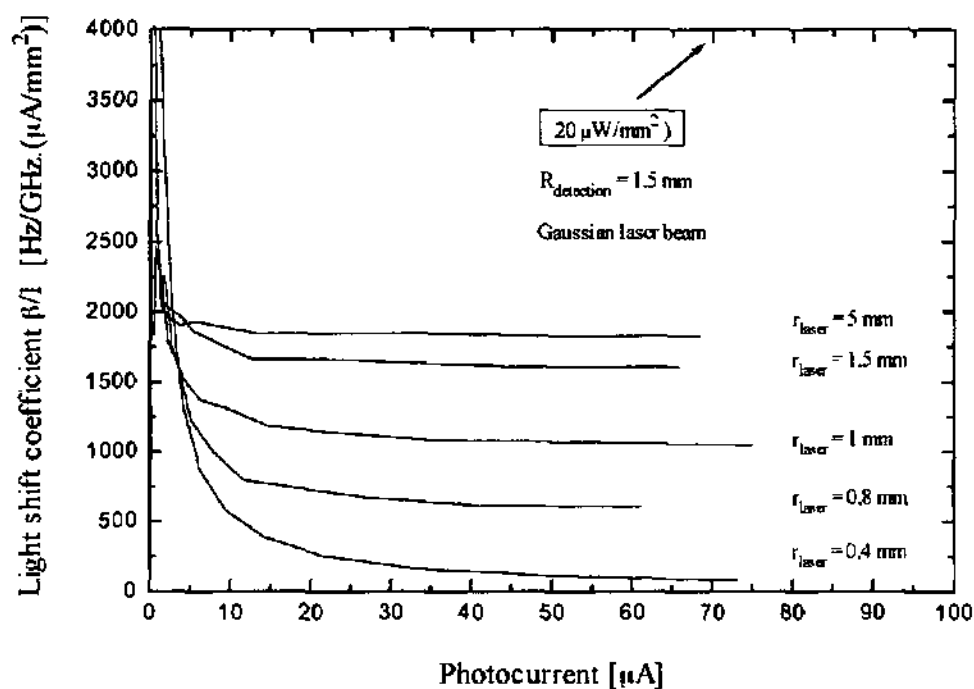


Fig. 4.3.6.17. Calcul du coefficient de déplacement radiatif du signal en fonction de l'intensité lumineuse avec un faisceau laser gaussien de rayon variable.

Le résultat de la figure 4.3.6.17 démontre bien le principe du phénomène de la saturation du coefficient de déplacement radiatif.

Dans la pratique (figure 4.3.6.5), cette saturation s'opère de manière plus lisse, probablement parce que le profil spatial au bord du faisceau laser est moins raide qu'un faisceau gaussien.

3. Conclusion

Le phénomène de la "saturation du déplacement radiatif" est un effet géométrique lié au "peaking" du signal de double résonance à haute intensité lumineuse optique ($1-2 \mu\text{W}/\text{mm}^2$).

De manière générale, si la vapeur subit un pompage optique inhomogène, on observe un phénomène de saturation du coefficient de déplacement radiatif $|\beta|/I$ (figure 4.3.6.5 et 4.3.6.17). Aux faibles intensités lumineuses ($<1 \mu\text{W}/\text{mm}^2$), le déplacement est déterminé par les atomes les plus illuminés et, par conséquent, la valeur de $|\beta|/I$ "macroscopique" correspond approximativement à sa valeur "microscopique". Lorsque l'intensité lumineuse augmente, le déplacement est progressivement déterminé par les atomes se trouvant dans les zones les moins illuminées, et ainsi, le coefficient de déplacement radiatif "global" diminue. Dès lors deux régimes sont possibles :

- *Le faisceau laser est beaucoup plus étroit que la vapeur interrogée (et détectée).* Dans ce cas, le déplacement radiatif $\delta\nu_{00}$ "sature" vers une valeur constante, celle qui correspond à une intensité qui optimise le signal de double résonance. Le coefficient de déplacement radiatif $|\beta|/I$ tend vers zéro. **Il s'agit du phénomène de la saturation du déplacement radiatif, cas particulier de la saturation du coefficient de light shift.**
- *Le faisceau laser n'est pas beaucoup plus étroit que la vapeur interrogée.* Dans ce cas, le déplacement radiatif est une fonction monotone croissante, mais avec une pente qui diminue à mesure que les atomes subissant une intensité optimale se trouvent dans une région moins illuminée. Le coefficient de déplacement radiatif tend alors vers une valeur finie, qui dépend du rapport entre l'illumination totale de la cellule et l'illumination de ces atomes. **Il s'agit du phénomène de la saturation du coefficient de déplacement radiatif.**

4.3.6. Effets de l'interrogation micro-onde

Dans cette section, quelques résultats concernant les effets de l'interrogation micro-onde sur le signal de double résonance (avec pompage optique par diode laser) sont présentés. Cette étude revêt un caractère préliminaire dans la mesure où une analyse plus approfondie s'avérera nécessaire dans le cadre spécifique d'une réalisation d'horloge à vapeur de rubidium.

La fonction du rayonnement micro-onde consiste à repeupler le sous-niveau des atomes pompés optiquement par la lumière. Le signal de double résonance provient de la diminution de transparence de la vapeur due à ce repeuplement. Ainsi, on peut distinguer deux aspects principaux qui caractérisent l'effet du rayonnement micro-onde : la détermination du discriminateur de fréquence, qui est proportionnel au rapport entre l'amplitude et la largeur du dip, et le déplacement du centre du signal de double résonance (power shift). Ces deux aspects sont discutés ci-dessous.

Amplitude et largeur du signal en fonction de la puissance micro-onde

Comme cela a été décrit dans le paragraphe 2.3.2 "Calcul du signal de double résonance", à intensité lumineuse fixe, l'amplitude du signal en fonction de la fréquence de Rabi suit une courbe en saturation (figure 2.3.2.4). Sa largeur part d'une valeur initiale déterminée par le taux de relaxation transverse et l'intensité lumineuse puis augmente très rapidement, de manière linéaire en fonction de la fréquence de Rabi (figure 2.3.2.5).

En ce qui concerne ces deux aspects, le seul élément nouveau par rapport au cas de la lampe à décharge consiste dans le fait que - le pompage optique étant beaucoup plus efficace (le rapport entre les deux taux d'absorption est proche de 0) - la puissance micro-onde qui optimise le rapport amplitude/largeur sera légèrement plus faible, et par conséquent la largeur du signal aussi. Pour illustrer ce processus d'optimisation du discriminateur de fréquence, un résultat typique est présenté ci-dessous.

Le principe de la mesure de l'amplitude du signal est décrit sur la figure 4.3.7.1. Le seul composant nouveau par rapport aux montages précédents est un atténuateur micro-onde, permettant de varier la puissance micro-onde. La largeur de raie est mesurée à l'aide d'un détecteur synchrone, selon la méthode décrite dans le § 4.3.4.2 (figure 4.3.7.2), et en utilisant l'expression (4.3.4.2).

La cellule n° 2202 contenant du Rb 87 et 30 mbar d'azote a été utilisée pour cette mesure. La température était de 60°C. Le laser est asservi sur la raie D2 - F=2 de la vapeur interrogée.

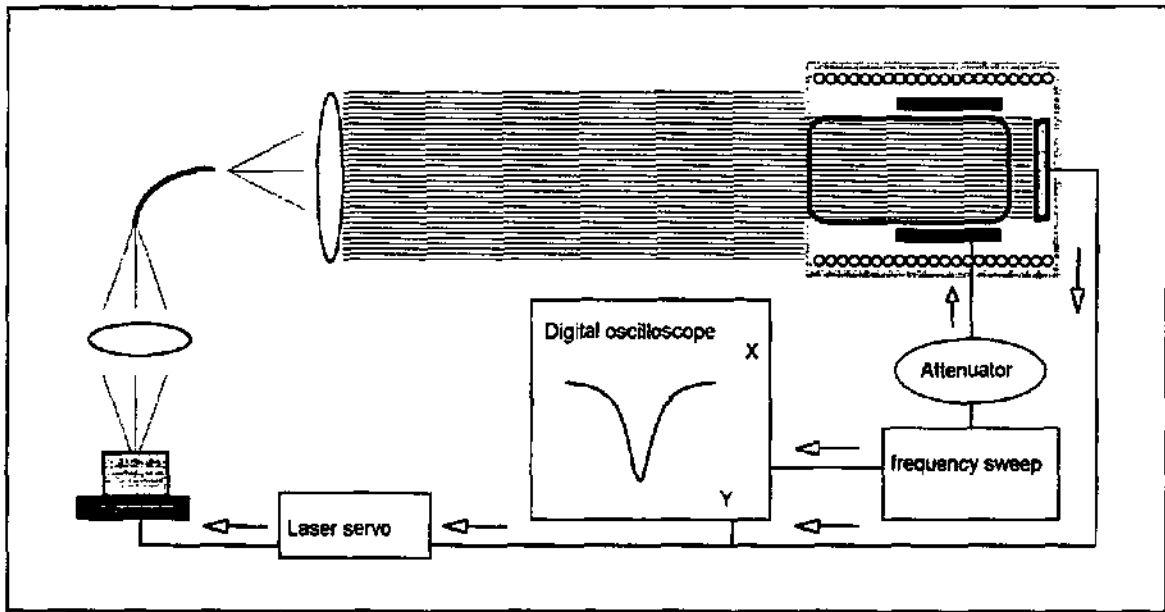


Fig. 4.3.7.1. Montage expérimental pour la mesure de l'amplitude du signal de double résonance en fonction de la puissance micro-onde.

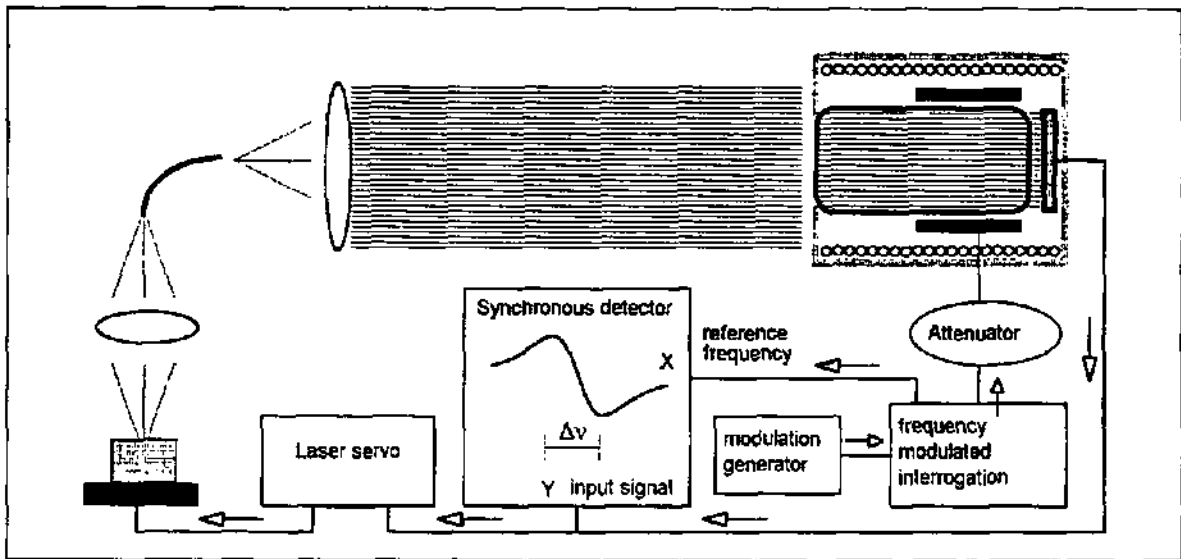


Fig. 4.3.7.2. Principe de la mesure de la largeur de raie en fonction de la puissance μ -onde.

Les résultats obtenus avec ces montages expérimentaux et avec une intensité lumineuse relativement faible ($0,1 \mu\text{W}/\text{mm}^2$ de lumière transmise), sont représentés sur les figures 4.3.7.3 et 4.3.7.4.

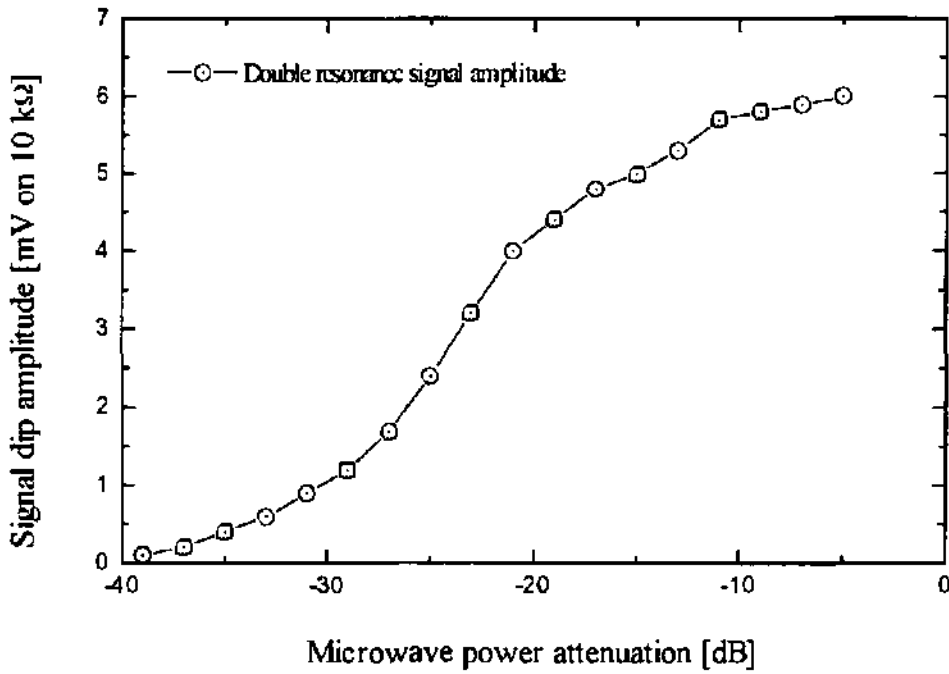


Fig. 4.3.7.3. Amplitude du signal en fonction de la puissance μ -onde.

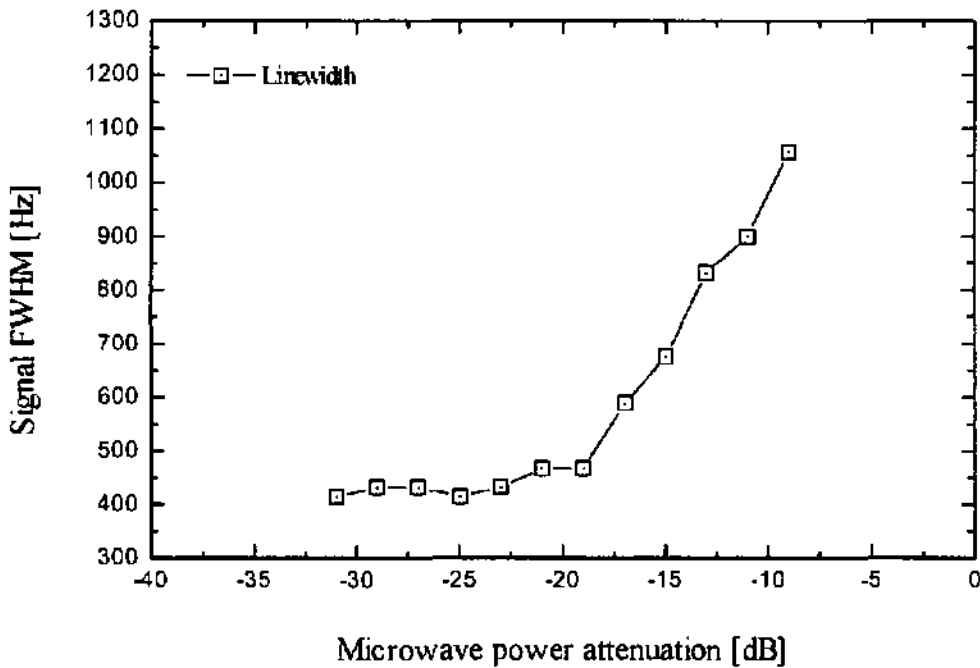


Fig. 4.3.7.4. Largeur de raie en fonction de la puissance μ -onde.

De manière générale, on constate que ces courbes correspondent aux courbes théoriques (2.3.2.4) et (2.3.4.5); aucune analyse plus approfondie n'a cependant été réalisée.

Une grandeur importante pour les HVR peut être calculée à partir des figures 4.3.7.3 et 4.7.7.4. Il s'agit du rapport entre l'amplitude et la largeur du signal, qui est maximal à une atténuation de -20 dB et vaut environ 1 nA/Hz.

Fréquence horloge en fonction de la puissance micro-onde (power shift)

En utilisant le principe habituel consistant à asservir la fréquence d'un oscillateur à quartz sur la fréquence "horloge" de la vapeur et à mesurer la fréquence de battement (figure 4.3.6.10), les variations de fréquence en fonction des variations de puissance micro-onde ont été mesurées dans les mêmes conditions expérimentales (avec une puissance optique légèrement supérieure : 0,15 $\mu\text{W}/\text{mm}^2$ de lumière transmise). La figure 4.3.7.5 en illustre le résultat.

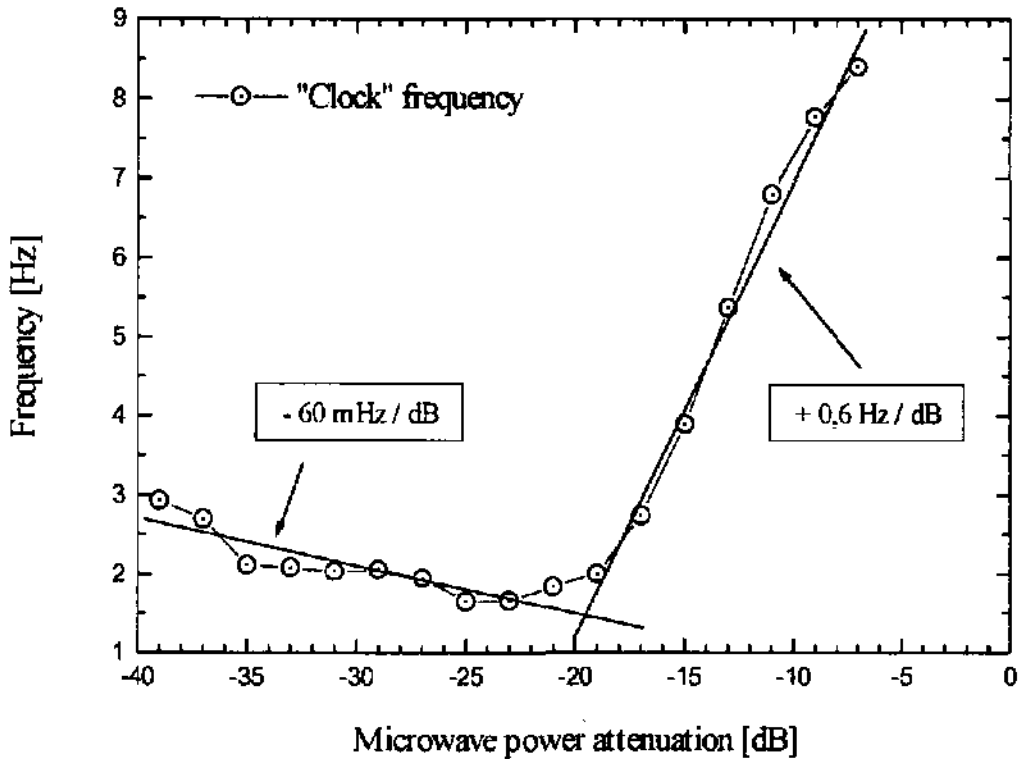


Fig. 4.3.7.5. Fréquence horloge en fonction de la puissance μ -onde.

La première partie de la courbe sur la figure 4.3.7.5 peut s'expliquer à partir des résultats concernant le déplacement radiatif. En effet, d'après la figure 4.3.6.11, le light shift résiduel lorsque le laser est asservi sur une des raies d'absorption optique de la vapeur interrogée vaut environ $+2,4 \text{ Hz} / \mu\text{A}$. Or, d'après la figure 4.3.7.3, entre -40 et -20 dB d'atténuation micro-onde, la lumière diminue de $0,4 \mu\text{A}$, ce qui correspond à $-0,02 \mu\text{A/dB}$ en moyenne. Cette valeur doit être corrigée à cause du fait que la mesure avait été effectuée à plus faible intensité (facteur 3/2), ce qui donne $-0,03 \mu\text{A/dB}$ environ pour la mesure de power shift. Cette variation de lumière implique une variation de fréquence provoquée par le déplacement radiatif de -72 mHz/dB . Comme la courbe obtenue expérimentalement (best fit) est de -60 mHz/dB on peut en déduire que cette interprétation est correcte.

A plus forte puissance micro-onde, le power shift possède le signe contraire, et est dix fois plus important. Dans ce domaine de puissance, l'atténuation de la lumière diminue (saturation du signal de double résonance), mais c'est un élargissement du signal de double résonance qui intervient. En comparant les figures 4.3.7.4 et 4.3.7.5, on remarque que ce brusque changement de power shift semble relié au "power broadening". En outre, il faut aussi tenir compte du light shift distribué dans la cellule qui vaut environ 30 Hz dans cette situation, et de l'influence de l'interrogation micro-onde sur la fréquence d'asservissement du laser.

L'explication de la deuxième partie de la courbe du power shift réside probablement dans l'effet combiné de ces divers phénomènes, mais une étude plus approfondie sera nécessaire pour confirmer, compléter et élaborer de manière plus quantitative cette hypothèse de travail. Une mesure qui semble - à priori - intéressante, consisterait à mesurer le power shift en asservissant le laser sur une cellule séparée à différentes fréquences optiques. On parviendrait ainsi à mieux séparer les divers effets.

4.4 Remarques conclusives

Ce chapitre contient une analyse théorique et expérimentale du signal de double résonance obtenu avec pompage optique par diode laser. Les résultats présentés peuvent se grouper en deux catégories.

La première catégorie de résultats concerne l'étude qualitative et quantitative des caractéristiques du signal de double résonance en fonction des divers paramètres expérimentaux (épaisseur optique de la vapeur, intensité et fréquence du rayonnement micro-onde, nature et pression du gaz tampon, puissance de l'interrogation micro-onde, etc.) lorsque le faisceau laser ne produit pas de "peaking" du signal. Dans ces conditions, on constate un bon accord entre les résultats théoriques et les résultats expérimentaux, et le signal de double résonance total de la vapeur peut être calculé sur la base d'un modèle "atomique", sans aucun facteur de normalisation empirique.

La seconde catégorie de résultats concerne l'étude de phénomènes liés au "peaking" du signal de double résonance. L'importance de bien tenir compte de la géométrie du faisceau laser dans l'interprétation des résultats expérimentaux est illustrée à travers de nombreux exemples. Ainsi, le phénomène de la saturation du déplacement radiatif a pu être expliqué. A priori, on voudra s'affranchir de ces effets dans un horloge à vapeur de rubidium afin d'améliorer le rapport signal/bruit. Cependant, il n'est pas exclu que la compréhension de ces phénomènes induisent des techniques nouvelles de pompage optique, concernant la stabilisation du laser notamment.

Références

ARDITI M., CARVER T. R., [1961] "Pressure, light, and temperature shifts in optical detection of 0-0 hyperfine resonance of alkali metals", *Physical Review*, **124** (3), pp. 800/809, November 1961.

ARDITI M., PICQUÉ J.-L., [1975] "Precision measurements of light shifts induced by a narrow-band GaAs laser in the 0-0 Cs133 hyperfine transition", *Journal of Physics B : Atomic and Molecular Physics*, **8** (14), pp. L331/35, 1975.

BARRAT J. P., COHEN-TANNOUDJI C., [1961] "Elargissement et déplacement des raies de résonance magnétique causés par une excitation optique", *Le Journal de Physique et le Radium*", **22** (7), pp. 443/50, July 1961.

BARWOOD G. P., GILL P., ROWLEY W. R. C., [1991] "Frequency measurements on optically narrowed Rb-stabilised laser diodes", *Applied Physics*, **B53**, pp. 142/47, 1991.

CAMPARO J. C., FRUEHOLZ R. P., VOLK C. H., [1982] "Laser induced asymmetry and inhomogeneous broadening of the microwave lineshape of a gas cell atomic frequency standard", *Proceedings of the 14th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI)*, pp. 113/31, 1982.

CAMPARO J. C., FRUEHOLZ R. P., VOLK C. H., [1983] "Inhomogeneous light shift in alkali-metal atoms", *Physical Review A*, **27** (4), pp. 1914/24, 1983.

CAMPARO J. C., FRUEHOLZ R. P., [1985] "Saturation of the 0-0 hyperfine-transition linewidth enhancement factor in optically pumped alkali-metal vapors", *Physical Review A*, **32** (3), pp. 1888/89, September 1985.

CAMPARO J. C., FRUEHOLZ R. P., [1986] "Fundamental stability limits for the diode-laser-pumped rubidium atomic frequency standard", *Journal of Applied Physics*, **59** (10), pp. 3313/17, 15 May 1986.

CAMPARO J. C., [1989] "Advances in the theory of gas-cell atomic frequency standards", *Proc. Frequency Standards and Metrology*, Springer Verlag (A. De Marchi editor), pp. 62/67, 1989.

CERS Projet n° 2457.1 [1992-1994] "Interféromètre industriel à diode laser stabilisée en fréquence pour mesures de haute précision", *Partenaires : Observatoire Cantonal de Neuchâtel (Dr. P. Thomann, A. Jornod), Institut de Microtechnique de l'Université de Neuchâtel (Prof. R. Dändliker, K. Hug), TESA Renens (Dr. A. Bezing, C. Moser)*.

COHEN-TANNOUDJI C., BARRAT J. P., [1961] "Etude du pompage optique dans le formalisme de la matrice densité", *Le Journal de Physique et le Radium*, **22** (6), pp. 330/36, June 1961.

COHEN-TANNOUDJI C., [1961] "Observation d'un déplacement de raie de résonance magnétique causé par l'excitation optique", *Comptes Rendus*, **252**, pp. 394/396, 9 January 1961.

CYR N., TÊTU M., BRETON M., [1992] "Proposal for an all optical microwave frequency standard", *Proceedings of the Conference on Precision Electromagnetic Measurements CPEM*, pp. 170/71, June 1992.

HAPPER W., MATHUR B. S., "Effective operator formalism in optical pumping", *Physical Review*, **163** (1), pp. 12/25, 5 November 1967.

HASHIMOTO M., OHTSU M., [1987] "Experiments on a semiconductor laser pumped rubidium atomic clock", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **QE-23** (4), pp. 446/51, April 1987.

HASHIMOTO M., OHTSU M., [1989] "Modulation transfer and optical Stark effect in rubidium atomic clock pumped by a semiconductor laser", *Journal of Optical Society of America B*, **6**, pp. 1777/1789, 1989.

HASHIMOTO M., OHTSU M., [1990] "A novel method to compensate for the effect of light shift in a rubidium atomic clock pumped by a semiconductor laser", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, **39** (3), pp. 93/97, June 1990.

LEWIS L. L., FELDMAN M., [1981] "Optical pumping by lasers in atomic frequency standards", *Proceedings of the 35th Annual Frequency Control Symposium*, pp. 612/24, 1981.

- LIU J. T., THOMANN P., ZHANG L., BUSCA G. [1990] "Studies of a laser diode pumped Rb frequency standard", *Proceedings of the 4th European Frequency and Time Forum, Neuchâtel*, pp. 157/59, 1990.
- MATHUR B. S., TANG H., HAPPER W., [1968] "Light shifts in the alkali atoms", *Physical Review*, **171** (1), pp. 11/19, 5 July 1968.
- McCLELLAND T., LAM L. K., KWON T. M., [1986] "Anomalous narrowing of the magnetic-resonance linewidths in optically pumped alkali-metal vapors", *Physical Review A*, **33** (3), pp. 1697/1707, 1986.
- MILETI G., THOMANN P., [1994] "Light shift saturation in a laser pumped rubidium frequency standard", *Proceedings of the 8th European Frequency and Time Forum*, pp. 377/84, 1994.
- MILETI G., THOMANN P., [1995] "Study of the S/N performance of passive atomic clocks using a laser pumped vapour", *Proceedings of the 9th European Frequency and Time Forum*, pp. 271/76, 1995.
- TÊTU M., VILLENEUVE B., CYR N., TREMBLAY P., THÉRIAULT S., BRETON M., [1989] "Multiwavelength sources using laser diodes frequency locked to atomic resonances", *Journal of lightwave technology*, **7** (10), pp. 1540/48, 10 October 1989.
- TREMBLAY P., MICHAUD A., LEVESQUE M., THÉRIAULT S., BRETON M., BEAUBIEN J., CYR N., [1990] "Absorption profiles of alkali-metal D lines in the presence of a static magnetic field", *Physical Review A*, **42** (5), pp. 2766/2773, 1 September 1990.
- TREMBLAY P., BEAUBIEN J., MICHAUD A., CAUCHON E., [1992] "Enhancement of optical pumping efficiency by frequency-modulated lasers", *Journal of Optical Society of America B*, **9** (8), pp. August 1992.
- ROBINSON H. G., JOHNSON C. E., [1982] "Narrow Rb87 hyperfine-structure resonances in an evacuated wall-coated cell", *Applied Physics Letters*, **40** (9), pp. 771/73, 1 May 1982.
- ROBINSON H. G., JOHNSON C. E., [1983] "A new heart for Rb frequency standards ? : the evacuated, wall-coated sealed cell", *IEEE Transaction on instrumentation and measurement*, **IM-32** (1), pp. 198, 1 March 1983.
- VANIER J., KUNSKI R., CYR N., SAVARD J. Y., TÊTU M., [1982] "On hyperfine frequency shifts caused by buffer gases : application to the optically pumped passive rubidium frequency standard", *Journal of Applied Physics*, **53** (8), pp. 5387/91, August 1982.
- VANIER J., AUDOIN C., [1989] "The quantum physics of atomic frequency standards", *Hilger* 1989.
- VOLK C. H., CAMPARO J. C., FRUEHOLZ R. P., [1981] "Investigations of laser pumped gas cell atomic frequency standard", *Proceedings of the 13th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI)*, pp. 631/43, 1981.

HORLOGES ATOMIQUES A VAPEUR DE RUBIDIUM AVEC DIODES LASER

5.1 Introduction

Remarques concernant les applications des HVR	5-3
Caractérisation de la stabilité de fréquence	5-4
Montage expérimental	5-5

5.2 Stabilité de fréquence à court terme

Stabilité à court terme, Variance Allan	5-7
Stabilité à court terme avec une HVR utilisant une lampe à décharge	5-8
Pente du discriminateur de fréquence avec pompage optique par laser.....	5-12
Une première estimation de la stabilité à court terme : la limite du shot noise.....	5-14
Bruit d'intensité et bruit relatif d'intensité RIN	5-17
Effet du bruit d'intensité du laser sur la stabilité à court terme	5-18
Effet du bruit de fréquence du laser sur la stabilité à court terme	5-20
Remarques conclusives	5-22

5.3 Stabilité de fréquence à long terme

Vieillessement provoqué par le light shift	5-26
Vieillessement provoqué par le power shift	5-26

5.4 Remarques conclusives

Remarques conclusives	5-27
-----------------------------	------

Références	5-28
------------------	------

Le chapitre 3 concernait la caractérisation des diodes laser. Le chapitre 4 a été consacré à l'étude des phénomènes physiques intervenant dans la double résonance avec diode laser. Outre leur intérêt intrinsèque, les résultats qui y sont exposés constituent la base de ce chapitre destiné à l'évaluation de l'impact qu'aura l'utilisation d'une diode laser dans une horloge à vapeur de rubidium. L'accent est mis en particulier sur le problème de la stabilité de fréquence à court et moyen terme.

L'étude de ce chapitre présente une première estimation des performances possibles. Il illustre d'autre part - dans un exemple concret - quelques limitations liées aux instabilités du laser (bruit d'intensité et bruit de fréquence).

* * * * *

La première section (§ 5.1 "Introduction") présente quelques remarques concernant les applications des horloges à vapeur de rubidium, la caractérisation de la stabilité de fréquence des étalons de fréquence, ainsi que le montage expérimental utilisé spécifiquement pour cette partie de l'étude.

La seconde section (§ 5.2 "Stabilité de fréquence à court terme") est consacrée à la caractéristique de l'étalon qui a été étudiée avec une attention particulière : la stabilité à court terme.

La troisième section (§ 5.3 "Stabilité de fréquence à long terme") aborde la question de la stabilité de fréquence à long terme, et évalue certaines conséquences de l'étude du chapitre 4 à propos du déplacement radiatif.

La dernière section (§ 5.4 "Remarques conclusives") contient des considérations plutôt qualitatives concernant les autres performances des HVR.

5.1 Introduction

Remarques concernant les applications des horloges à vapeur de rubidium

Les applications des étalons de fréquence sont nombreuses [Vanier, Audoin (Ch. 9), 1989], et les performances demandées peuvent varier d'une application à l'autre. Outre l'exigence d'avoir un oscillateur stable, viennent se greffer d'autres considérations telles que le prix, le volume, le poids, la consommation, le temps d'enclenchement ou la fiabilité de l'étalon. En ce qui concerne la stabilité de fréquence les spécifications comprennent divers volets : la stabilité à court terme ($t < 100$ secondes), la stabilité à moyen et long terme (dérive sur un jour ou sur un mois), la sensibilité vis-à-vis des variations de conditions externes telles que la température, le champ magnétique, l'accélération gravitationnelle ou la présence de vibrations mécaniques. Toutes ces caractéristiques servent à le spécifier, et à définir ses applications possibles.

Par conséquent, si l'on désire estimer le potentiel offert par l'utilisation d'une diode laser à la place de la lampe à décharge dans une HVR, il s'agit de passer en revue ces divers aspects.

A priori, trois grands groupes d'applications semblent visés :

1). Les applications actuelles des HVR. 2). Les applications utilisant actuellement des oscillateurs à quartz à cause de leur meilleure stabilité à court terme. 3). Les nouvelles applications dans le domaine des télécommunications et/ou des applications mobiles.

Une étude complète sur l'impact des diodes laser dans ce domaine va cependant bien au-delà des objectifs de ce travail. Celui-ci fournit simplement - par ses côtés "techniques" - quelques éléments qui viennent s'ajouter aux connaissances concernant les applications des horloges atomiques en général, et les nombreuses publications au sujet des HVR pompées par laser [SZEKELY, DRULLINGER, WALLS, LOWE, NOVICK, 1993].

C'est surtout par le fait que certaines spécifications d'une HVR - celles concernant la stabilité de fréquence notamment - sont étroitement liées à la forme du signal de double résonance que notre recherche contribue au développement des horloges à vapeur de rubidium. Ainsi, l'étude physique du chapitre 4, accompagnée des résultats du chapitre 3 (ceux du § 3.4 "Mesure du bruit d'intensité et du bruit de fréquence du laser" principalement) permettent l'estimation de certaines performances que pourra atteindre la future HVR avec diode laser.

Enfin, grâce à la compréhension des phénomènes physiques se déroulant dans la vapeur - comme le "peaking" du signal de double résonance et la "saturation" du déplacement radiatif - le spectre "monochromatique" d'une diode laser pourra être utilisé de manière optimale. Ce chapitre constitue donc une vérification intermédiaire sur les attentes créées par ce nouveau type de source [CAMPARO et al., 1986] et indique quelques pistes de recherche pour le futur.

Caractérisation de la stabilité de fréquence des étalons de fréquence

Il existe de nombreux travaux traitant de la caractérisation de la stabilité de fréquence d'un oscillateur [ALLAN, HELLWIG, KARTASCHOFF, VANIER, VIG, WINKLER, YANNONI, 1988]. Nous allons utiliser ici le formalisme présenté dans [BERNIER, 1995]. Le signal fourni par l'étalon est représenté par un signal passe-bande à bande étroite centrée autour de la fréquence nominale ν_0 .

$$\text{Signal}(t) = \text{Re}(A \gamma(t) e^{j 2 \pi \nu_0 t}) \quad (5.1.1)$$

$\gamma(t)$ représente l'enveloppe complexe du signal. C'est un processus aléatoire complexe passe-bas qui caractérise l'oscillateur. Il peut être décomposé en une partie réelle et une partie imaginaire correspondant respectivement à la composante en phase et en quadrature avec le signal, ou comme un nombre complexe séparant le bruit d'amplitude $\epsilon(t)$ et le bruit de phase $\Phi(t)$ de l'oscillateur. Ces deux grandeurs sont des processus aléatoires de bruit passe-bas.

$$\gamma(t) = p(t) + j \cdot q(t) = (1 + \epsilon(t)) \cdot e^{j \Phi(t)} \quad (5.1.2)$$

En général, le bruit d'amplitude ne joue qu'un rôle secondaire, c'est la stabilité en fréquence de l'étalon ou son bruit de phase qui importe. On définit les grandeurs $x(t)$ et $y(t)$ qui sont les processus d'erreur de temps et de déviation normalisée instantanée de fréquence.

$$x(t) = \frac{\Phi(t)}{2 \pi \nu_0} \quad y(t) = \frac{d x(t)}{d t} = \frac{1}{2 \pi \nu_0} \frac{d \Phi(t)}{d t} \quad (5.1.3)$$

$y(t)$ est la grandeur mesurée expérimentalement et spécifiée lorsqu'on caractérise un étalon de fréquence. Il est utile de donner ici quelques exemples de variations instantanées de fréquence : la dérive à long terme fluctue d'une HVR à l'autre et vaut 10^{-11} /mois typiquement (68 mHz/mois), 3×10^{-12} /mois pour les meilleures, 6×10^{-10} / mois pour les moins performantes. Les variations de température externe provoquent généralement des fluctuations de fréquence de l'ordre de 10^{-12} /K.

Les processus qui sont à l'origine de $y(t)$, c'est-à-dire de l'écart (ici normalisé) de la fréquence réelle de l'oscillateur par rapport à sa fréquence nominale ν_0 ne sont pas toujours simples à identifier. Dans certains cas, il s'agit du déplacement de la raie atomique de référence suite au

changement de conditions physiques de la vapeur de rubidium : température, conditions d'illumination, puissance RF de l'interrogation micro-onde, pression du gaz tampon, champ magnétique dans la vapeur, etc. Dans d'autres cas c'est l'un des modules électroniques qui, directement ou indirectement, provoque la variation de la fréquence de l'étalon. Dans la majeure partie des cas enfin, on ne peut pas - de manière univoque - séparer les effets dus à la partie physique de ceux dus à la partie électronique, qui s'influencent mutuellement.

Comme les HVR ne sont pas des étalons de fréquence primaires, l'exactitude de leur fréquence nominale ν_0 ne constitue pas un paramètre important. D'ailleurs, la fréquence "horloge" des atomes de rubidium dans la vapeur interrogée est significativement différente de la fréquence qu'aurait un atome de rubidium ne subissant pas toutes les interactions auxquelles sont soumis ceux dans la vapeur. La source principale du déplacement de ν_0 provient de la présence du gaz tampon dans la cellule d'absorption. A titre d'exemple, la variation provoquée par 1 mbar d'azote est d'environ 500 Hz. Ainsi, l'écart relatif total dans une HVR équivaut à $2 \cdot 10^{-6}$ (à comparer avec les spécifications qui s'expriment en 10^{-11} voire en 10^{-12}) !

Ces quelques chiffres aident à se rendre compte des ordres de grandeur qui sont en jeu dans un étalon de fréquence au rubidium, et situent le niveau de la recherche dans ce domaine. En ce qui concerne l'aspect physique, il consiste à étudier et comprendre les variations de fréquence de l'horloge, lorsque leur(s) cause(s) fait intervenir le pompage optique et/ou l'interrogation micro-onde des atomes de rubidium.

Montage expérimental

Ce chapitre se réfère à un montage expérimental essentiellement équivalent à celui utilisé pour les mesures décrites dans le chapitre 4 (cf. § 4.3.1 "Montage expérimental") et dans le chapitre 3 (cf. § 3.1 "Montage expérimental"). D'ailleurs, certains calculs se basent sur des résultats qui sont présentés dans ces deux chapitres. Des mesures ont cependant été répétées dans un montage expérimental où de petites modifications étaient présentes afin de se placer dans une configuration qui soit la plus proche possible d'une configuration "industrialisable".

Par rapport au montage expérimental du chapitre 4, on a opéré les modifications suivantes :

- Le photodétecteur EG&G (cf. § 2.2 "Aspects expérimentaux - Photocellule et schéma de détection du signal") placé sous la cellule d'absorption a été remplacé par une fenêtre en saphir laissant passer la lumière ayant traversé la vapeur, tout en fermant thermiquement le résonateur.
- Une lentille est placée juste derrière la fenêtre et focalise le faisceau lumineux sur le photodétecteur Hamamatsu Ha 2386-8k décrit en 2.2.

- Les éléments du schéma de détection ont été choisis de manière à pouvoir simultanément avoir un faible bruit de courant (nécessitant une résistance de feed-back aussi haute que possible) et un asservissement rapide à 50 kHz (nécessitant une résistance de feed-back aussi faible que possible). Le meilleur compromis s'est avéré être $R_f = 100 \text{ k}\Omega$; $C_f = 82 \text{ pF}$ (cf. fig. 3.4.1). Cette approche devrait permettre d'utiliser le même photodétecteur pour asservir le laser (à haute fréquence : 50 kHz) et pour asservir l'oscillateur à quartz (à plus basse fréquence : quelques centaines de Hz).

Ainsi, nous avons travaillé avec un résonateur atomique miniature (cylindre dont le diamètre et la longueur valent 35 mm) qui pourrait pratiquement être utilisé dans une vraie HVR. La cellule d'absorption contenait du Rb87 avec 30 mbar d'azote, avait une longueur et un diamètre de 14 mm. Ce montage expérimental est décrit par la figure 5.1.1.

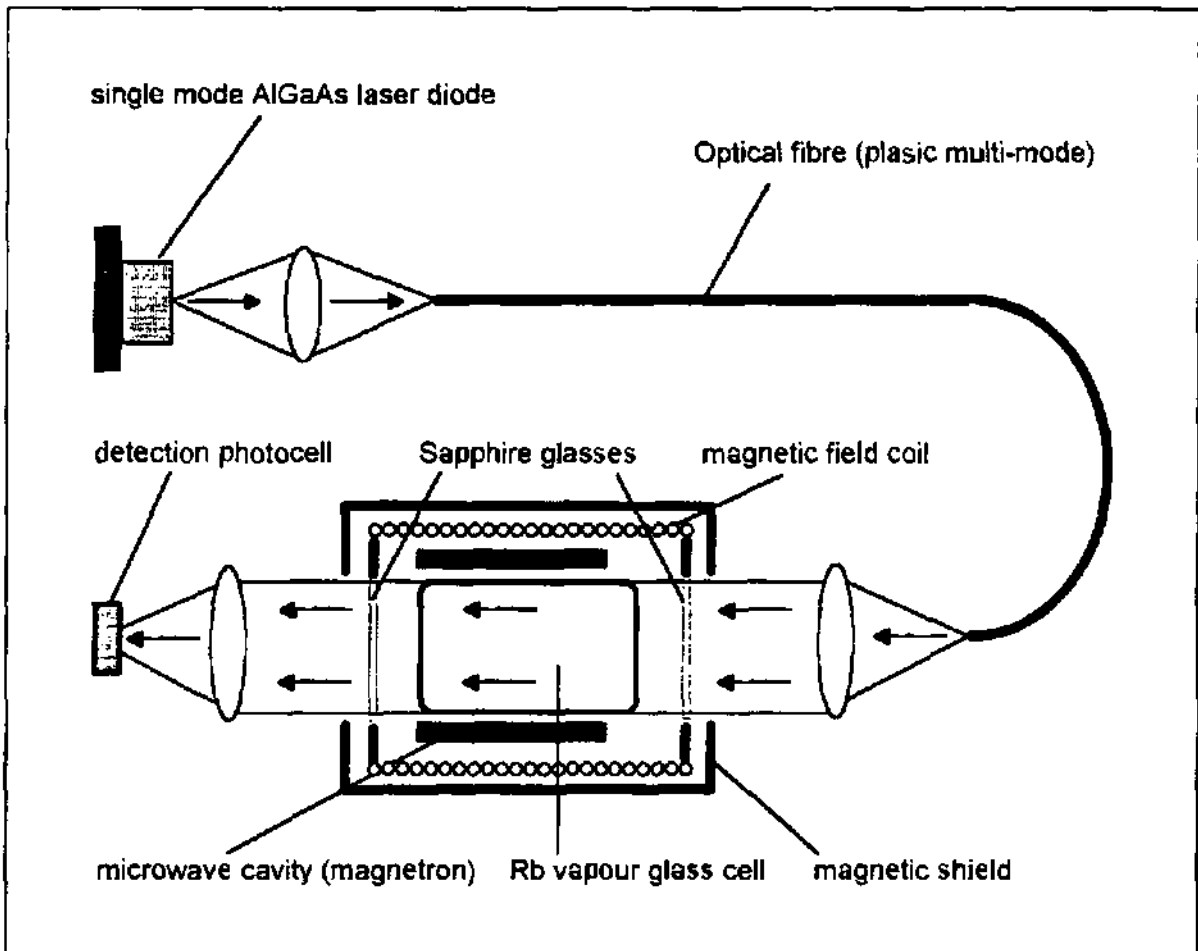


Fig. 5.1.1 Schéma du montage expérimental (cellule d'absorption : Rb87 + 30 mbar N₂).

5.2 Stabilité de fréquence à court terme

Stabilité à court terme, variance Allan

Une première limite de la stabilité de fréquence de l'horloge résulte de la précision avec laquelle le centre du signal de résonance est détecté. Essentiellement, cette limite est donnée par le rapport entre le bruit instantané à la sortie du détecteur synchrone et la pente du discriminateur au centre du signal de résonance atomique.

$$y_{\text{limite-inst.}}(t) = \frac{\text{Bruit de detection}_{\text{inst.}}(t)}{\text{Pente norm. du discriminateur}} \quad (5.2.1)$$

Caractériser la stabilité à court terme de l'oscillateur revient à calculer une valeur moyenne de $y(t)$. Usuellement, la grandeur utilisée est la variance Allan, définie par la relation (5.2.2), où $y(t, \tau)$ représente la valeur moyenne de $y(t)$ entre t et $t+\tau$ [BERNIER, 1995].

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \text{Esperance} \left\{ (y(t, \tau) - y(t - \tau, \tau))^2 \right\} \quad (5.2.2)$$

La variance Allan est une grandeur caractérisant la stabilité des oscillateurs dans le domaine du temps, contrairement aux caractérisations dans le domaine spectral. Elle permet le calcul d'une valeur moyenne, même lorsque le processus étudié - et c'est le cas pour $y(t)$ - n'est pas stationnaire. Il y a cependant une relation entre la caractérisation dans le domaine spectral et celle dans le domaine temporel. En effet, le bruit de l'oscillateur peut être modélisé à l'aide d'un modèle polynomial (5.2.3), où chaque terme représente un processus s'exprimant comme une puissance de la fréquence de Fourier.

$$S_{y'}(f) = \sum_{\alpha=-2}^{\alpha=2} h_{\alpha} f^{\alpha} \quad (5.2.3)$$

Ce modèle n'est pas seulement une simple astuce mathématique, mais correspond souvent à une réalité physique bien précise. En effet, c'est à travers ce modèle que s'opère le lien entre les processus physiques (y compris ceux faisant intervenir le circuit électronique) - modélisés par une loi en puissance de la fréquence de Fourier - et les processus mathématiques. Analyser le spectre du bruit présent sur le signal d'erreur (il s'agit, en général, d'une tension électrique à

brancher sur un analyseur de spectre) est non seulement une manière d'estimer les performances atteignables, mais constitue surtout une méthode de diagnostic global et d'identification des sources d'instabilité. Cela représente peut-être le moment de synthèse le plus important au cours du développement d'une horloge atomique.

A chacune des lois polynomiales de (5.2.3) dans le domaine spectral correspond alors une loi polynomiale dans le domaine temporel, et il est possible de calculer les coefficients de conversion. La table 5.2.1 rappelle la valeur des divers coefficients et indique le nom des divers processus [BERNIER, 1995].

	$S_{yy}(f)$	$S_{\phi\phi}(f)$	$\sigma_y^2(\tau)$
random walk FM	$h_2 f^{-2}$	$h_2 (2\pi)^{-2} f^{-4}$	$2/3 \pi^2 h_2 \tau$
flicker FM	$h_1 f^{-1}$	$h_1 (2\pi)^{-2} f^{-3}$	$2 \ln 2 h_1$
white FM	h_0	$h_0 (2\pi)^{-2} f^{-2}$	$1/2 h_0 \tau^{-1}$
flicker PM	$h_1 f^1$	$h_1 (2\pi)^{-2} f^{-1}$	$(1.038 + 3 \ln(2\pi B\tau)) 4 \pi^{-2} h_1 \tau^{-2}$
white PM	$h_2 f^2$	$h_2 (2\pi)^{-2}$	$3B\pi^{-2} / 4 h_2 \tau^{-3}$

Table 5.2.1 Facteurs de conversion pour les processus en loi de puissance (B : largeur de bande de la mesure)

Stabilité à court terme avec une HVR utilisant une lampe à décharge

Dans le cas d'une HVR conventionnelle, le bruit de détection peut pratiquement être réduit au niveau du shot-noise du photocourant. On peut donc illustrer, dans le cas des horloges développées à l'Observatoire, le calcul de la stabilité à court terme d'une HVR, et la comparer aux résultats expérimentaux. Notons que les chiffres qui suivent correspondent au cas où l'horloge est basée sur l'interrogation d'une vapeur de rubidium dont le volume vaut 1,5 cm³.

La valeur DC du courant produit par un photodétecteur de 1 cm² prend une valeur typique de 150 μA; on a par conséquent :

$$\sqrt{\text{Shot - Noise}_{\text{Lampe}}} = \sqrt{2 \cdot e \cdot I} = \sqrt{0,3204 \cdot I [\mu A]} \text{ pA} / \sqrt{Hz} = 7 \text{ pA} / \sqrt{Hz} \quad (5.2.4)$$

On peut aussi calculer la densité spectrale de $y(t)$ correspondant à ce bruit blanc avec une pente de discriminateur D valant entre 0,4 et 0,8 nA/Hz par exemple (valeur typique) :

$$\sqrt{S_{yy}(f)_{limite}} = \frac{\sqrt{2 \cdot e \cdot I}}{D \cdot \nu_{Rb}} \approx 1,3 - 2,6 \times 10^{-12} \frac{1}{\sqrt{Hz}} \quad (5.2.5)$$

En remarquant que le shot-noise est un bruit blanc converti en bruit de fréquence par le discriminateur on peut utiliser la table 5.1, ainsi que la relation (5.2.5) pour déterminer la valeur de la stabilité à court terme dans le cas où la limite du shot-noise est atteinte :

$$\begin{aligned} \sigma_y(\tau)_{shot-noise} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{S_{yy}(f)_{shot-noise}} \cdot \tau^{-1/2} \\ &= \frac{\sqrt{2 \cdot e \cdot I}}{\sqrt{2} \cdot D \cdot \nu_{Rb}} \cdot \tau^{-1/2} \approx 1,035 \times 10^{-10} \cdot \frac{\sqrt{2 \cdot e \cdot I}}{D} \cdot \tau^{-1/2} \end{aligned} \quad (5.2.6)$$

$$\Rightarrow \sigma_y(\tau)_{shot-noise} \approx 1-2 \times 10^{-12} \cdot \tau^{-1/2}$$

En pratique, il est difficile d'atteindre cette limite. Dans les différents étalons miniature développés à l'Observatoire - par exemple - on obtient une stabilité à court terme typique d'environ $4 \cdot 10^{-12} \tau^{-1/2}$ (Fig. 5.2.2). La meilleure stabilité mesurée à ce jour est de $3 \cdot 10^{-12} \tau^{-1/2}$.

La figure 5.2.1 illustre l'enregistrement de l'écart relatif de fréquence $y(t)$ de l'horloge développée pour l'Agence Spatiale Européenne (cf. § 2.4 "Quelques études expérimentales et théoriques - HVR conventionnelles pour applications industrielles et spatiales"), mesuré par rapport à une référence plus stable : un MASER à hydrogène. La figure 5.2.2 illustre la variance Allan correspondante, qui est de $3,4 \cdot 10^{-12} \tau^{-1/2}$.

Ce léger écart entre les résultats théoriques et expérimentaux s'explique par les autres paramètres dont il faut tenir compte : le bruit du signal d'interrogation et le "temps mort" (duty cycle) dans l'interrogation notamment. Dans le cas présent, c'est précisément de ce "temps mort" (valant 50 %), qui, détériorant d'un facteur $\sqrt{2}$ la stabilité de l'horloge, est la principale cause de ce faible écart. Cet exemple confirme donc la validité de l'estimation théorique basée sur la mesure expérimentale de la pente du discriminateur et le bruit d'intensité. Dans le cas d'un laser, d'autres facteurs peuvent aussi intervenir, les paragraphes qui suivent sont consacrés à l'étude de leur influence.

Processus aléatoires et processus déterministes

La figure (5.2.3) représente les résultats que l'on obtient en répétant successivement cette mesure avec la même unité sur des temps plus longs. On remarque que les différentes courbes se superposent très bien pour des temps courts ($\tau < 100s$), mais changent de manière significative lorsque l'on dépasse 100 secondes. Ces fluctuations ne s'expliquent pas par d'éventuelles erreurs de mesures mais reflètent bien la différence entre les divers types de processus physiques qui altèrent la stabilité de l'horloge sur des échelles de temps différentes. On classe ces processus en deux grandes familles de processus que l'on appelle respectivement "aléatoires" et "déterministes". Les processus aléatoires sont ceux qui sont décrits par la décomposition (5.2.3) : shot noise, bruit $1/f$, etc. Parmi les processus déterministes figurent - entre autres - les variations de température ambiante, et toutes les autres variations des conditions externes (champ magnétique, champ gravitationnel, etc.), les éventuels chocs mécaniques et les processus de "vieillessement" difficiles à identifier et qui provoquent la "dérive" à long terme de l'horloge. Dans le cas illustré sur la figure (5.2.3), les processus aléatoires jouent un rôle prédominant pour des temps courts (il s'agit ici en fait du shot noise), alors que l'on remarque - à travers les fortes fluctuations d'une courbe à l'autre - que les processus déterministes (dans ce cas il s'agit des fluctuations de température externe pendant la mesure) dominant pour des temps supérieurs à 100 secondes.

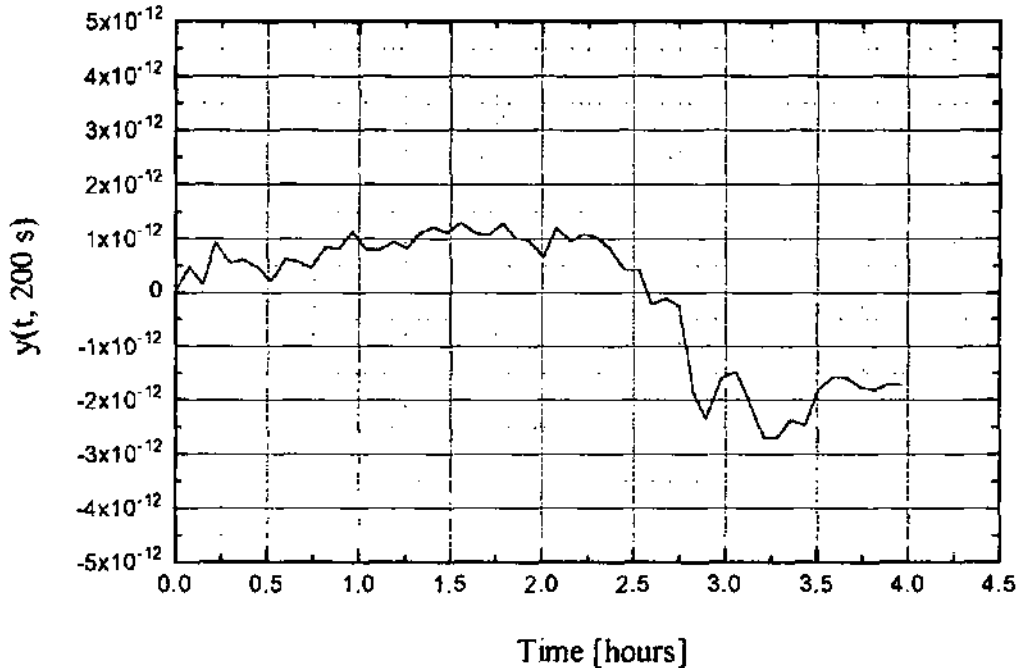


Fig. 5.2.1 Stabilité à court terme de l'étalon au rubidium RUSO développé à l'Observatoire pour l'Agence Spatiale Européenne. Un MASER à hydrogène (H-1) a été utilisé comme référence pour cette mesure de l'écart relatif de fréquence $y(t)$.

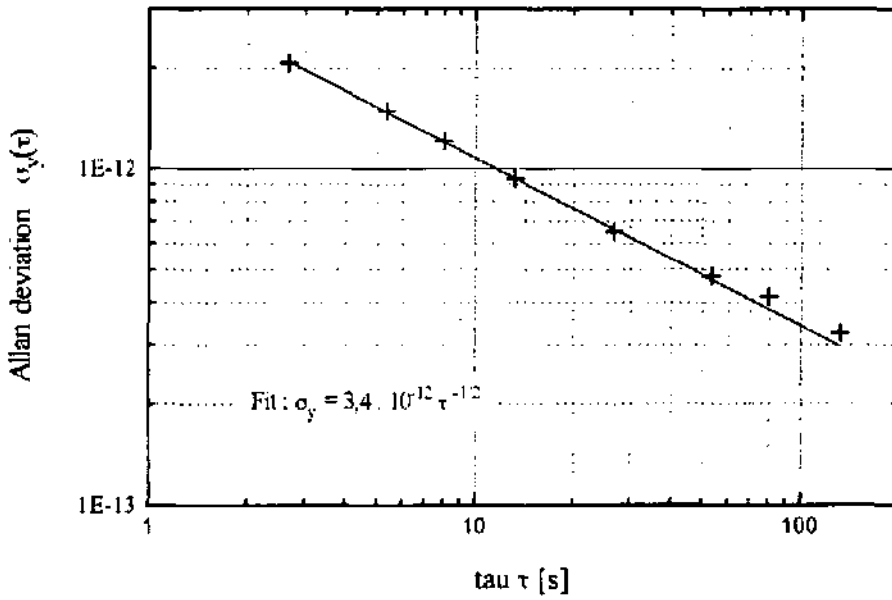


Fig. 5.2.2 Déviation de Allan de l'étalon au rubidium RUSO calculée avec les données de la Fig. 5.2.1.

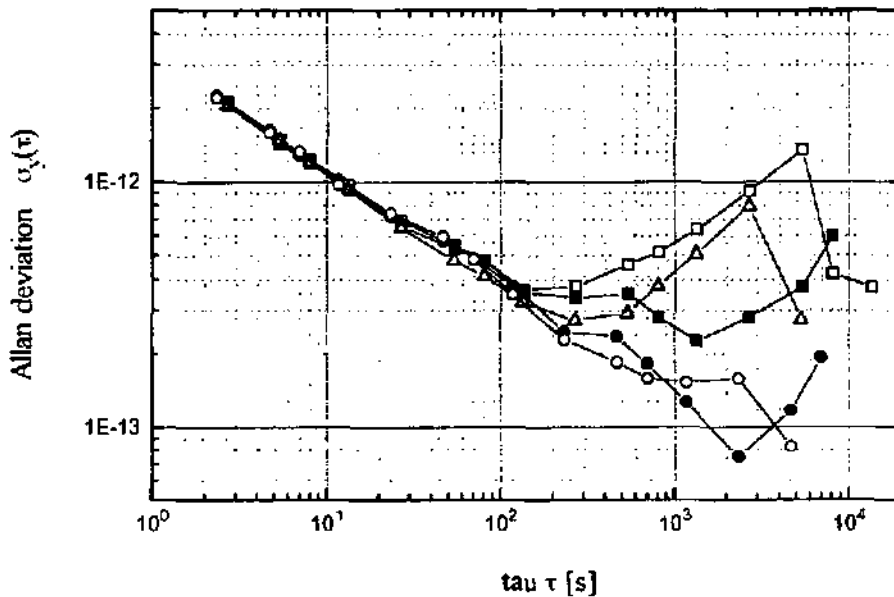


Fig. 5.2.3 Stabilité à court terme de l'étalon au rubidium RUSO pour des temps plus longs. Les diverses courbes correspondent à des mesures successives qui se sont déroulées pendant trois jours. L'interprétation de ces différences est donnée dans le texte.

Partant du calcul précédent concernant le pompage optique par lampe à décharge, nous avons voulu estimer la stabilité (à court terme) atteignable avec une diode laser. Dans un premier temps, la limite du shot noise est calculée, puis on évalue les effets du bruit d'intensité et du bruit de fréquence du laser.

Pente du discriminateur de fréquence avec pompage optique par laser

Le premier paramètre qui détermine la stabilité de fréquence d'une horloge atomique est la pente du discriminateur de fréquence. Cette grandeur - qui correspond à l'amplitude du signal de correction en fonction de l'écart entre la fréquence d'interrogation et la fréquence atomique - est étroitement liée à la forme du signal de double résonance, mais dépend en outre de la manière dont s'effectue l'interrogation - détection (amplitude et fréquence de modulation). Les études visant à comprendre et modéliser la réponse de la vapeur atomique en fonction des divers paramètres expérimentaux servent donc aussi à estimer la stabilité d'une horloge.

En ce qui concerne notre étude, l'analyse présentée dans le chapitre 4 constitue la base qui nous permet de connaître l'amplitude et la largeur du signal de double résonance dans une situation expérimentale donnée (par exemple celle de la figure 5.1.1.). Les résultats ont démontré un bon accord entre les données expérimentales et les prévisions théoriques, à condition que l'on tienne compte des inhomogénéités, du pompage optique principalement.

La situation idéale - du point de vue du signal - correspond à un pompage optique et une interrogation micro-onde homogène. Cela était le cas - par exemple - lorsque les mesures avec "sélection spatiale" des atomes étaient effectuées (cf. figure 4.3.5.15). Ainsi, si l'on reprend les résultats des figures 4.3.5.15 et 4.3.5.16, on a une bonne estimation du meilleur discriminateur de fréquence possible. La figure 5.2.4 montre le résultat que l'on obtient en divisant l'amplitude du signal par la largeur à mi hauteur (en première approximation, la pente du discriminateur de fréquence est obtenue en divisant ce rapport par $\sqrt{3}$).

On peut alors définir une pente de discriminateur par unité de surface, qui vaut au maximum :

Maximum normalised

discriminator slope :
$$\tilde{D} = \frac{D}{S} = \frac{5,5 \cdot 10^{-10} \cdot A / Hz}{\sqrt{3} \cdot 7 \cdot mm^2} = 45 \frac{pA}{Hz \cdot mm^2} \quad (5.2.7)$$

En réalité, lorsqu'on interroge un volume de vapeur plus grand, ce rapport diminue, à cause des inévitables inhomogénéités des champs optique et micro-onde.

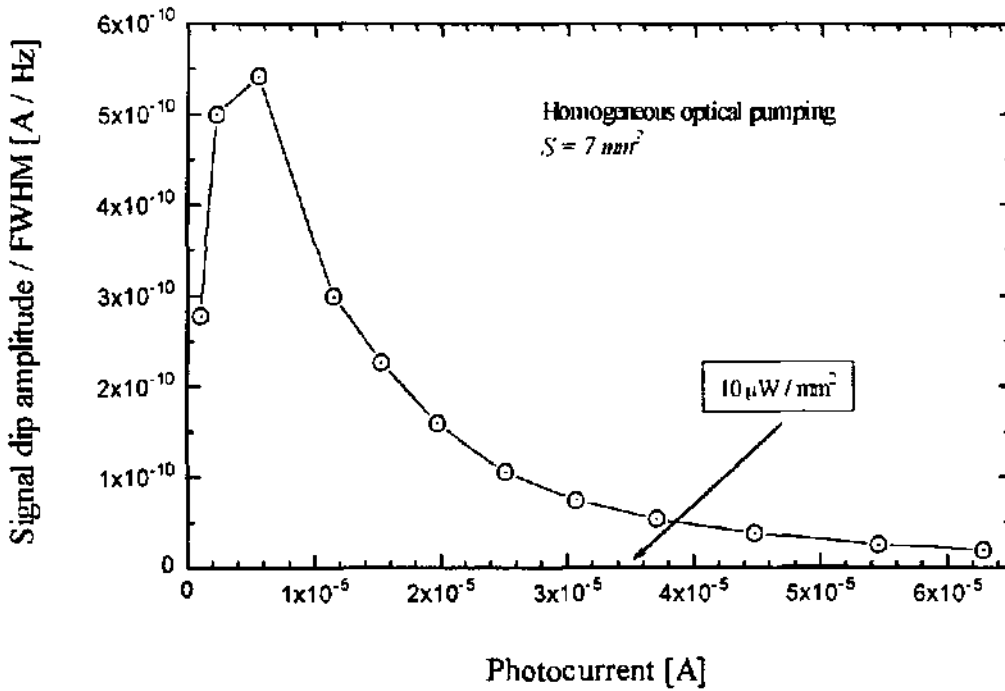


Fig. 5.2.4 *Pente du discriminateur en fonction de l'intensité lumineuse avec pompage optique homogène (montage expérimental de la figure 4.3.5.14).*

Avec le montage expérimental de la figure 5.1.1, nous avons mesuré l'amplitude et la largeur du signal de double résonance selon le principe décrit dans le chapitre 4 (cf. figure 4.3.3.1). L'intensité lumineuse incidente sur la vapeur est variée en ajustant la position de l'extrémité de la fibre qui recueille la lumière émise par la diode. Pour chaque intensité lumineuse la puissance du champ micro-onde est ajustée de manière à optimiser la pente du discriminateur. On n'a cependant pas parcouru une gamme d'intensités lumineuses aussi grande que pour la figure précédente, dans la mesure où, pour une performance optimale de l'étalon (cf. figure 5.2.11) on ne doit pas dépasser le "peaking" du signal. La figure 5.2.5 illustre les résultats ainsi obtenus.

Dans la gamme des intensités considérées, l'amplitude du signal varie entre 0,2 et 2 μA (18 à 27 % du photocourant total), alors que la largeur de raie à mi hauteur passe de 700 à 900 Hz. L'élargissement de la raie intervient à partir d'un photocourant de 4 μA environ.

On remarque que la pente normalisée maximale du discriminateur vaut environ 10 $\text{pA}/\text{Hz}\cdot\text{mm}^2$. Comme prévu, cette valeur est inférieure à celle obtenue avec un pompage optique et une interrogation plus homogène, mais constitue cependant déjà un bon résultat. En effet, il serait bien inférieur avec un faisceau lumineux fortement inhomogène, un faisceau gaussien par exemple.

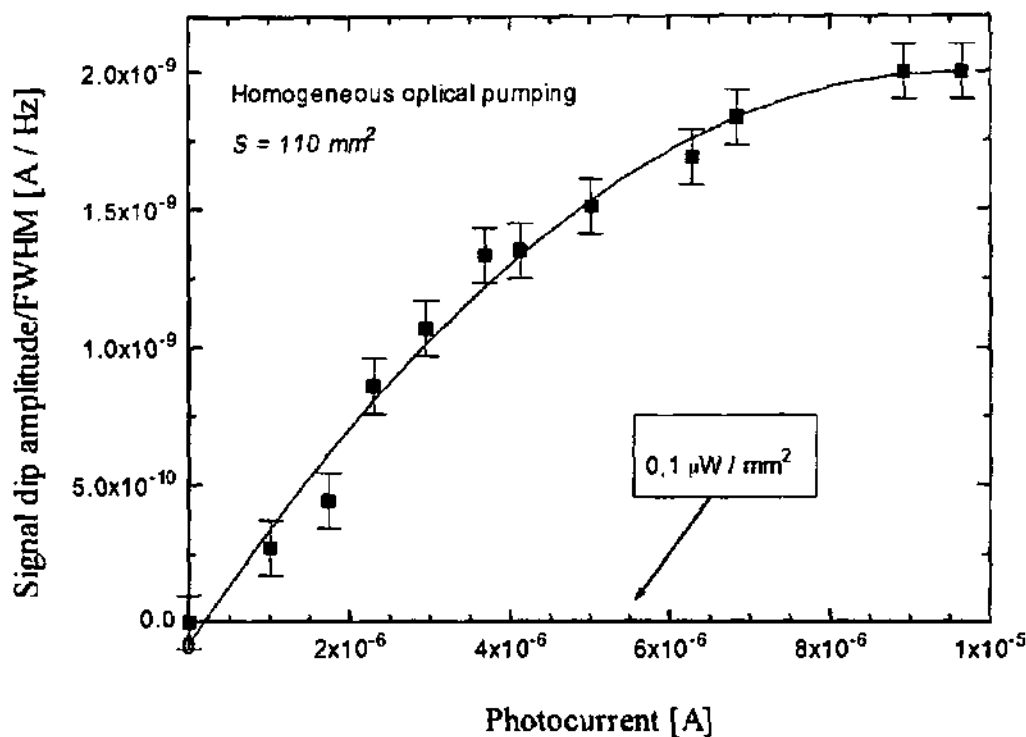


Fig. 5.2.5 Pente du discriminateur en fonction de l'intensité lumineuse avec le montage expérimental de la figure 5.1.1.

Une première estimation de la stabilité à court terme : la limite du shot noise

La relation (5.2.6) et les résultats du paragraphe précédent fournissent une première estimation de la stabilité de fréquence qu'atteindrait une HVR avec diode laser où la seule source d'instabilité serait le shot-noise du détecteur. A titre de comparaison, on indique aussi les valeurs qu'on obtient avec une lampe à décharge. On considère le cas d'une vapeur de $1,5 \text{ cm}^3$ de volume, et de 1 cm^2 de surface (figure 5.2.2), qui correspond aux horloges miniatures développées à l'Observatoire.

$$\text{Lampe: } I = 150 \mu\text{A}; \sqrt{2 \cdot e \cdot I} \approx 7 \frac{\text{pA}}{\sqrt{\text{Hz}}}; D = 0,5 \frac{\text{nA}}{\text{Hz}} \quad | \Rightarrow \sigma_y = 1,5 \times 10^{-12} \cdot \tau^{-1/2}$$

$$\text{Laser: } I = 4 \mu\text{A}; \sqrt{2 \cdot e \cdot I} \approx 1 \frac{\text{pA}}{\sqrt{\text{Hz}}}; D = 0,7 \frac{\text{nA}}{\text{Hz}} \quad | \Rightarrow \sigma_y = 1,5 \times 10^{-13} \cdot \tau^{-1/2}$$

La valeur donnée ci-dessus représente donc une limite inférieure de la variance Allan pour une horloge à vapeur de rubidium miniature.

Elle montre que si l'utilisation d'une lampe à décharge permet d'atteindre en principe une stabilité de $1.2 \cdot 10^{-12} \tau^{-1/2}$ (pratiquement atteinte par exemple par les étalons développés par l'Observatoire [COUPLET, ROCHAT, MILETI, SCHWEDA, THOMANN, BUSCA 1995] ou par EG&G pour le système GPS [POWERS, DANZY 1990], [RILEY 1990]), l'utilisation de diodes laser permet d'espérer une stabilité de l'ordre de $1.2 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$.

Il ne semble pas possible d'espérer descendre au-dessous de cette limite sans augmenter de manière significative le discriminateur de fréquence D . Pour cela, on peut envisager deux solutions : augmenter le volume de la vapeur interrogée et/ou diminuer les taux de relaxation qui définissent la limite physique du rapport amplitude/largeur du signal de double résonance.

Cela pourrait être réalisé en supprimant le gaz tampon dans la cellule d'absorption et en utilisant un revêtement des parois internes qui ne détruise pas les cohérences des atomes de rubidium lors des collisions [ROBINSON, JOHNSON, 1982 et 1983]. La conséquence serait une diminution de la largeur du signal de résonance qui passerait ainsi de quelques centaines de Hertz à quelques dizaines de Hertz. Bien que de tels revêtements aient déjà été utilisés avec succès, un certain nombre de problèmes technologiques (de stabilité à long terme notamment) restent à résoudre avant que cette technique soit appliquée dans des horloges.

* * * * *

La relation (5.2.7) permet de tenir compte de la dépendance de D en fonction du volume de la vapeur. En effet, on peut par exemple supposer que la vapeur est contenue dans une cellule de forme cylindrique dont la longueur est fixe - 10 mm par exemple - et dont le diamètre (ou la surface) est variable. Pour une valeur fixée de l'intensité lumineuse, le discriminateur augmente - en première approximation - linéairement avec la surface (tout comme le courant I), alors que le shot noise augmente comme la racine de la surface. Des conditions expérimentales étant ainsi données (gaz tampon, intensité lumineuse, etc.), on a une certaine valeur de \tilde{D} exprimée en $A/Hz.mm^2$, et la stabilité à court terme peut être calculée en fonction de la surface (et par conséquent du volume) de la vapeur interrogée.

Dans la situation expérimentale décrite ci-dessus - par exemple - on a une pente de discriminateur d'environ $10 pA/Hz.mm^2$. La figure 5.2.6 représente les résultats qu'on obtient pour différentes valeurs de la pente du discriminateur, qui correspondent à différentes situations physiques.

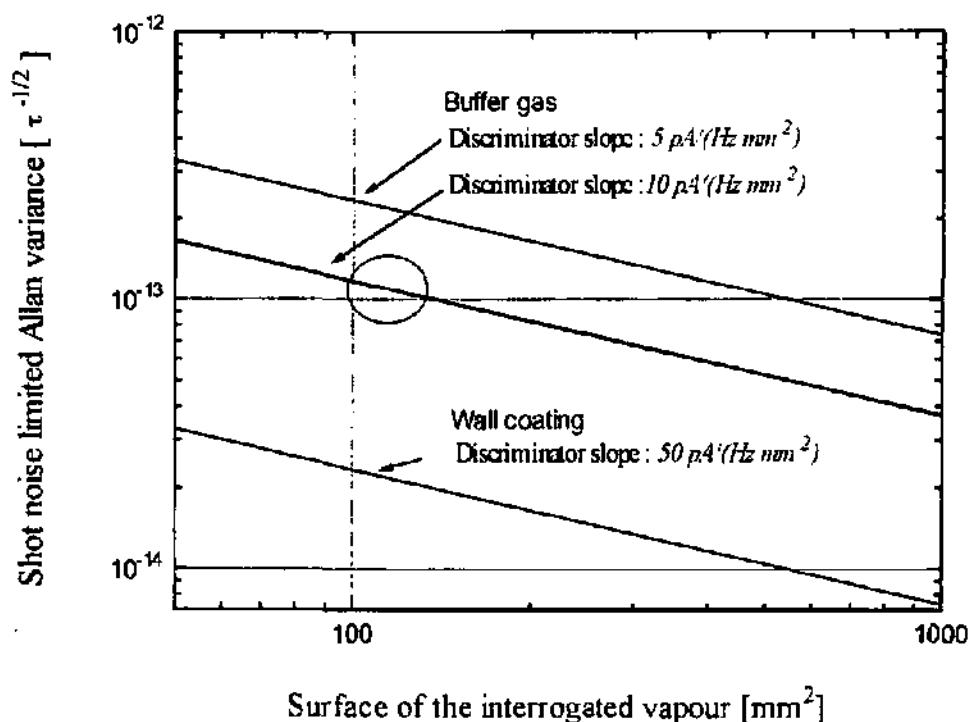


Fig. 5.2.6. Limite shot-noise de la stabilité à court terme d'une horloge à vapeur de rubidium en fonction de la pente du discriminateur et du volume de la vapeur interrogée ($L=10 \text{ mm}$). L'effet de la suppression du gaz tampon est estimé par une réduction d'un facteur 4 environ de la largeur du signal de double résonance (de 800 à 200 Hz). Le cercle indique le résultat correspondant au montage de la figure 5.2.2.

Il est important de souligner le fait que ce modèle, considérant la pente du discriminateur comme une fonction linéaire de la surface, n'est exact que sur un domaine limité de surface. En effet, lorsque le volume de la vapeur devient trop petit (ce volume critique dépend de la pression du gaz tampon, mais son ordre de grandeur est de 100 mm^3) il faut tenir compte de l'effet des parois sur les taux de relaxation. En outre, lorsque ce volume devient trop grand (ordre de grandeur : 5 cm^3), les variations spatiales de l'intensité des champs micro-onde et optique commencent aussi à jouer un rôle important qu'il faut prendre en considération.

Néanmoins, la figure 5.2.6 donne l'ordre de grandeur correct de la stabilité ultime que peut atteindre une horloge à vapeur de rubidium en fonction de deux paramètres. Le premier paramètre, \bar{D} , est lié à la physique et aux diverses interactions subies par la vapeur, le second, S , est lié à la technique et au type d'applications visées. Du point de vue pratique ou commercial, il s'agit donc d'une figure importante qui permet une estimation rapide et réaliste des résultats que l'on peut attendre d'une horloge au rubidium avec diode laser, et donne aussi une idée des moyens qu'il faut mettre en oeuvre pour atteindre ces objectifs.

Bruit d'intensité et bruit relatif d'intensité RIN

D'après les calculs effectués dans le paragraphe 3.4 ("Mesure du bruit d'intensité et du bruit de fréquence du laser - Bruit du circuit de détection (3.4.4), le niveau de bruit provenant du circuit de détection à 300 Hz (fréquence d'interrogation) est d'environ 0,7 pA/√Hz. Ce bruit correspondrait au shot-noise produit par un photocourant de 1.52 μA. Il s'agit par conséquent d'un niveau acceptable puisque les mesures de pente du discriminateur indiquent qu'il est plus favorable de travailler avec un photocourant au moins 2 fois plus important (figure 5.2.5).

Le paramètre important caractérisant le bruit d'intensité de la diode laser est le bruit relatif d'intensité (RIN : Relative Intensity Noise). La figure 5.2.7 représente le bruit d'intensité correspondant à différentes valeurs de RIN, ainsi que le shot noise. On y indique aussi le niveau typique de bruit que l'on mesure avec une lampe à décharge dans une HVR.

Les mesures de bruit d'intensité décrites en 3.4 ont indiqué que les diodes laser SHARP 027 MD présentent un bruit d'intensité d'environ $3 \cdot 10^{-13}$. La figure 5.2.7 montre que dans ce cas on peut espérer une stabilité à court terme meilleure que celle que l'on a dans une HVR conventionnelle, mais pas encore la limite du shot-noise.

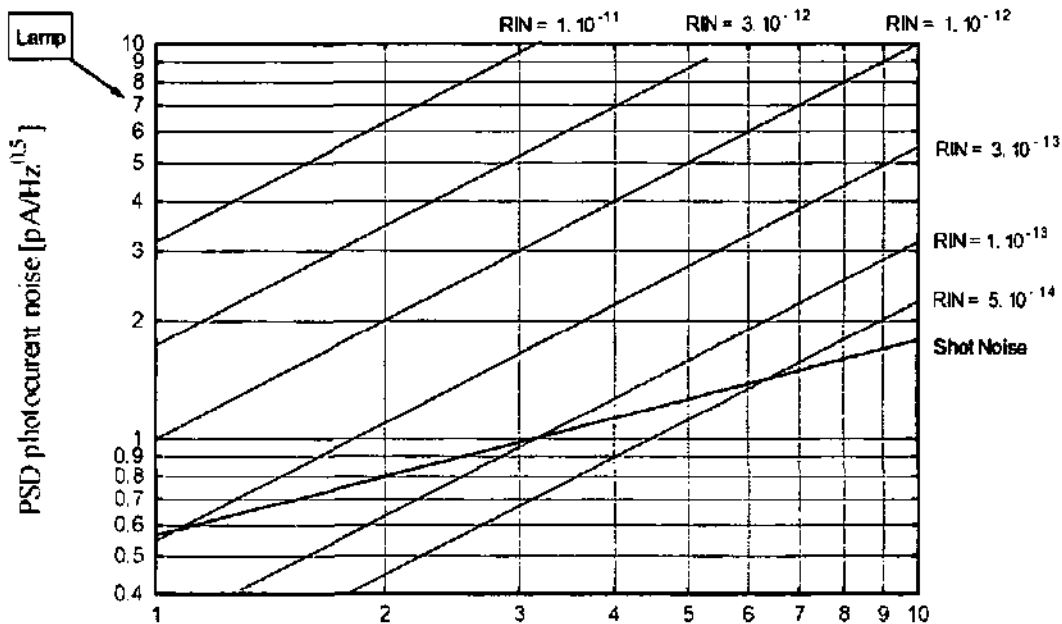


Fig. 5.2.7. Bruit d'intensité pour différentes valeurs du RIN. Le niveau correspondant de shot noise est aussi indiqué, de même que le niveau de bruit (shot noise) avec une lampe à décharge dans son régime de fonctionnement dans une HVR.

Effet du bruit d'intensité du laser sur la stabilité à court terme

Calculer l'effet du bruit d'intensité du laser sur la stabilité à court terme de l'horloge revient à généraliser la relation (5.2.6) :

$$\sigma_y(\tau)_{intensity-noise} = \sqrt{\frac{h\nu}{2}} \cdot \tau^{-1/2} = \frac{\sqrt{RIN} \cdot I \cdot \tau^{-1/2}}{\sqrt{2} \cdot D(I) \cdot \nu_{Rb}} \approx 1,035 \times 10^{-10} \cdot \frac{\sqrt{RIN} \cdot I}{D(I)} \cdot \tau^{-1/2} \quad (5.2.8)$$

Il est cependant important de remarquer que le calcul général de la stabilité d'une HVR pompée optiquement par diode laser est plus complexe que le cas de la lampe spectrale car le bruit d'intensité n'est en principe pas un bruit blanc, et qu'il faut tenir compte de toute sa décomposition polynomiale (5.2.3). Cependant, pour la stabilité à court terme, c'est la composante du bruit autour de la fréquence de modulation de l'interrogation qui importe.

En utilisant les résultats expérimentaux concernant la pente du discriminateur (Fig. 5.2.5), et la relation (5.2.8), nous avons calculé la stabilité à court terme en fonction de l'intensité lumineuse et pour différentes valeurs du RIN. La figure 5.2.8 illustre le résultat obtenu, qui permet de déterminer l'intensité lumineuse optimale - en ce qui concerne le bruit d'intensité - si l'on connaît le RIN de la diode laser. On remarque que la lumière émise par la diode laser utilisée dans une HVR doit avoir un RIN < 1.10⁻¹² à la fréquence de modulation si l'on désire atteindre ou améliorer la stabilité à court terme d'une HVR conventionnelle.

La conversion du bruit de fréquence en bruit d'intensité sera discutée dans la section suivante.

Le bruit d'intensité du laser peut affecter la stabilité de l'horloge selon un second processus. En effet, si le laser n'est pas asservi à la fréquence où le déplacement radiatif est nul (cf. § 4.3.6), le bruit d'intensité est converti en bruit de fréquence "horloge" à travers le light-shift. Pour estimer l'effet de ce phénomène, on peut prendre une limite supérieure du désaccord du laser : $\Delta\nu_{Laser} = 100 \text{ MHz}$. En outre, le light-shift maximal est obtenu avec un pompage optique homogène. Ainsi, pour une surface de vapeur interrogée de 1 cm², le light-shift maximal que l'on peut attendre vaut 4,5 Hz/μA ((4.3.6.3) et figure 4.3.6.11). L'effet sur la variance Allan est donc inférieur ou égal à l'expression (5.2.9) ($\Delta\nu_{Laser}$ est exprimé en MHz, I en μA, et S en mm²). La figure 5.2.9. représente ce résultat pour différentes valeurs de RIN. On remarque, en comparant les figures 5.2.8 et 5.2.9, que cet effet est négligeable face à celui du bruit d'intensité direct (5.2.8).

$$\sigma_y(\tau)_{intensity-noise} = \frac{\sqrt{RIN} \cdot I \cdot 4,5 \cdot \Delta\nu_{Laser}}{\sqrt{2} \cdot \nu_{Rb} \cdot S} \cdot \tau^{-1/2} = 4,7 \times 10^{-10} \cdot \sqrt{RIN} \cdot I [\mu A] \cdot \tau^{-1/2} \quad (5.2.9)$$

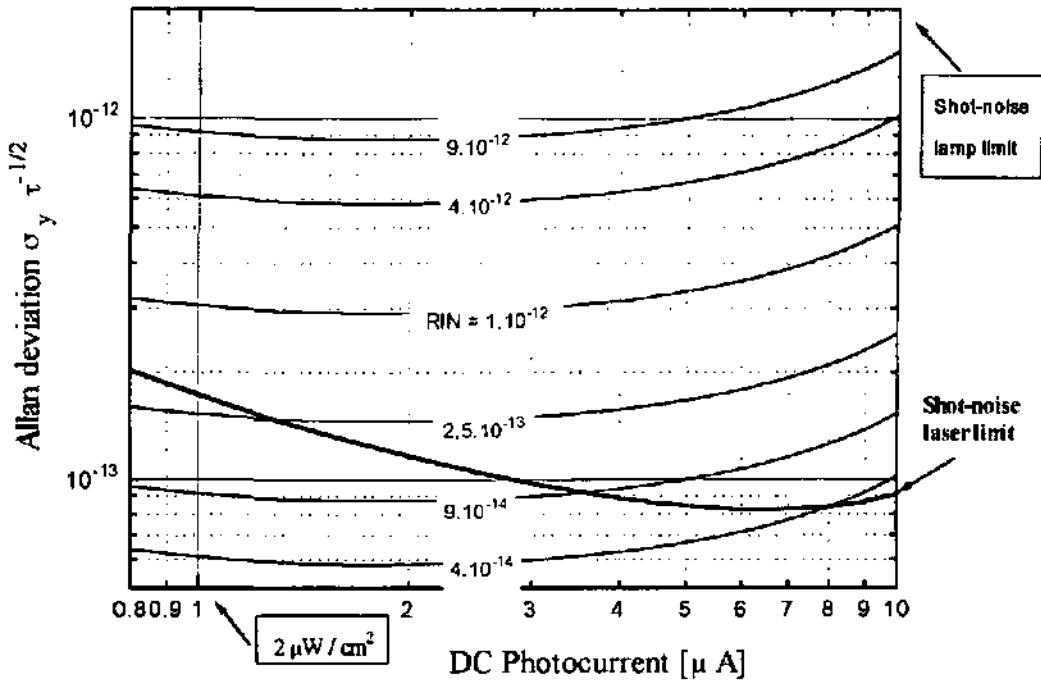


Fig. 5.2.8. Calcul de la déviation Allan en fonction du photocourant à partir de la relation (5.2.8) et des résultats de la figure 5.2.1 et 5.2.5.

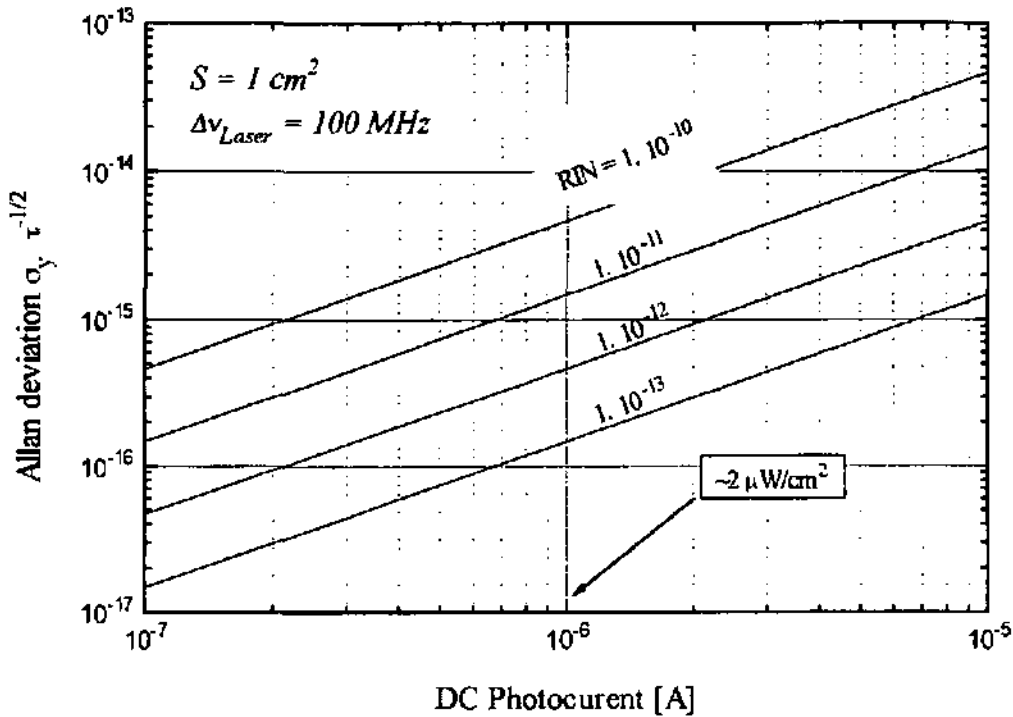


Fig. 5.2.9. Calcul de la déviation Allan en fonction du photocourant à partir de la relation (5.2.9).

Effet du bruit de fréquence du laser sur la stabilité à court terme

Comme cela a déjà été mentionné ci-dessus, les fluctuations de fréquence de la diode laser peuvent aussi altérer la stabilité à court terme d'une HVR selon deux processus qui sont : 1) la conversion de ces fluctuations de fréquence en bruit d'intensité à travers le discriminateur de fréquence (optique) que constitue la vapeur de rubidium; 2) la conversion directe des fluctuations de fréquence de la diode en fluctuations de la raie "horloge" des atomes de rubidium à travers le phénomène du déplacement radiatif.

A travers le premier processus, un bruit de photocourant vient s'ajouter au shot-noise et à l'éventuel bruit d'intensité du laser. Son effet au niveau de la stabilité à court terme de l'étalon, est décrit par la relation (5.2.8), où le terme au numérateur est remplacé par le bruit d'intensité.

En plus du bruit de fréquence intrinsèque de la diode il faut tenir compte de l'effet de la modulation externe appliquée pour l'asservissement de celle-ci. Cette modulation s'opère à relativement haute fréquence (50 kHz par exemple) afin de 1) minimiser la composante de bruit à la fréquence de modulation de l'interrogation micro-onde; 2) minimiser le couplage entre les deux boucles d'asservissement (celle du laser et celle du quartz) 3) augmenter la bande passante de l'asservissement (cf. § 3.4 "Mesures du bruit de fréquence du laser en régime asservi"). Cependant, si l'amplitude de modulation est trop grande, un bruit d'intensité aux fréquences proches de l'interrogation micro-onde (300 Hz) peut néanmoins être induit. En effet, bien qu'un signal monochromatique soumis à un discriminateur de fréquence non linéaire produise un spectre contenant les harmoniques supérieures, la présence d'un spectre de bruit (qui s'ajoute à la porteuse) induit des effets croisés sous forme de battements qui peuvent avoir une fréquence plus basse que la porteuse. L'importance de ces effets va en outre dépendre fortement du point d'asservissement exact de la diode laser dans la raie d'absorption atomique.

Une étude approfondie sur ce sujet n'a pas été réalisée dans le cadre de ce travail. (Une première analyse théorique effectuée dans le cadre des développements d'interféromètres a cependant montré que ces effets existent, mais qu'ils impliquent des calculs relativement complexes [CERS, 1992-1994]). Par contre, des mesures préliminaires de ces effets ont été réalisées dans des conditions expérimentales correspondant à une HVR. En asservissant le laser sur la raie d'absorption de la vapeur avec une fréquence de modulation de 50 kHz, et une amplitude suffisante pour réduire le bruit de fréquence du laser, un bruit additionnel de 1 à 2 pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$ est détecté (il s'ajoute au bruit de détection, au shot noise et au bruit d'intensité du laser mesuré en l'absence de raie d'absorption atomique). Ce bruit additionnel comprend les effets de cette conversion des fluctuations de fréquence (bruit de fréquence du laser et modulation de fréquence du laser) en bruit d'intensité ainsi que d'éventuels effets du "spectre résiduel" de la diode dont l'importance relative est plus importante à la sortie de la cellule qu'à l'entrée (cf. § 3.2 et § 3.4).

En ce qui concerne le second processus (conversion du bruit de fréquence laser en bruit de fréquence de la transition horloge), la dépendance en fonction du point d'asservissement du laser est faible. En effet, la courbe en dispersion du light-shift est linéaire dans une région relativement large autour du maximum de l'absorption atomique (cf. figure 4.3.6.3). La pente dans cette région sera alors proportionnelle à l'intensité lumineuse. Pour évaluer son effet au niveau de la stabilité à court terme, on peut utiliser les résultats des mesures de light-shift décrits dans le paragraphe 4.3.6 ("Effets du déplacement radiatif").

Ainsi, connaissant le bruit de fréquence du laser, il est possible d'estimer la limite de stabilité à court terme provoquée par le light-shift en fonction de l'intensité lumineuse selon le même principe de calcul utilisé pour estimer l'effet du bruit d'intensité (5.2.9), mais cette fois-ci, la grandeur qui fluctue est la fréquence optique au lieu de l'intensité optique. La relation (5.2.10) exprime cet effet (ou I est le photocourant exprimé en μA et $\sqrt{S_{laser}}$ et la densité spectrale de bruit de fréquence du laser exprimée en $\text{kHz}/\sqrt{\text{Hz}}$) :

$$\sigma_y(\tau)_{light-shift} = \frac{4,5 \cdot 10^{-3} \cdot I \cdot \sqrt{S_{laser}}}{\sqrt{2} \cdot \nu_{Rb} \cdot S} \cdot \tau^{-1/2} \xrightarrow{S = 1 \text{ cm}^2} = 4,7 \cdot 10^{-15} \cdot I \cdot \sqrt{S_{laser}} \cdot \tau^{-1/2} \quad (5.2.10)$$

Nous avons représenté sur la figure 5.2.10 le résultat ainsi obtenu en fonction de l'intensité lumineuse pour différentes valeurs de bruit de fréquence de la diode laser.

Le bruit de fréquence des diodes laser SHARP 027 MD a été mesuré et les résultats typiques ont été présentés dans le § 3.4 ("Mesure du bruit d'intensité et du bruit de fréquence du laser"). Lorsque le laser est libre, il présente un bruit de fréquence d'environ $25 \text{ kHz}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 300 Hz , (3.4.6) et ce bruit peut être réduit à environ $4 \text{ kHz}/\sqrt{\text{Hz}}$ à l'aide d'un asservissement rapide (3.4.7). Notons cependant qu'une telle boucle d'asservissement exige un fort gain, et par conséquent, une amplitude de modulation de fréquence du laser suffisamment grande, et que le processus décrit précédemment peut alors détériorer la performance. Un compromis sera donc peut-être nécessaire.

On remarque par conséquent que pour un photocourant DC de $4 \mu\text{A}$, la contribution du bruit de fréquence à l'instabilité de l'horloge à travers le light-shift est inférieure à 10^{-13} si le bruit de fréquence du laser est de l'ordre de $5 \text{ kHz}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Enfin, notons que le calcul qui précède correspond à la situation où le light-shift est maximal, et il est possible qu'une configuration expérimentale réalisant un pompage optique moins homogène soit plus favorable, dans la mesure où le signal n'est pas trop dégradé (on peut exploiter la différence de sélectivité spatiale montrée par les figures 4.3.5.8 et 4.3.6.14 à 17).

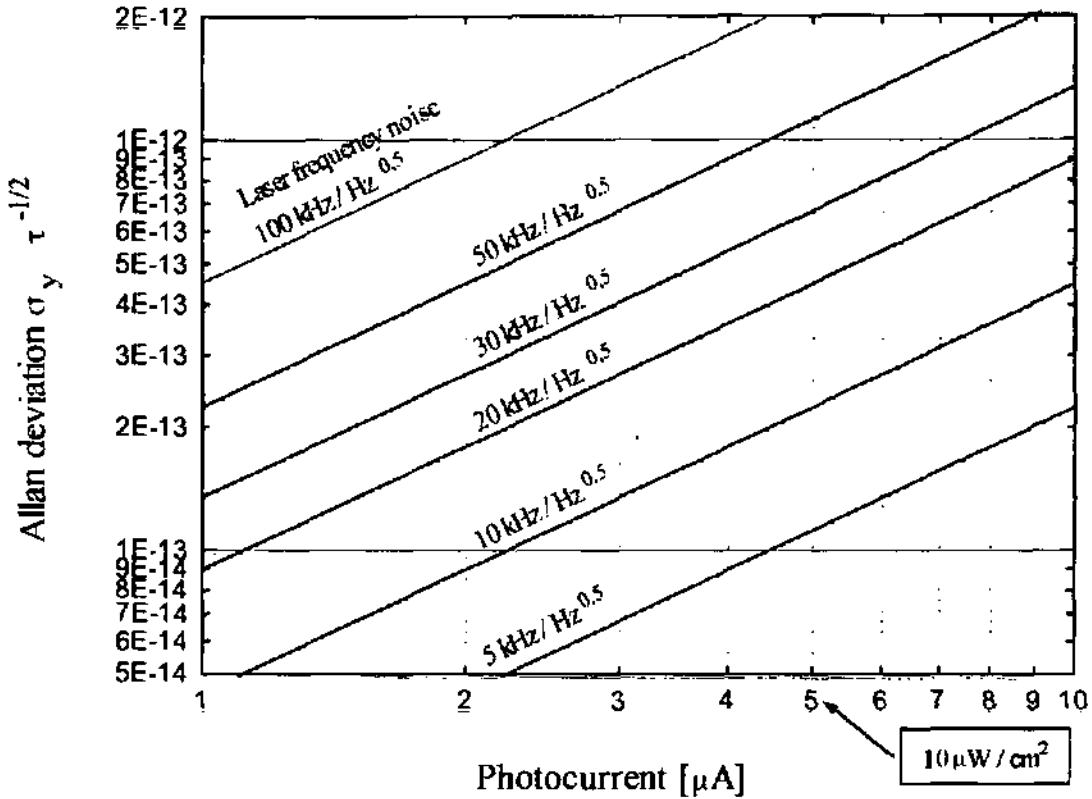


Fig. 5.2.10. Calcul de la variance Allan en fonction du photocourant et du bruit de fréquence du laser d'après la relation (5.2.10).

Remarques conclusives

L'analyse présentée ci-dessus permet une bonne estimation de la stabilité à court terme que l'introduction du pompage optique par une source monochromatique implique. La simplification du système physique permet de quantifier cette performance sur la base d'un modèle théorique atomique (présenté dans les sections 2.3 et 4.2), et de mesures expérimentales des grandeurs physiques importantes (coefficients du déplacement radiatif, amplitudes du signal, etc.).

L'ultime stabilité à court terme que pourra atteindre une telle horloge est définie par la limite du shot noise sur le détecteur, et est résumée par la figure 5.2.6. Elle vaut approximativement $10^{-13} \tau^{-1/2}$ pour une cellule utilisant un gaz tampon, et pourrait descendre à $10^{-14} \tau^{-1/2}$ grâce à l'utilisation d'un revêtement des parois. En outre, cette stabilité augmente - en première approximation - proportionnellement à la racine de la surface de vapeur interrogée (la longueur est plutôt définie par la température de fonctionnement de la vapeur).

Cette stabilité limite définie par le shot noise peut être dégradée par le bruit d'intensité et par le bruit de fréquence du laser. Les différents processus physiques à travers lesquels cette altération de la performance a lieu ont été étudiés et quantifiés. La limitation principale provient du bruit d'intensité du laser (qui s'ajoute directement au shot noise). La deuxième limitation est constituée par la conversion du bruit de fréquence (optique) du laser en bruit de fréquence (micro-onde) horloge des atomes à travers le phénomène du déplacement radiatif, et par sa conversion en bruit d'intensité à cause de la présence du discriminateur de fréquence (optique) atomique. Pour atteindre la limite du shot noise, le RIN de la diode laser doit être de l'ordre de $10^{-13}/\text{Hz}$ @ 300 Hz, et le bruit de fréquence de l'ordre de $5 \text{ kHz}/\sqrt{\text{Hz}}$ @ 300 Hz.

Dans le cas d'une vapeur de rubidium ayant 1 à 2 cm³ de volume interrogée avec un résonateur magnétron (horloges à vapeur de rubidium développées à l'Observatoire) notre étude permet une comparaison directe entre le cas du pompage optique par lampe spectrale et le cas du pompage optique par diode laser. La table 5.2.1 résume les résultats obtenus.

Type de Source	Niveau DC du photocourant	Amplitude du dip du signal de double résonance	Largeur à mi hauteur du signal	Limite du shot noise de σ_y	Limite du bruit AM et FM des diode commerciales
Lampe à décharge	150 μA (7 pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	0,5-1 % du courant DC	1200 Hz	$1,5 \cdot 10^{-12} \tau^{-1/2}$	-
Laser	4 μA (1 pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	20-30 % du courant DC	900 Hz	$1,5 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$	$4 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ (+ 3 pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$)

Table 5.2.1 *Résumé des résultats concernant les performances d'une horloge à vapeur de rubidium basée sur un volume de vapeur ayant 1-2 cm³ de volume avec gaz tampon. La diode laser doit avoir une largeur inférieure à 100 MHz, un RIN et un bruit de fréquence @ 300 Hz inférieurs à $10^{-12}/\text{Hz}$ et $10 \text{ kHz}/\sqrt{\text{Hz}}$.*

Pour obtenir ces performances, une optimisation des paramètres physiques est nécessaire, et notamment une optimisation de l'intensité lumineuse qui dépend du bruit de fréquence et du bruit d'intensité du laser. Les figures 5.2.8 et 5.2.10 (résumées par la figure 5.2.11) indiquent comment choisir le niveau de la lumière qui réalise le pompage optique des atomes de rubidium.

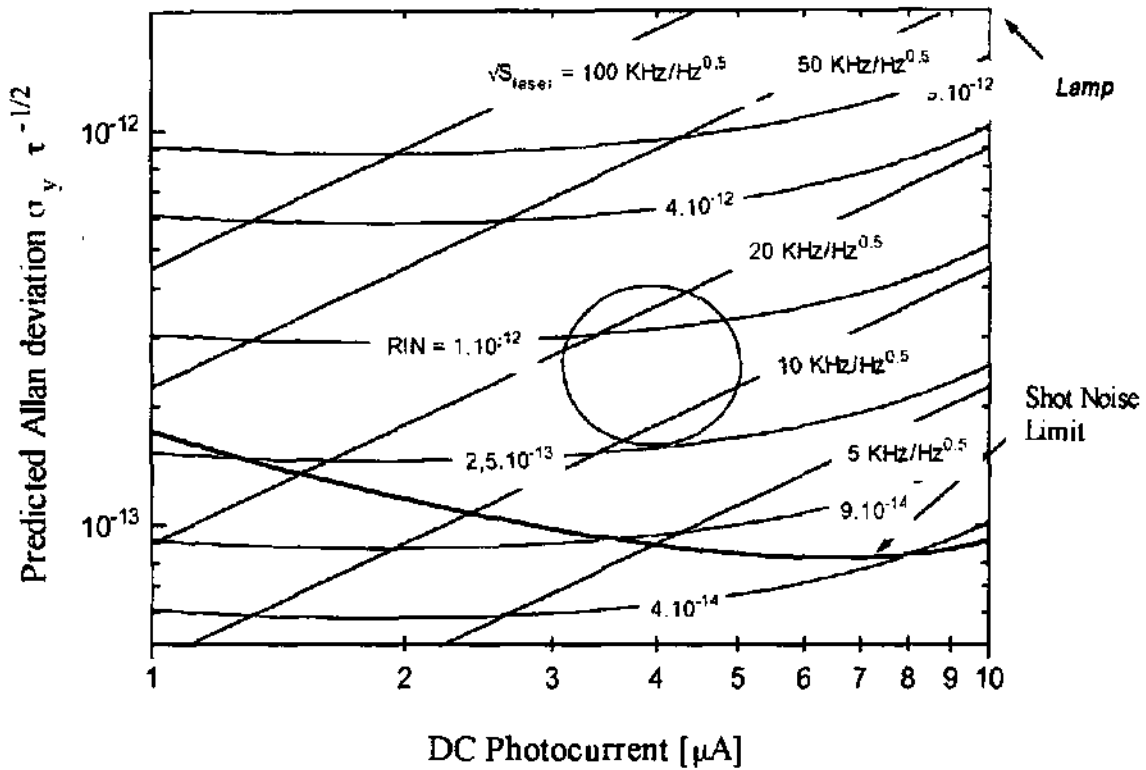


Fig. 5.2.11. *Stabilité à court terme d'une HVR pompée optiquement par diode laser en fonction de l'intensité lumineuse (photocourant), du bruit d'intensité (RIN) et du bruit de fréquence de la diode laser. Le disque indique le photocourant et la stabilité théorique qui correspondent à la diode et au résonateur atomique décrit dans ce travail.*

Outre leur intérêt scientifique, les figures 5.2.6, 5.2.8 et 5.2.10 (et 5.2.11) ont une grande importance pratique du point de vue d'un laboratoire qui développe des horloges à vapeur de rubidium, puisqu'elles permettent de fixer des critères de sélection très clairs pour les diodes laser et le résonateur atomique en fonction des performances souhaitées.

Malheureusement, ces prédictions n'ont pas pu être vérifiées expérimentalement à travers une mesure réelle de la stabilité de fréquence de l'horloge. Il s'agit cependant d'une étape fondamentale qu'il faudra franchir au plus tôt, afin d'identifier d'éventuels processus détériorant la performance de l'horloge, et qui n'auraient pas été pris en considération ou sous-estimés dans cette étude. Pour cela, il faudra en particulier veiller à ce que l'oscillateur à quartz - dont est issu le signal d'interrogation micro-onde - ne limite pas cette stabilité [AUDOIN, CANDELIER, DIMARCQ, 1990].

5.3 Stabilité de fréquence à long terme

En terme de déviation de fréquence normalisée, la performance à long terme typiquement exigée d'une HVR est de 10^{-11} /mois à 10^{-10} /mois. De nombreuses études ont été réalisées pour comprendre quels processus sont à l'origine du vieillissement des HVR [VANIER, AUDOIN pp. 1339/42, 1989], [RILEY 1990]. Naturellement, ceux-ci varient d'une horloge à l'autre, et dépendent des composants ainsi que de la configuration choisis.

Cependant, il semble que la stabilité ultime atteinte par les horloges passives à vapeur de rubidium soit due aux phénomènes physico-chimiques se déroulant dans la lampe à décharge, dans la cellule d'absorption, et - le cas échéant - dans la cellule de filtrage. Pour s'en convaincre, il suffit de prendre en considération le seul effet du gaz tampon : une dérive de l'horloge de $1 \cdot 10^{-11}$ /mois équivaut à une stabilité de la pression d'azote - par exemple - de **0,14 μ bar /mois !** Une autre source importante de fluctuation de fréquence à long terme dans une HVR avec lampe à décharge peut être constitué - si l'on n'y prend garde - par les variations de puissance de l'interrogation micro-onde (power-shift), de puissance RF dans la décharge plasma s'opérant dans la lampe (se traduisant par une modification du rayonnement optique incident sur la vapeur), et celles de la température ambiante.

On remarque donc que l'utilisation d'une diode laser devrait apporter certaines améliorations, puisqu'elle supprime la nécessité d'utiliser la lampe à décharge et le filtre, limitant le nombre de cellules scellées à la seule cellule d'absorption. Même si certains des problèmes cités ci-dessus ne se trouvent pas résolus, la simplification du principe de fonctionnement de l'étalon au niveau du pompage optique et de la détection devrait simplifier l'identification des sources de dérive. Il n'en reste pas moins que les mécanismes de vieillissement de la diode laser elle-même - relativement méconnus à ce jour - pourraient introduire de nouveaux processus de vieillissement de l'horloge.

De manière générale, on peut déjà dire que - contrairement au cas de la stabilité à court terme - la performance ultime d'un futur étalon au rubidium pompé par diode laser ne devrait pas être significativement meilleure que celle obtenue avec une HVR conventionnelle, puisque les problèmes des réactions physico-chimiques de la cellule restent. Cette performance n'est cependant que rarement atteinte avec les horloges actuelles à cause des autres processus (déterministes) surtout liés aux variations des interactions que subit la vapeur (puissance optique et micro-onde, température, etc.), et c'est au niveau de ces processus que le laser pourrait apporter des avantages. L'analyse qui suit illustre ce concept sur deux exemples importants qui créent la dérive d'une horloge : les variations du rayonnement optique et les variations du rayonnement micro-onde.

Vieillessement provoqué par le light shift

Comme pour les HVR conventionnelles, on doit s'attendre à ce que l'intensité lumineuse incidente sur la vapeur de rubidium varie de quelques ‰ à l'échelle d'un jour ou d'un mois. Cette variation peut être par exemple provoquée par le vieillissement des divers éléments optiques se trouvant entre la diode laser et la vapeur (lentilles, fibres optiques, verres ...). Mais elle peut aussi provenir du vieillissement de la diode elle-même qui, même si elle reste asservie en fréquence, peut varier en intensité. Cela sera le cas si sa température varie.

Cependant, alors que dans le cas d'une lampe spectrale, il est difficile de déterminer l'origine et la conséquence - au niveau de la fréquence de l'étalon - d'une variation du photocourant, dans le cas d'un laser ce diagnostic est beaucoup plus simple, grâce au fait que le spectre lumineux ne contient pas toutes ces diverses raies atomiques, et ne doit traverser aucune zone de filtrage.

En effet, le processus principal à travers lequel les variations du rayonnement optique se manifestent en dérive de fréquence de l'étalon est le déplacement radiatif. Si la source est monochromatique, il ne reste que deux degrés de liberté, la fréquence et l'intensité du rayonnement. En outre, le premier de ces paramètres ne varie pas de manière significative entre la source et le photodétecteur, et peut même être mesuré de manière indépendante, grâce à une deuxième cellule par exemple. Ainsi, le seul paramètre susceptible de subir des "processus déterministes difficilement identifiables" cités ci-dessus est l'intensité lumineuse qui réalise le pompage optique des atomes de rubidium.

Dans le cas où celle-ci varie, cependant, l'influence sur la fréquence horloge est connue, et ne dépend que de la fréquence du laser. Typiquement, si le laser est asservi sur l'une des raies d'absorption, l'analyse du § 4.3.6 a montré que cette fréquence est décalée d'environ 60 MHz par rapport à la fréquence qui annule le déplacement radiatif, et que celui-ci est approximativement de 2,5 Hz/ μ A. Si l'on suppose un photocourant total de 4 μ A, une dérive à long terme valant 10^{-11} /mois équivaut alors à une stabilité de l'intensité de 27 nA/mois, c'est à dire de 0,7 ‰/mois en stabilité relative. A priori, cette contrainte ne semble pas prohibitive.

Cet exemple numérique donne non seulement un ordre de grandeur quant à la stabilité exigée sur le laser, mais illustre surtout comment - dans le cas d'un laser - il est plus simple de mettre en relation les quelques données expérimentales disponibles dans une HVR (ici le photocourant) et sa fréquence "horloge" de sortie. Cette correspondance est beaucoup plus difficile à établir dans le cas d'une lampe spectrale.

Vieillessement provoqué par le power shift.

La brève étude sur les effets du rayonnement micro-onde sur le signal de double résonance a montré que pour des puissances d'interrogation optimales (ne saturant pas le signal), le power-

shift vaut environ $1.10^{-11}/\text{dB}$ si le laser est asservi sur la raie d'absorption optique. Cette valeur est explicable par les variations de lumière engendrées par les variations de puissance micro-onde, et est bien inférieure au power-shift rencontré avec une lampe à décharge ($1.10^{-10}/\text{dB}$). Ainsi, on s'attend aussi à ce que la dérive en fréquence de l'horloge liée aux variations du rayonnement micro-onde soit inférieure avec un laser qu'avec une lampe.

5.4 Remarques conclusives

L'étude présentée ci-dessus était centrée sur la stabilité de fréquence à court terme ($\tau < 100$ s.) d'un étalon de fréquence à vapeur de rubidium pompée optiquement par diode laser. Comme ces quelques développements l'ont montré, du point de vue de l'étalon, la réduction du spectre optique - grâce à une lumière monochromatique - a engendré une réduction du "bruit de fond" sur le signal de double résonance, améliorant ainsi le rapport Signal/Bruit et, par conséquent, la stabilité à court terme de l'horloge.

La seconde conséquence de l'utilisation d'une diode laser est une simplification du système physique, qui devrait - en principe - faciliter l'identification des processus déterministes qui altèrent la stabilité à long terme de l'étalon.

Cette simplification devrait aussi entraîner des avantages concernant les autres performances de l'étalon. En effet, le résonateur atomique 1) est plus petit (< 20 cm³ dans notre cas) 2) possède moins d'éléments 3) peut être séparé de la source lumineuse (grâce à l'utilisation de fibres optiques). Il en résulte une souplesse majeure concernant la disposition de ces éléments dans l'étalon, ainsi qu'un découplage thermique (pratiquement inévitable entre la lampe et la cellule). Ainsi, au gain en volume et en poids (et donc en consommation et en temps d'enclenchement ou "warm-up time"), pourraient venir s'ajouter une amélioration du coefficient thermique et de la "g-sensitivity" (grâce à l'élimination des processus de convection entre la source lumineuse et la vapeur). Enfin, le volume à blinder magnétiquement serait réduit, ce qui augmenterait l'efficacité des écrans et diminuerait le poids de l'étalon.

Les aspects négatifs sont liés aux nombreuses inconnues concernant les diodes laser, de fiabilité, de disponibilité, de prix et d'accordabilité notamment. En outre, si la stabilisation de la diode ne peut pas avoir lieu sur le chip lui-même, des restrictions concernant le domaine des températures de fonctionnement de l'étalon pourraient intervenir.

Concernant ces derniers aspects, l'objectif de cet exposé n'était cependant pas d'aller au-delà de ces quelques remarques qualitatives, basées sur des observations et l'expérience accumulées durant quatre années de travail dans le domaine des horloges à vapeur de rubidium avec pompage optique par lampe spectrale et par diode laser.

Références

- ALLAN D., HELFWIG H., KARTASCHOFF P., VANIER J., VIG J., WINKLER G. M. R., N. F. YANNONI, [1988] "Standard terminology for fundamental frequency and time metrology", *42nd Annual Frequency Control Symposium*, pp 419/25, June 1988.
- AUDOIN C., CANDELIER V., DIMARCQ N., [1990], "A limit to the frequency stability of passive frequency standards due to an intermodulation effect", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, **40** (2), pp 121/25, April 1991.
- BERNIER L.-G., [1995] "Characterization, Frequency domain, Time domain, Environment", *Selection and Use of Precise Frequency and Time Systems*, to be published (Private communication).
- CAMPARO J. C., FRUEHOLZ R. P., [1986] "Fundamental stability limits for the diode-laser-pumped rubidium atomic frequency standard", *Journal of Applied Physics*, **59** (10), pp 3313/17, 15 May 1986.
- CERS Projet n° 2457.1 [1992-1994] "Interféromètre industriel à diode laser stabilisée en fréquence pour mesures de haute précision", *Partenaires : Observatoire Cantonal de Neuchâtel (Dr. P. Thomann, A. Jornod), Institut de Microtechnique de l'Université de Neuchâtel (Prof. R. Dändliker, K. Hug), TESA Renens (Dr. A. Bezinge, C. Moser)*.
- COUPLET C., ROCHAT P., MILETI G., SCHWEDA H., THOMANN P., BUSCA G., [1995] "Miniaturized rubidium clocks for space and industrial applications", *Proceedings of the IEEE International Frequency Control Symposium (FCS)*, to be published.
- POWERS E. D., DANZY F., [1990] "Interim results from the characterization testing of the engineering development (EDM) rubidium clocks for satellite applications", *Proceedings of the 22th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI)*, pp325/330, 1990.
- RILEY W. J., [1990] "The physics of the environmental sensitivity of rubidium gas cell atomic frequency standards", *Proceedings of the 22th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI)*, pp 441/452, 1990.
- RILEY W. J., [1990] "Rubidium atomic frequency standards for GPS block IIR", *Proceedings of the 22th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI)*, pp325/330, 1990.
- ROBINSON H. G., JOHNSON C. E., [1982] "Narrow Rb87 hyperfine-structure resonances in an evacuated wall-coated cell", *Applied Physics Letters*, **40** (9), pp. 771/73, 1 May 1982.
- ROBINSON H. G., JOHNSON C. E., [1983] "A new heart for Rb frequency standards ? : the evacuated, wall-coated sealed cell", *IEEE Transaction on instrumentation and measurement*, **IM-32** (1), pp. 198, 1 March 1983.
- SZEKELY C., DRULLINGER R. E., WALLS F. L., LOWE J. P., NOVICK, A., [1993] "Diode-laser pumped, rubidium cell frequency standards", *Proc. 7th European Frequency and Time Forum*, Neuchâtel, pp 593/97, March 1993.
- VANIER J., AUDOIN C., [1989] "The quantum physics of atomic frequency standards", *Hilger* 1989.

Chapitre

6

CONCLUSIONS

Conclusions

Double résonance avec pompage optique par laser	6-3
Phénomènes de peaking et de saturation.....	6-3
Source de lumière et ételons au rubidium.....	6-4
Recherches futures.....	6-4

Conclusions

Double résonance avec pompage optique par laser

Le modèle théorique développé pour la description des expériences de double résonance optique/micro-onde avec lampe spectrale peut s'appliquer aussi au cas où le pompage optique est réalisé par diode laser. En effet, les solutions des "équations pilotes" (modèle de Vanier) - établies à l'aide du formalisme de la matrice densité - ont permis une description complète des phénomènes observés expérimentalement.

On a ainsi pu constater un bon accord qualitatif et quantitatif entre les résultats théoriques et les résultats expérimentaux. D'ailleurs, la comparaison entre les deux est d'autant plus facile que la situation physique est simplifiée grâce au rayonnement lumineux "monochromatique".

Phénomènes de peaking et de saturation

Cependant, comme cela avait été observé dans le passé, la réponse de la vapeur soumise à un faisceau laser peut parfois présenter des caractéristiques qui - en première analyse - sont en désaccord avec les prévisions théoriques (largeur de raie, amplitude du dip d'absorption, déplacement radiatif, coefficient de déplacement radiatif, etc.).

Les études présentées dans ce travail ont démontré que l'origine de ces apparentes divergences réside dans l'apparition - beaucoup plus usuelle qu'avec une lampe à décharge - du phénomène que nous avons nommé "peaking optique" du signal de double résonance.

En effet, ce phénomène amplifie de manière surprenante les conséquences des inhomogénéités du pompage optique (radiales surtout) sur les caractéristiques du signal de double résonance. Celles-ci sont alors affectées à différents degrés.

Le paramètre le moins sensible à l'effet des inhomogénéités optiques est l'amplitude du signal. Celui-ci présente cependant déjà un comportement fondamentalement différent si le pompage optique ne s'opère pas de manière uniforme. C'est l'observation de ce paramètre qui a d'ailleurs focalisé notre attention sur le phénomène du peaking. La mesure de la largeur du signal en fonction de l'intensité lumineuse avec un faisceau inhomogène diffère du cas homogène dans une mesure encore plus sensible vis-à-vis des inhomogénéités. Enfin, le déplacement radiatif subi par le signal de toute la vapeur et les coefficients de déplacement radiatif correspondants présentent les effets de saturation les plus inattendus, même lorsque le faisceau laser est relativement homogène.

Sur la base de ces analyses centrées sur le pompage optique, l'effet des autres grandeurs physiques intervenant dans les expériences de double résonance pourront être étudiées.

Source de lumière et étalons au rubidium

Les problèmes technologiques liés à la fabrication, au fonctionnement et à la stabilisation de la source de lumière se situent - comme pour le cas des lampes à décharges - en aval de la compréhension des phénomènes physiques intervenant dans la cellule d'absorption.

Certains de ces aspects ont été étudiés dans le cadre de ce travail, et notamment ceux qui pourront déterminer quelle stabilité pourra atteindre la future horloge à vapeur de rubidium. Le bruit d'intensité et le bruit de fréquence des diodes laser a été mesuré, et leurs effets sur la stabilité de fréquence à court terme de l'étalon ont été calculés.

Nos résultats démontrent que les performances atteintes par les horloges à vapeur de rubidium conventionnelles pourraient être améliorées grâce à l'utilisation des diodes laser. Ce travail fournit donc quelques pistes de recherche pour le développement des futurs étalons. En particulier, l'étude détaillée du light shift donne des indications importantes concernant le problème de la stabilisation de fréquence et d'intensité du laser.

En effet, tous ces processus pourront détériorer la stabilité limite de l'horloge. Cependant, il est possible de réduire voire éliminer les contributions du bruit de fréquence et du bruit d'intensité du laser, de manière à ce que cette limite soit définie par le shot noise présent sur la photodiode de détection. Nos calculs montrent qu'elle se situe alors un ordre de grandeur en dessous de la limite du shot noise avec lampe à décharge. En outre ils décrivent sa dépendance en fonction du volume de la vapeur et quantifient les améliorations possibles grâce à l'utilisation d'un revêtement des parois de la cellule au lieu du gaz tampon.

Recherches futures

Dans le cadre du développement des horloges à vapeur de rubidium, il s'agira avant tout d'étudier de manière plus approfondie l'influence de la puissance d'interrogation micro-onde et de la température de la cellule d'absorption, ainsi que de déterminer la composition optimale du gaz tampon. D'après nos résultats, ces analyses seront facilitées grâce au fait que le pompage optique est réalisé par une lumière monochromatique, dont le spectre est homogène.

En parallèle, se situera toute la recherche concernant les diodes laser que l'on peut séparer en deux catégories : la caractérisation des diodes laser actuellement disponibles (bruit d'intensité et de fréquence, stabilité en régime asservi, longévité, etc.), et l'évaluation du potentiel offert par les nouveaux développements technologiques (diodes à cavité verticale, etc.).

En ce qui concerne les aspects physiques de la double résonance, divers problèmes mériteraient des recherches plus approfondies. Il s'agit principalement du pompage optique en l'absence de gaz tampon (où les divers phénomènes de saturation exposés ci-dessus devraient disparaître), et l'utilisation d'une modulation à haute fréquence du laser (modifiant le pompage optique).

Annexe

Line inhomogeneity effects and power shift in miniaturized rubidium frequency standards

G. Mileti, I. Rüedi, and H. Schweda, Proc. 7th EFTF (European Frequency and Time Forum), 17-19 March 1992, Noordwijk (NL), pp 515/19.

Developments of rubidium frequency standards at Neuchâtel Observatory

P. Rochat, H. Schweda, G. Mileti, G. Busca, Proc. IEEE International FCS (Frequency Control Symposium), 1-3 June 1994, Boston, pp 716/23.

LINE INHOMOGENEITY EFFECTS AND POWER SHIFT IN MINIATURIZED RUBIDIUM FREQUENCY STANDARD

G. Mileti, I. Röedi and H. Schweda

Observatoire Cantonal de Neuchâtel
Avenue Beauregard 3
CH - 2036 Cormondrèche, Switzerland

Abstract

The role of the line inhomogeneity in determining the overall performances of a compact rubidium frequency standard is analyzed. The possibility of zero power shift operation is discussed and the effects of the main physical parameters of the standards on this particular operation mode is investigated experimentally.

Keywords: rubidium standard, microwave resonator, power shift.

1. INTRODUCTION

The Observatoire Cantonal de Neuchâtel is currently developing a compact rubidium frequency standard with variants for apatial and industrial applications. It is designed for small size, light weight, low power consumption, fast warm-up along with minimal environmental sensitivities. The main characteristics of its physics package include:

- use of the integrated filter technique (IFT).
- use of a magnetron-type microwave resonator.
- integration of the complete optical package in a sealed tube.

In this paper we will not go much into details of the technological or mechanical aspects of the standard. We are more interested here to investigate some of its physical degrees of freedom, and study how to fix their value in order to optimize the performance. Nevertheless, due to the fact that the physical behaviour of the standard is strongly connected to the structure of the device under study, we will give a description of its principal components i.e. the new magnetron-type resonator, which is the main innovation.

It is well-known that in order to have a minimum frequency drift, and/or a reduced environmental sensitivity, and maximal stability, an adjustment of some physical parameters of the standard has to be done. For example the cell temperature, the lamp temperature, the light intensity, the C-field and the micro-wave power have to be chosen properly. Although the individual influences of these parameters on frequency are pretty well understood, in their combined effect they appear as an intermixture with all the others. On the other hand, the long-term drift is still only partly understood. It is believed that it is also due to the mentioned sensitivities, and in particular to the power shift (Ref. 1).

The paper gives an illustration of the optimization of physics parameters in our particular design, and focuses on details of the problem of power shift. It is organized in the following way. Chapter 2 describes the new resonator. Chapter 3 gives a general overview on the knowledge of the power shift, and in Chapter 4 we display our experimental approach and results. The conclusion is in the Chapter 5.

2. PRACTICAL IMPLEMENTATION

2.1. General description.

Lamp and cell are placed in a cylindrical sealed tube. The C-field coils are wound around the cylindrical housing in such a way that line inhomogeneity effects and the resulting shifts are partly compensated. The tube is surrounded by a closed magnetic shield made of two half cylinders which determines the external dimensions: diameter of 32mm, length of 57 mm.

2.2. The lamp.

The RF discharge lamp contains both isotopes of rubidium with 2 mbar argon. The isotopic ratio has been chosen to minimize the light shift and the temperature coefficient at the same temperature of the absorption cell.

The bulb is surrounded by a cylindrical coil which forms the inductive load of a RF-power oscillator. It is a straight-forward Clapp oscillator which operates at a typical DC power of 1,2 W. At this power and with an operating temperature of 140°C the emission lines show already self-absorption.

In order to quantify the light level incident on the absorption cell, we use a small photocell placed near its entrance. In the following the term "incident light" refers to the voltage produced by this photocurrent at the 10k Ω resistor of the current-to-voltage converter used with this detector.

2.3. The cell.

The cylindrical cell is made of quartz. It contains natural rubidium, and a buffer gas. Its normal operating temperature is 83°C. The pressure of the buffer gas has been chosen in accordance with the isotopic ratio in the lamp in order to give a zero temperature coefficient and zero light shift at the same temperature (Ref. 2).

As we use the integrated filter technique (IFT), the entrance region of the cell acts essentially as filter. In reality, there is no sharp boundary between the two regions acting

respectively as filter and as resonance cell. We can only say that the number of pumped atoms increases from the entrance to the end of the cell, and this has to be taken into account in a modelisation.

At first approximation one can assume an exponential decay of the light along the cell. Average absorption coefficients as measured over the whole cell length are $K(80^\circ\text{C}) = 0.37 \text{ cm}^{-1}$ and $K(83^\circ\text{C}) = 0.42 \text{ cm}^{-1}$.

In a rough approximation, we can also assume that the number of pumped atoms in the cell increases exponentially with this factor.

2.4. The resonator.

The best choice for a microwave resonator in a rubidium frequency standard has been a cylindrical TE_{011} cavity since it has the most favorable field geometry.

However, the rubidium resonance wave length of $\lambda_0 = 4,4 \text{ cm}$ leads to relatively large dimensions for this cavity. In order to relax these constraints most rubidium standards fabricated today use a TE_{111} cavity with less favorable field geometry. If one wants to reduce the size even further without sacrificing a good field distribution, one can partially load the cavity with a dielectric material of high permittivity ϵ . However, such dielectric loading inevitably introduces losses leading to a reduced cavity quality factor.

An alternative way is to load the cavity with some inductive-capacitive structures. Since such structures can be made completely metallic, no significant losses are introduced. Furthermore, the structures can be readily connected to the cavity envelope which simultaneously acts as the cell oven. In such a way, efficient heat transfer to the cell and a good mechanical stability is preserved. Earlier developments which used isolated helical structures or loop-gap electrodes bounded to the cell did not show the excellent thermal homogeneity and short warm-up time reached with the present design.

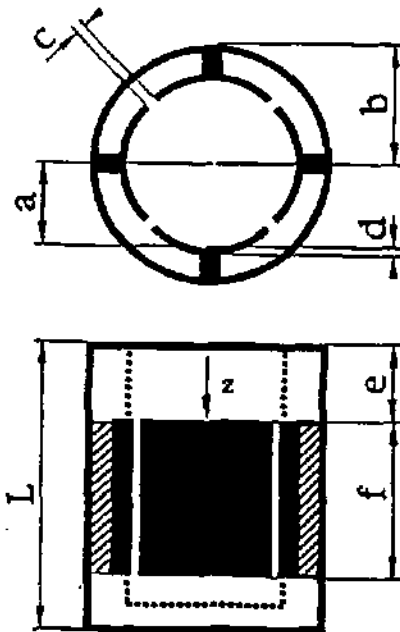


Fig 2.2: The magnetron resonator.

Fig. 2.2. shows the resonator used in the present set-up. The resonating structure consists of four quarter-cylindrical electrodes placed equally spaced around the absorption cell. The electrodes are held in place by four radial spacers. All parts are made of copper. The electrodes form a slotted inner cylinder coaxial to the cavity envelope. The inductance represented by this cylinder and the capacitance of the gaps between the electrodes determine in first approximation the frequency of the newly created mode.

The resonating structure used here resembles somewhat arrangements which have been tried in early magnetron designs therefore we name our cavity a magnetron-type resonator.

The measured cavity quality factor was > 500 . The field distribution resembles closely the TE_{011} geometry with the axial field concentrated in the region surrounded by the electrodes. The measured variation of the axial field amplitude along the cavity axis showed a cosine square dependence with z centered in the electrodes region.

The atomic response spectrum evidenced the absence of undesired $\Delta m_F = \pm 1$ transitions, which only occur when the oscillating magnetic field is perpendicular to the C-field. Less than $1 \mu\text{W}$ microwave power at 6.8 GHz was needed for an optimal clock signal.

3. INHOMOGENEITY EFFECTS

Due to the presence of buffer gas in the absorption cell the rubidium atoms are effectively frozen in place for times long compared to the stimulated emission period between the clock levels. In general the resonance frequencies differ slightly for atoms in different parts of the cell. In such a situation the resonance signal is an inhomogeneous mixture with contributions from all parts of the cell. An additional consequence is that the measured frequency becomes dependent on the applied RF power since individual atoms contribute to the signal by varying degrees upon saturation and the line center shifts according to RF power level. This power sensitivity depends on local values of the light intensity (light shift) and magnetic field strength (quadratic Zeeman shift).

Since the pump light intensity and its spectrum changes along the cell, the levels of the absorbing atoms are shifted by the light shift effects. The degree of shifting depends on the intensity of the pump light and on the mismatch between pump and absorption profile at the site of the atoms. Thus a gradient of different resonance frequencies along the cell is created.

The pump light arrives at the cell with a definite spectrum. In the separate filter configuration pure isotopes of Rb^{87} and Rb^{85} are used in the lamp and the filter cell respectively. The lamp spectrum consists essentially of two lines corresponding to the optical transitions from the $F=1$ and $F=2$ levels of the $^2S_{1/2}$ ground state to the first excited 2P states. To enable effective optical pumping Rb^{85} is used in the filter to attenuate the $F=2$ line relative to the $F=1$ utilizing the accidental overlap of the Rb^{87} $F=2$ and Rb^{85} $F=3$ lines. As a result the filtered light entering the absorption cell contains mainly light of the $F=1$ line wanted for the optical pumping process. In general the filtering process displaces the line in such a way that pump line and absorption line do not coincide exactly. In such a situation light shift occurs.

In the integrated filter approach the filtering takes place in the resonance cell itself which contains natural rubidium. As the light traverses through the cell due to the filtering by the Rb^{85} atoms the pumping efficiency steadily increases. As the pumping becomes more effective, the pump light gradually decreases until the maximum population of the $F=2$ levels is reached. It is obvious that in this approach the pump light change along the cell is more pronounced resulting in an even greater inhomogeneity. The description of the situation is further complicated by the fact that in IFT both the lamp and the cell contain Rb^{87} and Rb^{85} in different composition to minimize the light shift effect. It should be noted that in both approaches conditions can be founded to zero the overall light shift (by careful adjustment of the buffer gas pressure and temperature in the filter and absorption cell, respectively), but it is obvious that even then, in general the individual resonance frequencies of atoms at different sites in the cell remain quite different.

Frequency gradients along the cell can also be created when the C-field is not homogeneous. Although the frequency gradient caused by the light shift effect cannot be measured directly, one might be able to find a C-field gradient which compensates for the power sensitivity caused by the inhomogeneous light shift. As a matter of fact such empirically found compensating C-field gradients have already been implemented in industrial Rb standards. (Ref. 3 and 4)

The first report of measurements of the frequency dependence upon microwave power was published in 1978 by Risley and Busca (Ref. 5). The IFT with buffer gas was used, and a power shift around $2.5 \cdot 10^{-11}/dB$ was measured. These results were already discussed in term of line inhomogeneity in the absorption cell, and the effect of a magnetic gradient, as well as the light intensity, was already evidenced.

In 1980 Risley et al. (Ref. 6) showed that the power shift essentially disappears in a wall coated cell without buffer gas. This result was obtained while intense inhomogeneous line broadening occurred caused by an intentionally applied strong magnetic field gradient. However, the free motion of the atoms in the cell averaged out the positional sensitivity.

A number of semi-empirical calculations to rationalize the observed effects have already been performed in the quoted papers using the Vanier model (Ref. 7, 8). However, a complete theoretical work which could modelise all observed effects, including C-field compensation, is still lacking. (see also Ref. 9, 10, 11) Nevertheless, we find that such a modelisation could be quite useful for the development of actual devices as well as in the efforts to optimize and control their performances. The present experiments form the basis for such theoretical work presently under progress in our laboratory.

4. EXPERIMENTS AND RESULTS

4.1. Experimental conditions.

Fig. 4.1. gives a block diagram of our experimental setup. The physics package is placed in a thermo chamber so that also external temperature coefficients can be measured.

The modulation frequency is 1kHz, which allows a fast servo-loop of the quartz oscillator. At this frequency, and with an amplitude of modulation of 1 kHz, we had typically

a line width of 2,1 kHz, and a discriminator slope of 0,7 nA/Hz. The temperature of the lamp has not been varied in this study. Its value ($140^{\circ}C$) was fixed after previous measurements.

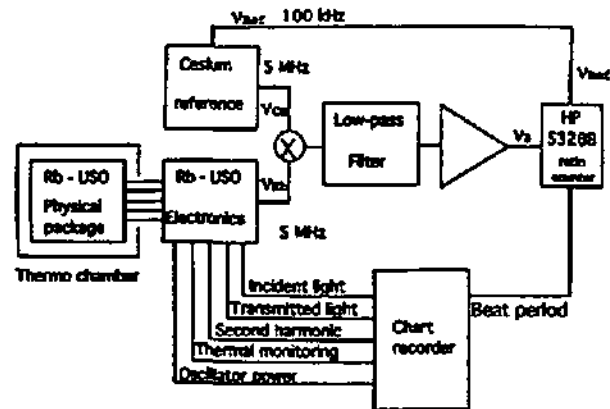


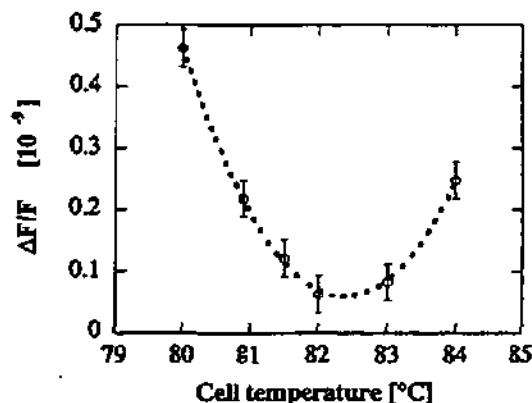
Fig 4.1: The experimental setup.

To perform our physical study, we have the following measurable parameters:

- The nominal temperatures of the lamp and the cell.
- The DC power delivered to the oscillator.
- The current delivered by a photocell placed near the entrance of the cell.
- The current delivered by the photocell for the detection after the cell.
- The microwave power delivered to the resonator.
- The signal at the modulation frequency and the Zeeman lines.

4.2. Temperature coefficient.

We first measured the variations of the frequency with the temperature of the absorption cell. The result depends of course on the values of all the other parameters given below. Figure 4.2 describes already the final result of an iterative adjustment of these parameters. The experimental points are fitted to a parabolic curve .



Incident light: 4,5 V; Transmitted light: 2,15 V;
Second harmonic: 600 μV ; Microwave power: -0.15 μW

Fig 4.2: Temperature coefficient.

We want a minimal sensitivity to external temperature variations, so our working point will be around the minimum of this curve. As we will see in the next sections, this point depends on the value of the other parameters (light level, microwave power, C-field). However, by

optimizing the other parameters, the minimum does not vary by more than three degrees.

This high value of the cell temperature (82-83°C) is a result of the integrated filter technique, and allows operation at high environmental temperatures. (70°C)

4.3. Light shift

To have at the same point both minimal light shift and zero temperature coefficient, we varied the reference light at different cell temperatures. In Fig.4.3 which displays the frequency as function of the incident light, we can see that the 3 curves in the range 81.5°C-83°C parametrized by the cell temperature cross at a point (4,5 V) which corresponds to a minimal light shift at 83°C. The other parameters in this experiment were the same as those given with Fig 4.2.

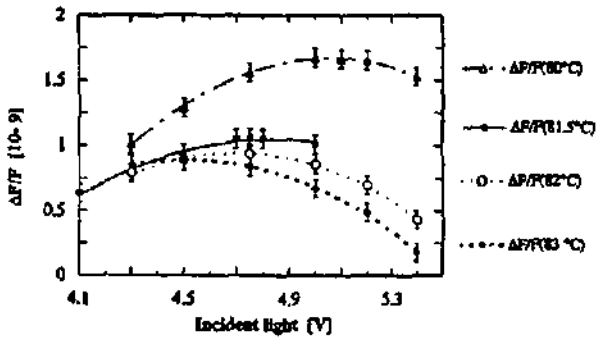


Fig 4.3: Light shift for different cell temperatures.

4.4. Power shift.

For the measurement of the frequency dependence upon microwave power, we have fixed the value of the incident light (4,5 V). Previously, we could see that this parameter had no significant effect on the power shift. Fig.4.4. shows the frequency as a function of the microwave power, and illustrates the effect of the temperature, which is very important. The C-field setting corresponds to the Field 3 of next section.

From these results we can immediately deduce that the power shift is dominated by the filtering processes, i.e. by the inhomogeneity effects. Another argument in favour of this assertion will be seen in the next section, in which we show measurements of the power shift at different C-field configurations, with effects quite similar.

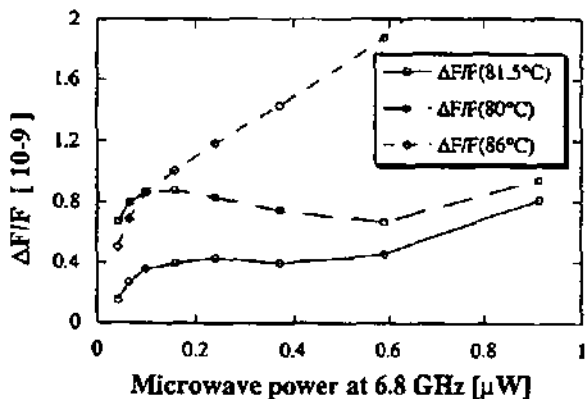


Fig. 4.4: Effect of the cell temperature.

4.5. Effect of the C-field configuration

The spatial variations of resonant frequency in the cell which are due to variations of the light intensity and/or light spectrum, are difficult to estimate and control. The effect of the C-field H_c on the contrary, is well determined by the formula $\Delta f_c = 574 H_c^2$, so knowing H_c everywhere in the cell, we also know Δf_c everywhere.

Figures 4.5 and 4.6 show the power shift measured in three different C-field configurations, at a cell temperature of 83°C.

The C-field is produced by two coils of different lengths surrounding the resonator. With different currents in these coils, magnetic field gradients along the cell axis could be produced. Since the coils are surrounded by magnetic shields only approximate calculations of the field geometry were possible. The average C-field as measured by the Zeeman line separation was 70 mG, whereas the calculated gradients converted into frequency variations for the last quarter of the cell were: Field 1: -0.071 Hz/mm; Field 2: +0.075 Hz/mm; Field 3: +0.33 Hz/mm. Field 3 allowed a compensation of the power shift over a wide range in the sub- μ W region. The residual power shift around the typical operating level of 0.2 μ W ($\pm 0.1 \mu$ W) was less than $3 \times 10^{-12} / \mu$ W. This low operating power was a result of the improved performance of the magnetron resonator.

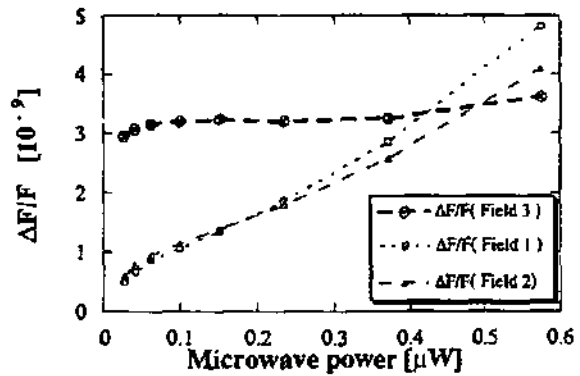


Fig. 4.5: Power shift for different C-field.

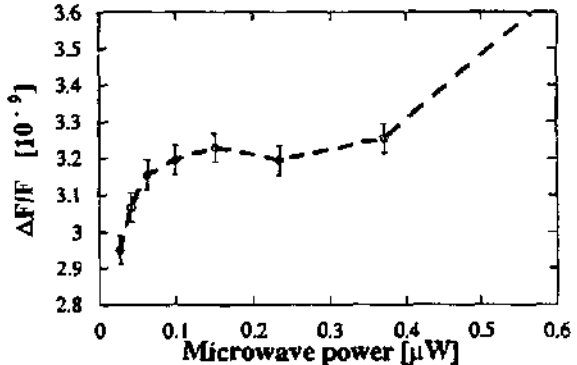


Fig. 4.6: Power shift for the Field 3 (fine).

5. CONCLUSION

The problem of power shift has been studied in a miniaturized Rb standard, in which the integrated filter technique and a novel type of microwave resonator was used.

The power shift varies as function of the cell temperature, but only very little with the light intensity. Light attenuation and filtering appears as the main cause.

Different C-field gradients shows variations in the power shift which was predominantly positive in all cases.

It was possible to find a C-field configuration, and a working point, in which, in addition to zero temperature coefficient, and zero light shift, the power shift is reduced to $< 3 \times 10^{-12}/\mu\text{W}$. This performance was possible at very low operating RF power: $< 0.5 \mu\text{W}$ due to an improved microwave structure.

REFERENCES

1. J.C.Camparo, Proc. 18th PTTI, p.565, (1986).
2. P. Willemin, G.Busca, J.T.Liu, and P.Thomann, Proc 5th EFTF, 181 (1991).
3. B.Grover and T.M.Kwon, 15th PTTI, p.677, (1983)
4. E.B.Sarosy, W.A.Johnson, S.K.Karuz, and F.J.Voit, Proc. 23th PTTI, (1991).
5. A.Risley and G.Busca, Proc.32nd Ann. Symp. on Freq. Control, p.506, (1978).
6. A.Risley and S.Jarvis and J.Vanier, J. Appl. Phys., 51(9), 4571 (1980).
7. J.Vanier and C.Audoin, The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards, (Adam Hilger, Bristol and Philadelphia, 1989).
8. G.Busca, M.Tétu, and J.Vanier, Can.J.Phys., 51(13), 1379 (1973).
9. P.Tremblay, N.Cyr, M.Tétu, Can.J.Phys. 63, 1563 (1985).
10. J.C.Camparo, R.P.Fritscholz, and C.H.Voik, Phys.Rev.A 27(4), 1914 (1983).
11. V.V.Bstygyn, M.V.Gornyi and B.G.Matisov, Opt. Spectrosc. USSR 48(1), 67, (1980).

ACKNOWLEDGEMENTS

This work was in part supported by ESTEC under contract number 9099/90/NL/US(SC) and in part by the Swiss Commission for the Encouragement of Research, project number 2159.1. We want to thank Professor G.Busca for stimulating discussions, and P. Seberler and M.Durrenberger for their experimental support.

Developments of Rubidium Frequency Standards at Neuchâtel Observatory

Pascal Rochat, Hartmut Schweda, Gaetano Miletì, and Giovanni Busca

Observatoire Cantonal de Neuchâtel, 58 Rue de l'Observatoire
CH-2000 Neuchâtel, Switzerland

Abstract *The paper describes developments of novel miniaturized rubidium frequency standards. Two variants stem from the same principal design based upon a magnetron cavity.*

1) a very small industrial unit for standard commercial applications. The overall volume of this model is only 0.25l with a mass of 470 g and power consumption of 8 W. This unit is close to industrialization,

2) a rugged spaceborne oscillator designed for operation on various spacecrafts or missions. This model was developed in the framework of ESA's In-Orbit Technology Demonstration Program. Two units, outcome from the present development, will constitute the main time reference for the Russian RADIOASTRON I space VLBI satellite. For this particular application the short time stability and temperature sensitivity are very important. The measured short time stability is $\sigma_y = 4 \cdot 10^{-12} \tau^{-1/2}$ with $1.6 \cdot 10^{-10}$ temperature sensitivity over the whole operating range -20°C to $+65^\circ\text{C}$.

Introduction

Worldwide rubidium frequency standards are the by far most widely used atomic oscillators. They have an ever increasing range of applications, i.e. in TV networks, digital data network synchronizations, PCM integrated telephone networks, navigation systems, space communication like tracking of satellites and rockets, etc.

There is a general trend to further miniaturize these devices, minimize their power requirements and reduce manufacturing costs, i.e. sales prizes.

Their compactness, portability and continuous operation capability allows them compete with quartz crystal oscillators whereby better reproducibility, higher long- and medium-term stability, short warm-up time and low g-sensitivity makes them superior to them in most applications.

Since 1988 the Observatory of Neuchâtel has performed studies and developed breadboards of physics packages for miniaturized rubidium frequency standards for ground and space applications. The principle of the physics package based upon a magnetron type resonator was already described at EFTF 1992. [1]

In February 1992, we started to redesign this industrial physics package in order to reduce significantly the material and production costs. At the same time the development of an associated miniaturized industrial-type electronics was started at the Observatory. This development has recently reached maturity and an industrialization of this unit is planned in the near future.

The development of a space compatible rubidium standard started in October 1992 in the framework of the "In-Orbit Technology Demonstration Programme" of the European Space Agency (ESA). Two units, outcome from the present development, will constitute the main time reference for the Russian RADIOASTRON I space VLBI satellite and will be used for calibration purposes and as back-up local oscillator in case of failure of the main local oscillator system (which is based upon a quartz oscillator locked to ground H-masers via appropriate microwave links). In such a case the Rb clock will be used for observation of strong radio sources.

This paper presents the development activities in the field of lamp-pumped Rubidium Ultra-Stable Oscillators (RUSO) during last two years at the Observatory of Neuchâtel starting with a description of the industrial version. Aspects of diode laser pumped rubidium standards also being studied have recently been published elsewhere. [2]

2. Industrial Miniaturized Rubidium Oscillator

This unit was developed as a general purpose oscillator for industrial application, i.e. navigation, telecommunication, network synchronization etc.

The principal characteristics of this unit are its very small volume (0.25 l), small mass (0.47 kg), low power consumption and a built-in data interface usable for monitoring and control

The basic features and typical operation performances of this rubidium standard are

- $<1 \cdot 10^{-11} \cdot \tau^{-1/2}$ short term stability
- 3 to $4 \cdot 10^{-10}$ over - 20° to 65°C op. temp. range
- 10 MHz output, adjustable by steps of $2 \cdot 10^{-10}$ with internal synthesizer
- fine adjustment by analog or RS232 command in steps of $1 \cdot 10^{-11}$
- $<8W@25^{\circ}C$ steady state power consumption
- 15W (25W optional) consumption during warm-up
- <5 min. warm-time to reach a frequency stability of $<5 \times 10^{-10}$
- working parameters stored in EEPROM memory

Fig. 1 is a photograph of the unit half opened displaying the electronic boards surrounding the physics package tube. The outside dimensions are 50x57x90mm.

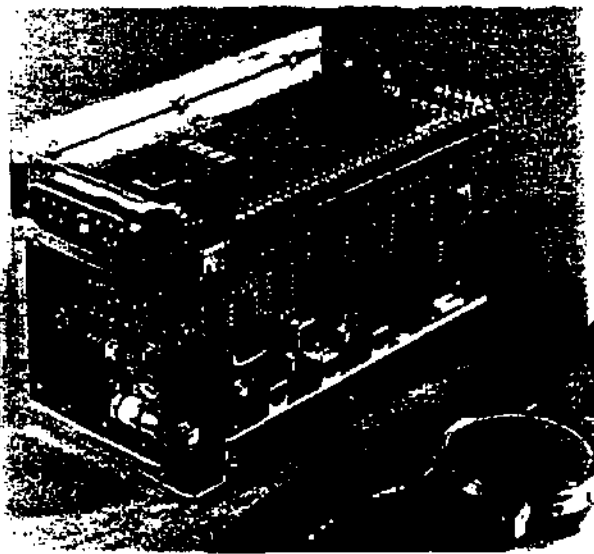


Fig.1 Industrial Rubidium Oscillator

2.1 Physics Package

The key elements of the optical package, the Rb discharge lamp assembly and absorption cell with the microwave cavity are arranged at either end of a small cylindrical tube

Other design features which contribute to the compact design are:

- use of the integrated filter technique (IFT)
- use of a magnetron microwave resonator

The integrated filter technique, which combines the optical filtering and pumping in one cell, contributes also to the reliability since the configuration is simplified and the number of components reduced. The thermal capacitance of the cell assembly is relatively low. As a consequence the necessary power during warm-up is greatly reduced.

The magnetron resonator is a cylindrical cavity loaded with a concentric capacitive-inductive structure (annular metal electrodes). It allows smaller cavity dimensions and concentrates the microwave field at the right region of the cell.

The physics package tube is nested into two magnetic shields whereby the outer shield serves as the housing of the the unit.

Two principal interface functions to the physics package, the lamp exciter RF oscillator and the step-recovery diode driver circuit, are directly mechanically attached to the physics package for stable impedance matching.

2.2 Electronics package

The electronics package is implemented on 3 different boards, which are arranged around the physics package, between the inner and outer magnetic shield:

The *interrogation board* generates the microwave signal corresponding to the hyperfine rubidium atomic transition.

Signal generation starts with a fundamental mode 20 MHz crystal multiplied by 9 to produce 180 MHz which is phase modulated by a 5.3 MHz synthesizer. The output frequency is directly derived from the 20 MHz VCXO.

The 10 MHz center frequency adjustment is made by changing the 5.3 MHz synthesizer frequency. The step size is normalized to $2 \cdot 10^{-10}$ /step at 10 MHz level.

The *controller board* contains the servo loop circuits and a microcomputer unit which is associated with multichannels D/A converters. The microcomputer also controls the interrogation and synchronous detection sequence as well as the Rb absorption "dip" search. The multichannel D/A converter is used for parameter setting of the instrument.

The built-in serial interface allows an automatic parameter adjustment procedure during the manufacturing process as well as a coarse and fine adjustment of the center frequency. All the working parameters can be stored in a built-in EEPROM memory. In addition an 8 channels A/D converter is used for monitoring of principal internal signals like: light level, signal level, thermostats voltages, RF power etc.

This feature was intensively used also for the characterization and tests of the space physics package.

The *power supply board* includes the lamp and the cell oven control circuits and the necessary sub-voltages generation.

2.3 Physics parameters optimisation

To find the optimal working points for the Rb lamp and absorption cell three main parameters have to be adjusted in an iterative manner: the lamp temperature and oscillator power, and the absorption cell temperature.

Due to the the light-shift effect which depends on the intensity and the spectrum of the pump light all parameters change the frequency in a non-linear way. Furthermore, the pressure shift and inhomogeneity effects taking place in the absorption cell also have to be taken into account in order to understand the observed dependence of the clock frequency on these critical parameters. [3][4]

Note, that the often observed linear light shifts are obtained in laboratory arrangements in which the pump light intensity is varied by means of neutral density filters. This is not the situation in assembled commercial units where light changes are usually caused by variations of operational parameters which change both the intensity and the spectral profile of the light.

Figure 2 is a sample plot of the frequency shift due to lamp oscillator current and cell temperature. For a given cell temperature, the behaviour corresponds to the lamp characteristic. The parabolic behaviour is a combined effect of light-shift connected to the light absorption and N₂ buffer gas pressure shift.

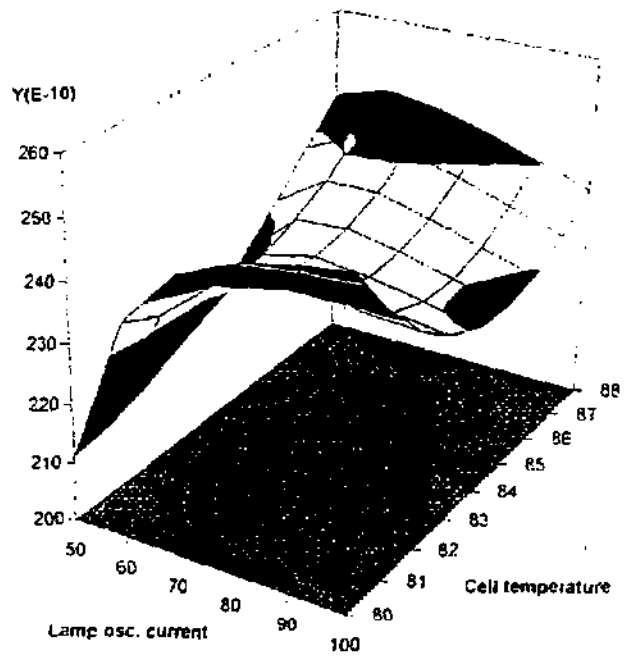


Fig. 2 Frequency vs. lamp oscillator current and absorption cell oven temperature

The optimal operating point in this particular case corresponds to about 70 mA lamp oscillator current and 83.5°C oven cell temperature. In Fig. 3 the corresponding frequency shifts due to lamp oscillator current and lamp temperature changes are displayed.

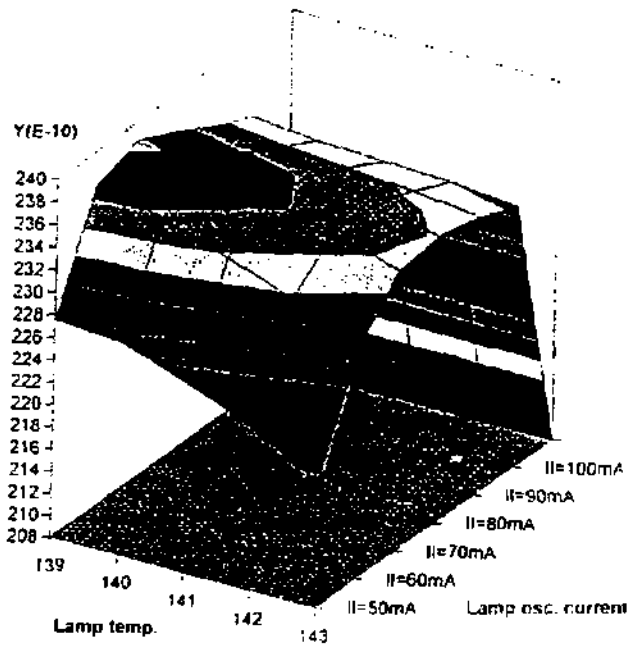


Fig. 3 Frequency vs. lamp oscillator current and lamp oven temperature

This physical parameters optimisation can be made in an automatic manner by using the previously described electronics package. This provides a very good flexibility and a cost effective solution for the adjustment of the critical physics parameters.

2.4 Typical test results

Intensive tests are presently performed on 10 prototype units, starting with long-term stability measurements in order to define the specifications of the final product. Fig. 4 shows the units on the test bench.

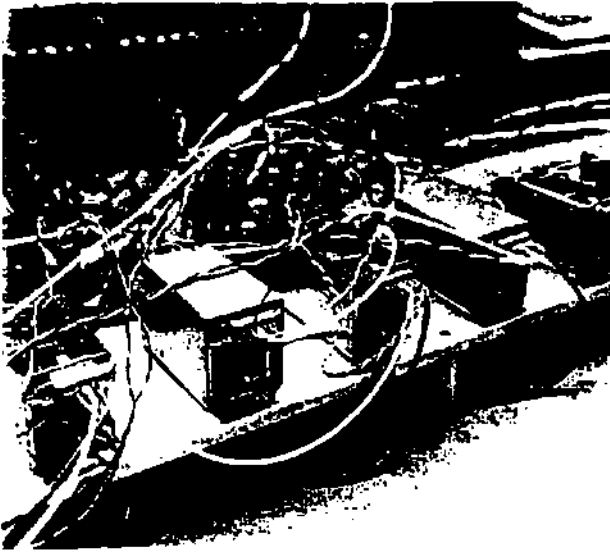


Fig.4 Rubidium oscillators on long-term test bench

The general long-term trend is a positive frequency drift, decreasing versus time, associated with an increase of the light level transmitted through the absorption cell.

For a continuous operation, all the tested units reached the drift specification goal of 4×10^{-11} /month after at least 150 days of operation. The measured values of most units is significantly better. Figure 6 represents the long-term frequency behaviour under normal laboratory conditions of unit No.8.

The future plan is to accelerate the preaging procedure by pre-baking the critical elements (lamp and cell) in order to shorten the burn-in period.

Fig. 5 shows typical results obtained for the phase noise at 10 MHz [L(f)], short-term stability and temperature sensitivity.

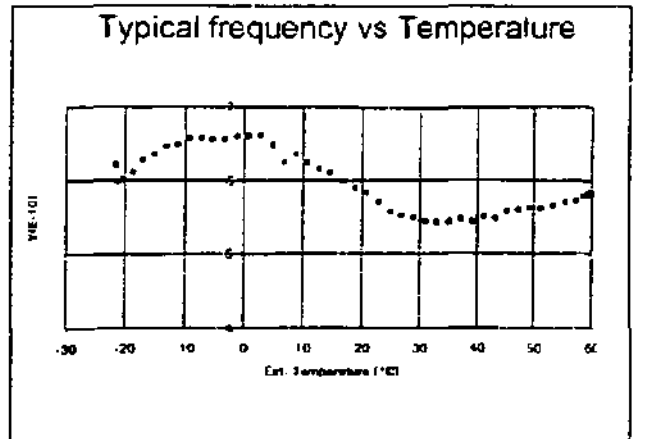
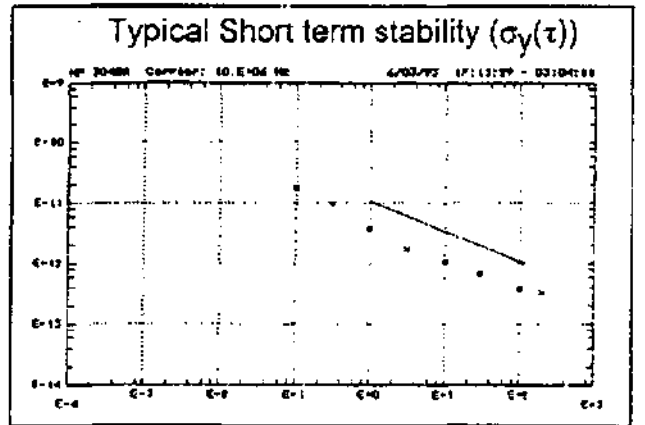
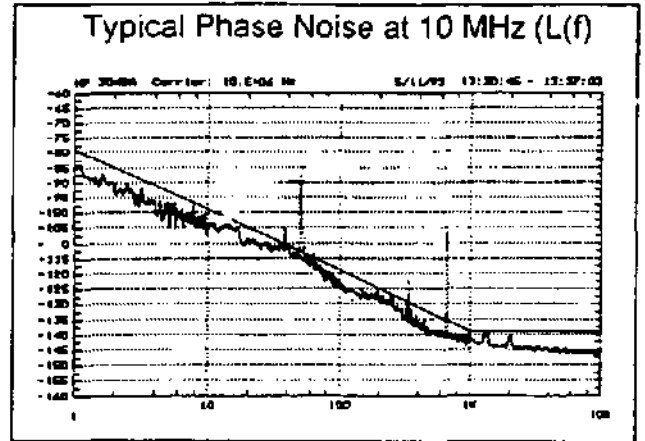


Fig. 5 Typical Test Results for Miniaturized Industrial Rubidium Oscillator

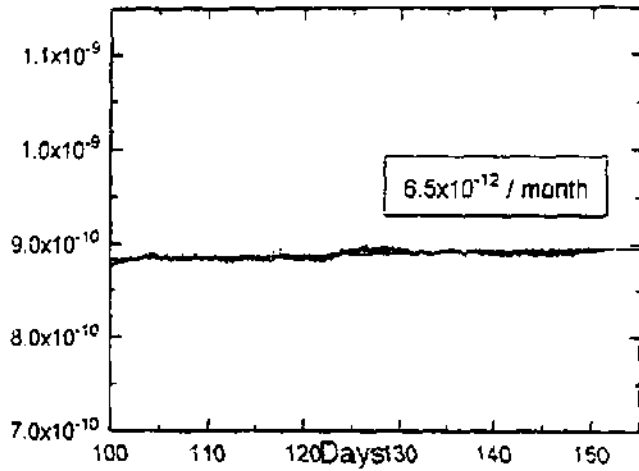


Fig.6 Long-term frequency drift measurement of miniaturized industrial rubidium oscillator

3. Spaceborne Rubidium Oscillator

The spaceborne design had to regard the more stringent levels of vibration, static acceleration, thermal vacuum, radiation and electromagnetic compatibilities in the spacecraft environment.

Since the unit is supposed to be capable to operate on various spacecrafts or missions it had to be equipped with an interface board dedicated to a selected spacecraft. The present development contains an interface which complies with the special requirements of the Russian RADIOASTRON 1 spacecraft.

A tested pre-engineering model of this spaceborne oscillator, named RUSO-S, has been delivered to Astro Space Center in Moscow in February 1994. An engineering model and several physics packages have been successively assembled and are presently under test.

3.1 Physics Package

The principle design characteristics of the physics package are its low power consumption, small size and mass, along with minimal environmental sensitivities and mechanical ruggedness.

The basic configuration follows closely that of the miniaturized industrial unit. A unique feature of the design is that all parts of the physics package are incorporated in a sealed titanium tube. Inside this tube, lamp and cell sections form two separate blocks which operate at well-defined but different temperatures. The cylindrical tube is filled with

xenon for low thermal conductivity. Each block is connected to one of the end plates by a thin-walled tubular titanium spacer. This configuration greatly reduces the thermal flow between the blocks and to the tube envelope. It allows a very compact design with low power consumption, short warm-up time and minimal environmental sensitivities.

Apart from the improved stability upon outside temperature variations, it is obvious that the sealed container makes the physics package virtually insensitive to barometric influences.

Fig. 7 show the physics package tube before and after assembly. Connection between the lamp and cell units to the titanium tube is by electron beam welding to form a rigid structure. The attached copper tube for pumping and filling is pinched off in the final sealing process.

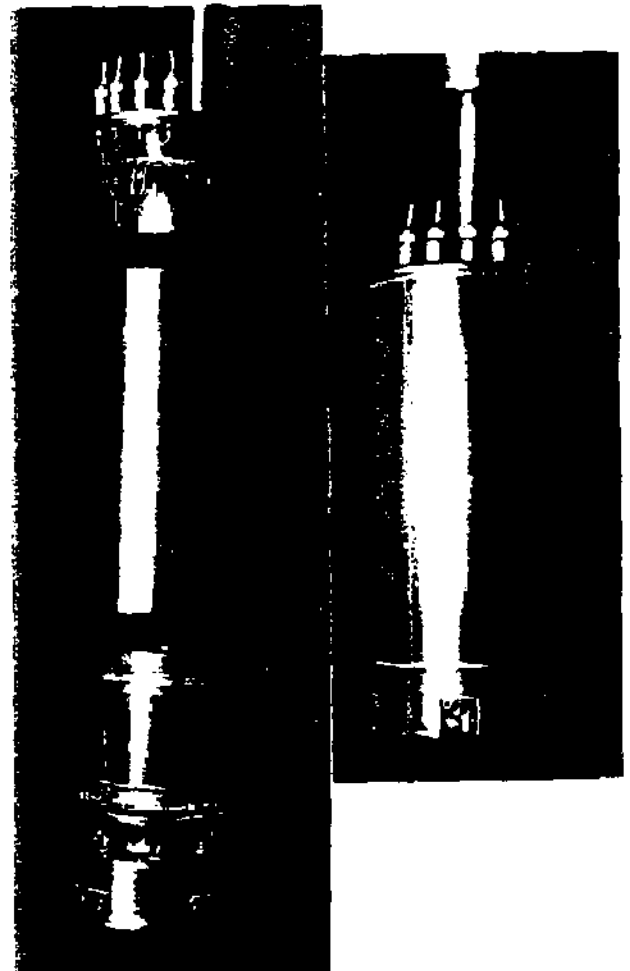


Fig. 7 RUSO-S physics package before and after integration

3.2 Spaca Electronics:

The space compatible design had to regard the radiation sensitivity of the components, operation capability in vacuum, insulation requirements, reliability considerations and interface requirements. The main differences to the ground electronics are :

- the use of high REL components
- the use of a field-programmable gate array for the control electronics synthesizer section
- full galvanic insulation of the power supply
- dedicated spacecraft interface for Radioastron.1

The complete space compatible electronics package including DC/DC converters is integrated onto a rigid-flex-rigid PCB to avoid wiring. The board is folded over three levels within the housing box. The dedicated interface board with the connector bracket sits on top of the arrangement. The overall configuration of the physics package and the arrangement of electronics boards is seen in Fig. 8. Fig.9 is a photograph of the complete

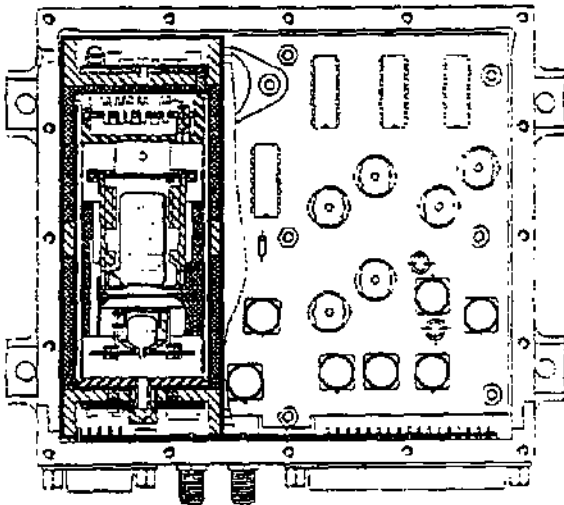
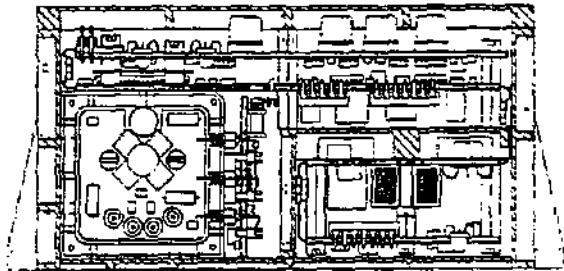


Fig. 8 RUSO-S overall configuration

RUSO and Fig. 10 shows the open housing displaying the main and interface board.

A block diagram of the spaceborne RUSO is given in Fig. 10

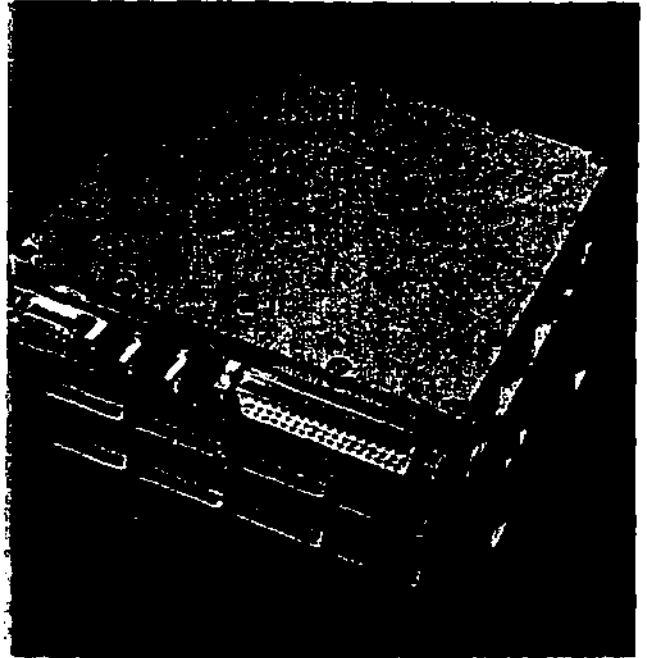


Fig.8 Fully assembled RUSO-S

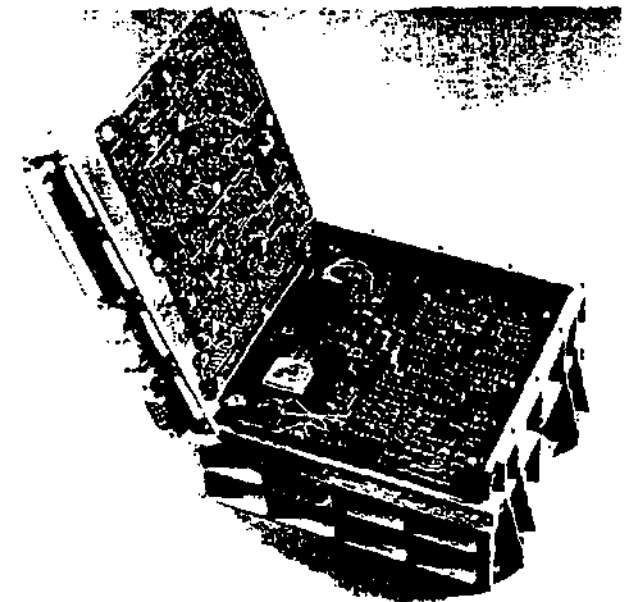


Fig. 9 RUSO-S showing main and interface board

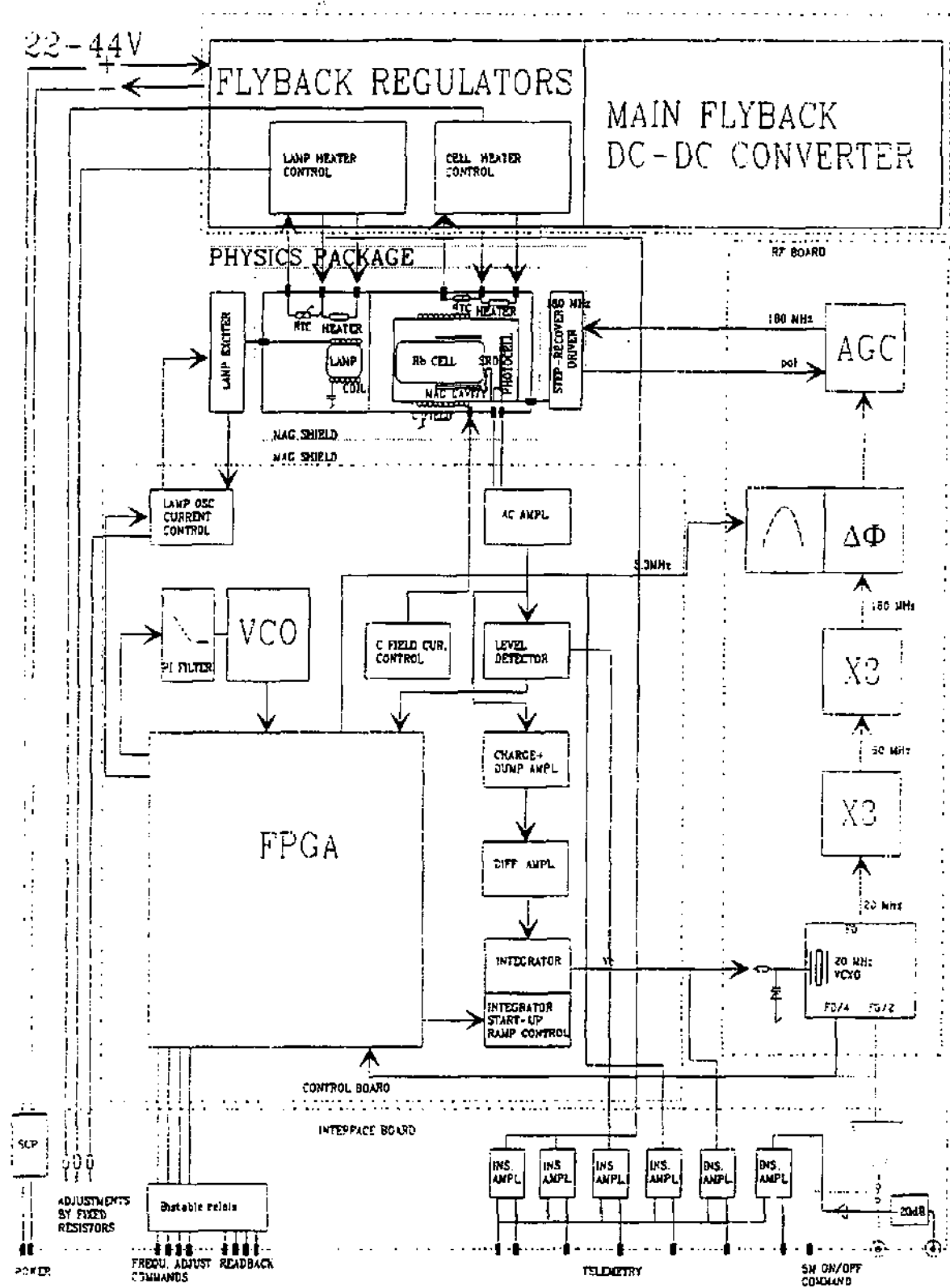


Fig. 10 Block diagram of spaceborn rubidium standard

3.3 Test results

The signal parameters measured on the RUSO-S engineering model are the following :

Absorption dip amplitude:	0.8mA
Photo cell current:	144 μ A
Shot noise:	8 pA(Hz) ^{-1/2}
Total noise:	16 pA (Hz) ^{-1/2}
Line quality factor:	3.6·10 ⁻⁶
Discriminator slope	0.84 nA/Hz
Predicted stability (with total noise and 50% dead time):	2.8·10 ⁻¹² · τ ^{-1/2}
Measured stability (pre-engineering model)	4·10 ⁻¹² · τ ^{-1/2}

The following table is a condensation of the specifications and test results measured on the PEM physics package associated with an industrial electronics package

PARAMETER	ESA spec.	TEST results
Long term frequency stability (Df/f ₀) per month	< 4e-11/m	<1e-11/m
Short term stability $\sigma(\tau^{-1/2})$ for 1< τ <100s	<1e-11 $\tau^{-1/2}$	4e-12 $\tau^{-1/2}$
Temperature stability (Df/f ₀) in - 25 to + 60°C range	< 3e-10	1.6e-10
Static g-sensitivity	< 4e-12/g	3.5e-12/g
Magnetic sensitivity	< 2e-11/G	<1e-11:G
SSB phase noise (L (f _m); (f ₀ = 10 MHz) in dB		
f _m = 1 Hz	-80	-84
= 10 Hz	-100	-104
= 100 Hz	-120	-124
= 1.000 Hz	-140	-142
= 10.000 Hz	-140	-145
Warm-up time to reach stability < 5x10 ⁻¹⁰	<6 min	<3e-10 / 6min
Retrace (Df/f)	<2e-11	<1.2e-11
Power consumption during warm-up	< 15W	14.5W
Power consumption during normal operation	< 8W	7.5W
Volume	<1liter	1.2 liter
Mass	<1kg	1.3kg
DC power supply voltage range	22 to 43V	16 to 45V

Acknowledgements:

This work was supported in part by ESA under The Agency's In-Orbit Technology Demonstration Program (TDP-II). We would like to thank ESTEC experts for their efficient and continuing support during this on-going program as well as our colleges P. Thomann, M. Frosio, C. Couplet, M. Dürrenberger, P. Scherler and J.-C. Sapin.

References:

- [1] G. Mileti, I. Ruedi and H. Schweda, Proc. 6th EFTF, 515, (1992)
- [2] G. Mileti and P. Thomann Proc. 8th EFTF (1994) under print
- [3] P. Willemin, G. Busca, J.T. Liu and P. Thomann. Proc. 5th EFTF, 18, (1991)
- [4] J. Rabian, P. Rochat, Proc. 2th EFTF, 461, (1988)

Publications :

"Interferences in adiabatic transition probabilities mediated by Stokes lines"
A. Joye, G. Mileti, and C.-E. Pfister, Phys. Rev. A **44**, 4280 (1991)

"Line inhomogeneity effects and power shift in miniaturized rubidium frequency standards"
G. Mileti, I. Rüedi, and H. Schweda, Proc. 7th EFTF, 515 (1992)

"Light-shift saturation in a laser pumped rubidium frequency standard"
G. Mileti, and P. Thomann, Proc. 8th EFTF **1**, 377 (1994)

"Miniaturized rubidium clocks for space and industrial applications"
P. Rochat, H. Schweda, G. Mileti, G. Busca, Proc. 8th EFTF **1**, 385 (1994)

"Developments of rubidium frequency standards at Neuchâtel Observatory"
P. Rochat, H. Schweda, G. Mileti, G. Busca, Proc. IEEE International FCS (1994)

"Study of the S/N performance of passive atomic clocks using a laser pumped vapour"
G. Mileti, and P. Thomann, Proc. 9th EFTF, pp 271/76 (1995)

"Miniaturized rubidium clocks for space and industrial applications"
C. Couplet, P. Rochat, G. Mileti, H. Schweda, P. Thomann, G. Busca, Proc. IEEE International FCS to be edited (1995)

"The impact of laser optical pumping on the physics and on the performances of the rubidium frequency standards"
G. Mileti, and P. Thomann, Proc. 5th Symposium on Frequency Standards and Metrology (1995)

Technical Reports :

"Rubidium ultra stable oscillator for TDP-2 flight demonstration" (European Space Agency)
ESTEC Contract No. 9099/90/NL/US(SC) Work Order No. 5, (1993)

- Design and manufacture of subassemblies for a pre-engineering model rubidium ultra stable oscillator (WP 1.1)
- Packaging, housing and assembly of a rubidium ultra stable oscillator (WP 1.3)
- Optimisation and test of Pre-Engineering Model Rubidium Ultra-Stable Oscillator (WP 1.4)
- Long-term performances of rubidium frequency standards (TN 11)
- Acceptance Data Package of the Pre-Engineering Model

Internal Reports :

"Pompage laser de la vapeur de rubidium : saturation du signal et du light shift"
4 February 1994

"Pompage laser de la vapeur de rubidium : un aperçu des activités 1994"
6 January 1995

Conferences :

"Light shift saturation in laser pumped rubidium atoms"
Presented in the meeting of SSP (Swiss Society of Physics) in Bern 18 march 1994

"Study of the Signal/Noise in an optical-microwave double resonance using a laser pumped atomic vapor"
Presented in the meeting of SSP (Swiss Society of Physics) in Bern 23 march 1995

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué dans le cadre des activités Temps/Fréquence de l'Observatoire Cantonal de Neuchâtel. Cet institut possède une riche activité à cheval entre la recherche universitaire et l'industrie. J'ai pu y acquérir une expérience précieuse, aussi bien dans le domaine purement scientifique que dans le domaine de la R&D industrielle, et compléter ainsi ma formation de physicien jusqu'ici essentiellement théorique. Je remercie donc le Directeur, Professeur Giovanni Busca, qui m'a non seulement permis de réaliser cette recherche, mais a aussi assumé le rôle de directeur de thèse, en apportant ses précieuses critiques.

La contribution du docteur Pierre Thomann a largement dépassé le simple "dépannage" ou la vérification périodique et routinière de l'état des travaux. En effet, après m'avoir enseigné les concepts de base concernant les horloges atomiques et les diodes lasers, Pierre a su concilier à merveille deux rôles difficiles : celui de compagnon de recherche, et celui de responsable de projet. C'est donc avec grande fierté que j'associe son nom à mon travail de doctorat.

Je suis reconnaissant envers les deux autres membres du Jury, René Dändliker, Professeur à l'Institut de Microtechnique de l'Université de Neuchâtel, et le Professeur Jacques Vanier, leader international du domaine Temps/Fréquence qui s'est aimablement déplacé depuis le Québec pour cette thèse. Leurs critiques ont permis un enrichissement important du travail.

Un cinquième regard, plus attentif à l'orthographe et au français, a été porté au manuscrit par Simone Wüthrich. Je la remercie donc d'avoir signalé beaucoup d'erreurs, et m'excuse par avance pour toutes celles que j'ai omis de corriger, ou que j'ai introduites par la suite.

Je tiens à remercier tous mes collègues et amis de l'Observatoire. Je considère exceptionnelles les qualités humaines et professionnelles que j'ai trouvées en eux lors de ces quatre ans et demi. Mes plus grands désirs sont : d'avoir contribué positivement à la vie de "l'Obs"; de faire honneur par cette thèse à l'Observatoire et aux personnes qui y travaillent; et puis, pourquoi pas, d'avoir contribué à amener de nouveaux projets, et ainsi de nouvelles opportunités de travail pour les uns et les autres.

Je remercie mes proches pour leur soutien et leurs encouragements : ma mère Maria, mon père Giuseppe, ma soeur Rosanna, mon amie Francesca. C'est à eux que je dédie ce travail, ainsi qu'à ma famille en Sicile et en particulier à mon grand-père, Carmelo Barberi, qui travailla pendant trente ans dans la région de la Béroche sur les prestigieuses pendules neuchâteloises.

Enfin, j'adresse une pensée affectueuse à mes camarades "thésards" de l'Observatoire, Claire Couplet, Laurent De Schoulepnikoff, Gregor Dudle, Nicolas Sagna et Renaud Matthey. Je remercie aussi un précieux compagnon d'études du "poly", Stéphane Brunner, dont la "flamme" pour la physique constitue pour moi un point de référence déterminant.

CURRICULUM VITAE

Name : MILETI Gaetano
Private address : Rue du Castel 23 - 2024 St-Aubin (NE) - Switzerland
Private telephone : ++41 - 038 - 55 21 17
Place of Birth : Born 01.08.1968 in Saint-Aubin (NE) - Switzerland
Marital State : Unmarried
Nationality : Italian (Swiss nationality application pending)
Languages : French and Italian mother tongues
Fluent English
Working knowledge of German

Professional experience and education :

April 1991 - Present : PhD Student in Observatoire Cantonal, Neuchâtel (Switzerland)

Collaboration in the Time&Frequency activity of Observatoire Cantonal.
Development of conventional rubidium clocks for industrial applications.
Design, thermal analysis and test of the physics package of a rubidium clock for space applications.
Development of stabilised laser diodes for metrological applications (interferometry, frequency standards, ...).
Theoretical and experimental investigation of operational parameters and limiting requirements for laser pumped rubidium clocks.
Preparation of PhD thesis on the experimental and theoretical analysis of the physical processes in conventional and laser pumped rubidium clocks.
Teaching assistant in the "Quantum Electronics" course given by Professor Giovanni Busca at the University of Neuchâtel.

January - March 1991 : Swiss Federal Institute of Technology, Lausanne (Switzerland)

Postgraduate research on adiabatic transitions. Theoretical Physics Institute.

October 1986 - December 1990 : Swiss Federal Institute of Technology, Lausanne (Switzerland)

Engineering Degree in Physics.

August - October 1989 : Paul Scherrer Institute, Villigen (AG) (Switzerland)

Summer training period on Molecular Dynamics.

August 1983 - July 1986 : Gymnase Cantonal, Neuchâtel (Switzerland)

Federal Maturity in Scientific section. Mention : "good".