



HAL
open science

importance des propriétés spectrales des lasers pour les horloges atomiques à pompage optique

Gaëlle Lucas-Leclin

► **To cite this version:**

Gaëlle Lucas-Leclin. importance des propriétés spectrales des lasers pour les horloges atomiques à pompage optique. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 1998. Français. NNT: . tel-00006254

HAL Id: tel-00006254

<https://theses.hal.science/tel-00006254>

Submitted on 11 Jun 2004

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

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

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée pour obtenir le grade de DOCTEUR en SCIENCES PHYSIQUES
de l'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

par **Gaëlle LUCAS-LECLIN**

**Sujet : IMPORTANCE DES PROPRIÉTÉS SPECTRALES
DES LASERS POUR LES PERFORMANCES DES
HORLOGES ATOMIQUES À POMPAGE OPTIQUE**

soutenue le 07 Janvier 1998 devant la Commission d'examen

JURY :

- Monsieur François BIRABEN	Rapporteur
- Monsieur Pierre CÉREZ	Directeur de thèse
- Monsieur Pierre CHAVEL	
- Monsieur Christian DELSART	Président
- Monsieur Noël DIMARCQ	
- Monsieur Michel de LABACHELERIE	Rapporteur

TITRE :**IMPORTANCE DES PROPRIÉTÉS SPECTRALES DES LASERS POUR LES PERFORMANCES DES HORLOGES ATOMIQUES À POMPAGE OPTIQUE**

Ce mémoire présente des résultats théoriques et expérimentaux sur les interactions entre atomes et lumière laser dans les horloges atomiques à pompage optique.

On présente tout d'abord l'affinement spectral de lasers à semiconducteurs par la technique de la cavité étendue. Deux types de couplage, faible et fort, sont testés et comparés. La conception de structures performantes est présentée, en mettant en évidence les éléments critiques de ces lasers, et une méthode d'auto-alignement est mise en œuvre pour réduire la sensibilité des ces lasers aux perturbations extérieures.

Ensuite, les interactions atomes/lumière sont décrites par le formalisme de la matrice densité, en prenant en compte le bruit de fréquence et la modulation du laser. Cette partie développe plus particulièrement l'analyse du pompage optique. L'efficacité du pompage d'un jet atomique est évaluée selon les paramètres caractéristiques de l'interaction. On montre que le flux atomique présente, à pompage incomplet, des fluctuations sur-poissonniennes dues au bruit de fréquence du laser.

Enfin, en dernière partie, une évaluation expérimentale de l'influence des paramètres des lasers sur les signaux d'horloge est menée. Les rôles des lasers de pompage et de détection sont étudiés séparément. L'extra-bruit de détection des atomes non-pompés est mesuré dans diverses configurations. Des lasers de largeurs de raie différentes sont comparés en zone de pompage. L'influence de l'efficacité du pompage sur le rapport signal-à-bruit du signal d'horloge est déterminée expérimentalement pour une horloge à jet thermique de césium, dans une configuration de frange brillante.

MOTS - CLÉS : densité spectrale de puissance de bruit - diode laser - horloge atomique- interaction atomes/lumière - jet atomique - largeur de raie - pompage optique

Abstract

This report presents theoretical and experimental results about atoms/light interactions in optically pumped cesium beam resonator.

In a first part, we study how to improve the spectral purity of diode laser by use of an external cavity. Two different couplings of the active medium with the cavity are tested and compared. High-performance structures are designed, including self-alignment of the external cavity to reduce its sensitivity to mechanical and thermal perturbations.

In a second part, interactions between an atomic jet and laser light are described in the density matrix approach. Laser frequency noise and modulation are considered. Optical pumping is specially studied. Its efficiency is estimated with laser parameters as intensity and modulation deep. It is showed that the atomic flux presents an extra-noise when pumping is uncompletely realized, because of the laser frequency noise.

The final chapter is devoted to experimental study of the influence of laser parameters on clock signals. Pumping and detection of atoms are separately examined. Unpumped atoms detection noise is measured and compared to theoretical predictions. Three different lasers are compared for optical pumping. Laser frequency stabilization is of critically importance on the detection noise spectral density. The influence of bad pumping efficiency on signal-to-noise ratio of the clock signal is pointed out.

Remerciements

Le travail présenté ici a été réalisé au Laboratoire de l'Horloge Atomique. Je remercie sincèrement Michel Desainfuscien, son directeur, de m'y avoir accueilli avec gentillesse, et Pierre Cérez, le directeur de ma thèse, d'avoir encadré mes recherches au sein du groupe Césium thermique.

Je souhaite remercier Messieurs Biraben et de Labachellerie d'avoir accepté d'être les rapporteurs diligents de cette thèse, ainsi que Messieurs Chavel et Delsart qui ont bien voulu me faire l'honneur de participer au jury.

Je tiens à exprimer à Noël Dimarcq ma sincère gratitude pour m'avoir toujours donné de son temps avec le sourire, et fait profiter de ses talents expérimentaux et théoriques. Sa maîtrise des lasers et des fonctions d'autocorrélation m'a été indispensable tout au long de ma thèse.

Marie Houssin m'a aussi apporté son soutien efficace et amical, et n'a pas été avare de conseils judicieux pour la rédaction de cette thèse, je lui suis particulièrement reconnaissante.

J'ai eu le plaisir de travailler avec Ève Aucouturier, et de partager avec elle gâteaux, fous-rires et discussions sans fin. Son énergie et son enthousiasme m'ont motivée dans la poursuite de ce travail.

Je n'ai pu me passer des grandes compétences de Pierre Petit pour la conception des L.C.E., des doigts de fée de Daniel Guitard pour leur réalisation, de la patience de Jacques Dupont pour les affrontements répétés avec Cs III; Geneviève Théobald m'a apporté son soutien théorique; Michèle Fichet et Pascale Michel sont des aides inestimables pour faire face aux tracasseries administratives : je les remercie toutes et tous chaleureusement.

La diplomatie avisée et joyeuse de Luc Chassagne, la présence amicale de Frédéric Hamouda et les facéties de Bruno Fermigier sont pour beaucoup dans le plaisir des trois années passées au L.H.A. Il règne au laboratoire une ambiance sympathique, à laquelle participent tout ses membres, permanents et temporaires : qu'ils en soient tous remerciés.

Je remercie la société Quantel pour son aide logistique, par le prêt inconditionnel de matériel informatique.

Enfin, je désire remercier ma famille et mes amis, qui ont su comprendre et accepter mon manque de disponibilité de ces derniers mois et mes sautes d'humeur chroniques. Et bien sûr mon époux, sans la présence rassurante et confiante duquel je n'aurai jamais mené ce travail à son terme.

À tous, donc, un grand merci.

Table des matières

Introduction	1
Chapitre 1 : Présentation générale	3
A. Les horloges atomiques	3
A.I. Généralités	3
A.II. L'atome de césium	4
A.III. Description du résonateur atomique	5
A.III.1. Préparation atomique	6
A.III.2. Excitation de la transition d'horloge	7
A.III.3. Détection du signal d'horloge	8
B. Présentation du travail	10
B.I. Les lasers dans les horloges atomiques à pompage optique	10
B.I.1. Configurations optiques pour l'horloge atomique	10
B.I.2. Bruit des atomes non-pompés	10
B.II. Plan du mémoire	11
Références	13
Chapitre 2 : Lasers à semiconducteurs : notions indispensables et résultats utiles	15
A. Structures Fabry-Perot	16
A.I. Principe	16
A.II. Description	16
A.II.1. Le milieu actif	16
a. Double hétérostructure	17
b. Guidage par l'indice	18
c. Structure à puits quantiques	18
A.II.2. La cavité résonnante	19
A.II.3. Câblage électrique	19
A.III. Le faisceau laser	19
A.III.1. Forme et étendue spatiale	19

a. Le champ proche : dans la couche active et à proximité de la face de sortie	20
b. L'espace intermédiaire	20
c. En champ lointain	21
d. Astigmatisme	22
A.III.2. Polarisation de l'émission	23
A.IV. Caractéristique $P_{opt} = f(I)$	23
A.IV.1. Courant de seuil	23
A.IV.2. Au-dessus du seuil	24
A.V. Caractérisation spectrale de l'émission	25
A.V.1. Les modes de la cavité laser	25
a. Intervalle spectral libre $\Delta\nu_d$	25
b. Mode d'émission au-dessus du seuil	26
A.V.2. Accordabilité en fréquence	26
a. Accordabilité avec la température	26
b. Accordabilité avec le courant	27
c. Réglage de la longueur d'onde d'émission	27
A.V.3. Les sauts de modes	27
A.V.4. Sensibilité aux réflexions parasites	28
A.VI. Réponse à une modulation de courant	28
A.VI.1. Modulation de la puissance optique P_{opt}	28
A.VI.2. Modulation de la fréquence d'émission	29
a. En basses fréquences : l'effet thermique	29
b. Au-delà de 10 MHz : les porteurs	29
c. Fonction de transfert de modulation de la fréquence	29
B. Spectre et largeur de raie	30
B.I. Notion de largeur de raie	30
B.I.1. Expression générale de la densité spectrale de puissance du champ laser	30
B.I.2. Quelques formes de spectre rencontrées usuellement ...	32
a. Bruit blanc de fréquence	32
b. Bruit en $1/f$ ("flicker" ou scintillation)	32
c. Cas général	32
B.II. Le cas des diodes lasers	33
B.II.1. Le rôle de l'émission spontanée	33
B.II.2. Expérimentalement ...	34
B.II.3. Le paramètre α	35
C. Les diodes à réseau de Bragg (DBR)	36
C.I. Principe	36
C.II. Avantages sur les diodes Fabry-Perot	37
C.II.1. Fonctionnement monomode	37
C.II.2. Accordabilité en fréquence	37
a. Évolution avec la température	37
b. avec le courant	37

C.II.3. Sensibilité aux réflexions parasites	37
C.II.4. Largeur de raie	38
C.III. DBR à plusieurs électrodes	38
Références	41
Chapitre 3 :	43
Lasers en cavité étendue	
A. Principe des cavités couplées	44
A.I. Les différents régimes de fonctionnement	44
A.II. Modèle des cavités couplées	45
A.II.1. Coefficient de réflexion effectif	45
A.II.2. Conditions d'oscillation	46
A.II.3. Largeur de raie	48
A.III. Deux cas particuliers	48
A.III.1. Couplage faible	48
a. Modes de la cavité externe	48
b. Courant de seuil et puissance lumineuse	51
c. Largeur de raie	52
d. Modulation de fréquence et de puissance	54
A.III.2. Couplage fort	54
a. Modes lasers et gain au seuil	54
b. Largeur de raie	55
A.IV Réalisations expérimentales	55
B. Couplage faible : DBR + lame de verre	57
B.I. Montage expérimental	57
B.I.1. Description du laser	57
B.I.2. Grandeurs caractéristiques du couplage optique	57
B.I.3. Auto-alignement de la cavité externe	59
B.II. Étude qualitative	59
B.II.1. Courant de seuil et puissance lumineuse	59
B.II.2. Évolution du spectre	60
B.II.3. Fréquence d'émission	62
a. Fréquence moyenne d'émission	62
b. Modulation de fréquence	63
B.II.4. Largeur de raie	63
B.III. Quel point de fonctionnement ?	65
C. Couplage fort : diode Fabry-Perot + réseau	66
C.I. Principe simplifié	66
C.I.1. Cas idéal : la diode est traitée antireflet	66

C.I.2. Cas réel : $R_d \cong 5\%$	67
C.II. Réalisations expérimentales	68
C.II.1. Montage en Littrow	68
C.II.2. Laser en cavité étendue auto-alignée	69
a. L'œil-de-chat unidimensionnel	69
b. Cavité dépliée auto-alignée	70
c. Cavités repliées auto-alignées	71
C.II.3. Les paramètres critiques pour le fonctionnement optimal d'un LCE	72
a. La longueur de la cavité externe	72
b. Le coefficient de réflexion R_{ext}	73
c. La largeur spectrale de la lumière recouplée dans la couche active	73
C.II.4 Le réseau de diffraction, "coeur" du LCE	75
a. réduire le nombre d'ordres	75
b. l'efficacité de diffraction : choix de la polarisation et de θ_{inc}	75
C.III. Caractérisation expérimentale	77
C.III.1. Caractéristique $P_{opt} = f(I)$	77
a. Diminution du courant de seuil	77
b. Réduction de l'efficacité quantique externe	77
C.III.2. Comportement spectral	78
a. Émission monomode	78
b. Accordabilité en fréquence (statique et modulée)	78
c. Sauts de modes	80
C.IV. Stabilisation de la fréquence d'émission	81
C.IV.1. Régulations des températures de la cavité externe et de la diode laser	81
C.IV.2 Spectre de bruit du laser libre	81
C.IV.3. Montage d'absorption saturée différentielle	82
C.IV.4. Asservissement sur une raie d'absorption saturée	85
a. Réalisation du discriminateur de fréquence	85
b. Fonction de transfert de l'asservissement	86
c. Densité spectrale des fluctuations de fréquence du laser asservi	89
C.V. Mesure de la largeur de raie des LCE	91
C.V.1. Montage expérimental	91
a. Les lasers	91
b. Stabilisation de fréquence	92
C.IV.2. Résultats	92
Références	95

Chapitre 4 : 99

Interactions atomes/lumière dans une horloge atomique

A. Le système atomique	100
A.I. Système à deux niveaux : transition cyclante	101
A.II. Système atomique à trois niveaux : transition pompante	101

B. Les équations de Bloch optiques	103
B.I. Équation d'évolution de la matrice densité $[\sigma]$	103
B.II. Passage dans le référentiel tournant	103
B.II.1. Système à deux niveaux	104
B.II.2. Système à trois niveaux	104
B.III. Moyennage sur les fluctuations aléatoires de phase	105
B.III.1. Système à deux niveaux	105
B.III.2. Système à trois niveaux	105
B.IV. Équations à coefficients réels	106
B.IV.1. Système à deux niveaux	107
B.IV.2. Système à trois niveaux	107
C. Le pompage optique	108
C.I. Évolution temporelle de la population du niveau f	109
C.I.1. Influence de l'intensité laser	109
C.I.2. Largeur de raie du laser de pompage	110
C.I.3. Modulation de fréquence	110
C.II. Flux moyen d'atomes non-pompés	113
C.II.1. Expression du flux d'atomes non-pompés après la zone de pompage	113
C.II.2. Indépendance de I_{at}^{NP} avec la longueur de propagation libre L	115
C.II.3. Efficacité du pompage en fonction des paramètres du laser	115
C.III. Distribution de vitesses des atomes non-pompés	117
C.IV. Fluctuations du flux d'atomes non-pompés	118
C.IV.1. Rappel : densité spectrale de puissance des fluctuations d'un jet atomique	118
C.IV.2. Expression de la densité spectrale de bruit des atomes non-pompés	118
C.IV.3. Évaluation numérique	120
a. Application du théorème de régression quantique	120
b. Évolution des covariances pendant l'interaction	122
c. Densité spectrale de bruit des atomes non-pompés	125
d. Densité spectrale de bruit des atomes pompés	127
D. Détection de la fluorescence	129
D.I. Signal de fluorescence	129
D.I.1. Intensité de fluorescence émise par un atome	129
D.I.2. Signal de fluorescence de l'ensemble des atomes dans la zone d'interaction	130
a. Détection par une transition cyclante	130
b. Détection par une transition pompante	133
D.I.2. Signal détecté : V_{flu}	133
D.II. Fluctuations du signal de détection	134
D.II.1. Bruit de grenaille du jet atomique ("shot noise")	134
D.II.2. Bruit de photons de l'émission	135
a. Transition cyclante	135

b. Transition pompante	135
D.II.3. Bruit de fréquence du laser	135
a. Transition cyclante	136
b. Transition pompante	136
D.II.4. Bruit de détection de la fluorescence émise	137
D.II.5. Bruit de fond du photodétecteur	137
D.III. Densité spectrale de bruit du signal de fluorescence : le cas du système à deux niveaux	137
D.III.1. Détection en l'absence de pompage ou détection du signal d'horloge	137
D.III.2. Détection des atomes non-pompés	138
Références	139

Chapitre 5 : Étude expérimentale du bruit des atomes non-pompés

A. Description du montage expérimental	143
A.I. Le résonateur atomique	143
A.I.1. L'enceinte	143
A.I.2. Le jet atomique	144
a. Le four à césium	144
b. Section du jet	144
c. Flux atomique	144
A.II. La zone de pompage (1 ^{ère} zone)	144
A.II.1. Les sources lasers	144
A.II.2. L'interaction atomes / lumière	145
A.II.3. Détection du signal de fluorescence	146
A.II.4. Asservissement du laser sur la transition $4-4'$ σ au pompage	147
A.III. L'interaction micro-onde (2 ^{ème} zone)	147
A.IV. La zone de détection (3 ^{ème} zone)	148
A.IV.1. Le laser	148
a. Asservissement sur une raie d'absorption saturée différentielle	148
b. Le faisceau laser en zone d'interaction	149
A.IV.2. La détection optique de la fluorescence des atomes	149
B. Le bruit des atomes non-pompés : mise en évidence expérimentale	150
B.I. Principe de l'expérience	150
B.I.1. Montage expérimental	150
B.I.2. Détection des atomes non-pompés	151
a. Signal de fluorescence	151
b. Densité spectrale de bruit du signal de fluorescence	153
B.I.3. Mélange des classe de vitesses : filtrage par transit	155
a. Propagation entre les zones d'interaction	155

b. Propagation dans la zone de détection	157
B.II. Influence des paramètres de détection sur les signaux mesurés	158
B.II.1. Intensité laser en zone de détection	158
B.II.2. Modulation de fréquence	159
B.II.3. Asservissement du laser de détection	161
B.III. Évaluation des atomes non-pompés	163
B.III.1. Intensité laser au pompage	163
B.III.2. Longueur d'interaction au pompage	166
B.III.3. Effet Hanle non linéaire : influence du champ magnétique statique	167
B.III.4. Modulation de fréquence	167
B.III.5. Bruit de fréquence du laser de pompage transmis en détection	170
a. Asservissement	170
b. Largeur de raie	171
c. Conclusion	173
C. Évolution du rapport signal-à-bruit d'horloge	174
C.I. Signal-à-bruit d'horloge et stabilité moyen-terme à pompage complet	174
C.I.1. Théoriquement...	174
a. Frange de Ramsey	174
b. Signal-à-bruit d'horloge	176
C.I.2. Résultats expérimentaux	177
a. Montage $4-4'\sigma/4-5'\sigma$	177
b. Comparaison avec une configuration classique d'horloge en $3-3'\sigma$	179
C.II. En présence d'atomes non-pompés	181
C.II.1. Contribution au signal-à-bruit des atomes non-pompés	181
a. Atomes participant au signal en détection	181
b. Bruit en détection au sommet de la frange de Ramsey	183
C.II.2. Évolution expérimentale du signal-à-bruit d'horloge avec l'efficacité du pompage	184
a. Frange de Ramsey et pic-vallée	184
b. Bruit au sommet de la frange	185
c. Signal-à-bruit d'horloge	186
D. Conclusion	187

Conclusion 191

Annexes

A1. Minimisation de la longueur de la cavité externe	a-1
I. Limitations géométriques de L_{ext}	a-2
I.1. Les lentilles	a-2
I.2. L'orientation du faisceau dans l'ordre 1	a-2
II . Expression de la longueur de la cavité externe	a-3

II.1. Distance lentille de collimation - réseau d	a-3
II.2. Distance réseau - œil-de-chat d_I	a-4
II.3. Finalement ...	a-4
III. Incidence optimale	a-5
A2. Largeur spectrale de la lumière couplée dans la diode	a-9
I. Dispersion par le réseau	a-9
I.1. Expression générale	a-9
I.2 Laser en cavité étendue en Littrow	a-10
I.3 Laser en cavité étendue auto-alignée dépliée	a-12
II. Sources d'élargissements du couplage	a-13
II.1 Les aberrations géométriques	a-13
II.2 La diffraction par les diaphragmes	a-14
a. Faisceau intra-cavité	a-14
b. Mode transverse réfléchi par la cavité externe dans le plan de la couche active	a-15
c. Calcul de la forme du mode transverse par l'intégrale de Huygens	a-16
d. Largeur spectrale du retour-réseau	a-18
Références	a-21
A3. Puissances lumineuses d'une diode laser	a-23
I. Puissance optique intra-cavité	a-23
I.1. Expression du champ électrique	a-24
I.2. Puissance lumineuse	a-24
II. Puissances optiques émises par chaque face	a-25
A4. Distribution des vitesses	a-27
I. Distribution des vitesses d'un jet thermique	a-27
II. Distribution des temps d'interaction	a-28

Introduction

Depuis qu'au début de ce siècle, les physiciens ont découvert les propriétés intrinsèques des atomes, ils ne cessent d'imaginer de nouveaux moyens pour en exploiter toutes les potentialités. Ainsi, depuis 1967, c'est une transition entre niveaux énergétiques de l'atome de césium qui définit et mesure le temps, insaisissable et à priori peu propice à l'expérimentation.

Les horloges atomiques ont pour objectif d'accéder à la précision de l'atome pour bénéficier d'une référence temporelle absolue, stable et immuable. Cela suppose d'être capable d'agir sur les atomes, de les interroger et de mesurer leur réponse. L'apparition, en 1960, de sources lasers a bouleversé ce domaine d'application : grâce à sa grande pureté spectrale et à sa forte intensité lumineuse, la lumière laser est susceptible d'exciter les atomes et de modifier leurs états. Depuis les années 80, son utilisation pour la préparation et la détection des atomes dans les horloges atomiques a permis d'améliorer les performances de celles-ci; le refroidissement d'atomes par laser a déjà fait ses preuves pour augmenter encore la stabilité et l'exactitude des horloges.

Outre la nécessaire définition d'une référence absolue de temps, réalisée par les étalons primaires sur lesquels veillent quelques grands laboratoires mondiaux, les horloges atomiques présentent un intérêt dans des domaines aussi variés que la métrologie (mesure de fréquence et de temps bien sûr, mais aussi de longueurs, de tensions), l'astronomie, les télécommunications, la navigation et la localisation (système GPS par exemple) et des mesures de physique fondamentale. Le Laboratoire de l'Horloge Atomique s'est consacré à l'étude et à la réalisation d'étalons secondaires de fréquence, références locales et individuelles pour un utilisateur particulier. Le travail présenté dans ce mémoire s'inscrit dans le cadre de l'amélioration des performances des horloges atomiques à jet de césium que mène le L.H.A., grâce à des lasers de très haute pureté spectrale.

Chapitre 1 :

Présentation générale

A. Les horloges atomiques

La mesure du temps se ramène à celle d'une fréquence. Depuis la XIII^è conférence générale des poids et mesures, en 1967, la seconde est définie comme "la durée de 9 192 631 770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de césium 133".

A.I. Généralités

La référence de fréquence des horloges atomiques à césium est la transition entre les sous-niveaux Zeeman $|F = 3, m_F = 0\rangle$ et $|F = 4, m_F = 0\rangle$ de l'état fondamental $6^2S_{1/2}$, distants par définition de 9,192631770 GHz. Cette transition présente de nombreux avantages, qui expliquent ce choix : elle est peu sensible aux perturbations extérieures par un champ électrique ou magnétique (dépendance du 2^{ème} ordre), précise car correspondant à des états de durée de vie longue, et aisément atteinte par excitation hyperfréquence, dans un domaine spectral bien maîtrisé.

Les horloges atomiques à césium sont des résonateurs passifs : elles ne délivrent pas un signal oscillant à la fréquence de référence, contrairement aux masers à hydrogène [Chronos]. Elles servent à l'asservissement d'un oscillateur à quartz externe. La fréquence propre de l'oscillateur à quartz, généralement 5 ou 10 MHz, est le point de départ d'une chaîne de synthèse de fréquence, qui génère un signal micro-onde à 9,192 GHz. La comparaison de cette fréquence avec la fréquence atomique fournit le signal d'erreur pour la stabilisation de l'oscillateur à quartz (fig. 1.1). La stabilité, la précision de la fréquence atomique sont ainsi conférées à l'oscillateur à quartz.

Actuellement, la meilleure horloge atomique est la fontaine à atomes froids du Laboratoire Primaire des Temps et Fréquences de Paris, dont la stabilité relative est de 10^{-13} pour $\tau = 1s$, et une exactitude relative de $2 \cdot 10^{-15}$ - soit une incertitude de 0,02 mHz sur la mesure de la fréquence atomique.

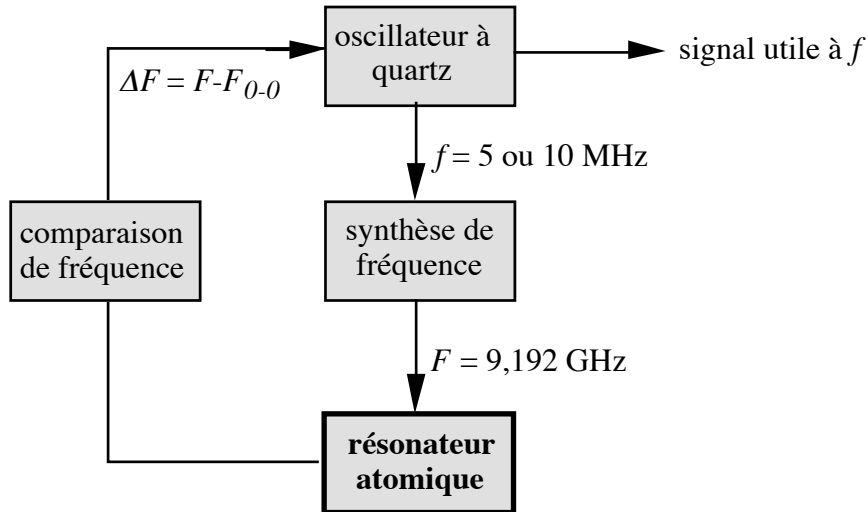


Fig. 1.1 : Principe de l'asservissement d'un oscillateur à quartz sur la résonance atomique.

A.II. L'atome de césium

Le césium est un atome alcalin, situé dans la première colonne du tableau périodique des éléments. Il comporte cinq couches complètes d'électrons, et un seul électron libre sur sa sixième couche électronique. C'est l'isotope 133 du césium qui est utilisé pour la définition de la seconde.

Le niveau fondamental de l'atome de césium, dans lequel il se trouve à l'état libre dans le four de l'horloge, est le niveau $6^2S_{1/2}$, décomposé en deux niveaux hyperfins $F=3$ et $F=4$ distants de 9,192 GHz. L'atome n'effectue pas spontanément la transition de l'un à l'autre, ce qui confère à ces états des durées de vie très longues.

Les deux premiers niveaux excités de l'atome correspondent à des transitions optiques dans le proche infrarouge : la raie D_1 , à $\lambda = 894$ nm, entre l'état fondamental et l'état $6^2P_{1/2}$; et la raie D_2 à 852 nm, entre $6^2S_{1/2}$ et $6^2P_{3/2}$. Seule cette dernière est aisément excitable par des lasers à semiconducteurs à l'heure actuelle, car elle correspond à une longueur d'onde choisie par les télécommunications optiques, à laquelle existe des composants.

En présence d'un champ magnétique statique B , la dégénérescence entre les $2F+1$ sous-niveaux Zeeman d'un même niveau hyperfin F est levée. Seuls les sous-niveaux $m_F = 0$ ne sont pas déplacés, au premier ordre en B . Pour l'état fondamental, la variation de la position d'un niveau d'énergie par effet Zeeman est, au premier ordre en B :

$$\Delta\nu_{|F=3, m_F\rangle} = -351 \cdot m_F \text{ kHz / G}$$

$$\Delta\nu_{|F=4, m_F\rangle} = +350 \cdot m_F \text{ kHz / G}$$

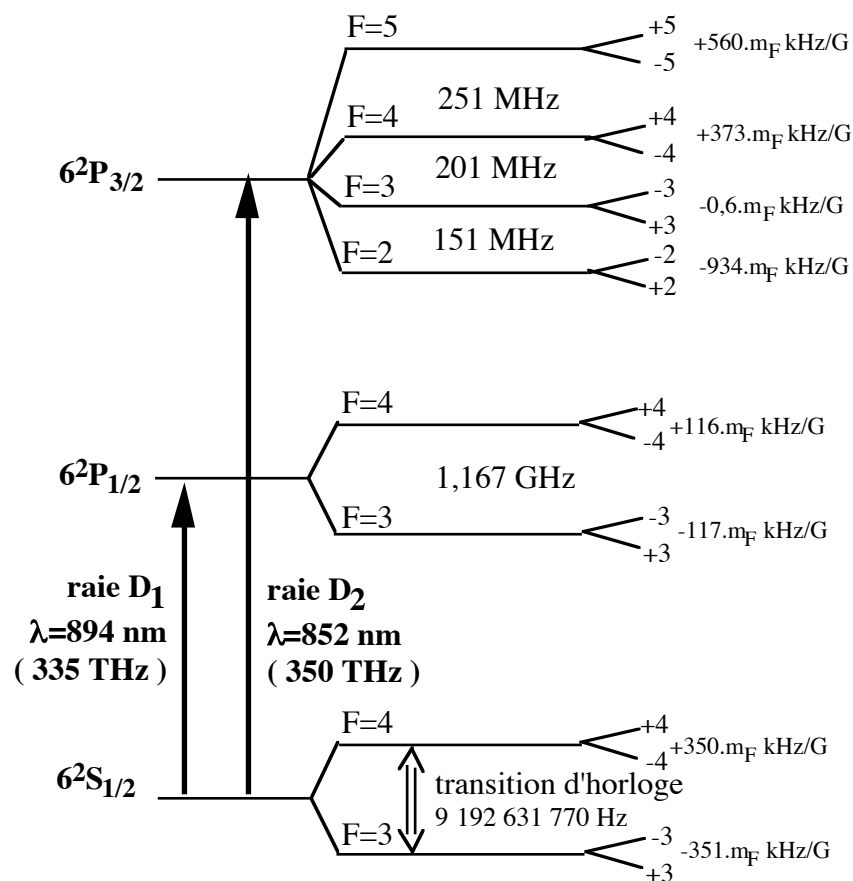


Fig. 1.2 : Diagramme énergétique de l'atome de césium et décalages Zeeman du premier ordre des sous-niveaux m_F .

A.III. Description du résonateur atomique

Les résonateurs atomiques fonctionnent selon le schéma suivant :

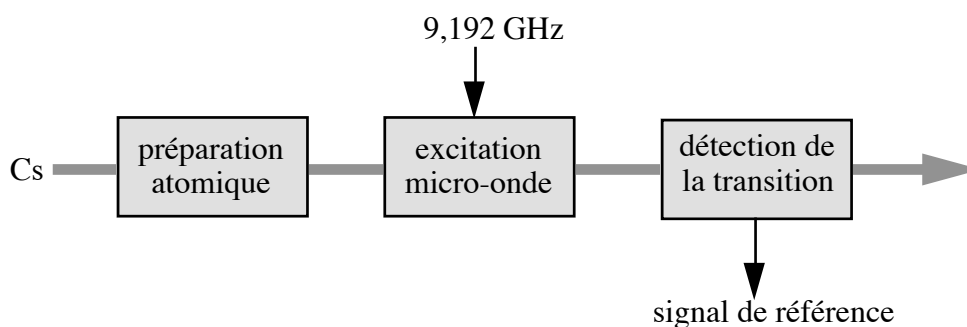


Fig. 1.3 : Schéma de principe d'un résonateur atomique à jet de césium

On distingue trois phases successives : la préparation des atomes, l'excitation de la transition hyperfine à 9,192 GHz et la détection du signal d'horloge.

A.III.1. Préparation atomique

Les atomes de césium sont, à l'état naturel, équitablement répartis entre les différents sous-niveaux de l'état fondamental $6^2S_{1/2}$, car la différence énergétique entre les niveaux hyperfins $F=3$ et $F=4$ est trop faible devant kT pour créer une différence de populations significative entre eux.

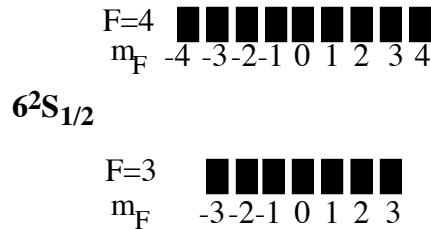


Fig. 1.4 : Répartition des atomes sur les sous-niveaux Zeeman des deux niveaux hyperfins $F=3$ et $F=4$ de l'état fondamental $6^2S_{1/2}$ du césium à l'équilibre thermodynamique

La détection de la transition d'horloge nécessite donc une préparation des atomes dans l'un ou l'autre des états avant l'excitation micro-onde. Dans les horloges à déflexion magnétique, cela est réalisé en ne gardant dans le jet que les atomes présents sur l'un des niveaux hyperfins F . C'est une séparation physique des atomes, par déflexion selon leur moment dipolaire magnétique.

Le pompage optique, proposé en 1950 par Kastler, permet de placer un maximum d'atomes sur le niveau $|F, m_F = 0\rangle$, par interaction avec un faisceau laser accordé sur une transition pompante de la raie $6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$.

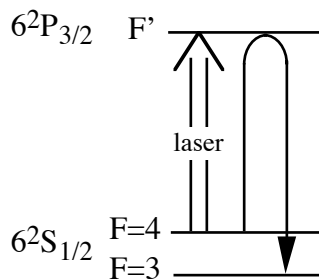


Fig. 1.5 : Pompage optique : les atomes sur le niveau fondamental hyperfin $F=4$ sont excités vers le niveau F' , à partir duquel ils retombent par désexcitation spontanée vers l'état fondamental, sur le niveau $F=3$, dans lequel ils sont piégés, ou le niveau $F=4$ où ils sont encore en interaction avec le laser. Le pompage est complet quand tous les atomes sont finalement sur $F=3$.

Par pompage optique, tous les atomes issus du four à césium sont placés sur un seul niveau hyperfin de l'état fondamental; la répartition sur les sous-niveaux Zeeman dépend de la transition $|6^2S_{1/2}, F\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, F'\rangle$ utilisée. Par pompage avec un seul laser, on place au

mieux 15,4 % des atomes sur le sous-niveau $|F = 3, m_F = 0\rangle$ (transition 4-4 σ). Avec deux lasers, il est théoriquement possible d'atteindre une efficacité de 100 % d'atomes sur ce sous-niveau, mais les cohérences entre niveaux hyperfins limitent en pratique l'efficacité du pompage [de Clercq].

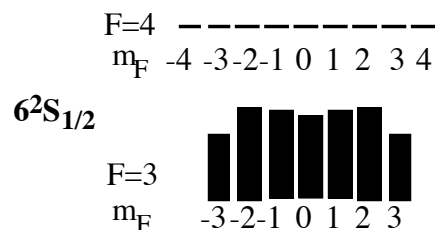


Fig. 1.6 : Répartition des atomes sur les sous-niveaux Zeeman des niveaux hyperfins 3 et 4 de l'état fondamental, après pompage optique par la transition ($^2S_{1/2}, F=4$) \rightarrow ($^2P_{3/2}, F'=4$).

A.III.2. Excitation de la transition d'horloge

La comparaison de la fréquence délivrée par la chaîne de synthèse avec la fréquence de référence atomique s'effectue dans la deuxième région du résonateur, par l'intermédiaire d'une cavité résonnante que traversent les atomes.

La cavité conçue par Ramsey présente deux bras dans lesquels ont lieu l'interaction des atomes avec le champ hyperfréquence, entre lesquels les atomes se propagent librement. La largeur de la raie de résonance est inversement proportionnelle au temps de parcours entre ces bras [Vanier].

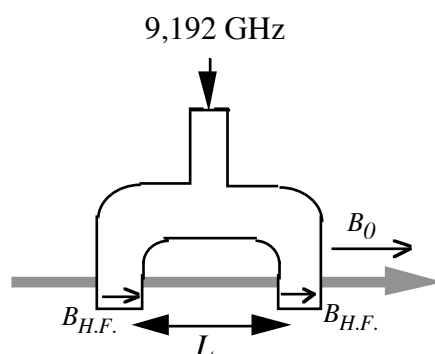


Fig. 1.7 : Cavité de Ramsey

Le champ hyperfréquence à 9,192 GHz est orienté parallèlement au champ magnétique statique qui règne autour de la cavité pour séparer les différents sous-niveaux Zeeman. Seules les transitions dipolaires magnétiques $\Delta m_F = 0$ sont donc possibles. La figure 1.10 reproduit le spectre des sept raies de résonance entre les niveaux hyperfins $F=3$ et $F=4$,

obtenu avec le résonateur CsIII. En fonctionnement en horloge, la fréquence de champ hyperfréquence est accordée sur la transition $|F = 3, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 4, m_F = 0\rangle$.

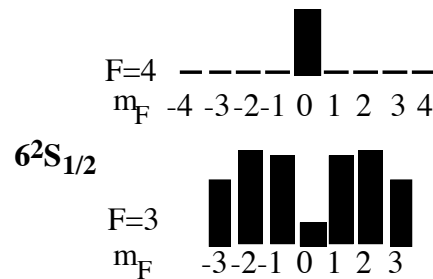


Fig. 1.8 : Répartition des atomes sur les sous-niveaux Zeeman des niveaux hyperfins de l'état fondamental après l'interaction avec le champ hyperfréquence dans la cavité de Ramsey.

La probabilité de transition des atomes dans la cavité de Ramsey est une fonction sinusoïdale du temps de parcours des atomes entre les bras [Vanier]. Les atomes n'ayant pas tous la même vitesse dans un jet thermique, le brouillage des franges de chaque classe de vitesse conduit à l'allure typique de la frange de Ramsey (fig. 1.10). La largeur à mi-hauteur du pic central est typiquement de quelques centaines de hertz.

Le refroidissement d'atomes par laser permet d'augmenter la durée du transit dans la cavité, en diminuant considérablement la vitesse des atomes. La frange de Ramsey est alors beaucoup plus étroite. Par ailleurs, l'affinement de leur distribution de vitesses conduit à des franges de Ramsey présentant un grand nombre d'oscillations.

A.III.3. Détection du signal d'horloge

La dernière étape du résonateur consiste à détecter les atomes ayant effectué la transition micro-onde. C'est le signal utile de l'horloge, à partir duquel est stabilisé l'oscillateur à quartz.

Dans les horloges atomiques à pompage optique, les atomes sont détectés par interaction avec un faisceau laser. On mesure leur fluorescence par désexcitation spontanée, qui donne une information sur le nombre d'atomes ayant effectué la transition micro-onde dans la cavité de Ramsey. La transition excitée peut être de type cyclante ou pompante, mais les transitions cyclantes conduisent à des signaux plus intenses.

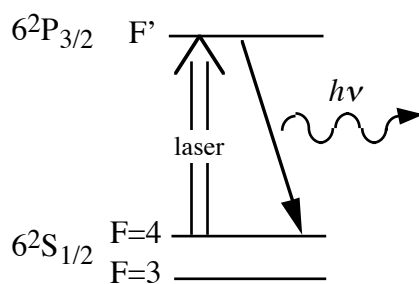


Fig. 1.9 : Les atomes effectuent la transition $F \rightarrow F'$ par absorption d'un photon laser, et se désexcitent spontanément en émettant de la lumière, qui permet de mesurer le nombre d'atomes sur le niveau $F=4$.

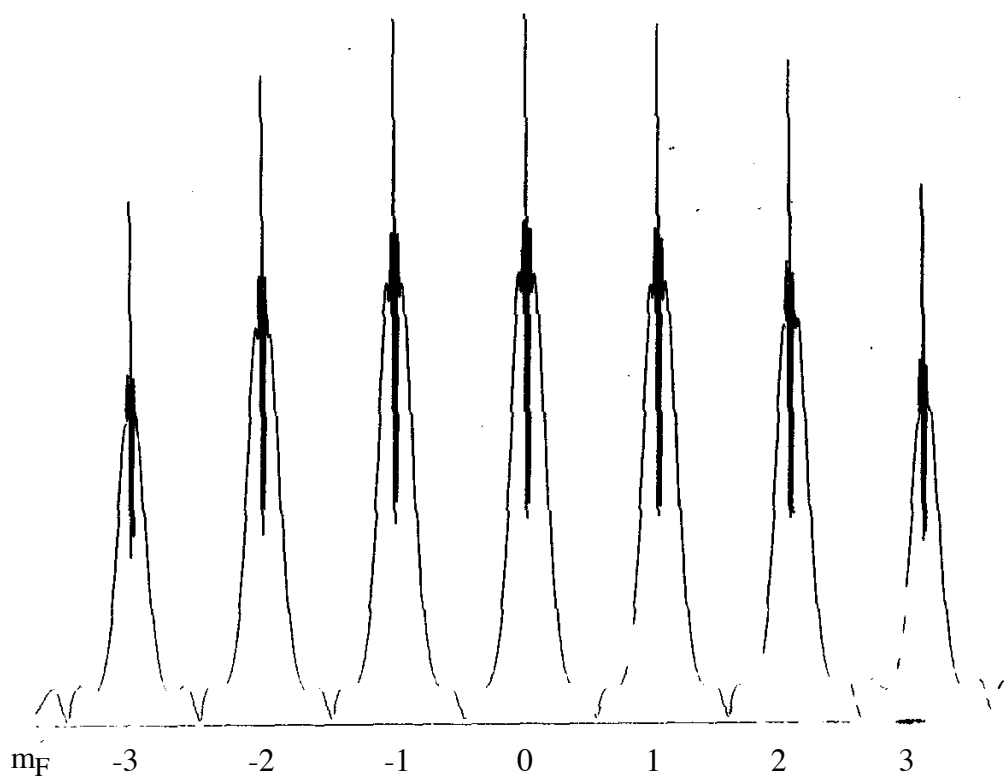


Fig. 1.10 : Spectre des franges de Ramsey $\Delta m_F=0$ obtenues par balayage de la fréquence micro-onde.

La stabilité court-terme de l'horloge s'exprime par la variance d'Allan. Elle est directement reliée au signal-à-bruit de détection de la frange de Ramsey [Vanier]:

$$(1-1)$$

où Q est le facteur de qualité de la raie de résonance: $Q = F_{0-0}/\Delta F$;
 V_{P-V} est la hauteur pic-vallée de la frange de Ramsey;
 B est le niveau de bruit à la fréquence de modulation du quartz.

B. Présentation du travail

B.I. Les lasers dans les horloges atomiques à pompage optique

B.I.1. Configurations optiques pour l'horloge atomique

Nous voyons que les interactions entre les atomes et la lumière laser sont au cœur du principe de fonctionnement d'un résonateur atomique à pompage optique. Plusieurs configurations de pompage et de détection ont été testées pour optimiser les performances des horloges [Avila]. Cependant, les résultats expérimentaux sont limités par le bruit de fréquence du laser de pompage et/ou de détection, qui doit donc être pris en compte dans la modélisation des interactions [Dimarcq 94]. On montre ainsi que la largeur de raie du laser diminue l'efficacité du pompage. Par ailleurs, l'excitation des atomes par l'intermédiaire de transitions cyclantes répercute sur l'émission de fluorescence atomique le bruit de fréquence du laser de détection. C'est pourquoi la transition pompante $3-3'\sigma$ a longtemps été préférée pour le pompage et la détection, réalisés tous deux par une diode Fabry-Perot dans les horloges atomiques [Giordano]. De plus, cette transition permet de n'utiliser qu'un même laser pour toutes les interactions atome/lumière. Le rapport signal-à-bruit du signal d'horloge est toutefois limité, on atteint actuellement en court-terme une stabilité relative de l'ordre de $4 \cdot 10^{-12} \tau^{-1/2}$ pour une machine courte, dans cette configuration et avec un jet thermique.

La réalisation de sources lasers affinées spectralement à partir de diodes lasers commerciales, en réduisant notablement le bruit de fréquence du laser, permet d'envisager des configurations de détection par une transition cyclante, donnant lieu à une émission intense et un signal-à-bruit élevé. La configuration $4-4'\sigma$ au pompage/ $4-5'\sigma$ en détection est potentiellement la plus performante sur ce point.

B.I.2. Bruit des atomes non-pompés

Au cours de ces dernières années, plusieurs expériences ont mis en évidence une augmentation importante du bruit en détection accompagnant un pompage incomplet. En particulier, les interactions atomes/lumière nécessitent un champ magnétique statique suffisant pour réduire les cohérences entre sous-niveaux Zeeman, qui freinent le pompage en lumière polarisée σ [Théobald]. Auparavant, le pompage optique à deux lasers a été abandonné au L.H.A., parce que des cohérences entre niveaux hyperfins apparaissent qui ralentissent le pompage. Dans ces deux situations, la réduction de l'efficacité du pompage n'est pas tant critique que l'augmentation excessive du bruit qui l'accompagne, et qui se répercute directement sur le signal-à-bruit de détection de la frange de Ramsey [Dimarcq 91]. Cet extra-bruit semble avoir pour origine le bruit de fréquence du laser de pompage, transmis en détection par les atomes non-pompés. Cela a motivé l'étude précise et systématique de

l'efficacité du pompage dans les conditions réelles de fonctionnement en horloge, et la mesure du bruit de détection des atomes non-pompés.

B.II. Plan du mémoire

Les chapitres 2 et 3 de ce mémoire sont consacrés aux lasers à semiconducteurs : le **chapitre 2** rappelle les principes de fonctionnement des diodes lasers, en limitant les détails théoriques mais en s'appuyant sur des résultats typiques obtenus avec les lasers utilisés couramment à $\lambda = 852$ nm. Il précise la notion de largeur de raie d'un laser, qui est au centre de mon travail. Ce chapitre s'adresse principalement aux novices dans l'utilisation des diodes lasers, et fournit quelques références bibliographiques pour une étude plus poussée si nécessaire. Le **chapitre 3** s'intéresse à l'affinement spectral de ces lasers à semiconducteurs par la technique de la cavité externe. Deux types de lasers ont été réalisés, ils sont ici décrits et comparés. Leurs fonctionnements très différents sont étudiés d'un point de vue expérimental et théorique. Le choix s'est finalement porté sur les lasers en cavité étendue, structures plus complexes dans leur réalisation et leur conception, mais donnant lieu à des lasers de largeur de raie étroite, et d'emploi aisé. Ces structures déjà mises au point au L.H.A depuis 1988 ont été améliorées par une méthode d'auto-alignement qui rend la cavité laser très stable dans le temps, et insensible aux perturbations extérieures.

Le **chapitre 4** est consacré à l'étude théorique des interactions entre les atomes et la lumière qui interviennent dans les horloges atomiques. Elles sont traitées au moyen du formalisme de la matrice densité, pour permettre la description des interactions avec des lasers de faible largeur de raie. Le bruit de fréquence et la modulation du laser sont pris en compte. Ce chapitre développe l'analyse du pompage optique; il évalue théoriquement son efficacité selon les paramètres caractéristiques du laser, et montre comment les fluctuations des populations atomiques conduisent à l'augmentation importante des fluctuations du flux atomique, supérieures à celles du bruit de grenaille du jet. Enfin, ce chapitre reprend les principaux résultats relatifs à la détection optique de la fluorescence des atomes, qui a lieu en dernière zone du résonateur atomique, et précise les contributions des différentes sources de bruit au signal-à-bruit du signal d'horloge.

Le **chapitre 5** présente l'évaluation de l'impact des différents réglages des paramètres des lasers sur l'efficacité du pompage et le signal de détection dans les horloges. Ceux-ci sont étudiés séparément et de façon systématique. On met en évidence le rôle crucial de l'asservissement des lasers, essentiellement en basses fréquences. La modulation de fréquence influe de manière complexe sur les signaux. Les valeurs optimales des choix de ces différents réglages sont précisées au travers diverses expériences. Les fluctuations du flux atomique non-pompé sont mesurées, on montre qu'elles sont dues au bruit de fréquence du laser de pompage en basses fréquences. Enfin, l'influence du pompage sur la frange de Ramsey est étudié en configuration $4-4'\sigma/4-5'\sigma$. On vérifie qu'on améliore le signal-à-bruit du signal d'horloge par rapport à la configuration classique $3-3'\sigma$, en bénéficiant de l'emploi d'un laser affiné spectralement.

Références

- [Avila] G. Avila, V. Giordano, V. Candelier, E. de Clercq, G. Théobald et P. Cérez, "State selection in a cesium beam by laser-diode optical pumping", *Phys. Rev. A* **36** n° 8, pp 3719-3728, 1987
- [Chronos] Chronos, *La mesure de la fréquence des oscillateurs*, Masson, 1991
- [de Clercq] E. de Clercq, M. de Labachellerie, G. Avila, P. Cérez et M. Tetu, "Laser diode optically pumped caesium beam", *J. Physique* **45**, pp 239-247, 1984
- [Dimarcq 91] N. Dimarcq, V. Giordano, G. Théobald et P. Cérez, "Comparison of pumping a cesium beam tube with D_1 and D_2 lines", *J. Appl. Phys.* **69** n° 3, pp 1158-1162, 1991
- [Dimarcq 94] N. Dimarcq, V. Giordano et P. Cérez, "Statistical properties of laser-induced fluorescence signals", *Appl. Phys. B* **59**, pp 135-145, 1994
- [Giordano] V. Giordano, A. Hamel, P. Petit, G. Théobald, N. Dimarcq, P. Cérez et C. Audoin, "New Design for a High Performance Optically Pumped Cesium Beam Tube", *IEEE Trans. Ultra. Ferro. Freq. Cont.* **38**, n°4, pp 350-357, 1991
- [Théobald] G. Théobald, N. Dimarcq, V. Giordano et P. Cérez, "Ground state Zeeman coherence effects in an optically pumped cesium beam", *Opt. Comm.* **71**, n° 5, pp 256-262, 1989
- [Vanier] J. Vanier et C. Audoin, *The quantum physics of atomic frequency standards*, Bristol and Philadelphia, IOP Publishing, 1989

Chapitre 2

Lasers à semiconducteurs :

notions indispensables et résultats utiles

Il n'est plus besoin de vanter les nombreux avantages des diodes lasers - compacité, simplicité, faible coût, grande bande passante de modulation,... - pour lesquels ces sources sont employées dans un grand nombre d'applications, du lecteur de disques compacts aux télécommunications par fibres optiques, en passant par les horloges atomiques.

Au cours de mon travail de thèse sur les horloges atomiques à jet de césium thermique, j'ai utilisé principalement des diodes lasers à $\lambda = 852$ nm. À cette longueur d'onde, également employée pour les télécommunications, la technologie des semiconducteurs est bien maîtrisée, ce qui nous permet de bénéficier d'un grand choix de diodes de bonnes qualités.

J'ai eu à ma disposition des diodes AlGaAs de type:

- Fabry - Perot : SDL 5400, Hitachi HLP 1400
- DBR : Yokogawa YL85XN, SDL 5700

Je me propose dans ce chapitre de passer en revue les caractéristiques les plus utiles à l'expérimentateur dans le domaine de la spectroscopie, sans détailler les explications théoriques et leurs formalismes mathématiques, que l'on trouvera développés dans plusieurs ouvrages cités à titre de références. Les valeurs numériques et les résultats présentés décrivent plus particulièrement le comportement des diodes testées.

A. Structures Fabry-Perot

A.I. Principe

Un laser, c'est un milieu capable d'émettre et d'amplifier de la lumière, placé dans une cavité Fabry-Perot.

Dans le cas des diodes lasers, le milieu actif est un matériau semiconducteur. La structure la plus élémentaire de lasers à semiconducteur est constituée d'une jonction p-n. C'est la superposition de deux couches du même semiconducteur dopées différemment, de sorte que la couche n possède plus d'électrons libres que le semiconducteur à l'état naturel, et la couche p , plus de trous libres (c'est-à-dire moins d'électrons).

La recombinaison d'un électron et d'un trou à la jonction des deux milieux, sous l'action d'un courant externe direct, provoque l'émission d'un photon d'énergie approximativement égale à l'écart énergétique entre la bande de conduction (où sont les électrons) et la bande de valence (où sont les trous) du semiconducteur. Ces bandes d'énergie étant très larges, le gain optique de la jonction couvre une gamme de longueurs d'onde d'une trentaine de nanomètres [Agrawal].

L'effet laser se produit lorsque le gain optique, par l'émission stimulée de photons, est supérieur aux pertes par absorption et transmission des facettes de la diode. Au-delà d'un courant de seuil, pour lequel "gain = pertes", l'intensité de la lumière émise par la jonction augmente linéairement avec le courant injecté.

Cette structure n'est toutefois pas très efficace, à cause de l'absorption des photons émis par le semiconducteur lui-même et de l'absence totale de guidage de la lumière, d'où un courant de seuil très élevé, interdisant en pratique un fonctionnement à température ambiante. Les constructeurs ont donc adopté des structures plus complexes, superposant des semiconducteurs de nature et de dopage différents.

A.II. Description

A.II.1. Le milieu actif

L'alliage AlGaAs, semiconducteur de type III-V, permet d'obtenir une émission laser entre $\lambda = 630$ nm et 870 nm, suivant le pourcentage de ses différents éléments. Pour une émission aux alentours de $\lambda = 852$ nm, le matériau utilisé est $\text{Al}_{0,02}\text{Ga}_{0,98}\text{As}$ (Fig. 2.1).

Les diodes SDL 5400 que nous utilisons actuellement sont des doubles hétérostructures à puits quantiques à guidage par l'indice. Je rappelle rapidement ici ce que cela signifie.

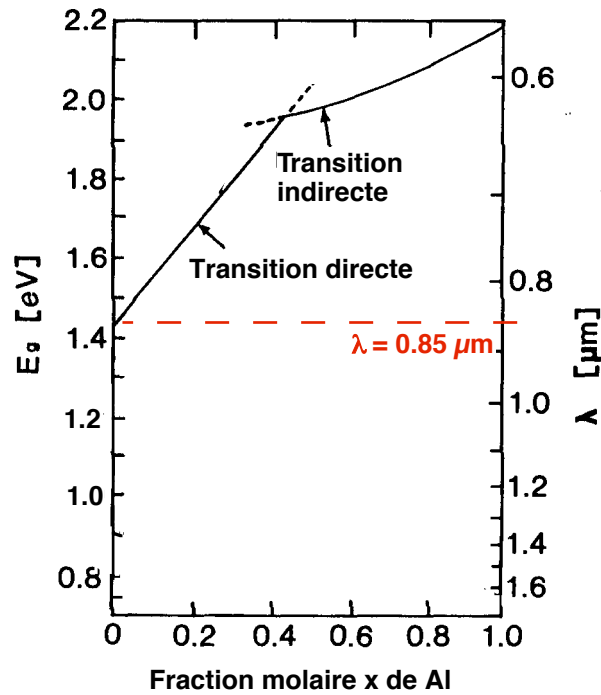


Fig. 2.1 : Longueur d'onde d'émission en fonction de la composition de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (d'après [Ohtsu])

a. Double hétérostructure

La grande majorité des diodes sur le marché ont adopté cette structure, beaucoup plus performante que la simple jonction $p-n$. Succinctement, la diode est composée de trois couches superposées d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (voir Fig. 2.2). Les recombinaisons électrons-trous s'effectuent dans la couche intermédiaire, de faible épaisseur (au plus $1 \mu\text{m}$). La composition des couches entourant la couche active est choisie de telle sorte que leurs énergies de gap sont supérieures à celle de la couche active. Les électrons et les trous sont alors confinés dans la couche intermédiaire par des barrières de potentiel.

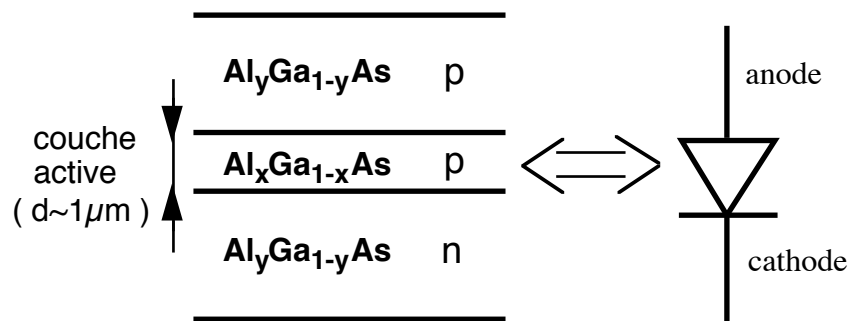


Fig. 2.2 : Schéma de principe d'une double hétérojonction ; pour créer des barrières de potentiel entre couches, $x < y$

Au repos, la couche active se trouve dans une situation hors équilibre, à cause de l'inversion de population qu'y crée la forte concentration de porteurs. Sous une polarisation directe - dans le sens passant de la diode - les électrons et les trous injectés en excès dans la couche active se recombinent en émettant des photons spontanés et stimulés. Ceux-ci sont éventuellement absorbés par la couche active, mais non par les couches avoisinantes, d'énergies de gap trop élevées.

b. Guidage par l'indice

L'indice optique de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ augmente avec une diminution de x . Par conséquent, la région active, plus réfringente que les couches voisines, est naturellement un guide de lumière dans la direction perpendiculaire à la jonction, mais en général pas dans la direction parallèle (Fig. 2.2).

Les diodes à guidage par l'indice compensent ce défaut : la région active y est totalement "enterrée" dans une couche d' $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$. Elle constitue donc un guide d'onde dans les deux directions transversales. Ce meilleur confinement des photons émis dans la région qui a du gain contribue à diminuer le courant de seuil.

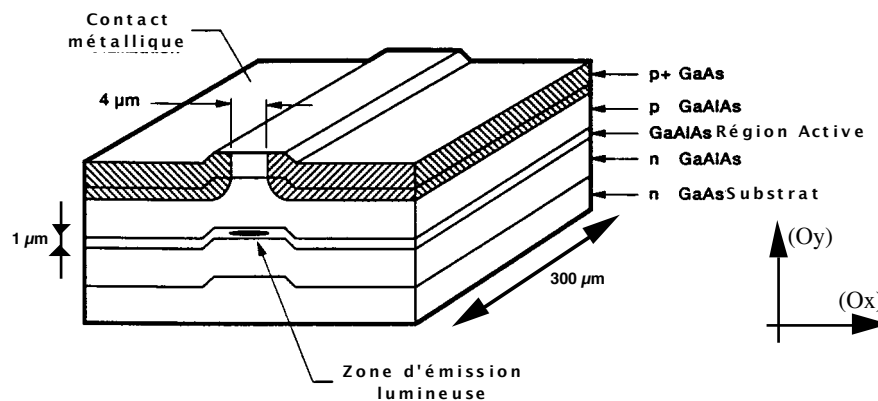


Fig. 2.3 : Diode à double hétérostructure à guidage par l'indice (d'après [SDL]); la région active est "enterrée" dans une couche d'indice différent, pour limiter dans les deux directions latérales la zone d'émission; l'injection d'électrons s'effectue par l'intermédiaire du contact métallique.

c. Structure à puits quantiques

De nombreux fabricants ont encore amélioré les structure des diodes en réalisant des puits quantiques dans la couche active, supprimant ainsi un degré de liberté aux électrons. Les densités d'états électroniques sont beaucoup plus fortes, et le gain optique est bien meilleur. Les dimensions des puits quantiques influent sur la longueur d'onde d'émission, en déplaçant les niveaux d'énergie [Agrawal].

A.II.2. La cavité résonnante

Les miroirs de la cavité laser sont formés par les faces clivées du cristal, naturellement perpendiculaires à la jonction. La différence d'indice entre l'air et le semiconducteur induit un coefficient de réflexion des faces de 32%. Toutefois, elles sont en général traitées : les coefficients de réflexion des diodes SDL sont 95% pour la face arrière et 5% pour la face avant, par laquelle est extraite la puissance optique utile du laser.

La longueur de la cavité l_d est typiquement de $300 \mu\text{m}$. Avec un indice effectif de l'ordre de 4, la longueur optique est d'environ 1 mm. Notons que les diodes fabriquées actuellement par SDL semblent être plus longues, de l'ordre de $800 \mu\text{m}$, d'après nos mesures de l'intervalle entre leurs modes (cf. §2.A.V.1.).

A.II.3. Câblage électrique

La nature des diodes lasers les rend très sensibles à toute tension inverse, qui les détruit irrémédiablement; c'est pourquoi il convient d'alimenter les diodes en direct, et de les manipuler avec précaution pour éviter toute décharge électrostatique. En règle générale, les diodes sont montées par le constructeur avec l'anode au boîtier. Le courant qui sort de l'alimentation de courant est donc négatif, avec les conventions de signe usuelles (voir Fig 2.4). Le principe du montage d'une diode est le suivant:

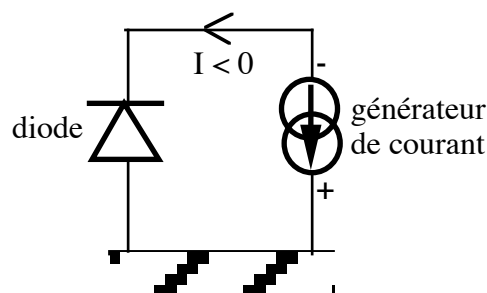


Fig. 2.4 : Schéma de principe du câblage électrique d'une diode laser

A.III. Le faisceau laser

A.III.1. Forme et étendue spatiale

À cause de la diffraction inhérente à la propagation d'une onde de dimensions limitées dans l'espace libre, l'aspect du faisceau n'est pas le même au proche voisinage de la diode et à grande distance.

a. Le champ proche : dans la couche active et à proximité de la face de sortie

Nous avons déjà vu que la couche active des hétérostructures à guidage par l'indice est un guide d'onde dans les deux directions transversales. La lumière qui y est émise

suit les contours de la région active; le faisceau est donc grossièrement elliptique. La forme exacte de la répartition spatiale de l'énergie lumineuse est donnée par la théorie des guides d'ondes diélectriques de section rectangulaire. Plusieurs modes transverses se propageant sans déformation dans la cavité peuvent en principe exister. Si les dimensions de la région active sont suffisamment faibles, l'énergie lumineuse est répartie sur un seul mode, selon une sinusoïde dans la couche active, et une exponentielle décroissante dans les couches voisines [Vassallo].

En toute rigueur, ce n'est donc pas un mode gaussien, mais l'approximation n'est pas mauvaise, et on n'hésite pas à la faire en général. L'intensité lumineuse I_L est alors à peu près répartie selon le mode fondamental TEM₀₀ dans les deux directions, défini par :

$$I_L(x) = I_0 e^{-2\frac{x^2}{w^2}} \quad (2-1)$$

où I_0 est l'intensité lumineuse maximale émise par la diode (en W/m²);
 w est la demi-largeur à $1/e^2$ du faisceau.

Dans chaque direction, le waist w est sensiblement égal à la demi-largeur de la zone active. La puissance lumineuse totale est donc :

$$P_{opt} = \frac{\pi w_x w_y}{2} I_0 \quad (2-2)$$

où w_x et w_y sont les waists du faisceau dans les deux directions

b. L'espace intermédiaire

À l'extérieur de la cavité, le mode transverse obéit aux lois usuelles de propagation des faisceaux gaussiens. La demi-largeur du faisceau $w(z)$ et le rayon de courbure de l'onde $R(z)$ à la distance z de la face de sortie de la diode suivent les relations :

$$\begin{aligned} w(z) &= w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \\ R(z) &= z \sqrt{1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2} \end{aligned} \quad (2-3)$$

où $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$ est la distance de Rayleigh du faisceau.

Avec les valeurs usuelles des dimensions de la couche active, à $\lambda = 852$ nm :

- dans la direction (Ox) parallèle à la jonction :

$$\text{waist du faisceau : } w_{0x} = 1,5 \mu\text{m}$$

$$z_R \cong 8 \mu\text{m}$$

- dans la direction (Oy) perpendiculaire à la jonction:

$$w_{0y} = 0,5 \mu\text{m}$$

$$z_R \cong 1 \mu\text{m}$$

c. En champ lointain

Le domaine du champ lointain est celui auquel nous avons accès en pratique. Il correspond aux distances z grandes devant z_R . Les relations précédentes se simplifient alors en:

$$\left. \begin{aligned} w(z) &\cong \frac{\lambda}{\pi w_0} z \\ R(z) &\cong z \end{aligned} \right\} \text{ si } z \gg z_R \quad (2-4)$$

À grande distance, les dimensions du faisceau sont inversement proportionnelles à celles du mode de la cavité. La répartition de la lumière en champ lointain a toujours une répartition gaussienne, suivant une ellipse dont le grand axe est à présent perpendiculaire à la direction de la jonction.

L'onde lumineuse est sphérique, centrée sur la facette de sortie de la diode. Le faisceau est divergent, faisant un demi-angle au sommet à $1/e^2$:

$$\theta_{x,y} = \arctan\left(\frac{\lambda}{\pi w_{0,x,y}}\right) \cong \frac{\lambda}{\pi w_{0,x,y}} \quad (2-5)$$

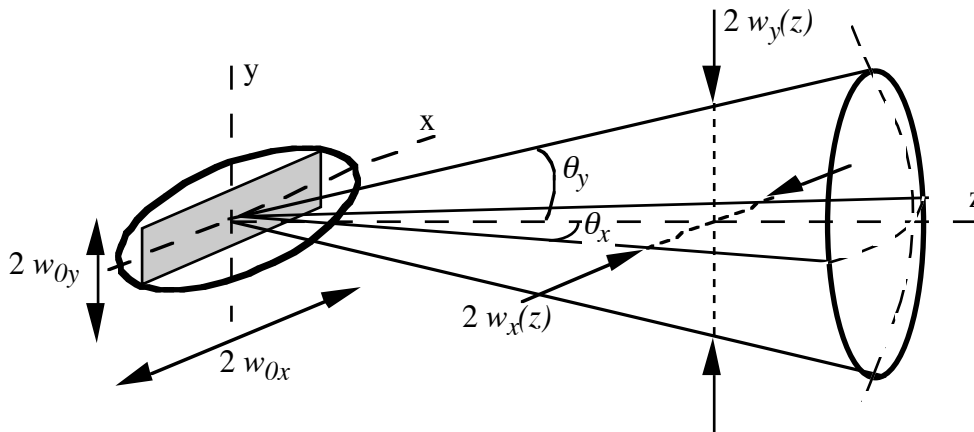


Fig. 2.5: Dimensions du faisceau en champ proche et en champ lointain

Avec un waist de $0,5 \mu\text{m}$ par $1,5 \mu\text{m}$ sur la facette de sortie de la cavité, la divergence angulaire du faisceau dans chaque direction est $\theta_x = 10^\circ$ et $\theta_y = 30^\circ$.

À $z = 6,25 \text{ mm}^*$, $2w_x = 2,2 \text{ mm}$ et $2w_y = 6,8 \text{ mm}$.

Le faisceau issu d'une diode est donc très divergent, plus que celui des lasers classiques, à cause des très petites dimensions de la cavité. C'est pourquoi il est indispensable de collimater ce faisceau avec une lentille de grande ouverture numérique, pour récupérer toute la lumière émise. Ne travaillant pas dans le domaine paraxial, cette lentille doit être

* Distance focale de la lentille de collimation qui suit la diode dans nos montages.

asphérique, pour ne pas ajouter d'aberrations géométriques au faisceau. La lentille dont nous disposons a une ouverture numérique de 0,4 ($\theta < 24^\circ$), ce qui n'est pas encore suffisant pour récupérer la totalité du faisceau issu de la diode.

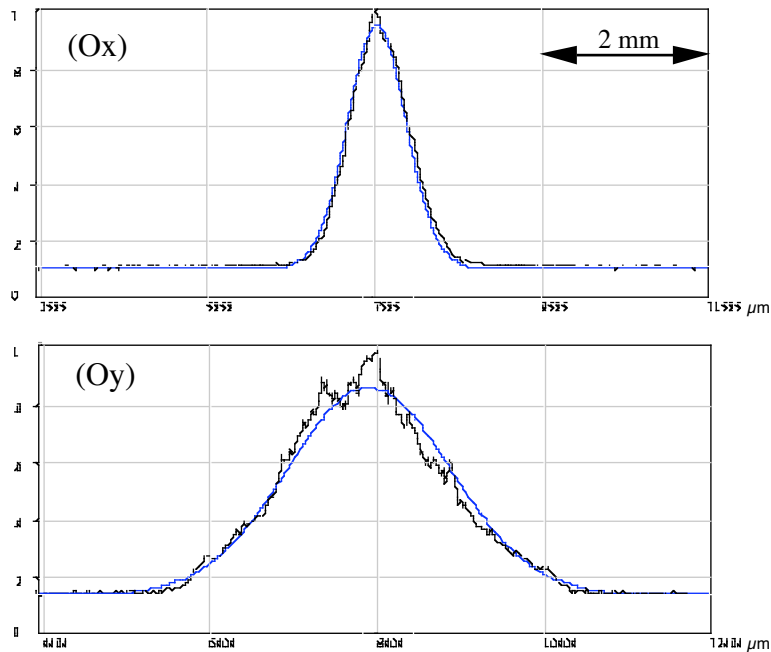


Fig. 2.6 : Distribution transversale de l'intensité du faisceau issu d'une diode Hitachi HLP 1400, collimaté par une lentille Corning 350110 (focale 6,25 mm, diamètre utile 5 mm) et répartition gaussienne approchée.

La mesure de la distribution transversale de l'intensité lumineuse du faisceau collimaté par cette lentille fait apparaître des irrégularités, dues à la diffraction par la lentille dans la direction (Oy), perpendiculairement à la jonction, dans laquelle elle écrête le faisceau laser (Fig. 2.6). Il peut être nécessaire de corriger ces défauts locaux par un filtrage spatial du faisceau.

d. Astigmatisme

Grâce aux propriétés de guide de lumière 2D de leur couche active (§2.A.II.1.), les diodes à guidage par l'indice sont dépourvues d'astigmatisme. Les waists du faisceau suivant (Ox) et (Oy) sont situés sur un même plan : la facette de sortie de la diode. Les constructeurs garantissent un astigmatisme inférieur à $5 \mu\text{m}$ sur cette position.

A.III.2. Polarisation de l'émission

La géométrie rectangulaire de la zone active la rapproche d'un guide d'ondes plan. Le facteur de confinement des modes transverses et le coefficient de réflexion des facettes de la diode favorisent les modes polarisés TE, parallèlement à la couche active. En pratique, ce sont les seuls qui oscillent dans les diodes lasers. Le rapport des puissances dans chaque polarisation est, d'après le constructeur, de 50:1 à 100:1.

A.IV. Caractéristique $P_{opt} = f(I)$

Aux faibles intensités du courant d'alimentation I de la diode, l'émission de photons est principalement spontanée, sur toute la largeur spectrale du gain de la diode. L'émission stimulée ne devient prédominante que lorsque le nombre de photons intra-cavité est important, au-delà du seuil de la caractéristique $P_{opt} = f(I)$. Alors, tout électron injecté donne lieu à l'émission d'un photon stimulé. La puissance optique au-dessus du seuil est une fonction linéaire du courant I .

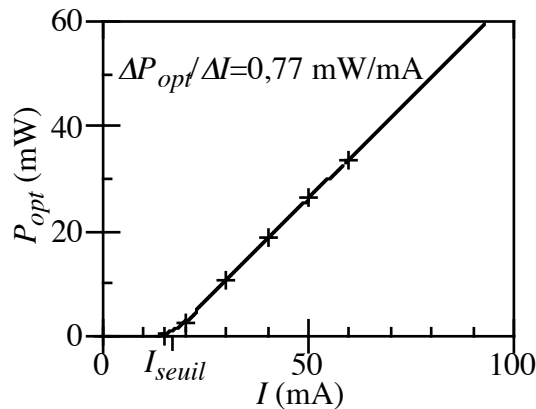


Fig. 2.7 : Caractéristique puissance/courant d'une diode SDL 5422 H1 à température ambiante.

A.IV.1. Courant de seuil

Le courant de seuil I_{seuil} est la valeur de courant pour laquelle le gain optique, par l'émission stimulée, est égal aux pertes (absorption par la couche active, transmission des facettes, recombinaisons non-radiatives d'électrons avec des trous,...) sur un aller et retour dans la cavité.

$$I_{seuil} = I_{trans} + \frac{1}{a} \left(\alpha_{int} - \frac{1}{l_d} \ln(r_1 r_2) \right) \quad (2-6)$$

où I_{trans} est le courant de transparence [Agrawal, de Labachellerie 92];

a est un coefficient de gain (en $A^{-1}.m^{-1}$);

α_{int} décrit les pertes sur un aller et retour dans la diode;

r_1 et r_2 sont les coefficients de réflexion en amplitude des facettes.

Les valeurs usuelles de I_{seuil} sont situées entre 20 mA et 50 mA pour les diodes que nous utilisons, à température ambiante.

Expérimentalement, on observe que I_{seuil} croît exponentiellement avec la température de la diode [Kressel]; typiquement, nous mesurons une température caractéristique T_0 de l'ordre de 150 K avec les diodes utilisées [SDL], soit :

$$\frac{1}{I_{seuil}} \frac{d I_{seuil}}{dT} = \frac{1}{T_0} \cong 7.10^{-3} \text{ K}^{-1}$$

Il n'est pas donc favorable de travailler à des températures élevées, pour lesquelles, qui plus est, la durée de vie des diodes est plus faible.

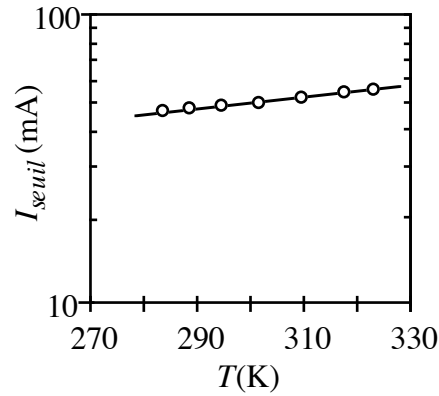


Fig. 2.8 : Évolution du courant de seuil avec la température d'une diode Hitachi HLP 1400.

A.IV.2. Au-dessus du seuil

La pente de la partie linéaire de la caractéristique $P_{opt} = f(I)$ dépend principalement des pertes optiques dans la cavité, et de la transmission de la facette par laquelle la lumière est extraite de la cavité. $\Delta P_{opt}/\Delta I$ est de l'ordre de 0,5 mW/mA*. La puissance lumineuse en sortie d'une face s'écrit [Petermann]:

$$P_{opt2} = \eta_{ext} \frac{h\nu}{e} A_2 (I - I_{seuil}) \quad (2-7)$$

où $\eta_{ext} = -\ln(r_1 r_2) / (\alpha_{int} l_d - \ln(r_1 r_2))$ est l'efficacité quantique externe au-dessus du seuil, c'est-à-dire la portion de photons stimulés qui sortent de la cavité laser.

$$A_2 = (1 - R_2) r_1 / (r_1 (1 - R_2) + r_2 (1 - R_1)) \quad (\text{cf. annexe A3})$$

r_1 et r_2 sont les coefficients de réflexion en amplitude, et $R_{1,2} = r_{1,2}^2$

* 0,7 mW/mA pour les diodes SDL 5400; 0,3 mW/mA pour les diodes Hitachi HLP 1400

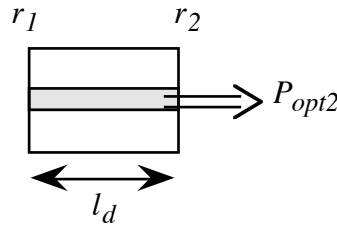


Fig. 2.9 : Définition des paramètres de la diode laser

Les puissances optiques maximales que la diode est capable de fournir dépendent en fait du courant maximal qu'elle supporte, sans détérioration des facettes par des intensités lumineuses trop élevées. De plus, aux forts courants, le gain optique sature, limitant la puissance : la caractéristique n'est plus linéaire [Agrawal].

A.V. Caractérisation spectrale de l'émission

A.V.1. Les modes de la cavité laser

a. Intervalle spectral libre $\Delta\nu_d$

La cavité laser des diodes est constituée par la couche active, comprise entre les facettes du cristal en guise de miroirs. Les modes Fabry-Perot sont donnés par la relation usuelle:

$$\nu_k = k \frac{c}{2\mu_{eff}l_d} \quad k \in \mathbb{N} \quad (2-8)$$

où μ_{eff} est l'indice de réfraction effectif de la couche active, c'est-à-dire l'indice du milieu vu par le mode transverse lors de sa propagation dans le guide d'onde, et non l'indice réel du milieu isolé [Vassallo].

En toute rigueur, les modes ne sont pas équidistants car μ_{eff} , indice effectif de la couche active, varie avec la fréquence ν . On définit un indice effectif de groupe $\overline{\mu_{eff}}$:

$$\overline{\mu_{eff}} = \mu_{eff} + \frac{d\mu_{eff}}{d\nu} \nu \quad (2-9)$$

qui permet d'écrire:

$$\Delta\nu_d = \frac{c}{2\overline{\mu_{eff}}l_d} \quad (2-10)$$

$\overline{\mu_{eff}}$ est de l'ordre de 4 pour les diodes en AlGaAs. Avec une cavité de 300 μm de long, l'intervalle entre modes est d'environ 125 GHz (soit 0,3 nm). Les diodes SDL récentes sont plus longues, leur intervalle spectral libre est plutôt de 50 GHz.

b. Mode d'émission au-dessus du seuil

Le mode laser est celui pour lequel l'égalité "gain au seuil = pertes" est réalisé pour le courant injecté le plus faible (voir Fig. 2.10). La saturation du gain qui se produit au-dessus du seuil empêche théoriquement les autres modes de laser. Ce n'est pas rigoureusement le cas en pratique avec les diodes simples, mais les structures à guidage par l'indice et à puits quantiques réduisent notablement le risque de fonctionnement multimode.

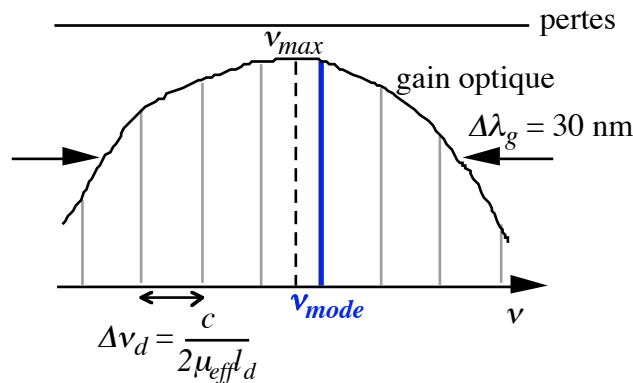


Fig. 2.10 : Modes de la diode laser en dessous du seuil; le mode émis est le plus proche du sommet de la courbe de gain (trait gras)

A.V.2. Accordabilité en fréquence

La fréquence d'un mode laser est fixée par la longueur optique $\mu_{eff} l_d$ de la cavité, par la relation (2-8), et est donc extrêmement sensible à toute variation de l'indice et/ou de la longueur géométrique de la couche active. Par ailleurs, le mode sélectionné dépend de la position du maximum de la courbe de gain de la diode ν_{max} , qui se déplace avec la température de la jonction et le courant qui y est injecté.

L'évolution différente de ces deux phénomènes est à l'origine de sauts de modes, mais donne une certaine liberté dans le choix de la longueur d'onde d'émission. Citons quelques ordres de grandeurs typiques, avec les diodes en AlGaAs à 852 nm [Cérez]:

a. Accordabilité avec la température

L'augmentation de la température de la diode provoque une diminution de l'énergie de gap du semiconducteur, qui déplace le maximum de la courbe de gain vers les longueurs d'onde croissantes :

$$\frac{d\lambda_{max}}{dT} \cong +0,3 \text{ nm / K} \Leftrightarrow \frac{d\nu_{max}}{dT} \cong -120 \text{ GHz / K} \text{ à } 852 \text{ nm}$$

D'autre part, un accroissement de la température dilate la cavité, et surtout fait varier l'indice du milieu. La position des modes de la cavité évolue avec un taux:

$$\frac{d\lambda_{mode}}{dT} \cong +0,06 \text{ nm / K} \Leftrightarrow \frac{d\nu_{mode}}{dT} \cong -28 \text{ GHz / K}$$

b. Accordabilité avec le courant

Le courant agit de deux façons différentes sur les paramètres de la cavité laser:

- d'une part en injectant des porteurs dans la jonction :
cela n'a pas d'influence sur la courbe de gain au-dessus du seuil, car par principe le nombre de porteurs reste constant, mais provoque tout de même une variation de l'indice effectif, qui déplace la fréquence du mode laser :

$$\frac{d\lambda_{mode}}{dI}_{\text{porteurs}} \cong -2.10^{-4} \text{ nm / mA} \Leftrightarrow \frac{d\nu_{mode}}{dI}_{\text{porteurs}} \cong +100 \text{ MHz / mA}$$

- d'autre part en réchauffant la diode ; l'effet du courant rejoint alors celui de la température :

$$\frac{d\lambda_{mode}}{dI}_{\text{thermique}} \cong +6.10^{-3} \text{ nm / mA} \Leftrightarrow \frac{d\nu_{mode}}{dI}_{\text{thermique}} \cong -3 \text{ GHz / mA}$$

Expérimentalement, c'est l'aspect thermique du courant qui prédomine, en basses fréquences.

c. Réglage de la longueur d'onde d'émission

La dépendance de λ avec la température permet de balayer aisément une gamme de longueurs d'ondes d'une dizaine de nanomètres. À une température fixée, on choisit ensuite plus finement la fréquence grâce au courant d'alimentation, ce qui donne une grande souplesse dans l'accordabilité des diodes. Mais cette dépendance importante impose de réguler soigneusement I et T , pour un fonctionnement stable à la fréquence choisie.

A.V.3. Les sauts de modes

Nous venons de voir qu'une modification de la température (respectivement du courant) déplace à la fois le peigne de modes et la courbe de gain de la diode, mais avec des "vitesses" différentes. En conséquence, le mode d'émission laser, qui est celui ayant le gain le plus fort, ne reste pas sur le même mode k de la cavité quand la température (le courant) change, mais saute sur le mode voisin, pour lequel le gain est devenu maximal (voir fig. 2.11). Le saut de mode se traduit donc par une variation brutale de la fréquence, d'un intervalle spectral libre de la cavité [Cérez].

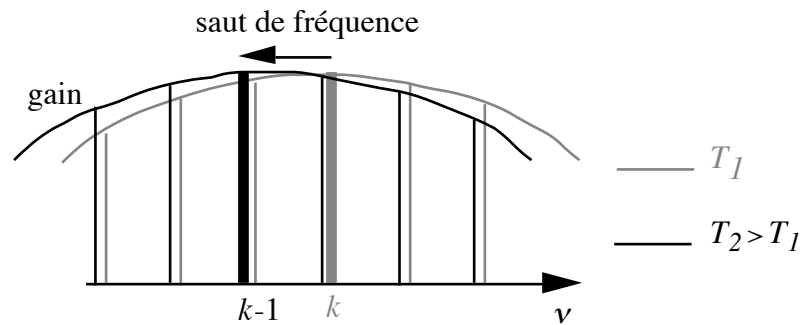


Fig. 2.11 : Le mode sélectionné est initialement celui de rang k ; suite à une augmentation de la température, c'est le mode $k-1$ qui a le plus de gain, et qui est émis.

Expérimentalement, les sauts de modes s'effectuent parfois entre modes distants de plusieurs intervalles spectraux, sans doute à cause de défauts locaux de la structure de la diode défavorisant certains modes. D'autre part, le passage d'un mode à l'autre donne lieu à une hystérésis, particulièrement gênante pour retrouver la fréquence d'émission précédant le saut de mode, en particulier dans les systèmes automatisés de recherche de la fréquence d'une transition atomique.

A.V.4. Sensibilité aux réflexions parasites

Les diodes lasers sont très sensibles aux réflexions parasites, même faibles et provenant d'un élément éloigné. Nous verrons au chapitre suivant (§3.A.) un modèle théorique des cavités couplées qui explique ce phénomène. Tout retour lumineux dans la couche active perturbe grandement son fonctionnement : sauts de modes, émission multimode, fluctuations de la puissance. Cette sensibilité est accrue pour les diodes courtes, et celles dont les facettes sont peu réfléchissantes. C'est pourquoi il est indispensable de faire suivre les diodes d'un isolateur optique, d'atténuation au moins égale à -30 dB.

A.VI. Réponse à une modulation de courant

A.VI.1. Modulation de la puissance optique P_{opt}

Dans une approche en petits signaux, les équations qui régissent le fonctionnement de la diode sont linéaires, et l'égalité (2-7) reste vérifiée en présence d'une modulation sinusoïdale du courant, jusqu'à des fréquences de modulation de l'ordre de 50 MHz [Petermann].

Aux fréquences supérieures, la fonction de transfert n'est plus constante, une fréquence de résonance apparaît, de l'ordre de quelques gigahertz. Elle traduit une oscillation de relaxation entre le nombre de photons émis et le nombre de porteurs injectés. Cette fréquence de résonance F_R varie suivant la racine carrée du courant d'alimentation statique I_0 appliqué à la diode [Petermann].

A.VI.2. Modulation de la fréquence d'émission

L'étude de la modulation de fréquence de la diode est un prolongement de celle menée en statique sur l'accordabilité de fréquence au paragraphe §2.A.V.2. Nous y avons déjà mentionné les deux effets (porteurs et thermique) par lesquels le courant agit sur la diode. De natures différentes, ils agissent dans des gammes de fréquences de modulation bien distinctes.

a. En basses fréquences : l'effet thermique

Jusqu'à 10 MHz environ, la modulation du courant agit principalement sur la température de la diode, en provoquant une variation de l'indice du semiconducteur qui induit une modulation de la fréquence du mode émis. La fonction de transfert est souvent exprimée sous la forme d'un filtre passe-bas, bien que cela ne décrive pas correctement le comportement de certaines diodes. Une analyse des flux thermiques dans la diode, prenant en compte l'échauffement par pertes ohmiques ($P_{thermique} = RI^2$), et par absorption des photons dans la couche active (proportionnel à I) explique avec un meilleur accord expérimental les évolutions observées [Kobayashi, Soundra].

b. Au-delà de 10 MHz : les porteurs

La réponse à une modulation de courant entre 10 MHz et 1 GHz est constante, mais de sens opposé à la dépendance thermique de la fréquence. Aux alentours de quelques gigahertz, l'oscillation de relaxation, déjà mentionnée pour la modulation de P_{opt} , apparaît ici à cause de la saturation du gain sous l'effet d'un grand nombre de photons dans la cavité [Petermann]. À cette fréquence de relaxation F_R , la fonction de transfert $|\Delta\nu/\Delta I|$ augmente de plusieurs ordres de grandeurs.

c. Fonction de transfert de modulation de la fréquence

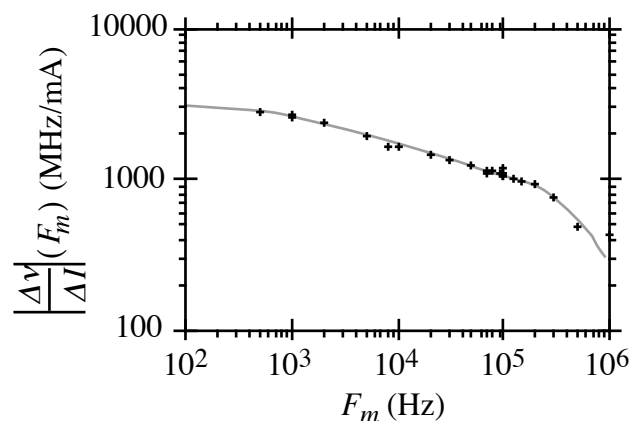


Fig. 2.12 : Fonction de transfert courant/fréquence mesurée d'une diode Hitachi HLP 1400; à 100 kHz, la réponse en fréquence est environ trois fois plus faible qu'en statique

En pratique, nous modulons le courant de la diode jusqu'à 100 kHz. Nous restons donc dans la zone "thermique" de la modulation, loin de la résonance.

B. Spectre et largeur de raie

Ce paragraphe a pour but de rappeler les définitions générales utilisées pour décrire le spectre d'émission d'un laser, et de préciser la notion de largeur de raie. Puis, nous verrons plus précisément les relations propres aux diodes lasers.

B.I. Notion de largeur de raie

B.I.1. Expression générale de la densité spectrale de puissance du champ laser

Par définition, le spectre d'un oscillateur est la répartition spectrale de son énergie, nommée densité spectrale de puissance. Dans le cas des lasers, c'est la densité spectrale du champ électrique \vec{E} qui nous intéresse, mais les résultats ci-dessous se généralisent aisément à d'autres grandeurs.

Mathématiquement, le spectre de \vec{E} est la transformée de Fourier de sa fonction d'autocorrélation :

$$\mathcal{S}_E(\nu) = \text{T.F.} \left(\left\langle \vec{E}^*(t) \vec{E}(t + \tau) \right\rangle \right) \quad (2-11)$$

En première approche, la largeur de raie du laser $\Delta\nu_L$ est la largeur à mi-hauteur de $\mathcal{S}_E(\nu)$.

Si l'émission laser n'était pas perturbée par diverses sources de bruit, le champ électrique serait parfaitement monofréquence - dans l'hypothèse d'un fonctionnement monomode - et son spectre $\mathcal{S}_E(\nu)$ se réduirait à un pic de Dirac à la fréquence d'émission ν_0 . En réalité, l'émission spontanée ajoute une amplitude et une phase aléatoires au champ électrique. Nous négligerons ici le bruit d'amplitude, faible dans les diodes lasers [Vahala 1], pour ne nous intéresser qu'à la phase aléatoire $\Phi(t)$:

$$E(t) = E_0(t) e^{j(2\pi\nu_0 t + \Phi(t))} \quad (2-12)$$

Le spectre laser s'écrit alors :

$$\mathcal{S}_E(\nu) = |E_0|^2 \text{T.F.} \left(e^{2\pi j \nu_0 \tau} \cdot \left\langle e^{j\Delta_\tau \Phi(t)} \right\rangle \right) \quad (2-13)$$

avec

$$\Delta_\tau \Phi(t) = \Phi(t + \tau) - \Phi(t) \quad (2-14)$$

Il est raisonnable de supposer que les fluctuations de la phase $\Delta_\tau \Phi$ ont une valeur moyenne nulle, et suivent une probabilité gaussienne, car elles sont induites par un très grand

nombre d'événements. On montre alors que la densité spectrale de puissance du champ laser s'écrit [Lax] :

$$S_E(\nu) = |E_0|^2 \text{T.F.} \left(e^{2\pi j \nu_0 \tau} \cdot e^{-\frac{1}{2} \langle \Delta_\tau \Phi^2 \rangle} \right) \quad (2-15)$$

Introduisant la densité spectrale de puissance unilatérale* des fluctuations de phase $S_{\delta\Phi}(f) = \text{T.F.}(\langle \Phi(t)\Phi(t+\tau) \rangle)$ dans l'expression de la variance $\langle \Delta_\tau \Phi^2 \rangle$, on aboutit à** :

$$\langle \Delta_\tau \Phi^2 \rangle = 2 \int_0^{+\infty} S_{\delta\Phi}(f) \sin^2(\pi \tau f) df \quad (2-16)$$

Le terme $e^{2\pi j \nu_0 \tau}$ dans (2-15) décale simplement le spectre d'émission du laser $S_E(\nu)$ autour de la fréquence centrale ν_0 . Ainsi, $S_E(\nu)$ est déterminé par la connaissance du spectre de bruit de phase $S_{\delta\Phi}(f)$. Ce dernier tend vers 0 en hautes fréquences pour les formes de bruit rencontrées habituellement avec les lasers.

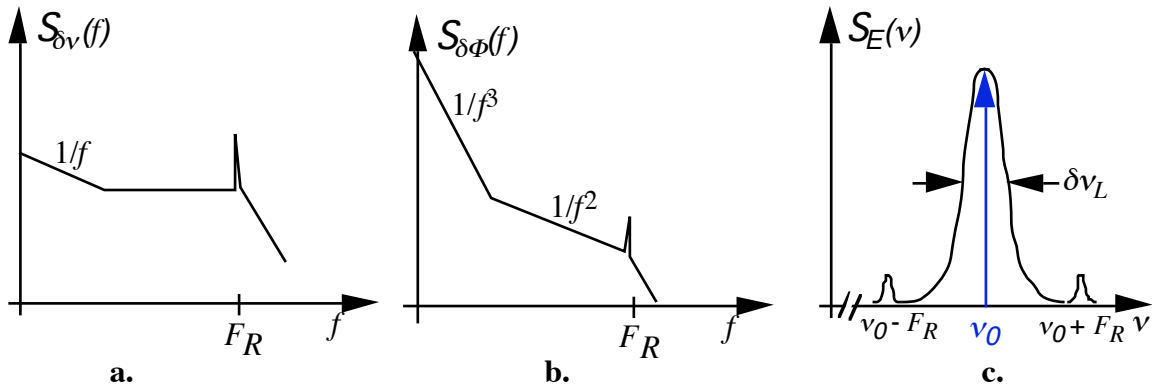


Fig. 2.13 : Allures simplifiées du spectre des fluctuations de fréquence du laser (a.), du spectre des fluctuations de phase associé (b.), et du spectre d'émission laser correspondant (c.).

Expérimentalement, on accède plutôt au spectre de bruit de fréquence du laser $S_{\delta\nu}(f)$, par l'intermédiaire d'un discriminateur de fréquence, par exemple à flanc de frange d'un résonateur Fabry-Perot, ou d'un signal d'erreur dans un asservissement. La relation (2-16) s'écrit aussi :

$$\langle \Delta_\tau \Phi^2 \rangle = 2\pi^2 \tau^2 \int_0^{+\infty} S_{\delta\nu}(f) \frac{\sin^2(\pi \tau f)}{(\pi \tau f)^2} df \quad (2-17)$$

* $S_{\delta\Phi}(f < 0) = 0$ et $S_{\delta\Phi}(f > 0) = 2S_{\Phi}^{bi}(f)$; c'est le spectre de bruit tel qu'on le mesure expérimentalement.

** Je distingue dans tout le manuscrit les fréquences optiques (de l'ordre de 10^{14} Hz), notées ν , des "basses" fréquences (jusqu'à quelques GHz en pratique), notées f ou F , auxquelles on a accès par les instruments électroniques.

où $S_{\delta\nu}(f)$ est la densité spectrale de puissance unilatérale des fluctuations de fréquence du champ laser, avec $\delta\nu(t) = \dot{\Phi}(t)/2\pi$:

$$S_{\delta\nu}(f) = f^2 S_{\delta\Phi}(f) \quad (2-18)$$

Dans l'expression (2-17), la densité spectrale des fluctuations de fréquence est divisée par f^2 , ce qui signifie que toutes les fréquences n'apportent pas la même contribution à $\langle \Delta_\tau \Phi^2 \rangle$. Cela est très important pour bien comprendre que, en pratique, il est possible de réduire très notablement la largeur de raie d'un laser sans pour autant corriger ses fluctuations de fréquence $\delta\nu$ à toutes les composantes $f \in [0; +\infty[$ - ce qui serait expérimentalement impossible.

B.I.2. Quelques formes de spectre rencontrées usuellement ...

a. Bruit blanc de fréquence

L'émission spontanée et les bruits thermiques sont des bruits blancs de fréquence, c'est-à-dire que la densité spectrale de bruit de fréquence qui leur est associé est constante:

$$S_{\delta\nu}^{\text{blanc}}(f) = H_0$$

La résolution de l'équation (2-17) conduit à :

$$\langle \Delta_\tau \Phi^2 \rangle = 2\pi^2 H_0 |\tau| \quad (2-19)$$

La densité spectrale de puissance du champ laser $S_E(\nu)$ est alors lorentzienne, de largeur à mi-hauteur $\Delta\nu_L = \pi H_0$.

b. Bruit en $1/f$ ("flicker" ou scintillation)

En réalité, le bruit de fréquence d'un laser n'est jamais rigoureusement blanc sur toute la gamme de fréquence. Il présente en particulier une composante en $1/f$, très sensible aux basses fréquences. Le calcul de la densité spectrale de puissance du champ laser, mené de la même façon que précédemment, n'aboutit pas car l'intégrale (2-17) ne converge pas au voisinage de 0 avec $S_{\delta\nu}(f) = H_{-1}/f$. La notion de largeur de raie, telle qu'elle a été définie plus haut, perd son sens, car la largeur du spectre $S_E(\nu)$ augmente avec le temps d'observation du signal. Une solution consiste à passer par la variance d'Allan pour définir les fluctuations de phase, ce qui conduit à un spectre gaussien [Laurent].

c. Cas général

L'exemple précédent nous montre que l'on ne peut prétendre donner une expression unique de la largeur de raie, celle-ci dépendant fortement de la forme du spectre des fluctuations de fréquence du laser $S_{\delta\nu}(f)$. Si celui-ci ne diverge pas au voisinage de 0, les équations (2-15) et (2-17) permettent de calculer l'expression exacte du spectre laser $S_E(\nu)$.

Cela a été réalisé numériquement au laboratoire par B. Fermigier pour évaluer la largeur de raie d'un laser en cavité étendue asservi en fréquence sur un résonateur Fabry-Perot ultra-stable et de grande finesse [Fermigier]. Si par contre $S_{\delta\nu}(f)$ diverge, ou si l'on ne souhaite pas passer par une résolution numérique longue, ces équations sont inadaptées.

D'autres définitions de la largeur de raie d'un oscillateur - connues sous le nom de largeurs de raie rapides - ont été proposées [Halford]. Elles ne sont pas issues d'un calcul rigoureux des fluctuations de phase du champ électrique, contrairement à la relation (2-15), mais sont liées à la signification physique de largeur de raie. Pour les formes de bruit usuelles, leur expression est cohérente avec les calculs classiques de largeur de raie. Elles donnent donc une évaluation de la largeur du spectre laser.

B.II. Le cas des diodes lasers

B.II.1. Le rôle de l'émission spontanée

La principale source de bruit des diodes lasers est l'émission spontanée de photons dans le mode laser. En effet, un photon spontané émis modifie aléatoirement la phase et l'intensité du champ laser. Cela engendre donc un bruit d'amplitude, négligeable en général, et un bruit blanc de fréquence, responsable de l'élargissement du spectre des diodes lasers.

Sans entrer dans les détails des calculs, précisons que l'émission spontanée ajoute deux déphasages aléatoires au champ laser: l'un dépend directement de la phase du photon spontané; l'autre est dû à la variation de l'intensité, par l'intermédiaire du couplage entre la phase et l'amplitude [Henry]: toute variation de l'intensité du champ provoque une variation du gain optique qui, en modifiant l'indice effectif, modifie la phase du champ. C'est le paramètre α (cf. §2.B.II.3.) qui traduit ce couplage propre aux diodes lasers. Tenant compte de ces deux déphasages aléatoires, la variance des fluctuations de la phase $\langle \Delta_{\tau} \Phi^2 \rangle$ est égale à [Henry]:

$$\langle \Delta_{\tau} \Phi^2 \rangle = \frac{R_{sp}(1 + \alpha^2)}{2N_{photons}} |\tau| \quad (2-20)$$

où R_{sp} est le taux d'émission spontanée (en s^{-1})

$N_{photons}$ est le nombre moyen de photons à l'intérieur de la cavité laser

Nous sommes dans le cas décrit par l'équation (2-19) : le spectre d'une diode laser est donc lorentzien, de largeur de raie :

$$\Delta\nu_L = \frac{h\nu R_{sp} v_g \alpha_m (1 + \alpha^2)}{4\pi (P_{opt1} + P_{opt2})} \quad (2-21)$$

où $\alpha_m = -(1/l_d) \ln(r_1 r_2)$

$v_g = c/\mu_{eff}$ est la vitesse de groupe de la lumière dans la diode

P_{opt_1} et P_{opt_2} sont les puissances optiques sortant par chacune des faces de la diode (cf. §A3)

C'est la formule de Schawlow-Townes modifiée, qui fait apparaître la largeur de raie habituelle des lasers, multipliée par un facteur correctif $(1+\alpha^2)$ caractéristique des lasers à semi-conducteurs.

Tenant compte des relations entre les puissances lumineuses dans la cavité et en sortie des deux faces (cf. annexe §A3), la relation (2-21) peut encore s'écrire [Patzak]:

$$\Delta\nu_L = \frac{h\nu R_{sp} \nu_g \alpha_m (1 + \alpha^2)}{4\pi P_{opt_2}} \frac{r_1(1 - R_2)}{r_1(1 - R_2) + r_2(1 - R_1)} \quad (2-22)$$

avec $R_1 = r_1^2$ et $R_2 = r_2^2$, coefficients de réflexion en puissance des facettes,

Faisons apparaître explicitement la dépendance en $1/l_d^2$ de la largeur de raie, en exprimant R_{sp} en fonction des grandeurs caractéristiques de la diode :

$$R_{sp} = \eta_{sp} g_{seuil} \nu_g = \frac{\eta_{sp} \nu_g}{l_d} (\alpha_{int} l_d - \ln r_1 r_2)$$

où η_{sp} est le rapport entre les taux d'émissions spontanée et stimulée
 α_{int} est le coefficient linéique des pertes par absorption du milieu actif

$$\Delta\nu_L = \frac{h\nu \eta_{sp} c^2 (\alpha_{int} l_d - \ln(r_1 r_2)) \ln 1/(r_1 r_2)}{4\pi P_{opt_2}} \cdot \frac{A_2 (1 + \alpha^2)}{(\mu_{eff} l_d)^2} \quad (2-23)$$

avec $A_2 = (1 - R_2) r_1 / (r_1(1 - R_2) + r_2(1 - R_1))$.

Nous voyons que la largeur de raie des diodes est :

- inversement proportionnelle à la puissance optique émise; en effet, l'importance relative des fluctuations de phase dues aux photons émis spontanément diminue avec l'augmentation du nombre de photons stimulés;
- inversement proportionnelle au carré de la durée d'un trajet dans la cavité laser $(\mu_{eff} l_d) / c$

C'est ce terme qui est essentiellement responsable de la grande largeur spectrale des diodes lasers, car les cavités lasers sont très courtes [de Labachellerie 88].

Nous verrons plus loin une autre expression de la largeur de raie, lorsque l'un des coefficients de réflexion des miroirs dépend de la fréquence d'émission (éq. (3-9)).

B.II.2. Expérimentalement ...

La largeur de raie des diodes lasers est typiquement de quelques dizaines de MHz, ce qui est considérable par rapport aux autres types de lasers. L'emploi de structures à puits

quantiques, la diminution des pertes optiques et l'allongement des cavités permet actuellement aux constructeurs de proposer des diodes de largeur de raie de 10 MHz à 30 MHz.

Le bruit réel des diodes n'est pas blanc, car à l'émission spontanée s'ajoutent d'autres sources de bruits (thermiques, mécaniques, électriques,...). La formule de Schawlow-Townes modifiée ne donne donc qu'une estimation minorée de la largeur de raie, dont nous avons déjà dit les difficultés de la définir précisément dans le cas réel. Ce n'est pas une limite intrinsèque du laser, puisqu'elle peut être dépassée par un contrôle serré des fluctuations de fréquence de la diode [de Labachellerie 92].

D'autre part, il apparaît expérimentalement un seuil indépendant de la puissance optique, qui limite la largeur de raie de la diode aux fortes puissances [Petermann].

Enfin, l'oscillation de relaxation qui apparaît déjà dans la fonction de transfert fréquence/courant de la diode est à l'origine de bandes latérales situées à $\pm F_R$ du pic central [Vahala 2, Henry 83].

B.II.3. Le paramètre α

Le facteur de couplage phase-amplitude α , introduit par Henry [Henry], est par définition le rapport des dérivées par rapport à la densité de porteurs n des parties réelles et imaginaires de l'indice du semiconducteur, ce qui s'écrit :

$$\alpha = -\frac{4\pi}{\lambda} \cdot \frac{\partial \mu_{eff} / \partial n}{\partial g / \partial n} \quad (2-24)$$

Ce terme est propre aux diodes lasers; il dépend de leur structure, de la longueur d'émission, de la densité d'électrons dans le milieu, de la température,... Avec cette définition, il est positif, typiquement compris entre 2 et 8 : autour de 6 avec les diodes Fabry-Perot en AlGaAs conventionnelles, de l'ordre de 2 pour les diodes à puits quantiques [Osinski].

C. Les diodes à réseau de Bragg (DBR)

C.I. Principe

Les structures DBR ("Distributed Bragg Reflector") sont des diodes lasers semblables aux diodes Fabry-Perot, dans lesquelles l'une au moins des facettes est remplacée par un miroir de Bragg, c'est-à-dire un réseau de diffraction gravé dans le semiconducteur par une modulation longitudinale de l'indice. Le coefficient de réflexion de ce miroir de Bragg dépend de la longueur d'onde, il est maximal pour les longueurs d'ondes λ_k multiples du pas du réseau Λ [Cérez].

$$\mu_{eff}\Lambda = \frac{k\lambda_k}{2} \quad (2-25)$$

où k est l'ordre de diffraction, en général 1 ou 2;
 Λ est de l'ordre de 100 nm

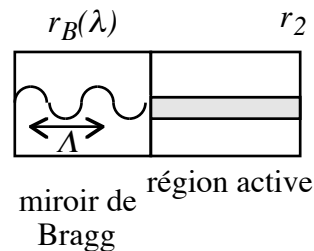


Figure 2.14: Vue simplifiée d'une diode DBR

La longueur du miroir de Bragg est de l'ordre de $500 \mu\text{m}$. Le coefficient de réflexion en puissance R_B à la longueur d'onde centrale sélectionnée par le réseau de Bragg est typiquement de 50%, soit supérieur à celui d'une face clivée d'une diode laser conventionnelle ($R_l = 32\%$). Toutefois, les pertes par couplage entre le milieu actif et le miroir de Bragg réduisent sa valeur effective, et augmentent d'autant le courant de seuil [Agrawal]. Pour comparaison, le courant de seuil des diodes Fabry-Perot SDL 5420 est d'environ 20 mA; il est de 30 mA pour les diodes DBR de ce même constructeur.

Les équations qui décrivent le comportement de la diode sont analogues à celles des diodes Fabry-Perot (2-6) et (2-7), à ceci près que le coefficient de réflexion dépend à présent de la fréquence. Le gain au seuil n'est donc pas constant pour tous les modes lasers, dont la position est donnée par :

$$\arg(r_B(\nu)) + 4\pi \frac{\mu_{eff} l_d}{c} \nu = 2k\pi \quad (2-26)$$

Le mode laser émis est au voisinage du maximum du coefficient de réflexion du réseau de Bragg, qui impose son fonctionnement à la diode. La largeur à mi-hauteur de $r_B(\lambda)$ autour d'une longueur d'onde de Bragg λ_k est de l'ordre de 100 GHz.

C.II. Avantages sur les diodes Fabry-Perot

C.II.1. Fonctionnement monomode

La grande sélectivité spectrale du miroir de Bragg filtre les modes pouvant osciller dans la diode. Autour du mode sélectionné par le réseau de Bragg, les pertes augmentent rapidement, et les modes voisins ne peuvent osciller. L'émission laser est donc monomode, avec un taux de réjection modal élevé, typiquement -30 dB [Agrawal], bien supérieur à celui des diodes classiques.

C.II.2. Accordabilité en fréquence

La variation de la longueur d'onde d'émission de la diode DBR ne dépend plus seulement des caractéristiques du milieu actif, comme les structures Fabry-Perot, mais aussi de celles du réseau de Bragg.

a. Évolution avec la température

Le réseau de Bragg évolue avec la température de sorte qu'une variation de température déplace la longueur d'onde du mode laser, avec un accord voisin de celui des diodes Fabry-Perot [SDL] :

$$\frac{d\lambda}{dT} \cong +0,07 \text{ nm / K} \Leftrightarrow \frac{d\nu}{dT} \cong -3,5 \text{ GHz / K}$$

b. avec le courant

Toute variation du courant de la diode déplace la fréquence du mode et le maximum de la courbe de gain, ce qui crée des sauts de modes. En statique, l'évolution de la fréquence avec le courant est moins importante que pour les diodes Fabry-Perot, typiquement:

$$\frac{d\lambda}{dI} \cong +10^{-3} \text{ nm / mA} \Leftrightarrow \frac{d\nu}{dI} \cong -500 \text{ MHz / mA}$$

C.II.3. Sensibilité aux réflexions parasites

Expérimentalement, les diodes DBR apparaissent plus sensibles aux réflexions parasites que les diodes Fabry-Perot. Leur émission est très instable en présence d'une réflexion parasite, il est donc nécessaire de les faire suivre d'un isolateur optique. Même dans

ces conditions, nous avons observé un comportement perturbé par la réflexion sur la face avant de certains isolateurs ...

C.II.4. Largeur de raie

À cause de la dépendance du coefficient de réflexion du miroir de Bragg avec la fréquence, l'expression de la largeur de raie des diodes DBR est donnée par la relation (3-9). Il en résulte une largeur de raie plus faible que celle de la diode Fabry-Perot équivalente, de même réflectivité et de même puissance optique intra-cavité [Patzak].

Yokogawa annonce des largeurs de raie inférieures à 1 MHz, ce que je n'ai pas vérifié expérimentalement; toutefois, elles ne dépassent pas 4 MHz, ce qui est déjà très satisfaisant pour de nombreuses applications.

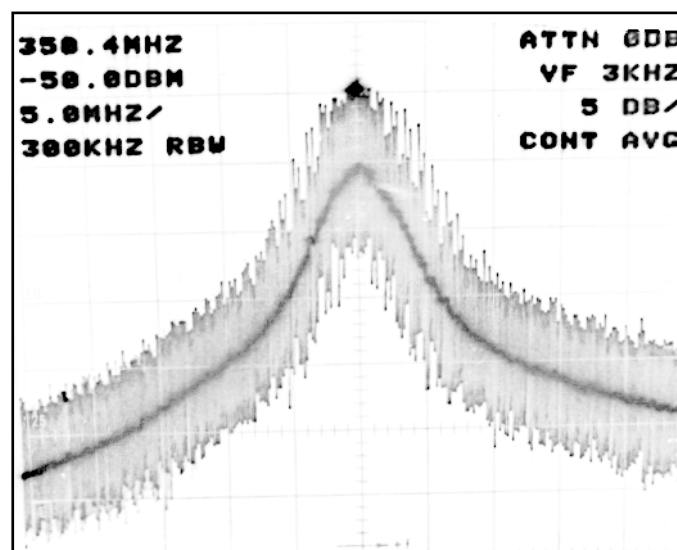


Fig. 2.15 : Spectre du battement entre une diode SDL 5700 et un laser en cavité étendue, mesuré à l'analyseur de spectre; en noir, moyennage sur 10 mesures.

La figure (2.15) reproduit le spectre du battement entre une diode DBR SDL 5700 et un laser en cavité étendue, de largeur de raie d'environ 100 kHz (cf. §3.C). D'après la mesure à -3 dB du battement, la largeur de raie de la diode est de 5 MHz.

C.III. DBR à plusieurs électrodes

Il est possible de commander séparément le réseau de Bragg et la couche active, par des courants d'alimentations distincts. Les diodes Yokogawa comportent en fait trois électrodes, respectivement pour la zone de gain, une région de contrôle de phase, et le réseau de Bragg (Fig. 2.16). I_{gain} impose la puissance laser émise, indépendamment de la fréquence; celle-ci est choisie par un jeu judicieux entre les courants I_{Bragg} et I_{φ} . On peut ainsi obtenir un accord spectral sans saut de modes de 2 nm [Hirata].

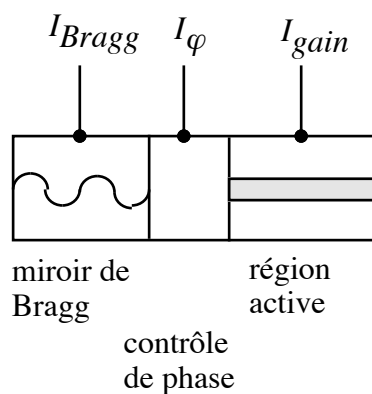


Fig. 2.16 : Diode DBR à plusieurs électrodes

Les diodes DBR présentent donc de nombreux avantages par rapport aux diodes Fabry-Perot, en corrigeant un certain nombre de leurs défauts. Leur simplicité d'emploi, leur coût encore raisonnable, et leur fiabilité sont pour elles de sérieux atouts qui les rendent dès à présent indispensables dans de nombreux domaines.

Références

- [Agrawal] Agrawal and Dutta, Long-wavelength semiconductor lasers, Van Nostrand Reinhold, 1986
- [Cérez] P. Cérez, cours de l'Ecole Supérieure d'Optique, 1993
- [de Labachellerie 88] M. de Labachellerie, Principales caractéristiques des lasers à semi-conducteurs à cavité étendue. Application à l'amélioration des propriétés spectrales des diodes laser, thèse de l'université Paris XI, 1988
- [de Labachellerie 92] M. de Labachellerie, C. Latrasse, P. Kemssu et P.Cérez, "*The frequency control of laser diodes*", J. Phys. III France **2**, pp 1557-1589, 1992
- [Fermigier] B. Fermigier, Étude d'un étalon de fréquence atomique à 729 nm : réalisation et stabilisation du laser d'interrogation, thèse de l'université Paris XI, 1997
- [Halford] D. Halford, "*Infrared-microwave frequency synthesis design : some relevant conceptual noise aspects*", Proceedings of the Seminar on Frequency Standards and Metrology, Quebec, 1971
- [Henry] C. Henry, "*Theory of the linewidth of semiconductor lasers*", IEEE JQE **18**, n°2, pp 259-264, 1982
- [Henry 83] C. Henry, "*Theory of the phase noise and power spectrum of a single mode injection laser*", IEEE JQE. **19**, n°9, pp 1391-1397, 1983
- [Hirata] T.Hirata, M. Maeda, M. Suchiro et H. Hosomatsu, "*Fabrication and characteristics of GaAs-AlGaAs tunable laser diodes with DBR and phase-control sections integrated by compositional disordering of a quantum well*", IEEE JQE **27**, n°6, pp 1609-1614, 1991
- [Kobayashi] S. Kobayashi et al., "*Direct frequency modulation in AlGaAs semiconductor lasers*", IEEE JQE **QE-18**, n°4, pp 58 -595, 1982
- [Kressel] H. Kressel et J.K. Butler, Semiconductor lasers and heterojunction LEDs, Academic Press, 1977
- [Laurent] P. Laurent, Stabilisation en fréquence de diodes lase par couplage optique résonant sur une cavité Fabry-Perot confocale, thèse de l'université Paris XI, 1989
- [Lax] M. Lax, "*Classical noise. V. Noise in self-sustained oscillators*", the Phys. Rev. **160**, n°2, p 290, 1967
- [Ohtsu] M. Ohtsu, Highly coherent semiconductor lasers, Artech House, 1992
- [Osinski] M. Osinski et J. Buus, "*Linewidth broadening factor in semiconductor lasers - an overview*", IEEE JQE **23**, n°1, pp 9-28, 1987

- [Patzak] E Patzak et al., "*An analysis of the linewidth and spectral behavior of DBR lasers*", IEEE JQE **21**, n°9, pp 1318-1325, 1985
- [Petermann] K. Petermann, Laser Diode Modulation and Noise, ADOP, 1988
- [SDL] SDL, Laser Diode Operator's Manual & Technical Notes, 1994
- [Soundra] Soundra Pandian et Dilwali, "*On the thermal FM response of a semiconductor laser diode*", IEEE Phot. Tech. Lett. **4**, n° 2 , 1992
- [Vahala 1] K. Vahala et A. Yariv, "*Semiclassical theory of noise in semiconductor lasers - Part I*", IEEE JQE **19**, n° 6, pp 1096-1101, 1983
- [Vahala 2] K. Vahala et A. Yariv, "*Semiclassical theory of noise in semiconductor lasers - Part II*", IEEE JQE **19**, n° 6, pp 1096-1101, 1983
- [Vassallo] C. Vasallo, Optical Waveguide Concepts, Elsevier, 1991

Chapitre 3

Lasers en cavité étendue

Le principal inconvénient des diodes lasers étudiées au chapitre précédent est, pour notre application de spectroscopie, leur largeur de raie importante. En effet, notre but est de préparer et d'interroger des atomes de césium, par l'intermédiaire d'une transition optique de 5 MHz de largeur naturelle. Il est donc souhaitable d'utiliser des sources lasers de largeur de raie inférieure à 5 MHz, pour ne pas élargir la transition de référence, pomper plus efficacement les atomes, et réduire le bruit de détection des atomes.

Les diodes Fabry-Perot commerciales ont, en fonctionnement normal, des largeurs de raie de l'ordre de 30 MHz. Elles ont été employées dans des horloges atomiques à pompage optique fonctionnant avec la transition $3-3'\sigma$, peu sensible au bruit de fréquence du laser pour peu que les intensités lumineuses dans les zones d'interaction soient suffisantes pour pomper totalement les atomes [Giordano].

Les diodes DBR ont des largeurs de raie plus faibles, typiquement 5 MHz. Cela est suffisant pour pomper efficacement les atomes, et elles remplacent à présent les diodes Fabry-Perot dans les horloges atomiques, sur la même transition $3-3'\sigma$ [Boussert]. Elles sont également employées pour le refroidissement des atomes par laser [Aucouturier]. Il est probable que d'ici quelques années, les diodes DBR atteindront de façon fiable des largeurs de raie inférieures à 1 MHz, et remplaceront avantageusement dans un certain nombre d'applications les structures en cavité étendue nécessaires aujourd'hui.

Les transitions cyclantes ($4-5'$ et $3-2'$) sont potentiellement plus intéressantes pour la détection des atomes que la transition pompante $3-3'$, mais elles reproduisent le bruit de fréquence des lasers [cf. §4]. Elles ne peuvent donc être excitées que par des lasers très fins spectralement, réalisés à partir de diodes commerciales par une technique de cavités couplées.

Je vais dans ce chapitre rappeler les principes de fonctionnement des lasers couplés avec une cavité externe, et m'attarder sur les deux structures que j'ai réalisées, pour lesquelles je présenterai les résultats expérimentaux les plus significatifs.

A. Principe des cavités couplées

Nous avons déjà vu, au chapitre précédent, que la valeur importante de largeur de raie des diodes lasers était due essentiellement à leur faible longueur. Une augmentation de la longueur de la diode elle-même n'est toutefois pas une très bonne solution pour réduire sa largeur spectrale, à cause des pertes internes du milieu actif qui limitent les performances de la diode [de Labachellerie 88]. Il est donc plus judicieux de placer la diode dans une cavité externe passive, plus longue, qui va augmenter la durée de vie des photons dans la cavité sans ajouter de pertes optiques. Cette solution est étudiée au Laboratoire de l'Horloge Atomique depuis 1984, et est depuis sans cesse améliorée pour s'adapter au mieux à nos besoins [de Labachellerie 88, de Labachellerie 92, Dimarcq 94, Fermigier 97].

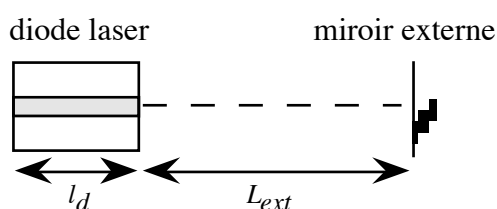


Fig. 3.1 : Principe d'un laser en cavité étendue

Le couplage d'une diode laser avec une cavité externe est un phénomène très général, qui prend des formes diverses: le miroir externe (cf. Fig. 3.1) peut être tout aussi bien une lame semi-transparente, un miroir sphérique, un réseau de diffraction, un résonateur Fabry-Perot [Laurent], ou un élément quelconque du montage optique sur lequel le faisceau laser se réfléchit malencontreusement. Les réflectivités différentes de ces miroirs conduisent à une grande variété de comportement, que nous passerons en revue rapidement, avant de proposer un modèle qui permet d'en rendre compte simplement.

A.I. Les différents régimes de fonctionnement

La classification utilisée habituellement pour décrire les différents effets du couplage optique d'un laser à semiconducteur avec une cavité externe est celle proposée par Tkach et Chraplyvy [Tkach], qui distinguent cinq régimes, classés par ordre croissant de puissance réfléchie, pour une diode et une longueur de cavité externe L_{ext} données :

- I : l'émission laser reste monomode, si elle l'était déjà, mais la fréquence, la puissance et la largeur de raie du mode laser évoluent périodiquement avec la phase de l'onde réfléchie par la cavité externe.
- II : plusieurs modes de la cavité externe peuvent osciller simultanément, à proximité d'un mode de diode; leur nombre et leurs caractéristiques respectives dépendent de la phase.

- III : l'émission est à nouveau monomode, sur le mode de largeur de raie la plus étroite, indépendamment de la phase de l'onde réfléchie.
- IV : le laser a un comportement extrêmement instable et bruyant, présentant de fluctuations aléatoires de la puissance et une largeur de raie très élargie : le couplage optique conduit à une perte de cohérence du champ laser ("coherence-collapse") [Henry 82, Hirono, Pan].
- V : la cavité externe impose à la diode son fonctionnement; l'émission est alors généralement monomode, et la largeur de raie réduite.

Les régimes I à III correspondent à un couplage faible de la diode avec la cavité externe, tandis que le régime V décrit le couplage fort. Le passage d'un régime à l'autre n'a pas lieu pour un taux de réinjection R_{ext} donné, il dépend au contraire des caractéristiques de la diode (en particulier du coefficient de réflexion de sa face de sortie) et de la cavité externe.

A.II. Modèle des cavités couplées

Dans l'hypothèse d'un couplage cohérent [Olsson], vérifiée tant que L_{ext} reste inférieure à la longueur de cohérence de la diode (typiquement plusieurs mètres), la lumière réfléchie sur le miroir de la cavité externe interfère avec celle à l'intérieur de la diode. L'influence du réflecteur externe sur la diode est alors convenablement décrite par la cavité équivalente à l'ensemble "diode + cavité externe", définie en figure 3.2 : un milieu actif, de longueur l_d , fermé d'un côté par la facette arrière de la diode, et de l'autre par un miroir de coefficient de réflexion effectif complexe $r_{eff}(\nu)^*$.

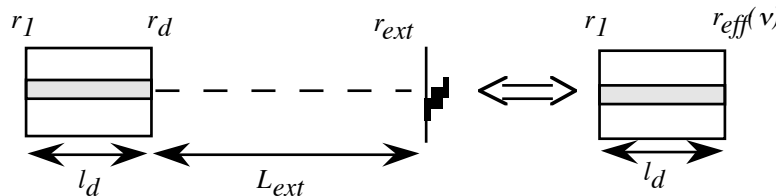


Fig. 3.2 : Cavité équivalente à une diode soumise à un couplage optique

A.II.1. Coefficient de réflexion effectif

Prenant en compte les réflexions multiples dans la cavité externe, le coefficient de réflexion effectif $r_{eff}(\nu)$ s'écrit [Olsson]:

$$r_{eff}(\nu) = \frac{r_d + r_{ext} e^{-j\phi_{ext}}}{1 + r_d r_{ext} e^{-j\phi_{ext}}} \quad (3-1)$$

où r_d , r_{ext} et r_{eff} sont réels et positifs;

* J'utilise la notation : r : coefficient de réflexion en amplitude
 R : " _____ " en puissance ($R = r^2$)

$\phi_{ext} = 4\pi L_{ext} \nu / c$ est le déphasage de l'onde lumineuse après un aller et retour dans la cavité externe;

on a compté un déphasage de π à chaque réflexion air/diode.

r_{ext} a éventuellement une dépendance en fréquence, pour décrire un réseau de diffraction par exemple. Le modèle présenté, construit pour une diode Fabry-Perot, peut aisément s'adapter aux diodes DBR, à condition d'ajouter un déphasage propre à la réflexion sur le réseau de Bragg, et de tenir compte de la variation du coefficient de réflexion avec la fréquence. Le cas des diodes DFB ("Distributed Feedback", réseau de Bragg gravé dans la couche active) est par contre plus complexe, et doit être traité différemment [Favre 87].

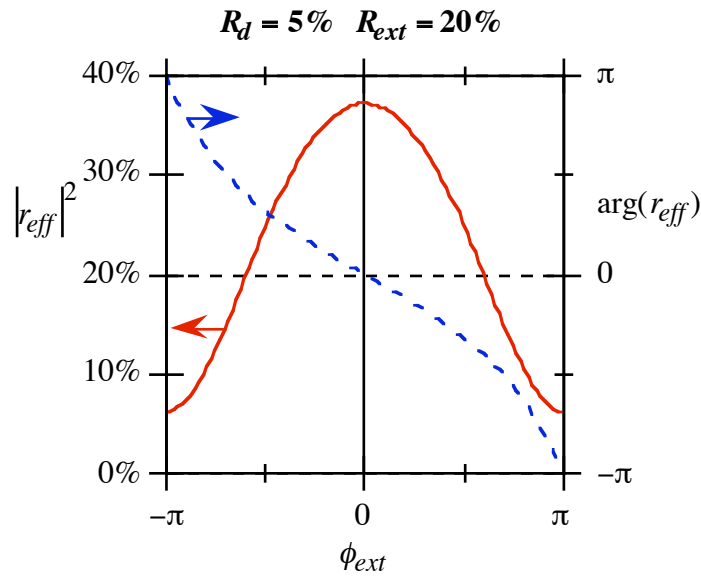


Fig. 3.3 : Coefficient de réflexion effectif avec $R_d = r_d^2 = 5\%$ et $R_{ext} = r_{ext}^2 = 20\%$

$r_{eff}(\nu)$ est une fonction périodique de la fréquence, de période l'intervalle spectral libre de la cavité externe $c/2L_{ext}$. $R_{eff} = |r_{eff}|^2$ oscille entre deux valeurs extrêmes selon la valeur de ϕ_{ext} . Il est maximal quand l'onde lumineuse renvoyée par la cavité externe est en phase avec l'onde sur la facette de la diode.

A.II.2. Conditions d'oscillation

La condition d'oscillation d'un mode laser dans la cavité équivalente est, selon l'expression classique pour les lasers :

$$r_1 r_{eff}(\nu) e^{-j\phi_d} e^{(g_{seuil} - \alpha_{int})l_d} = 1 \quad (3-2)$$

où $\phi_d = 4\pi\mu_{eff}l_d\nu/c$, déphasage après un aller et retour dans la diode*

* J'ai fait précéder, dans tous les termes de phase $e^{-j\Phi}$, les déphasages d'un signe "-" pour décrire le retard de l'onde, en accord avec [Petermann], ce qui conduit au signe "-" devant $\arg(r_{eff})$ dans l'équation (3-4) et celles qui en découlent, contrairement aux relations équivalentes énoncées dans [Zorabedian] par exemple.

μ_{eff} , indice effectif du milieu actif (cf. §2.A.V.)

g_{seuil} , gain au seuil par unité de longueur

α_{int} , pertes internes linéiques (recombinaisons non radiatives,...)

Soit, en séparant la condition d'amplitude de celle de la phase :

$$g_{seuil} = \alpha_{int} - \frac{1}{l_d} \ln \left(r_1 |r_{eff}(\nu)| \right) \quad (3-3)$$

$$\frac{4\pi\mu_{eff}l_d\nu}{c} - \arg(r_{eff}(\nu)) \equiv 0 [2\pi] \quad (3-4)$$

Ces deux équations sont couplées, car l'indice effectif μ_{eff} dépend du gain g_{seuil} - par l'intermédiaire de la densité de porteurs n dans la couche active - et de la fréquence ν [Henry 82]. L'indice effectif se décompose donc en :

$$\begin{aligned} \mu_{eff}(\nu, n) &= \mu_{eff}(\nu, n_0) + \left. \frac{\partial \mu_{eff}}{\partial n} \right|_{n_0, \nu} (n - n_0) \\ &= \mu_{eff}(\nu, n_0) - \alpha \frac{c}{4\pi\nu} (g_{seuil} - g_0) \end{aligned} \quad (3-5)$$

où n_0 , g_0 sont respectivement la densité de porteurs et le gain au seuil de la diode seule (sans couplage optique)

α est le facteur de couplage phase-amplitude, défini en (2-20) et de valeur numérique positive* .

La relation (3-4) devient alors, avec (3-3) :

$$\frac{4\pi\mu_{eff}(\nu, n_0)l_d\nu}{c} + \alpha \ln \frac{|r_{eff}(\nu)|}{r_d} - \arg(r_{eff}(\nu)) \equiv 0 [2\pi] \quad (3-6)$$

Comparant cette expression à celle, analogue, pour la diode seule :

$$\frac{4\pi\mu_{eff}(\nu_0, n_0)l_d\nu_0}{c} \equiv 0 [2\pi] \quad (3-7)$$

on peut finalement exprimer le déplacement de fréquence dû au couplage optique :

$$\nu - \nu_0 = -\frac{c}{4\pi\mu_{eff}l_d} \left(\alpha \ln \frac{|r_{eff}(\nu)|}{r_d} - \arg(r_{eff}(\nu)) + 2k\pi \right) \quad (3-8)$$

où μ_{eff} est l'indice effectif de groupe de la diode, défini par (2-8);

ν_0 est la fréquence d'émission de la diode seule;

k est un entier relatif.

* Ce n'est pas toujours la convention choisie, bien que ce soit celle de [Henry 82]. Là encore, une inversion de signe peut être observée chez certains auteurs.

Cette relation est semblable à celle obtenue dans [Zorabedian]. La résolution numérique simultanée de (3-3) et (3-8) détermine la position des modes de la cavité composite, et leur gain au seuil [Zorabedian, Yan].

A.II.3. Largeur de raie

Lorsque l'un des coefficients de réflexion des miroirs de la cavité laser dépend de la fréquence, l'expression de la largeur de raie d'un laser se complique par rapport à l'expression (2-21). C'est typiquement le cas ici, avec le coefficient de réflexion effectif $r_{eff}(\nu)$. Dans l'hypothèse d'un bruit blanc de fréquence, le mode laser est lorentzien et sa largeur est [Patzak, Kazarinov]:

$$\Delta\nu_L = \frac{h\nu R_{sp} \nu_g \alpha_m (1 + \alpha^2)}{4\pi(P_{opt1} + P_{opt2})} \left[1 + \frac{1}{2\pi\tau_d} \frac{d\Phi_r(\nu)}{d\nu} + \frac{\alpha}{2\pi\tau_d} \frac{d\ln|r_{eff}(\nu)|}{d\nu} \right]^{-2} \quad (3-9)$$

où R_{sp} est le taux d'émission spontanée

$$\nu_g = c/\mu_{eff}$$

P_{opt1} et P_{opt2} sont les puissances optiques sortant du laser

$$\alpha_m = -\ln(n_1|r_{eff}|)/l_d$$

$\tau_d = \mu_{eff}l_d/c$ est la durée d'un trajet dans la diode

$$\Phi_r = -\arg(r_{eff}), \text{ ce qui revient à écrire } r_{eff}(\nu) = |r_{eff}(\nu)|e^{-j\Phi_r(\nu)}$$

Le premier terme de l'expression (3-9) est la largeur de raie d'une diode de même milieu actif et de coefficients de réflexion r_1 et r_{eff} . Le second terme décrit la réduction de largeur de raie et sa dépendance avec la fréquence du mode laser. C'est lui qui est essentiellement responsable des faibles largeurs de raie des diodes couplées sur une cavité externe.

A.III. Deux cas particuliers

A.III.1. Couplage faible

Il est intéressant de traiter à part le couplage faible, car les relations générales se simplifient grandement, et la compréhension des phénomènes inhérents au couplage en est facilitée. Le couplage faible est adapté à la description des régimes I à III présentés précédemment; en particulier, ce modèle explique correctement les perturbations, observées expérimentalement, dues à une réflexion parasite vers une diode laser.

a. Modes de la cavité externe

Lorsque $r_{ext} \ll r_d$, les réflexions multiples dans la cavité externe sont négligeables, et l'expression de r_{eff} se réduit à :

$$r_{eff}(\nu) = r_d + (1 - r_d^2)r_{ext} e^{-j\phi_{ext}} \quad (3-10)$$

que l'on peut décomposer en [Petermann] :

$$\begin{aligned} |r_{eff}(\nu)| &\cong r_d(1 + \kappa \cos \phi_{ext}) \\ \arg(r_{eff}(\nu)) &\cong -\kappa \sin \phi_{ext} \end{aligned} \quad (3-11)$$

avec un développement limité au premier ordre en $\kappa = r_{ext}(1 - r_d^2)/r_d$,
et comme précédemment $\phi_{ext} = 4\pi L_{ext} \nu/c$.

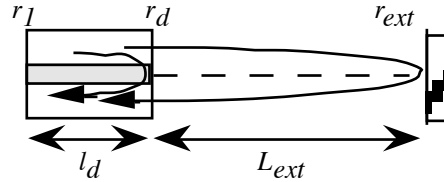


Figure 3.4 : En couplage faible, le coefficient de réflexion effectif est calculé en ajoutant l'onde réfléchie dans la diode, et celle réfléchie une seule fois dans la cavité externe

Les conditions d'oscillation* d'un mode laser (3-3) et (3-8) deviennent alors :

$$g_{seuil} \cong g_0 - \frac{\kappa}{l_d} \cos \phi_{ext} \quad (3-12)$$

$$\begin{aligned} \nu - \nu_0 &= -\frac{c}{4\pi\mu_{eff}l_d} \kappa (\alpha \cos \phi_{ext} + \sin \phi_{ext}) + k\Delta\nu_d \\ &= -\frac{c}{4\pi\mu_{eff}l_d} \kappa \sqrt{1 + \alpha^2} \sin(\phi_{ext} + \arctan \alpha) + k\Delta\nu_d \end{aligned} \quad (3-13)$$

avec les mêmes notations que pour les équations (3-3) et (3-8), et $\Delta\nu_d = c/2\mu_{eff}l_d$ est l'intervalle spectral libre de la diode.

Le terme $k\Delta\nu_d$ est un simple décalage des solutions autour de chaque mode propre de la diode laser, qui signifie que les mêmes modes de la cavité couplée se retrouvent éventuellement autour de plusieurs modes propres de la diode seule [Goldberg], si les pertes sur ces modes sont faibles. Nous ne le précisons plus par la suite, pour plus de lisibilité.

Représentons graphiquement l'équation (3-13), écrite sous une forme réduite :

$$\Delta\omega \cdot \tau_{ext} = -C \sin(\Delta\omega \cdot \tau_{ext} + \omega_0 \tau_{ext} + \arctan \alpha) \quad (3-14)$$

où $\tau_{ext} = 2L_{ext}/c$ est la durée d'un aller et retour dans la cavité externe;
 $\Delta\omega = 2\pi(\nu - \nu_0)$ et $\omega_0 = 2\pi\nu_0$, $\Phi_{ext} = \Delta\omega\tau_{ext} + \omega_0\tau_{ext}$
et C est un coefficient caractéristique du couplage optique, défini par :

* Ces équations statiques sont les solutions stationnaires des équations de taux dynamiques du champ laser dans la cavité, nécessaires à l'étude complète du LCE [Lang].

$$\begin{aligned}
C &= \kappa \sqrt{1 + \alpha^2} \frac{L_{ext}}{\mu_{eff} l_d} \\
&= \sqrt{1 + \alpha^2} \frac{r_{ext} (1 - r_d^2) \cdot L_{ext}}{r_d \cdot \mu_{eff} l_d}
\end{aligned}
\tag{3-15}$$

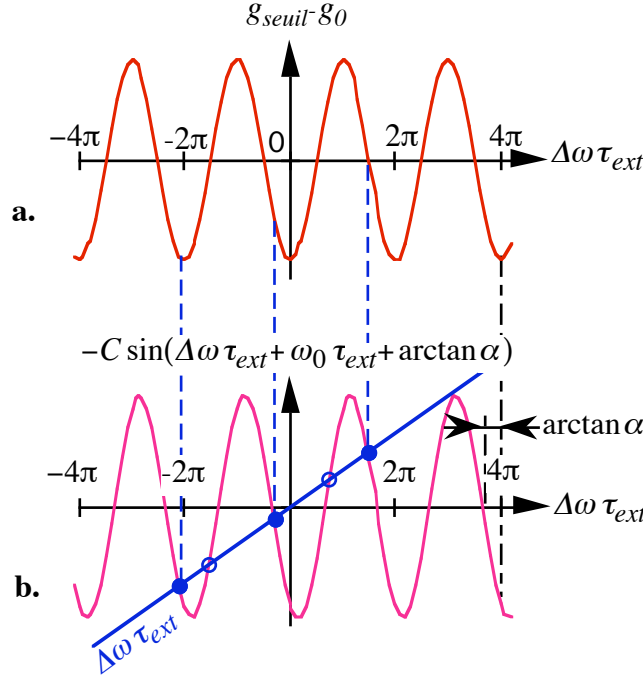


Fig. 3.5 : Résolution graphique de l'égalité (3-14), avec $\omega_0 \tau_{ext} = 0$, $\alpha = 2$ et $C=9,3$. Les modes de la cavité composite coïncident avec les intersections de la droite $\Delta\omega \cdot \tau_{ext}$ avec la sinusoïde $-C \sin(\Delta\omega \tau_{ext} + \omega_0 \tau_{ext} + \arctan \alpha)$ (b.), le gain au seuil étant alors donné par la courbe (a.). Les modes stables sont marqués d'un point noir, les cercles correspondent aux solutions dynamiquement instables.

Les intersections de la droite et de la sinusoïde (Fig. 3.5.b.) indiquent les positions des modes éventuels de la cavité couplée. Toutefois, toutes les solutions de l'égalité (3-13) ne sont pas des modes stables du laser. Une étude dynamique des équations de taux du champ laser en présence de couplage optique montre que les solutions stables dans des conditions de très faibles couplages (régimes I à III) vérifient :

$$1 + C \cos(\Phi_{ext} + \arctan \alpha) > 0$$

ce qui supprime une solution de (3-13) sur deux [Lang, Acket]. Elles sont représentées par des points noirs sur le schéma (3.5). Rappelons que ces solutions ne sont dynamiquement stables que pour un coefficient de couplage C inférieur à une valeur critique, qui dépend du type de diode et de la cavité externe, au-delà de laquelle la cavité composite passe dans un régime fortement instable de perte de cohérence (régime IV) [Henry 82, Hirono].

D'autre part, les modes stables de la cavité couplée ne sont pas nécessairement tous effectivement émis, car les différences de gain au seuil ou de largeur de raie peuvent favoriser un mode au détriment des autres.

Tant que C est strictement inférieur à 1, l'équation (3-14) n'a qu'une seule solution, quel que soit le déphasage dans la cavité externe ϕ_{ext} : le laser reste monomode.

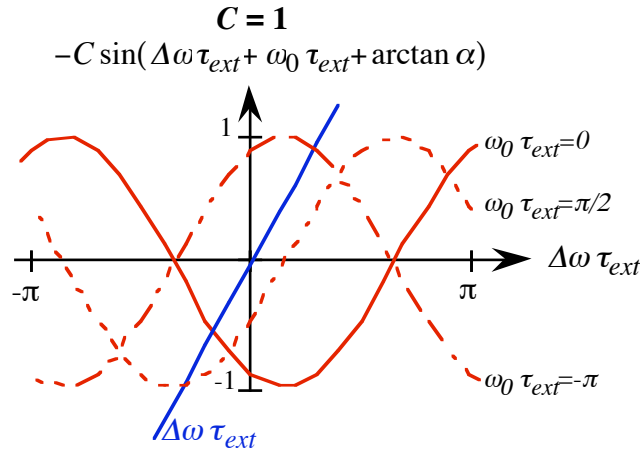


Fig. 3.6: Résolution graphique de (3-14) avec $\alpha = 2$ et $C = 1$. Quelque soit la phase de l'onde dans la cavité externe $\omega_0 \tau_{ext}$, il n'existe qu'un seul mode de la cavité couplée.

Avec les valeurs que nous rencontrons habituellement ($\mu_{eff} l_d = 4$ mm, $R_d = 5\%$, $\alpha = 2$), le cas limite $C = 1$ correspond par exemple à une cavité externe caractérisée par ($L_{ext} = 20$ mm, $R_{ext} = 5 \cdot 10^{-4}$), ou encore ($L_{ext} = 1$ m, $R_{ext} = 2 \cdot 10^{-7}$) : c'est un résultat extrêmement gênant expérimentalement que la diode laser soit d'autant plus sensible aux réflexions que celles-ci proviennent d'un élément éloigné. C'est pourquoi il est nécessaire de protéger les diodes lasers de toute réflexion parasite, en les faisant suivre systématiquement par un isolateur optique, d'isolation au moins égale à -30 dB. La lentille de collimation doit être traitée anti-reflet, et même légèrement inclinée, ainsi que la face d'entrée de l'isolateur.

Remarquons que la figure (3.5) montre que l'écart entre modes est inférieur à l'intervalle spectral libre de la cavité externe, mais il s'en rapproche avec un taux de couplage croissant, ce qui est vérifié expérimentalement [Tkach].

La position d'un mode de la cavité externe fluctue avec une variation de L_{ext} autour de sa valeur moyenne, en modifiant τ_{ext} dans la relation (3-14). Une variation de $\mu_{eff} l_d$, par le courant d'injection ou la température de la diode, déplace la fréquence propre de la diode ν_0 , d'où un déplacement analogue des modes du laser. La modulation de la fréquence d'émission avec l'un de ces paramètres est une des caractéristiques de l'existence d'une réflexion parasite qui perturbe une diode laser. La compétition entre les différents modes de la cavité externe conduit à des sauts de modes lorsque le déphasage $\omega_0 \tau_{ext}$ évolue.

b. Courant de seuil et puissance lumineuse

L'expression du courant de seuil est directement déduite de celle du gain au seuil :

$$I_{seuil} - I_0 \propto -\kappa \cos \phi_{ext} \quad (3-16)$$

$$\text{avec } \phi_{ext} = \Delta\omega\tau_{ext} + \omega_0\tau_{ext}$$

Il oscille autour de I_0 , courant de seuil de la diode seule, sa valeur étant fixée par le déphasage propre au mode émis. Cela conduit à des ondulations périodiques de la caractéristique $P_{opt} = f(I)$, d'amplitudes variables selon que les modes de la cavité externe coïncident ou non avec ceux de la diode, et peuvent aboutir à des boucles d'hystérésis dans la caractéristique [Lang]. En particulier, cette oscillation est symptomatique de l'existence d'une réflexion parasite vers la diode dans le montage optique. La modulation de la puissance lumineuse émise s'observe aussi à courant fixe, lorsque L_{ext} varie.

c. Largeur de raie

L'expression de la largeur de raie découle directement de la relation plus générale (3-9), avec les relations simplifiées de $r_{eff}(\nu)$ valables en couplage faible. La largeur de raie d'un mode laser s'écrit simplement [Agrawal] :

$$\Delta\nu_{c.c.} = \frac{\Delta\nu_{diode}}{(1 + C \cos(\phi_{ext} + \arctan \alpha))^2} \quad (3-17)$$

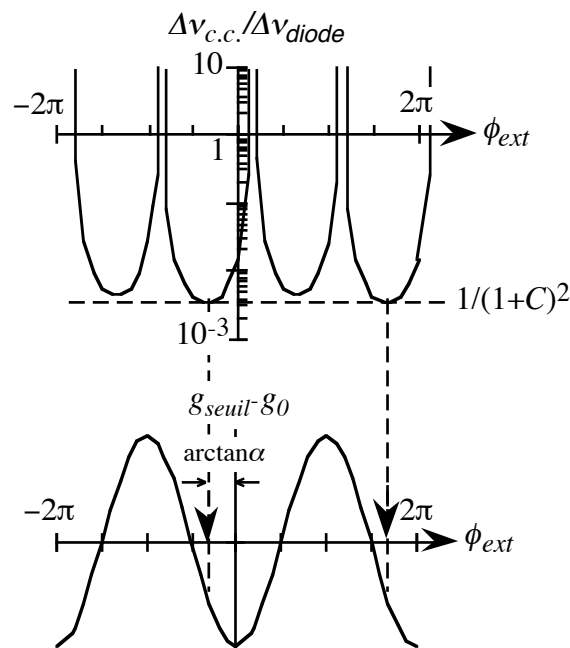


Fig. 3.7 : Largeur de raie et gain au seuil en fonction du déphasage dans la cavité externe; la largeur de raie minimale est décalée du minimum de gain de $\arctan\alpha$; $\alpha = 2$, $C = 14$.

Elle oscille avec le déphasage dans la cavité externe, pouvant être éventuellement supérieure à celle de la diode seule; sa valeur minimale est atteinte lorsque $\phi_{ext} = -\arctan \alpha$, ce qui implique que le mode de largeur de raie la plus faible n'a pas un gain minimal. Avec les valeurs typiques de α - entre 2 (puits quantiques) et 8 selon les types de diode [Osinski] -,

le déphasage entre les modes de largeur de raie minimale et de gain minimal est important, de 70° typiquement.

Ce qui est remarquable, c'est que le mode de largeur de raie la plus faible est plus stable que celui de gain minimal [Schunk]. En conséquence, lorsque C est suffisamment grand pour que plusieurs modes vérifient la relation (3-13) pour un déphasage $\omega_0 \tau_{ext}$ quelconque, celui correspondant à la plus forte réduction de $\Delta\nu$ prédomine dans le spectre d'émission. C'est pourquoi en régime III, pour lequel C est typiquement supérieur à 5, l'émission laser est monomode, de largeur de raie minimale, jusqu'à l'augmentation catastrophique de bruit en régime IV. L'analyse numérique de Schunk et Petermann [Schunk] est à cet égard significative.

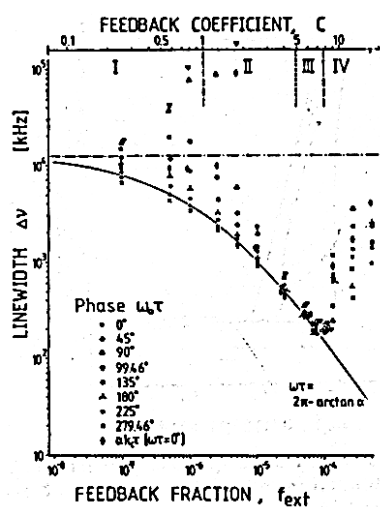


Fig. 3.8 : Évaluation numérique de la largeur de raie du mode laser en fonction du coefficient de réflexion en puissance R_{ext} (noté ici f_{ext}) et du coefficient de couplage C , pour plusieurs valeurs de la phase $\omega_0 \tau_{ext}$; en trait plein, largeur de raie minimale pour $\phi_{ext} = 2\pi - \arctan \alpha$; en tirets, largeur de raie de la diode seule; les chiffres romains indiquent les différents régimes de couplage; $L_{ext} = 10$ cm, $P_{opt1} = 5$ mW, $R_d = 32\%$, $\alpha = 6$ (d'après [Schunk]).

La réduction maximale de la largeur de raie en couplage faible est donc, pour $C \gg 1$:

$$\left. \frac{\Delta\nu_{c.c.}}{\Delta\nu_{diode}} \right|_{\min} \cong \frac{1}{1 + \alpha^2} \left(\frac{\overline{\mu_{eff} l_d}}{L_{ext}} \right)^2 \frac{R_d}{R_{ext} (1 - R_d)^2} \quad (3-18)$$

La largeur de raie est réduite dans le rapport des carrés des longueurs, aux coefficients de réflexion près. Avec les paramètres du laser réalisé en couplage faible (§3.B) - $R_d = 5\%$, $\mu_{eff} l_d = 4,5$ mm, $\alpha = 2$, $R_{ext} = 4\%$, $L_{ext} = 22$ mm -, la réduction maximale de la largeur de raie serait théoriquement d'un facteur 90. En fait, il se produit une saturation de la largeur de raie qui limite la valeur minimale de $\Delta\nu$ que l'on puisse atteindre [Schunk].

Notons par ailleurs que $\Delta\nu_{diode}$ est la largeur de raie de la diode pour la même puissance optique intra-cavité, ce qui, à cause de la réflexion de la lumière par la cavité externe, n'est pas obtenu pour le même courant d'alimentation de la diode.

d. Modulation de fréquence et de puissance

En réponse à une modulation de courant, la fréquence et la puissance du laser sont modulées, ce que nous avons décrit au chapitre 2 par des fonctions de transfert $\Delta\nu/\Delta I(F_m)$ et $\Delta P_{opt}/\Delta I(F_m)$. Ici, leurs expressions se compliquent, et font apparaître une dépendance avec le déphasage $\omega_0\tau_{ext}$ [Duan 87], que nous avons déjà mentionné en statique. La dérive de fréquence avec le courant ("chirp") est réduite dans le rapport de la racine carrée de la réduction de largeur de raie [Kazarinov]. La réduction maximale est donc atteinte pour le même déphasage que la réduction maximale de largeur de raie. L'amplitude de l'oscillation de relaxation, caractéristique des diodes lasers, varie elle-aussi. Son accentuation marque le passage au régime IV de perte de cohérence du champ laser [Tkach].

A.III.2. Couplage fort

Le régime V décrit le cas où le coefficient de réflexion du miroir externe est nettement supérieur à celui de la facette de la diode. Ce régime n'est atteint expérimentalement qu'avec des diodes lasers dont la facette de sortie n'est pas nue ($R_d \ll 32\%$), afin que la réflexion par la cavité externe puisse nettement dominer le comportement de la diode, le cas idéal étant $R_d = 0$.

Le coefficient de réflexion effectif se réduit en $r_{eff}(\nu) \cong r_{ext} e^{-j\Phi_{ext}}$: son amplitude est constante, et les relations caractéristiques du laser seront par conséquent strictement analogues à celles de la diode seule.

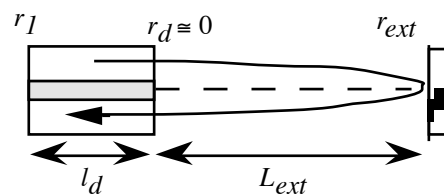


Fig. 3.9 : En couplage fort, la réflexion dans la diode est négligeable devant celle sur le réflecteur externe; le laser se comporte comme une seule cavité longue.

On parle plus particulièrement dans ce cas de laser en cavité étendue (LCE).

a. Modes lasers et gain au seuil

Le laser se comporte alors comme une cavité Fabry-Perot de longueur $L_{ext} \pm \mu_{eff}l_d$, dans laquelle est placé un milieu actif de petite dimension. Les conditions d'oscillation se réduisent à :

$$g_{seuil} = \alpha_{int} - \frac{1}{l_d} \ln(r_1 r_{ext}) \quad (3-19)$$

$$\frac{4\pi L_{ext} \nu}{c} \equiv 0 [2\pi] \quad (3-20)$$

dans l'hypothèse où $L_{ext} \gg \mu_{eff} l_d$ et $r_d \approx 0$.

Le modèle des cavités couplées permet éventuellement de rendre compte de l'effet du coefficient de réflexion résiduel r_d de la facette de sortie de la diode. Nous verrons au paragraphe §3.C, consacré à l'étude de ces structures, une analyse qualitative du comportement de ce laser.

b. Largeur de raie

La largeur de raie du laser est donnée par la formule de Henry (2-23), avec les valeurs de la cavité laser longue. Toutes choses égales par ailleurs, la largeur de raie est donc réduite dans le rapport des carrés des longueurs $(\mu_{eff} l_d) / L_{ext}^2$:

$$\Delta\nu_{LCE} = \Delta\nu_{diode} \frac{(\overline{\mu_{eff} l_d})^2}{L_{ext}^2} \quad (3-21)$$

Cette expression simplifiée ne fait pas apparaître les coefficients de réflexion des facettes, qui ne sont pas les mêmes dans la cavité étendue et dans la diode seule ($r_d \neq r_{ext}$), ainsi que l'augmentation de la puissance optique intra-cavité en présence d'une cavité externe, au même courant d'alimentation de la diode, deux points qui entrent en compte dans l'expression exacte de la largeur de raie. L'effet majeur pour la réduction de la largeur de raie du laser reste cependant l'augmentation de la longueur de la cavité laser.

Avec $\overline{\mu_{eff} l_d} = 4,5$ mm et $L_{ext} = 22$ mm, la largeur de raie est réduite d'un facteur 24.

A.IV Réalisations expérimentales

L'étude théorique précédente a montré l'intérêt de coupler la diode laser avec une cavité externe plus longue, pour réduire sa largeur de raie. L'inconvénient de cette configuration réside dans la proximité des modes de la cavité, qui risque de provoquer une émission multimode à cause d'une sélectivité spectrale insuffisante, et des sauts de modes nombreux, qui "bruitent" l'émission laser.

Une solution consiste à ajouter dans la cavité un élément sélectif en fréquence, qui favorise l'émission monomode à proximité de la fréquence centrale du filtre. Pour conserver au laser une structure simple et compacte, nous avons choisi d'intégrer cet élément sélectif à l'un des composants du laser, dans les deux types de cavités couplées qui ont été réalisées, l'une en couplage faible et l'autre en couplage fort.

Dans la première, la diode est de type DBR ("Distributed Bragg Reflector"), c'est-à-dire qu'un réseau de Bragg gravé dans le semiconducteur, crée par la différence d'indices

des couches superposées, constitue l'un des miroirs de sortie de la diode. Le miroir externe, de faible réflectivité pour rester dans un régime de couplage faible cohérent, est une lame de verre, placée à 20 mm de la diode. L'émission laser reste à proximité d'un mode de la diode. Le paragraphe §3.B est consacré à l'étude expérimentale de ce laser.

Le second type de lasers réalisés est constitué d'une diode Fabry-Perot dans une cavité externe longue fermée par un réseau de diffraction. Le faisceau diffracté dans l'ordre 1 est réfléchi vers la diode. L'émission laser est imposée par la cavité externe, indépendamment - ou presque - de la diode. Je reviens longuement sur ces lasers dans le paragraphe §3.C.

B. Couplage faible : DBR + lame de verre

Le laser à cavités couplées réalisé est composé d'une diode à réseau de Bragg de type DBR, et d'une lame de verre faiblement réfléchissante pour n'apporter qu'une petite perturbation au comportement de la diode. L'avantage de la diode DBR sur une diode Fabry-Perot classique réside en une émission monomode, des sauts de modes moins nombreux et une largeur de raie inférieure en fonctionnement libre, autant d'avantages pour le laser final.

B.I. Montage expérimental

B.I.1. Description du laser

La diode placée en cavité étendue est une diode DBR SDL 5702 dont nous avons déjà vu les caractéristiques principales au chapitre §2.C. Le coefficient de réflexion R_d de sa facette de sortie est d'environ 5 %, le constructeur ne garantissant pas de valeurs précises.

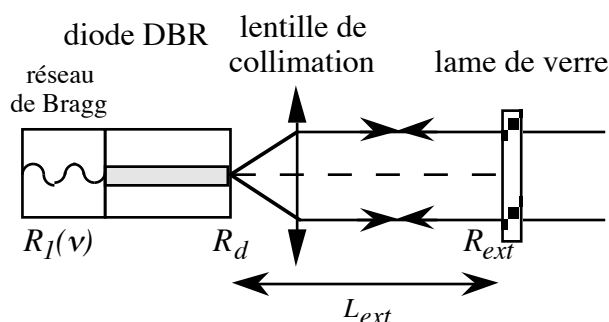


Fig. 3.10 : Schéma de principe du montage de laser en couplage faible

Le miroir qui ferme la cavité est une lame de verre traitée anti-reflet sur sa face orientée vers l'extérieur, pour éviter les réflexions multiples dans la lame. Son coefficient de réflexion R_{ext} mesuré est de 4 % à 852 nm. Les pertes par transmission par la lentille (ouverture numérique limitée, transmission non totale), ainsi que le couplage imparfait de la lumière réfléchi dans la couche active, diminuent quelque peu cette valeur. La lame est collée sur une céramique piézoélectrique, pour le contrôle fin de la longueur de la cavité externe.

B.I.2. Grandeurs caractéristiques du couplage optique

La longueur optique totale de la cavité externe est de 22 mm, conduisant à un écart entre modes de $c/2L_{ext} = 6,8$ GHz.

Avec ces valeurs, les coefficients caractéristiques du couplage optique sont :

$$\begin{aligned}
 r_d &= 0,22 & r_{ext} &= 0,20 \\
 \overline{\mu_{eff}} l_d &= 4,5 \text{ mm} & L_{ext} &= 22 \text{ mm} \\
 \alpha &= 2
 \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \kappa = 0,85 \quad C = 9,3$$

Notons que les valeurs de κ et C sont entachées d'une incertitude importante, à cause d'une part de la mauvaise connaissance de R_d et R_{ext} . D'autre part, la longueur de la diode l_d est physiquement mal déterminée, car l'onde lumineuse pénètre partiellement dans le miroir de Bragg. Nous l'avons évaluée à partir de l'écart entre ses modes propres, en l'absence de couplage optique. Enfin, la valeur du facteur de couplage phase-amplitude α choisie est celle d'un milieu actif en AlGaAs à puits quantiques [Osinski], bien que la présence du miroir de Bragg modifie vraisemblablement un peu cette valeur [Duan 90].

Il est délicat de savoir à priori dans quel domaine de couplage ce laser va travailler, car les études faites montrent que les valeurs de C ou R_{ext} qui délimitent les différents régimes de fonctionnement dépendent fortement du milieu actif considéré [Schunk]. Le fait que $C > 1$ nous place évidemment au-delà du régime I. Par ailleurs, la longueur relativement importante de la diode l_d , bien que compensée par le faible coefficient de réflexion R_d , et la valeur peu élevée de α sont favorables à l'augmentation du seuil critique de passage au régime de perte de cohérence. Les résultats expérimentaux confirmeront que la cavité couplée suit plutôt le comportement décrit en régime II.

La figure suivante est la représentation graphique de l'équation (3-14), avec les valeurs propres à ce laser, pour deux déphasages $\omega_0 \tau_{ext}$:

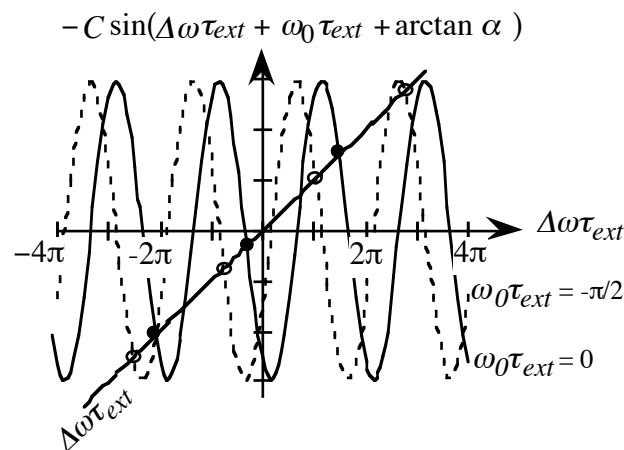


Fig. 3.11 : Résolution graphique de (3-14), et modes de la cavité externe, pour les phases $\omega_0\tau_{ext} = 0$ (trait plein) et $-\pi/2$ (tirets); $C = 9,3$, $\alpha = 2$.

Selon le déphasage $\omega_0\tau_{ext}$ dans la cavité externe, le nombre de solutions varie entre 3 et 4.

B.I.3. Auto-alignement de la cavité externe

Comme nous le verrons plus longuement au §3.C.II.2, une solution pour éviter le désalignement de la cavité couplée, qui réduit le couplage, est de réaliser un auto-alignement optique de la cavité externe au moyen d'un œil-de-chat, qui renvoie le faisceau incident parallèlement à lui-même quelque soit sa direction. Ici, il suffirait de faire précéder la lame d'une lentille sphérique, telle que la lame serait en son foyer.

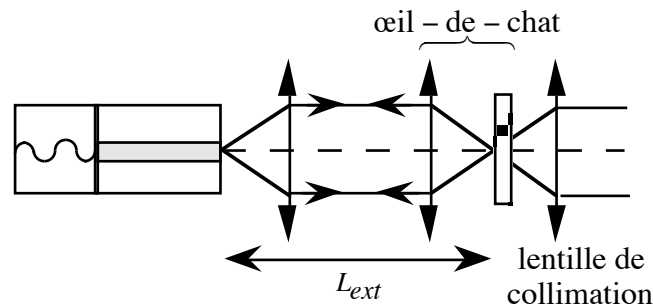


Fig. 3.12 : Auto-alignement de la cavité externe par un œil-de-chat

B.II. Étude qualitative

B.II.1. Courant de seuil et puissance lumineuse

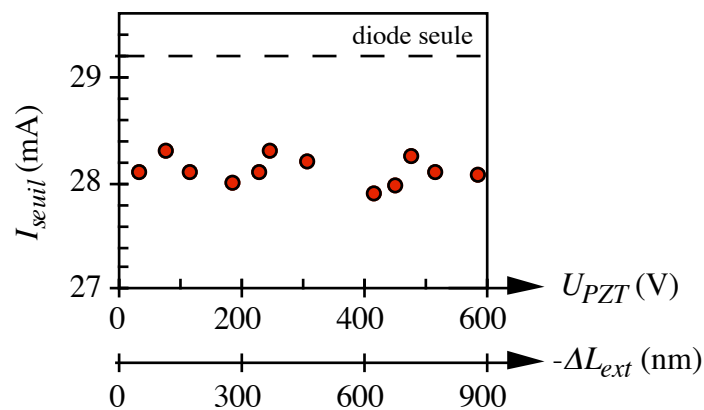


Fig. 3.13 : Modulation du courant de seuil avec la longueur de la cavité externe; $T_{diode} \approx 24^{\circ}\text{C}$.

Conformément au modèle (3-12), j'ai observé expérimentalement que le courant de seuil I_{seuil} oscille périodiquement avec un déplacement de la lame de verre, correspondant à une modification de ϕ_{ext} . Cependant, I_{seuil} est toujours inférieur au courant de seuil de la diode seule. En effet, à cause de l'existence de plusieurs modes de la cavité externe, un saut de mode se produit vers un mode de gain plus faible lorsque le déphasage varie, de sorte que

la sinusoïde théorique du gain au seuil n'est pas parcouru dans son intégralité. La diminution maximale mesurée de I_{seuil} est d'environ 1 mA; la profondeur de la modulation est d'environ 0,3 mA (Fig. 3.13).

La puissance optique utile émise par le laser est quasiment égale à celle de la diode seule, puisque la transmission de la lame de verre est de 95% (mesurée). C'est l'un des avantages de ce type de LCE, sur ceux fonctionnant en régime de couplage fort, de bénéficier d'une puissance optique en sortie importante. Celle-ci évolue périodiquement avec L_{ext} , suivant des arches de sinusoïde, avec une périodicité d'environ 300 nm^* - un peu inférieure à $\lambda/2$, ce que semble prévoir la résolution graphique fig. 3.5. Les variations brutales de la puissance correspondent à des sauts de modes de la diode DBR.(Fig. 3.14).

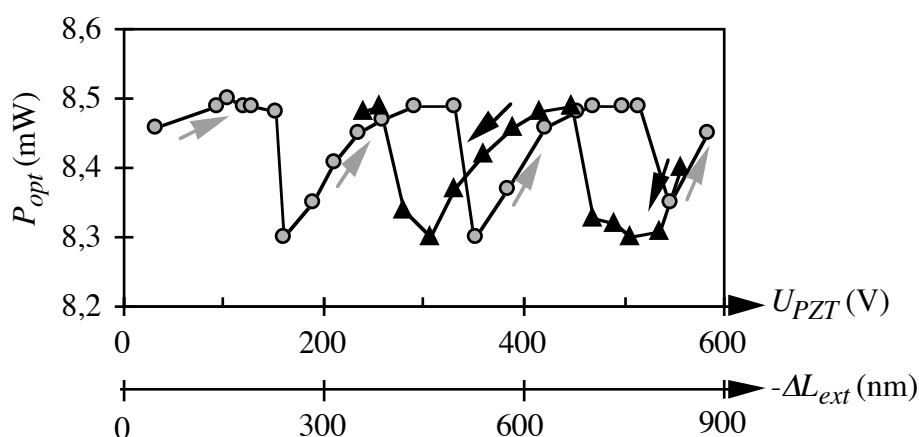


Fig. 3.14 : Évolution de la puissance lumineuse émise en fonction du déplacement de la lame de verre; points : tension croissante; triangles : tension décroissante; $I = 50 \text{ mA}$, $T_{diode} = 24^\circ\text{C}$.

La variation du courant d'alimentation I ne fait pas clairement apparaître le même type d'évolution périodique de la puissance lumineuse, vraisemblablement parce qu'elle est masquée par la variation linéaire de la puissance avec le courant.

B.II.2. Évolution du spectre

Le spectre d'émission du laser a été visualisé simultanément sur un spectromètre à réseau, de résolution évaluée à 10 GHz, et un interféromètre Fabry-Perot plan-plan d'intervalle spectral libre 30 GHz et de finesse mesurée égale à 60.

En l'absence de couplage avec la cavité externe, la diode DBR est monomode; lorsque le courant I augmente, le spectre saute successivement sur plusieurs modes, distants de 33 GHz.

* Par ailleurs, la poussée exercée par le PZT sur le miroir de la cavité externe ne varie pas tout à fait linéairement avec la tension appliquée, ce qui rend délicat une évaluation précise de ΔL_{ext} .

Lorsque la cavité couplée est alignée, l'émission laser a toujours lieu à proximité d'un mode de la diode, mais des modes de la cavité externe apparaissent autour du mode principal. On observe expérimentalement une alternance de 1, 3, puis 5 modes simultanés, avant un saut de modes de la diode pendant lequel l'émission est multimode à la fois sur plusieurs modes de la diode et de la cavité externe (voir Fig. 3.15). L'écart entre modes de la cavité externe est d'environ 4 GHz, ce qui est inférieur à l'intervalle spectral libre $c/2L_{ext}$, en accord avec la description du régime II de [Tkach]

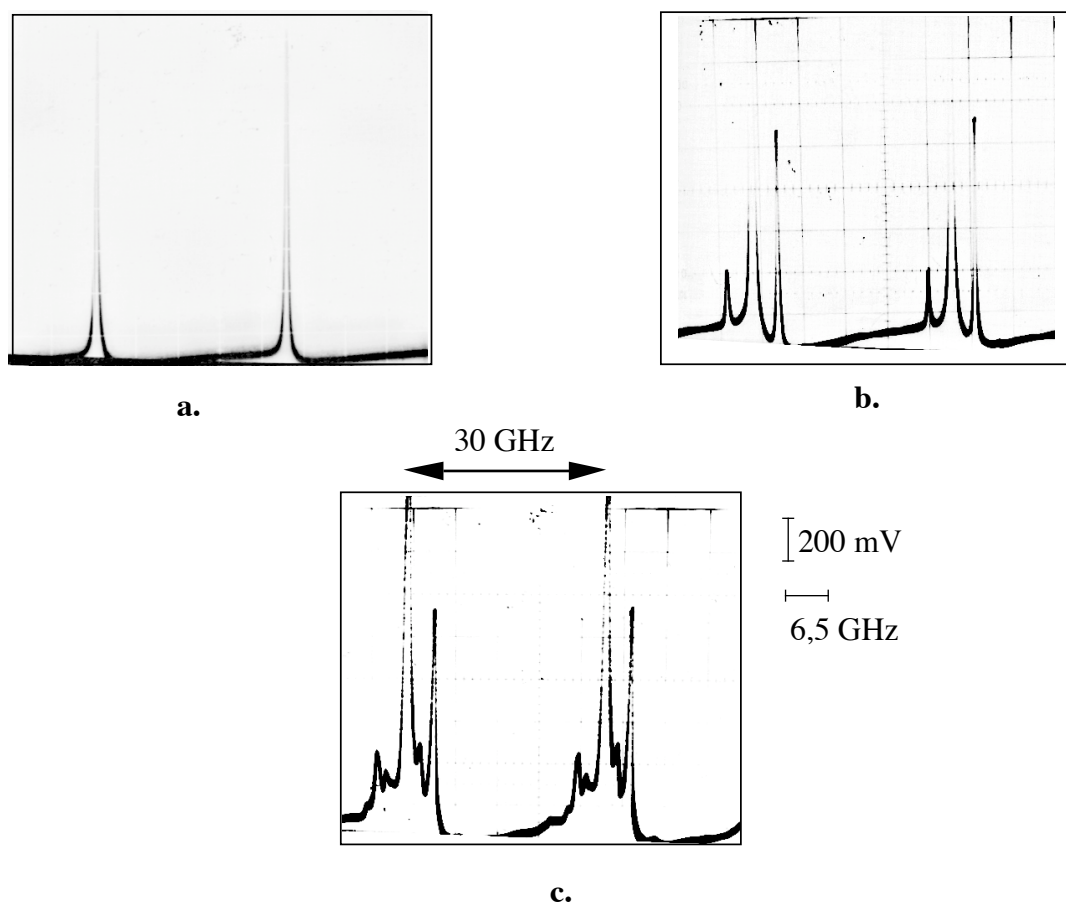


Fig. 3.15 : Spectres d'émission du laser en couplage faible, observés sur un Fabry-Perot d'intervalle spectral libre 30 GHz, à trois courants d'injection différents; a. spectre monomode; b. modes de la cavité externe à 3,7 GHz de part et d'autre du mode principal; c. émission fortement multimode, correspondant à la coexistence de plusieurs modes de la diode DBR; le doublage du motif est due au balayage de deux intervalles spectraux du résonateur Fabry-Perot.

L'émission est donc essentiellement multimode, avec quelques plages de courant et de tension appliquée au PZT pour lesquelles le spectre est monomode, représentées sur les graphes 3.16. Les valeurs du courant sont données à titre indicatif, mais varient avec L_{ext} . Juste au-dessus du seuil, le courant est trop faible pour que l'on puisse distinguer plusieurs modes de la cavité externe, s'ils existent.

L'évolution du spectre est périodique avec la phase $\omega_0\tau_{ext}$. La période sur le courant est d'environ 10 mA, celle sur L_{ext} est, comme en Fig. 3.14, d'environ 300 nm.

Remarquons que l'évolution "1, 3, ..., n" modes a toujours lieu dans ce sens lorsque le courant augmente ou la longueur de la cavité diminue, c'est-à-dire lorsque la fréquence d'émission diminue. Elle se produit en sens inverse quand la fréquence augmente.

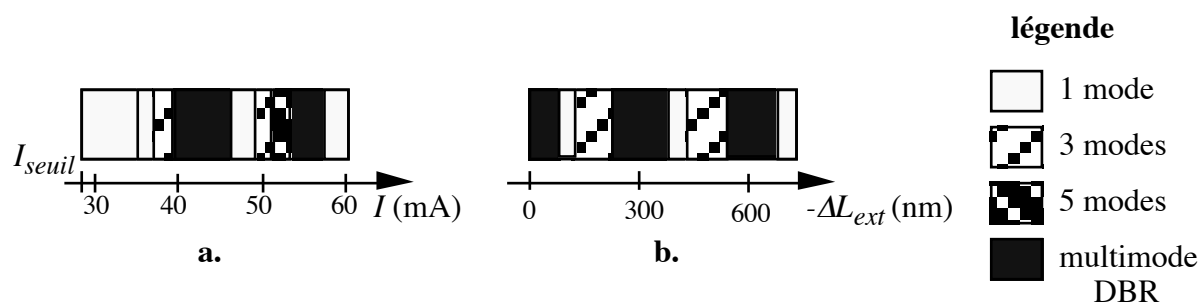


Fig. 3.16 : Évolution du spectre d'émission en fonction du courant (a.) et de la longueur de la cavité externe (b.); en b., $I = 45$ mA.

Les modes apparaissent symétriquement de part et d'autre du mode central, mais avec des amplitudes différentes. Le nombre de modes et leur alternance diffèrent des prévisions théoriques du schéma 3.11, selon lequel l'émission évolue entre 3 et 4 modes. Nous pouvons sur ce point proposer quelques explications : d'une part les paramètres caractéristiques du laser (α , C , ...) sont mal connus, ce qui, au vu des résultats expérimentaux, conduit à une sous-estimation du nombre de modes possibles; d'autre part, nous n'avons pas pris en compte la sélectivité spectrale du miroir de Bragg interne à la diode, qui favorise le mode de la cavité externe le plus proche de la longueur d'onde de Bragg - le mode central des spectres d'émission des photos fig. 3.15. Il semble donc vraisemblable que, pour certaines configurations des modes et de leurs gains au seuil respectifs, le mode central soit nettement prédominant, conduisant à une émission monomode par saturation du gain.

B.II.3. Fréquence d'émission

Nous nous intéressons plus particulièrement à présent au comportement du laser lorsque son émission est monomode, seul régime d'intérêt pratique pour tester les atomes.

a. Fréquence moyenne d'émission

En comparant la fréquence d'émission de la cavité couplée à celle, à courant/température identiques, de la diode seule, nous avons mesuré une diminution systématique de la fréquence, d'environ 4 GHz, +/- 1 GHz selon le point de fonctionnement du laser. La diminution de la fréquence d'émission - par échauffement du milieu actif - et la réduction du courant de seuil observées s'expliquent par l'augmentation de la puissance optique intra-cavité à courant fixe dans la cavité couplée, par rapport à la diode seule.

Cela confirme le fait que l'émission laser ne se produit pas aux fréquences pour lesquelles le coefficient de réflexion effectif $|r_{eff}(\nu)|$ est inférieur à celui de la facette de la diode r_d , parce que le gain au seuil à ces fréquences est insuffisant pour les favoriser.

b. Modulation de fréquence

La modulation de la fréquence moyenne d'émission n'est pas constante avec la modulation de courant I ou de tension appliquée au PZT, mais dépend de la phase $\omega_0\tau_{ext}$, par l'intermédiaire du point de fonctionnement moyen (I, U_{PZT}) (cf. équation (3-14)).

La réponse de la diode DBR, en l'absence de couplage, à une modulation de I a été mesurée à flanc de frange d'un interféromètre Fabry-Perot; aux basses fréquences de modulation, $(\Delta\nu/\Delta I)_{F_m}$ est évalué à 500 MHz/mA. La même réponse du laser avec rétroaction optique oscille entre 50 MHz/mA et 200 MHz/mA, soit une réduction d'un facteur 2,5 à 10 selon le point de fonctionnement.

De même, la réponse en fréquence du laser à une modulation de L_{ext} n'est pas constante. Cela conduit expérimentalement à une variation non linéaire de la fréquence avec un changement de tension appliquée au PZT, qui rend difficile, par exemple, la mesure de la largeur d'une raie de transition atomique.

La proximité d'un saut de modes, l'apparition de modes supplémentaires dans le spectre, perturbent ces évolutions, et ne permettent d'observer qu'une partie de la variation de $\Delta\nu/\Delta I$ et $\Delta\nu/\Delta U_{PZT}$ avec ϕ_{ext} . Il est donc possible que la variation de ces grandeurs soit plus importante que celle que l'on a pu mesurée.

B.II.4. Largeur de raie

Nous terminons cette étude rapide du comportement de la diode DBR en présence d'un couplage optique faible par la mesure de sa largeur de raie. J'ai pour cela réalisé un battement entre ce laser et un laser en cavité étendue (LCE) du type de ceux présentés au paragraphe suivant (§3.C). Le montage est strictement identique à celui décrit en §3.C.V. La cavité couplée est asservie sur une raie de fluorescence d'un jet thermique de césium, par correction sur le PZT. Le LCE est asservi sur une raie d'absorption linéaire dans une cellule de césium. Ces deux asservissements compensent les fluctuations lentes de la fréquence moyenne d'émission de chaque laser, pour observer le battement à fréquence fixe. Il reste donc une contribution importante du bruit en $1/f$, à l'origine des largeurs de raie relativement élevées mesurées.

En effectuant un asservissement de la fréquence d'émission du laser uniquement par l'intermédiaire du PZT de la cavité couplée, il est possible de modifier la valeur de I , donc de ϕ_{ext} , en restant à la même fréquence d'émission ν : l'asservissement compense de lui-même cette variation par une modification de L_{ext} . Une diminution de I de quelques milliampères permet ainsi de passer d'un spectre comportant trois modes à un spectre monomode. Le battement mesuré reste toutefois celui du mode central avec le mode du LCE.

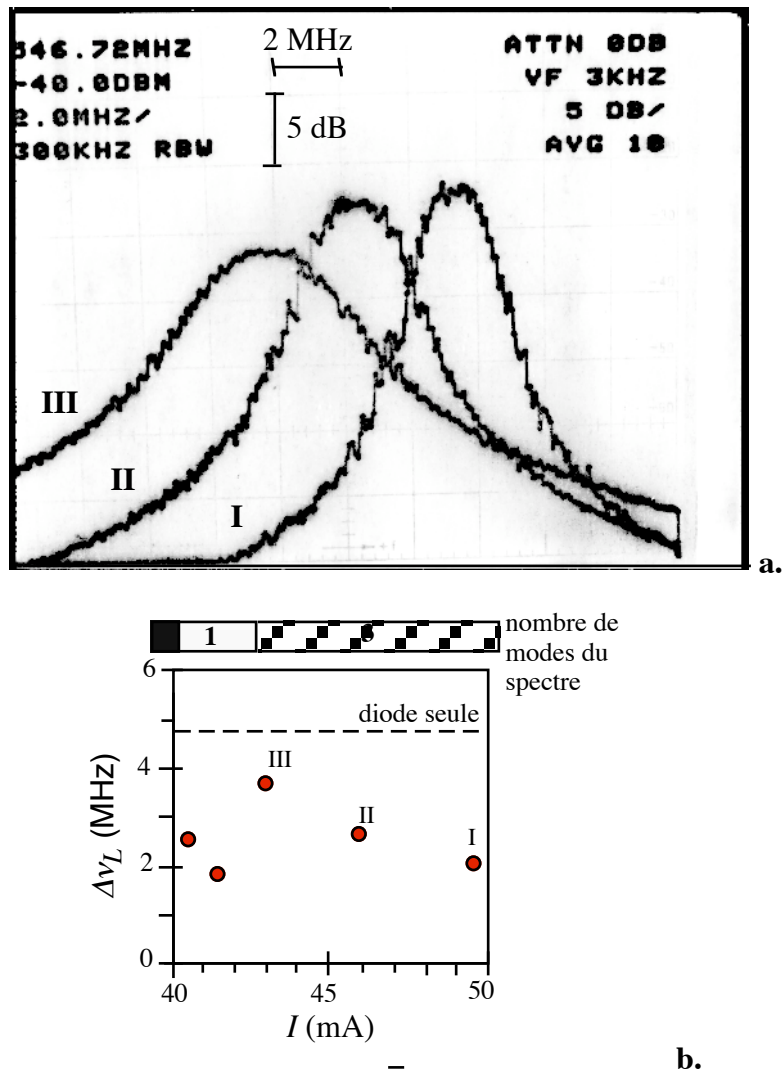


Fig. 3.17 : Spectres du battement de la diode DBR en cavité couplée avec un LCE (a.), et évolution mesurée de la largeur de raie avec le courant (b.).

L'expérience montre que la largeur du battement évolue avec ϕ_{ext} (Fig. 3.17) La largeur à mi-hauteur du mode central atteint sa valeur inférieure dans la plage de fonctionnement monomode. Mais le mode unique n'a pas toujours une largeur de raie minimale. Cela est en accord avec l'étude du paragraphe §3.A.II.3., dans laquelle nous avons montré que la largeur de raie varie avec le déphasage $\omega_0\tau_{ext}$. Dans la gamme de courant pour laquelle la mesure du battement est possible - au-delà, l'asservissement ne tient pas - nous avons observé une réduction de la largeur de raie du laser par rapport à celle de la diode DBR seule, évaluée à 4,5 MHz lors de cette série de mesures (Fig. 3.17).

Précisons enfin que la largeur de raie relativement réduite mesurée dans le spectre multimode ne doit pas faire croire qu'un tel point de fonctionnement est acceptable pour ce laser, car les fluctuations de puissance optique du mode central sont alors très importantes* .

B.III. Quel point de fonctionnement ?

Les résultats précédents montrent que le réglage du laser à une fréquence précise (typiquement la fréquence d'une transition atomique), avec un spectre monomode et une largeur de raie réduite est délicat, puisque ces trois grandeurs dépendent étroitement de la phase $\omega_0\tau_{ext}$, donc du point de fonctionnement. En pratique, nous devons régler la température et le courant d'injection de la diode pour approcher la fréquence d'émission de celle voulue, puis jouer sur la longueur de la cavité externe et le courant simultanément afin que le laser soit monomode, toujours à cette même fréquence. Il reste alors à optimiser les réglages dans le but de réduire autant que possible la largeur de raie du laser. Enfin, l'asservissement de la fréquence, par correction sur le courant et le PZT, ne doit pas faire évoluer ces paramètres.

Nous l'avons réalisé avec le laser présenté, et un laser du même type est actuellement en fonctionnement au L.P.T.F. [Simon]. Cependant, il faut admettre que cette structure est plus complexe que les lasers en cavité étendue réalisés précédemment au L.H.A., c'est pourquoi j'ai choisi de ne pas poursuivre plus loin l'étude et l'amélioration de ce laser, pour m'intéresser plus particulièrement aux lasers en couplage fort qui font l'objet du chapitre suivant.

* C'est la manifestation du bruit de partition des diodes lasers : chaque mode d'un spectre multimode est affecté d'un bruit d'amplitude plus important que le bruit d'amplitude du spectre dans son ensemble [Petermann].

C. Couplage fort : diode Fabry-Perot + réseau

Dans les montages en cavité étendue à couplage fort, la diode est utilisée comme un simple milieu actif, capable d'émettre et d'amplifier la lumière. C'est une diode Fabry-Perot potentiellement, puissante pour que l'émission du LCE soit assez intense. Pour un couplage maximal, la diode doit être traitée antireflet ; elle ne "lase" alors pas seule, mais émet spontanément sur toute sa courbe de gain. Ce n'est pas le cas des diodes lasers que j'ai placées en cavité étendue, le coefficient de réflexion R_d de leur facette de sortie est de 5%.

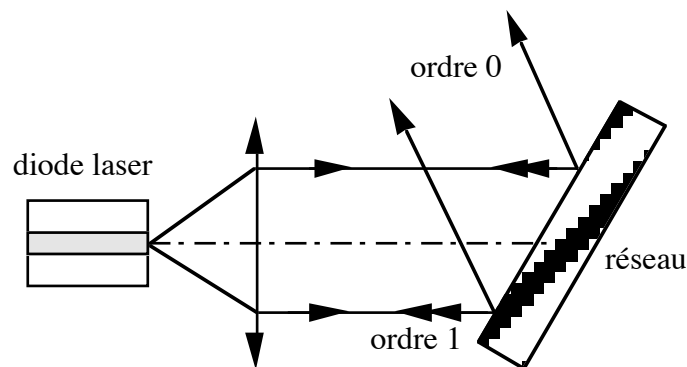


Fig. 3.18 : Principe du LCE en couplage fort ; le réseau ferme la cavité, l'ordre 1 est renvoyé dans la couche active.

Le réseau ferme la cavité externe, il joue le rôle du miroir de la figure (3.1). La dispersion des longueurs d'ondes qu'il réalise sélectionne d'une part la longueur d'onde d'émission, indépendamment de la fréquence d'émission de la diode laser dans les mêmes conditions, et d'autre part introduit une sélectivité spectrale plus étroite que celle de la diode seule, favorable à un comportement monomode.

C.I. Principe simplifié

En couplage fort, le coefficient de réflexion de la diode R_d est négligeable devant celui du miroir externe R_{ext} . Cela simplifie la compréhension du fonctionnement du LCE, et une présentation qualitative de son comportement est suffisante pour rendre compte de la plupart des phénomènes observés.

C.I.1. Cas idéal : la diode est traitée antireflet

Le mode laser est un mode de la cavité externe. La dispersion du réseau effectue une sélection spectrale étroite, centrée sur la longueur d'onde λ_0 renvoyée dans la couche active (voir relations (3-22, 23)), imposant la longueur d'onde d'émission sur la quasi totalité de la plage d'amplification de la diode.

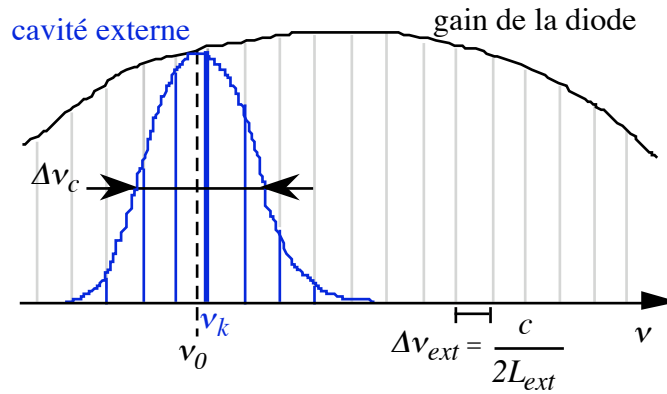


Fig. 3.19 : Sélection d'un mode de la cavité externe (en gras), à proximité de la fréquence ν_0 fixée par l'orientation du réseau (éq. 3-23)

Les modes sont distants de l'intervalle spectral libre de la cavité externe $\Delta\nu_{ext} = c/2L_{ext}$. Une variation de L_{ext} déplace le peigne des modes, décalant la fréquence du mode ν_k sélectionné par la cavité externe, jusqu'au saut sur le mode voisin lorsque ce dernier devient prédominant.

C.I.2. Cas réel : $R_d \approx 5\%$

Dans ce cas, la diode laser n'a pas besoin d'être en cavité externe pour laser. Elle effectue sa propre sélection des modes : la fréquence d'émission du LCE est toujours à proximité des modes propres de la diode. Pour que le réseau impose véritablement un fonctionnement en cavité étendue, avec un couplage fort, le pourcentage de lumière renvoyée dans la couche active doit être nettement supérieur au coefficient de réflexion propre de la diode. Nous verrons que cela peut être extrêmement critique dans certaines configurations de LCE, et explique souvent un mauvais fonctionnement du laser.

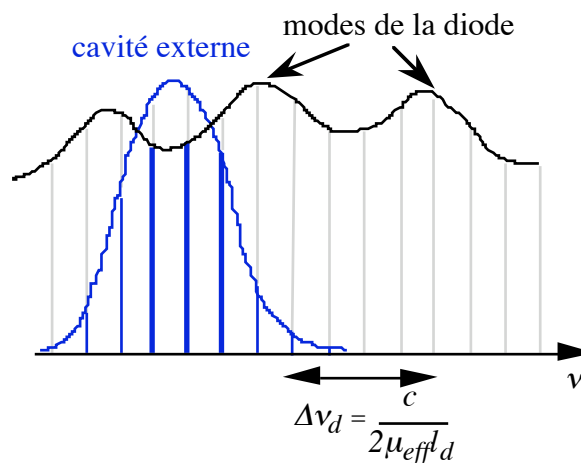


Fig. 3.20 : Les modes de la diode créent une modulation de la courbe de gain ; dans la situation représentée ci-dessus, la sélectivité du réseau n'est pas suffisante pour imposer un mode: l'émission laser est multimode.

Si un mode de la diode n'est pas centré sur la courbe de sélection spectrale du réseau, celle-ci n'est pas toujours assez étroite pour imposer un mode de la cavité externe (Fig. 3.20), conduisant à une émission multimode entre plusieurs modes de la cavité externe situés à proximité de modes de la diode laser, distants de $\Delta\nu_d = c/(2\mu_{eff}l_d)$. C'est pourquoi la sélectivité spectrale du réseau doit être améliorée. Nous verrons plus loin (§3.C.II.3) les conditions que cela impose au réseau et à la diode.

C.II. Réalisations expérimentales

C.II.1. Montage en Littrow

Le montage le plus simple des LCE en couplage fort comporte une diode Fabry-Perot et un réseau en position de Littrow, suivant la figure ci-dessous :

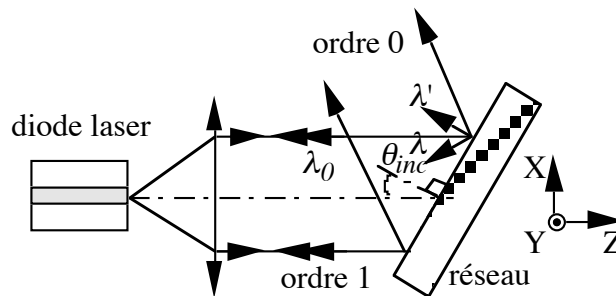


Fig. 3.21 : LCE réalisé avec un réseau en position de Littrow, pour laquelle l'ordre 1 est diffracté dans la direction du faisceau incident.

L'ordre 1 est renvoyé dans la couche active, tandis que l'ordre 0 constitue la sortie utile de lumière du LCE. La dispersion spectrale du réseau dans l'ordre 1 permet de ne renvoyer dans la couche active que la longueur d'onde souhaitée λ_0 , suivant la loi :

$$2a \sin(\theta_{inc}) = \lambda_0 \quad (3-22)$$

où a est le pas du réseau

θ_{inc} est l'angle d'incidence du faisceau sur le réseau (voir Fig 3.21)

Cette longueur d'onde λ_0 est celle pour laquelle les pertes dans la cavité sont les plus faibles, c'est donc sur elle que le LCE fonctionne.

Remarquons que lorsque la facette arrière de la diode est accessible, il est astucieux de l'utiliser comme sortie du LCE [de Labachellerie 92]. Les diodes employées à 852 nm sont montées dans un boîtier, qui les protège, mais ne nous permet pas de nous placer dans cette configuration.

Définition : On appelle "retour-réseau" la tache de lumière située dans le plan de la couche active ; c'est l'enveloppe des modes transverses à toutes les longueurs d'ondes émises par la diode et dispersées par le réseau dans l'ordre 1.

La structure en Littrow présente l'avantage d'être simple de réalisation, et compacte. Par contre, elle est très sensible à un désalignement de l'un quelconque des éléments de la cavité étendue. Par exemple, un déplacement de 100 nm de la lentille de collimation suivant (OY), perpendiculairement à la dispersion du réseau, provoque une hausse de 14% du courant de seuil d'un LCE* [Van Oost]. Cela traduit une augmentation des pertes intra-cavité due à la diminution du couplage du retour-réseau dans la couche active. Un décalage suivant (OX) du retour-réseau provoque un changement de longueur d'onde d'émission.

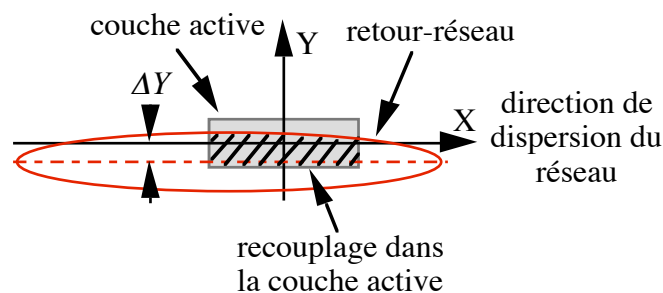


Fig. 3.22 : Lumière dispersée par le réseau au niveau de la couche active, avec un désalignement de la cavité suivant (OY) ; la lumière qui se recoupe effectivement dans la couche active est hachurée.

Ce type de lasers n'est pas très résistant aux perturbations extérieures, et a tendance à évoluer dans le temps. C'est une bonne solution de laboratoire pour des expériences à température fixe, dans des environnements calmes mais cela ne peut convenir à des applications long terme, ou placées en situations extrêmes.

C.II.2. Laser en cavité étendue auto-alignée

Une configuration insensible aux désalignements a été mise au point au laboratoire [Dimarcq 94], s'appuyant sur la technique de l'œil-de-chat pour renvoyer un faisceau parallèlement à lui-même quelque soit sa direction incidente. Plusieurs solutions ont été testées et utilisées avec profit [Fermigier 97, Dimarcq 94-2], je les passe en revue rapidement ici.

a. L'œil-de-chat unidimensionnel

L'auto-alignement consiste à diriger le faisceau dans l'ordre 1 du réseau vers un œil-de-chat unidimensionnel (Fig. 3.23), qui conserve la dispersion spectrale du réseau, mais renvoie parallèles à eux-mêmes tous les rayons à la longueur d'onde λ_0 choisie. En repassant par le réseau, ils sont parfaitement réinjectés dans la couche active par retour inverse de la

* Mesure faite sur un LCE déplié non auto-aligné, pour lequel la couche active de la diode est parallèle à la dispersion du réseau (cf Fig. 3.C5).

lumière. Cet œil-de-chat peut être réalisé par un miroir au foyer d'une lentille cylindrique - ou tout système équivalent - ou par un dièdre [Dimarcq 97].

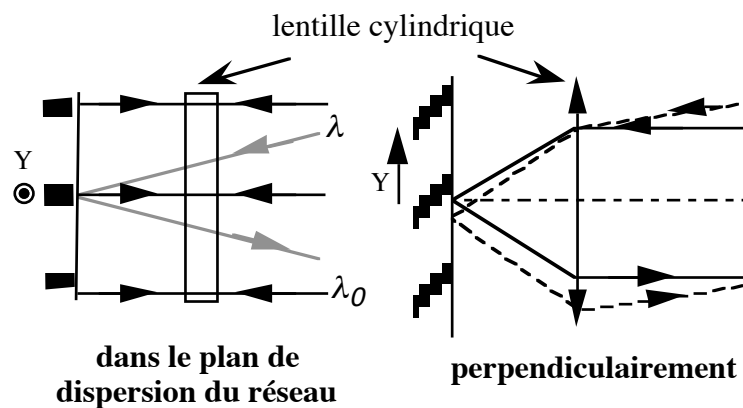


Fig. 3.23 : Principe de l'œil-de-chat unidimensionnel ; dans le plan de dispersion, l'œil-de-chat ne dévie pas les rayons, conservant la sélectivité spectrale du réseau ; par contre, perpendiculairement, il réfléchit tous les rayons parallèlement à eux-mêmes, quelque soit leur inclinaison sur l'axe

b. Cavité dépliée auto-alignée

Dans les cavités dites "dépliées", le réseau n'est pas en position de Littrow. L'ordre 1 est diffracté dans une direction quelconque suivant la relation usuelle :

$$\sin(\theta_{inc}) + \sin(\theta_1) = \frac{\lambda}{a} \quad (3-23)$$

où a est le pas du réseau

θ_{inc} et θ_1 sont les angles d'incidence et d'ordre 1 respectivement, comptés par rapport à la normale au réseau (voir fig. 3.25)

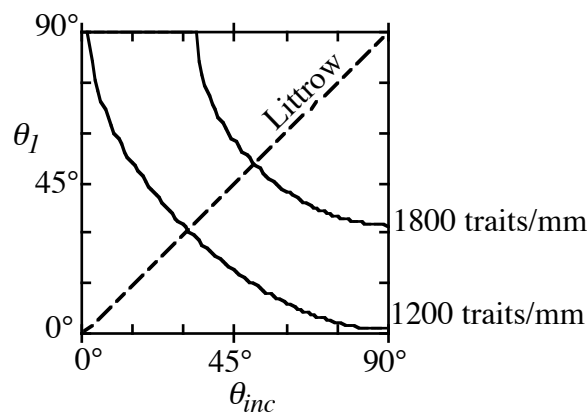


Fig. 3.24 : θ_1 fonction de θ_{inc} , pour deux réseaux de pas différents, à $\lambda = 852$ nm (selon eq. (3-23))

L'œil-de-chat est perpendiculaire à l'ordre 1, renvoyant vers le réseau sous un angle θ_l le faisceau à la longueur d'onde λ_0 vérifiant la relation (3-23). Après une seconde diffraction par le réseau, la lumière est réfléchi sur elle-même vers la couche active. Le faisceau de sortie du laser est l'ordre 0 du réseau.

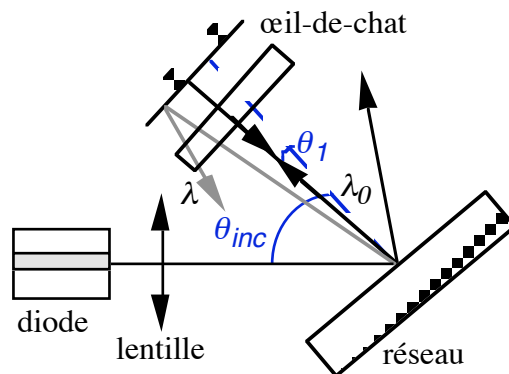


Figure 3.25 : Cavité dépliée auto-alignée ; les rayons à la longueur d'onde λ_0 , sélectionnée par le réseau, sont réfléchis par un œil-de-chat unidimensionnel vers la diode après un second passage par le réseau.

Cette configuration permet de modifier la longueur d'onde d'émission sans déplacer le faisceau de sortie, par rotation de l'œil-de-chat.

c. Cavités repliées auto-alignées

Des configurations auto-alignées repliées, dans lesquelles le réseau est en position de Littrow, ont été étudiées en détail au laboratoire. Plusieurs solutions existent (fig. 3.26) :

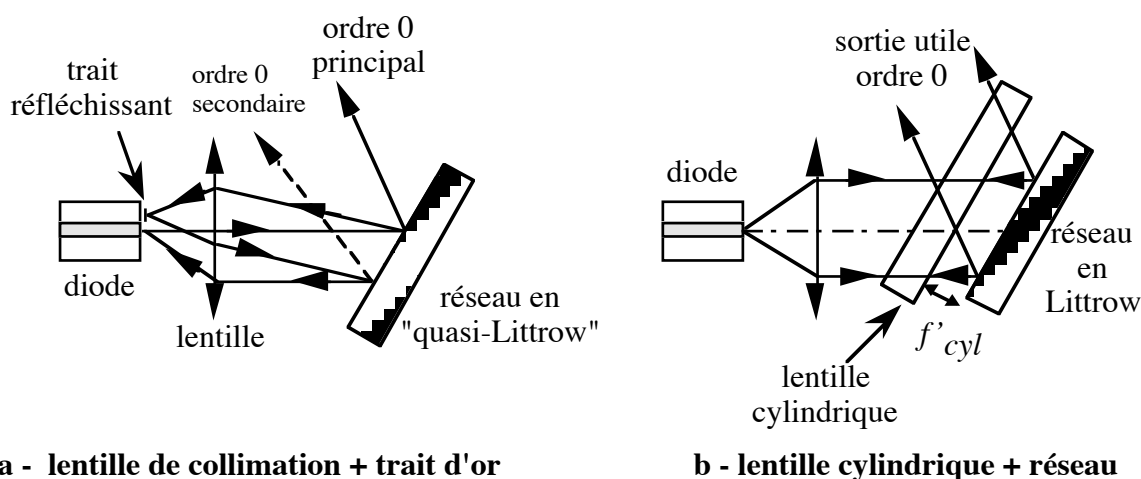


Fig. 3.26 : Cavités auto-alignées repliées

a - réaliser l'œil-de-chat à partir de la lentille de collimation et d'une ligne métallique située dans le plan de la couche active; le réseau est légèrement décalé de sa

position de Littrow, de sorte que l'ordre 1 renvoyé vers la diode soit focalisé par la lentille sur le trait réfléchissant, qui ne renvoie vers le réseau que la longueur d'onde sélectionnée pour une seconde diffraction avec retour dans la couche active [Mezrhab]. En fait, cette cavité est analogue aux cavités dépliées, mais l'écart angulaire entre les deux bras est ici très faible.

b - ajouter dans la cavité une lentille cylindrique pour laquelle le réseau joue le rôle de miroir d'œil-de-chat; l'auto-alignement s'effectue en même temps que la dispersion de la lumière par le réseau, avec une seule diffraction [Fermigier].

Plus compactes que les structures dépliées, elles présentent cependant des inconvénients majeurs [Fermigier 97] :

a - pour la première, dépôt délicat du trait d'or réfléchissant, non réalisable avec les diodes en boîtier, et impossibilité expérimentale de placer le trait d'or exactement dans le plan de la jonction, d'où un œil-de-chat imparfait et la convergence du faisceau de sortie;

b - pour la seconde, qualité optique de la sortie médiocre à cause de l'inclinaison de la lentille cylindrique.

C.II.3. Les paramètres critiques pour le fonctionnement optimal d'un LCE

Dans ce paragraphe, je passe en revue les points essentiels qui influent sur le comportement correct en cavité étendue du laser. Je précise les contraintes liées à ces paramètres, et donne quelques éléments de choix.

a. La longueur de la cavité externe

L_{ext} fixe à la fois la largeur de raie $\Delta\nu_{LCE}$ du LCE, et l'intervalle entre les sauts de modes $\Delta\nu_{ext}$. En pratique, la réduction de la largeur de raie réalisée par la cavité étendue suffit à nos besoins à partir de $L_{ext} = 20$ mm :

avec une diode de largeur de raie $\Delta\nu_{diode} = 10$ MHz (SDL 5400 - données constructeur), de longueur optique $\mu_{eff}l_d = 4$ mm, et $L_{ext} = 20$ mm, la largeur de raie du LCE est $\Delta\nu_{LCE} \cong (\mu_{eff}l_d / L_{ext}) \cdot \Delta\nu_{diode} = 400$ kHz

Au-delà de 20 mm, la cavité externe doit être conçue la plus courte possible, pour augmenter l'intervalle spectral libre de la cavité, et ainsi éloigner les sauts de modes :

avec $L_{ext} = 20$ mm, $\Delta\nu_{ext} = c/2L_{ext} = 7,5$ GHz.

Une première limite de L_{ext} découle des distances focales des lentilles, que l'on choisit les plus courtes possibles. L'encombrement des pièces en impose une autre. En position de Littrow, L_{ext} peut être très faible, environ 20 mm avec les composants choisis. Par contre, les configurations dépliées sont, par principe, relativement longues. Nous avons cherché à minimiser L_{ext} par un choix convenable du pas du réseau et de l'angle d'incidence θ_{inc} . Nous avons montré, en annexe §A1, l'existence d'un angle d'incidence qui minimise L_{ext} , pour un réseau donné. Les réseaux de pas les plus grands conduisent aux cavités les plus courtes. Avec un réseau de 1200 traits/mm et les composants choisis, la longueur minimale de la cavité externe est de 43 mm, pour un angle d'incidence de 67° , pour lequel l'ordre 1 est

diffraqué sous un angle de 6° . Autour de cette incidence, une marge de $\pm 5^\circ$ conserve à la cavité une longueur raisonnablement courte.

b. Le coefficient de réflexion R_{ext}

Pour un fonctionnement satisfaisant en cavité étendue, dans laquelle les modes propres de la diode seule ne perturbent pas trop ceux du LCE, il est nécessaire que la puissance du retour-réseau R_{ext} soit au minimum de 10% de la lumière émise par la diode, sa facette de sortie étant traitée à 5%.

Expérimentalement, une réflectivité insuffisante conduit à une diminution faible du courant de seuil, et un accord continu sans sauts de modes inférieur à sa valeur théorique $\Delta\nu_{ext}$. Il en découle une émission laser instable et une accordabilité à la fréquence voulue délicate, qui rapproche le comportement du laser de celui des LCE en couplage faible. Enfin, un retour-réseau insuffisant rend le LCE très délicat à régler - position de la lentille, point de fonctionnement (T_{diode} , I_{diode} , L_{ext}) - et très sensible à toute évolution de ces paramètres. L'intervalle entre sauts de modes dépend de façon cruciale du réglage, et n'est pas constant. Je ne saurais insister assez sur le choix nécessaire et essentiel d'un retour-réseau intense, et si possible bien supérieur à la limite précédente. Les lasers les plus stables réalisés sont ceux pour lesquels $R_{ext} > 20\%$.

Dans un montage en Littrow, cette condition est réalisable aisément, car l'efficacité de diffraction des réseaux à notre disposition est élevée à cet angle (Fig. 3.28). Cela devient plus délicat avec les structures auto-alignées dépliées, dans lesquelles le faisceau est diffraqué deux fois par le réseau. Le coefficient de réflexion du miroir équivalent est dans ce cas le produit des efficacités de diffraction $\eta_l(\theta)$ pour chaque passage par le réseau, soit :

$$R_{ext} = \eta_l(\theta_{inc}) \cdot \eta_l(\theta_1) \quad (3-24)$$

où θ_{inc} est l'angle d'incidence de la lumière sur le réseau

θ_1 est l'angle de diffraction dans l'ordre 1

η_l est l'efficacité de diffraction du réseau dans l'ordre 1.

De plus, la transmission imparfaite des lentilles et l'ouverture numérique insuffisante de la lentille de collimation diminuent encore la valeur de R_{ext} .

c. La largeur spectrale de la lumière recouplée dans la couche active

La dispersion des longueurs d'ondes par le réseau réduit la largeur spectrale $\Delta\nu_c$ de la lumière réfléchi par la cavité externe et couplée dans la diode, en étalant physiquement les longueurs d'ondes - ou plutôt, les modes transverses qui leur sont associés - devant la couche active (fig. 3.27). $\Delta\nu_c$ est alors la largeur spectrale de la lumière qui pénètre effectivement dans la couche active (cf. annexe §A2). Plus précisément, $\Delta\nu_c$ est la largeur à $1/e^2$ du couplage du mode transverse à l'intérieur de la diode avec le retour-réseau [de Labachellerie 88].

En supposant que le mode réfléchi a même dimension que le mode émis par la diode, on montre que, pour un LCE en Littrow (cf. §A2) :

$$\Delta\lambda_c = \frac{c}{v^2} \Delta\nu_c = \sqrt{2} \frac{d}{f} a \cos \theta_{inc} \quad (3-25)$$

avec d , largeur de la couche active dans la direction de dispersion du réseau.

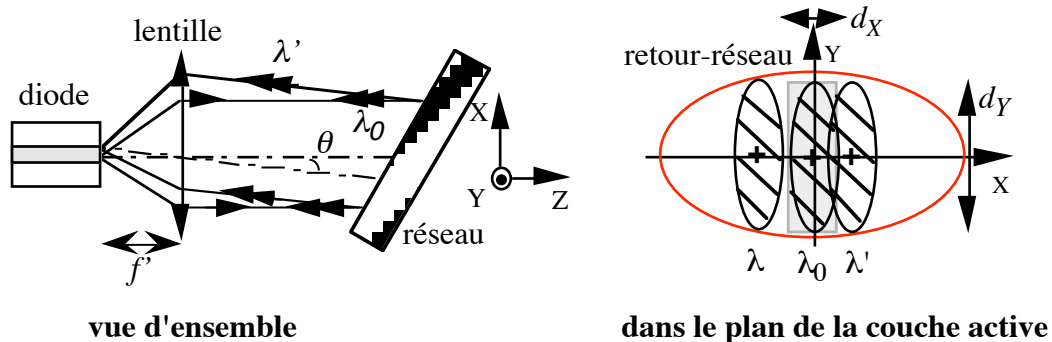


Fig. 3.27 : Dispersion des longueurs d'ondes au niveau de la couche active (orientée perpendiculairement à la dispersion du réseau).

$\Delta\nu_c$ dépend donc directement de la dimension de la couche active, de la focale de la lentille f' , et de la dispersion du réseau, par son pas a . Les largeurs spectrales les plus étroites sont obtenues avec la diode orientée perpendiculairement au plan de dispersion du réseau - polarisation parallèle aux traits, pour des réseaux de pas faibles sous des incidences élevées. Dans les cavités dépliées, $\Delta\nu_c$ est divisée par deux, grâce au double passage par le réseau :

avec un réseau de 1200 traits/mm, une lentille de collimation $f' = 6,25$ mm, et la diode parallèle à (OY) ($d = 1 \mu\text{m}$) :

$$\begin{aligned} \text{LCE en Littrow :} & \quad \Delta\nu_c = 66 \text{ GHz} \\ \text{LCE auto-aligné déplié, } \theta_{inc} = 67^\circ : & \quad \Delta\nu_c = 15 \text{ GHz} \end{aligned}$$

Les aberrations géométriques du faisceau et la diffraction par les diaphragmes (principalement la lentille de collimation) élargissent le mode transverse réfléchi par la cavité, augmentant encore la valeur réelle de $\Delta\nu_c$ (cf. §A2).

Cette sélectivité spectrale de la cavité externe est utile d'une part pour choisir la longueur d'onde d'émission λ_0 du laser en cavité étendue, et d'autre part parce qu'elle favorise un fonctionnement monomode, en introduisant des pertes importantes autour de λ_0 . Notons bien que $\Delta\nu_c$ est supérieure à l'écart entre modes de la cavité externe, mais le même phénomène de saturation du gain, qui explique l'émission monomode des diodes Fabry-Perot, intervient ici. Ce n'est pas toujours suffisant avec certaines diodes très multimodes, pour lesquelles il est nécessaire d'ajouter dans la cavité externe un filtre plus sélectif, tel qu'un étalon Fabry-Perot [de Labachellerie 92]. Inversement, [Fleming] mentionne la réalisation d'un LCE monomode sans élément sélectif! Le rôle du milieu actif semble donc essentiel ; les diodes que nous utilisons à 852 nm (SDL 5400) sont monomodes en cavité étendue, contrairement aux diodes testées à 900 nm (EG&G C86136E). Toutefois, il est reconnu que la présence du réseau dans la cavité externe augmente la stabilité du mode laser [Ito], et le taux de réjection des modes adjacents.

Enfin, si la diode n'est pas traitée antireflet, la sélectivité spectrale de la cavité externe diminue l'importance des modes propres de la diode, et les instabilités de fréquence qu'ils provoquent. Cela est particulièrement critique avec les diodes SDL, relativement longues, pour lesquelles $\Delta\nu_d$ est environ égal à 50 GHz, valeur comparable à $\Delta\nu_c$.

C.II.4 Le réseau de diffraction, "coeur" du LCE

Les différents points abordés ci-dessus montrent que les paramètres qui fixent le comportement du LCE dépendent tous du réseau choisi, par l'intermédiaire de son pas, de son efficacité de diffraction et de l'angle d'incidence sous lequel il est éclairé. Le réseau est donc au centre de la conception d'un LCE. Nous sommes conduits à chercher un réseau compatible avec les diverses contraintes mentionnées précédemment.

a. réduire le nombre d'ordres

Le pas du réseau a doit être choisi de sorte que seuls les ordres 0 et +1 existent, afin qu'il n'y ait pas de pertes d'énergie lumineuse dans des ordres supérieurs. Cela impose :

$$\frac{\lambda}{2} < a < \lambda \quad (3-26)$$

soit, à $\lambda = 852$ nm, des réseaux entre 1174 et 2347 traits/mm. Selon l'angle d'incidence de la lumière sur le réseau, l'ordre -1 n'existe pas toujours avec ces réseaux.

b. l'efficacité de diffraction : choix de la polarisation et de θ_{inc}

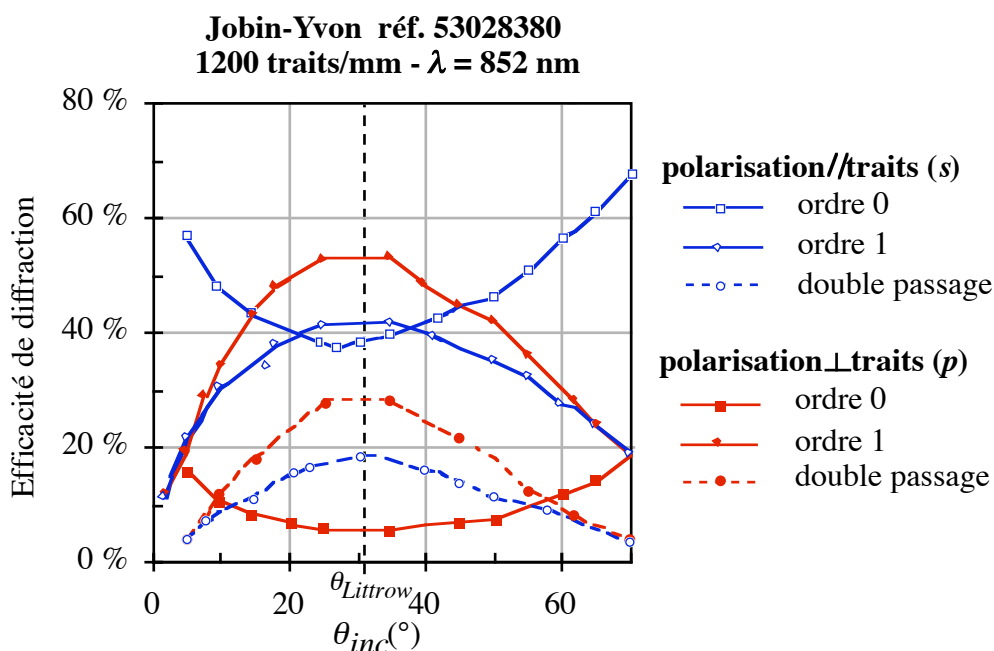


Fig. 3.28 : Efficacité de diffraction d'un réseau en fonction de la polarisation de la lumière et de l'angle d'incidence ; "blaze" pour $\lambda = 750$ nm.

L'efficacité de diffraction d'un réseau dépend à la fois de l'angle et de la polarisation du faisceau incident (Fig. 3.28). Les réseaux actuellement sur le marché sont calculés pour diffracter le maximum de lumière dans l'ordre 1, en configuration de Littrow et en polarisation perpendiculaire aux traits du réseau* .

D'après ce qui précède, la puissance du retour-réseau doit représenter au moins 10% de la lumière émise par la diode. Pour extraire suffisamment de lumière du laser, il est de plus nécessaire que l'efficacité de diffraction dans l'ordre 0 soit au moins égale à 10%. Cette dernière contrainte interdit, avec la plupart des réseaux, de travailler en polarisation p (Fig. 3.28). La diode est donc orientée de telle sorte que sa polarisation soit parallèle aux traits du réseau, et le réseau est éclairé en incidence inférieure à 50°, pour garder un retour-réseau, après double passage par le réseau, assez intense.

Cette orientation présente l'avantage d'être plus sélective en fréquences, et moins sensible aux désalignements perpendiculaires à la dispersion du réseau. Mais l'incidence imposée ne permet pas de minimiser la longueur de la cavité externe. D'autre part, le réseau choisi a 1200 traits/mm, ce qui est favorable à une cavité externe de faible dimension, mais, du fait de sa dispersion moindre, désavantageux pour la largeur spectrale du couplage retour-réseau/diode. Grâce au double passage par le réseau, $\Delta\nu_c$ est quand même peu élevée. Par ailleurs, l'efficacité de diffraction du réseau de 1800 traits/mm disponible ne convenait pas.

Le laser en cavité étendue réalisé à partir du réseau de la figure 3.28 a les caractéristiques suivantes [Aucouturier] :

réseau 1200 traits/mm

diode parallèle aux traits \Leftrightarrow polarisation s

$\theta_{inc} = 45^\circ$, $\theta_l = 18^\circ$, $L_{ext} = 78$ mm

$\eta_0 = 45$ %, $R_{ext} = 14$ %

$\Delta\nu_{ext} = 1,9$ GHz, $\Delta\nu_d = 50$ GHz, $\Delta\nu_c = 31$ GHz (dispersion + diffraction)

$\Delta\nu_{LCE} \approx 50$ kHz (valeur théorique)

avec les composants décrits en annexe §A1.

De nombreux réseaux ne permettent pas de répondre simultanément aux exigences sur les ordres 0 et 1, en polarisation s ou p . Une solution peut consister à insérer une lame demi-onde entre la diode et le réseau, pour tourner la polarisation de la lumière, et se situer dans une situation intermédiaire au niveau des efficacités de diffraction [Mezrhah]. Cependant, cela réduit le couplage du retour-réseau avec la couche active, puisque la lumière réfléchi par la cavité a une polarisation inclinée par rapport à celle de la diode, à cause des coefficients de réflexion distincts dans les polarisations s et p (cf. fig. 3.29).

* D'après une terminologie allemande employée couramment, une polarisation perpendiculaire au plan d'incidence se note "s", tandis qu'une polarisation dans le plan d'incidence se note "p". Le plan d'incidence est ici le plan de dispersion de la lumière, perpendiculaire aux traits du réseau (fig. 3.29).

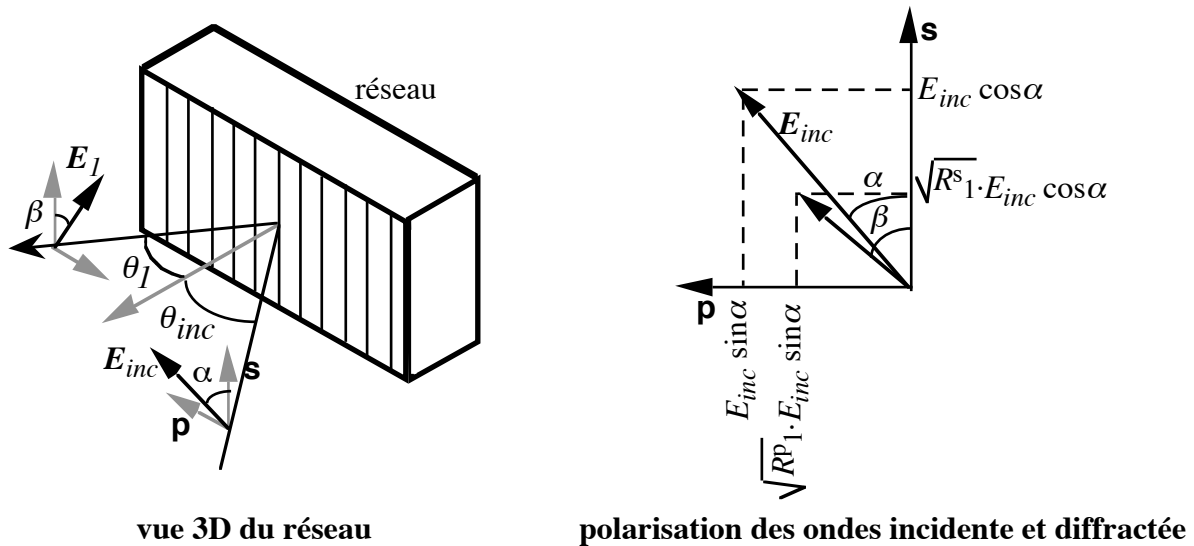


Fig. 3.29 : Rotation de la polarisation de la lumière lors de la diffraction par le réseau; l'efficacité de diffraction n'étant pas la même pour les polarisations s et p, une polarisation linéaire quelconque est tournée à chaque passage par le réseau.

Enfin, la difficulté à trouver un réseau convenant à notre application est liée à la nécessité pour celui-ci d'être efficace à la fois dans l'ordre 0 et l'ordre 1, ce qui n'est pas le critère usuel de fabrication des réseaux. Ce problème ne se pose pas avec les diodes à deux sorties, ou si la sortie utile est une portion de l'ordre 1, extraite du laser en substituant au miroir d'œil-de-chat une lame séparatrice par exemple.

C.III. Caractérisation expérimentale

C.III.1. Caractéristique $P_{opt} = f(I)$

a. Diminution du courant de seuil

Une partie de la lumière est renvoyée dans la couche active par le réseau. À courant identique dans la jonction, la puissance lumineuse dans la couche active est donc supérieure dans une diode en cavité étendue. Le seuil d'émission laser d'un LCE est atteint à un courant inférieur à celui de la diode seule. La réduction du courant de seuil est d'autant plus importante que le retour-réseau est intense (cf. éq. (3-19)).

I_{seuil} est une bonne indication des pertes intra-cavité, qui réduisent R_{ext} . Ce critère est utilisé pour régler le laser en cavité étendue : les lentilles de collimation et d'œil-de-chat sont positionnées de façon à minimiser le courant de seuil du LCE [Fermigier]. Expérimentalement, le courant de seuil est réduit de quelques milliampères (Fig. 3.30).

b. Réduction de l'efficacité quantique externe

La sortie utile de lumière ne représente qu'une portion de la puissance lumineuse émise par la diode laser, déterminée par le coefficient de réflexion du réseau dans l'ordre 0. La conséquence en est une réduction de la pente de la caractéristique $P_{opt} = f(I)$.

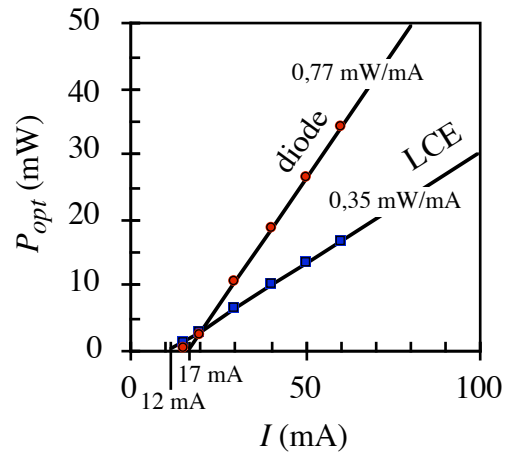


Fig. 3.30: Caractéristiques comparées d'une diode seule (SDL 5400) et en cavité étendue ($L_{ext} = 78$ mm, $R_{ext} = 14\%$, $\eta_0 = 45\%$)

Si la puissance optique issue du LCE n'est pas suffisante, il est possible de transférer sa pureté spectrale à une diode laser de puissance, par injection du faisceau laser du LCE dans la diode [Aucouturier].

C.III.2. Comportement spectral

a. Émission monomode

L'émission des LCE est en général monomode. Toutefois, la transition entre deux modes adjacents, ou deux modes de la diode, est plus ou moins rapide. L'émission est alors périodiquement multimode, sur une certaine plage de courant ou de longueur de la cavité. Ce comportement est important avec les diodes non traitées antireflet [de Labachellerie 92], et les LCE de R_{ext} faible.

Grâce à la sélectivité spectrale de la cavité externe, le taux de réjection des modes voisins du mode principal est nettement supérieur dans les LCE à celui des diodes seules.

b. Accordabilité en fréquence (statique et modulée)

i. par la cavité externe

La translation d'un élément de la cavité externe permet un accord continu de la fréquence sur un intervalle spectral libre de la cavité externe $\Delta\nu_{ext}$ (quelques gigahertz), par déplacement du mode ν_k sélectionné par la cavité (cf. éq. (3-23)). Un saut de mode se produit lorsque $\Delta L_{ext} = \lambda/2$. La variation de L_{ext} est réalisée en pratique par un transducteur piézo-électrique (PZT), qui déplace l'un des éléments de la cavité (réseau ou œil-de-chat).

La sensibilité des PZT céramiques hautes tensions (0 ; 1 kV) est d'environ 1,5 nm/V ;

Celle des PZT basses tensions (0 ; 150V) Tokin AE050D08 ($l = 10$ mm) que nous utilisons est de 60 nm/V.

Cela conduit à une dépendance de la fréquence émise avec la tension appliquée au PZT, suivant la longueur de la cavité externe et le type de PZT. Expérimentalement :

$$L_{ext} = 78 \text{ mm, PZT Tokin } (l = 10 \text{ mm}) \text{ en translation derrière le réseau,}$$

$$\Delta\nu/\Delta U_{PZT} \approx 250 \text{ MHz/V}$$

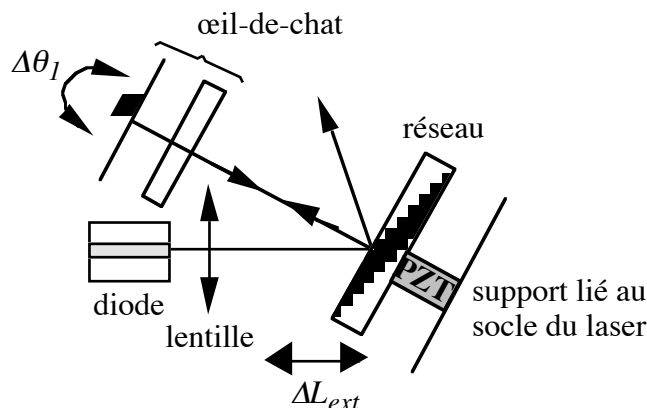


Fig. 3.31: Variation de la longueur de la cavité externe par déplacement du réseau pour un accord fin de la fréquence, et rotation mécanique de l'œil-de-chat pour un accord grossier.

La rotation du réseau, ou de l'œil-de-chat dans les configurations dépliées, décale la longueur d'onde d'émission, en changeant θ_{inc} ou θ_l (cf. éq. (3-23)). Cette rotation est réalisée soit manuellement, soit par l'intermédiaire de cales PZT [Dimarcq 97]. Une accordabilité de 20 nm - sur la largeur de la courbe de gain de la diode - est ainsi obtenue à température fixe, mais avec de nombreux sauts de modes.

Des configurations en Littrow, dans lesquelles la rotation du réseau s'accompagne d'une variation de la longueur de la cavité externe, permettent de changer continûment la fréquence d'émission sans saut de mode sur une dizaine de nanomètres [Favre 86]. Pour cela, il suffit que la longueur d'onde centrale sélectionnée par le réseau reste sur le même mode de la cavité externe.

Dans tous les cas, ces déplacements mécaniques limitent la modulation de fréquence aux basses fréquences de modulation, à cause de la bande passante réduite des PZT (quelques centaines de hertz tout au plus), ou à ses fréquences de résonance électrique. La modulation de fréquence s'accompagne d'une faible modulation de la puissance optique, à cause de la valeur non nulle du coefficient de réflexion de la facette de la diode R_d (cf. §3.A).

ii. par la diode

La diode garde un contrôle de la fréquence d'émission laser, en changeant la position de la courbe de gain, et en modifiant la longueur totale de la cavité externe par la contribution de $\mu_{eff,d}$. La température et le courant permettent donc un réglage fin de la fréquence, sur la largeur spectrale du couplage du retour-réseau avec la couche active. La réponse en fréquence du LCE à la modulation de I_{diode} est réduite dans le rapport des longueurs par rapport à la réponse de la diode seule, c'est-à-dire que :

$$\left. \frac{\Delta\nu}{\Delta I} \right|_{\text{LCE}} \cong \frac{\mu_{\text{eff}} l_d}{L_{\text{ext}}} \cdot \left. \frac{\Delta\nu}{\Delta I} \right|_{\text{diode}} \quad (3-27)$$

L'allure générale de la fonction de transfert $\Delta\nu/\Delta I(F_m)$ est semblable à celle de la diode seule (fig. 2.12).

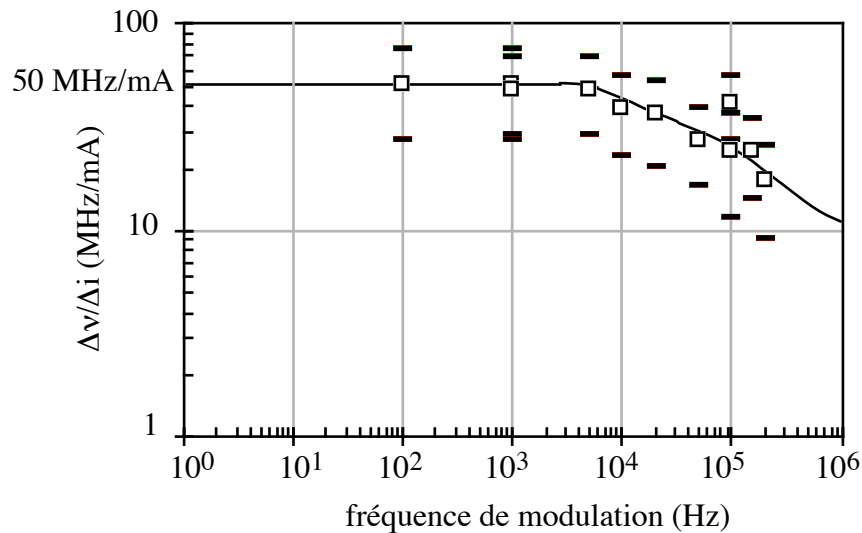


Fig. 3.32 : Réponse à une modulation de courant ; LCE auto-aligné, diode SDL 5422, $L_{\text{ext}} = 78$ mm

Le courant d'injection de la diode permet donc de moduler la fréquence du laser en hautes fréquences, grâce à la grande bande passante de modulation des diodes lasers, mais module simultanément la puissance optique.

c. Sauts de modes

Expérimentalement, l'intervalle entre sauts de modes peut être supérieur à l'intervalle spectral libre théorique $\Delta\nu_{\text{ext}} = c/2L_{\text{ext}}$, grâce à un effet d'hystérésis qui retarde le saut de mode. Cet effet a pour origine le couplage phase-amplitude caractéristique des lasers à semiconducteurs [Zorabedian]; expérimentalement, $\Delta\nu_{\text{ext}}$ est d'autant plus important que le retour-réseau est intense, c'est là un critère qui permet de juger du bon fonctionnement du LCE.

Avec un LCE d'intervalle spectral libre théorique de 2 GHz, l'écart entre les sauts de modes est aisément de 2,5 à 3 GHz, selon les réglages relatifs du courant de la diode et de la longueur de la cavité externe.

Aux forts courants d'alimentation ($I > 5I_{\text{seuil}}$), on observe expérimentalement une diminution importante de l'écart entre sauts de modes, qui interdit tout fonctionnement stable du laser à la fréquence désirée.

C.IV. Stabilisation de la fréquence d'émission

La largeur de raie des LCE est suffisamment faible pour notre application; l'asservissement du laser a donc uniquement pour but de stabiliser la valeur moyenne de la fréquence d'émission du laser. Il ne s'agit donc pas de réaliser des asservissements de grandes bandes passantes, utilisés pour réduire la largeur spectrale des lasers [Ohtsu], ni de stabiliser un laser fonctionnant dans une ambiance perturbée. Un asservissement sur une bande de fréquence [0 ; 5 kHz] est en pratique suffisant.

La référence de fréquence utilisée est une transition de la raie D_2 du césium, choisie suivant le rôle du laser (pompage ou détection des atomes) dans la configuration d'horloge souhaitée. On peut asservir le laser soit sur le jet atomique propre au résonateur, soit sur une cellule de césium annexe. La première solution est la plus simple, puisqu'elle profite de la largeur naturellement étroite des raies de fluorescence du jet, c'est pourquoi elle est préférée dans les horloges compactes à vocation industrielle [Boussert]. Elle présente cependant l'inconvénient majeur de "mélanger" les rôles, pas toujours compatibles, de la préparation atomique et de l'asservissement de fréquence du laser. Elle n'est enfin pas adaptée aux expériences mettant en œuvre plusieurs lasers.

Je présente dans ce paragraphe un montage d'asservissement d'un LCE sur une raie d'absorption saturée dans une cellule.

C.IV.1. Régulations des températures de la cavité externe et de la diode laser

L'ensemble de la structure mécanique des LCE est isolée des perturbations extérieures grâce à un boîtier métallique recouvert d'une protection thermique et acoustique. Pour éviter un quelconque désalignement ou une évolution de la longueur de la cavité externe, l'ensemble est régulé en température à $\pm 0,1^\circ\text{C}$, par l'intermédiaire d'une résistance chauffante et d'une thermistance.

À cause de la dépendance importante de la longueur d'onde émise avec la température de la jonction, la diode laser est stabilisée en température à $\pm 0,005^\circ\text{C}$ avec le Peltier et la thermistance intégrés à son boîtier, indépendamment de la régulation de la cavité externe.

C.IV.2 Spectre de bruit du laser libre

Le spectre de bruit d'un LCE fait apparaître les nombreuses résonances électriques du PZT, à partir de quelques centaines de Hz, ainsi que les fréquences pour lesquelles il se comporte comme un filtre réjecteur de fréquences très étroit. La position de ces résonances est directement liée à la masse que le PZT doit déplacer, et aux contraintes mécaniques qu'il subit. C'est pourquoi, pour limiter les résonances en basses fréquences, il faut réduire la charge sur le PZT. Une bonne solution consiste à le fixer derrière le réseau qui ferme la cavité (fig. 3.31). Enfin, il est important d'éviter toute autre résonance mécanique de la structure du LCE [Aucouturier].

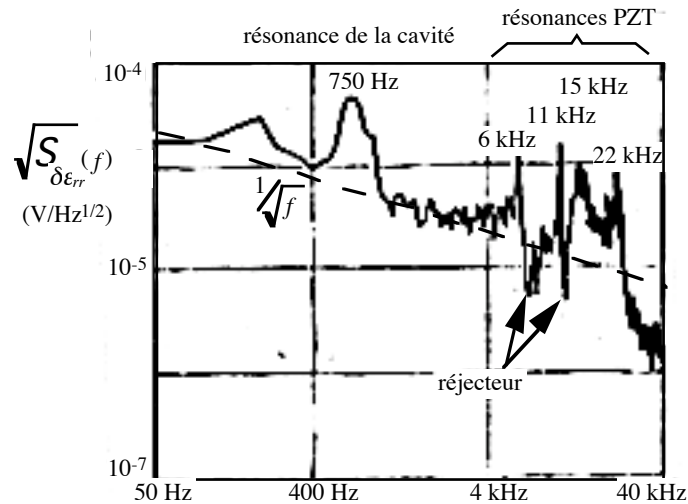


Fig. 3.33 : Spectre de bruit du signal d'erreur de l'asservissement d'un LCE, avec seulement les régulations de température.

La dérive lente de la longueur du PZT contribue au bruit important du LCE en basses fréquences (Fig. 3.33), et nécessite une stabilisation propre que le courant de la diode seul ne peut satisfaire. Le comportement électrique perturbé et la bande passante réduite du PZT limitent toutefois son rôle aux corrections basses fréquences ($F < 100$ Hz).

C.IV.3. Montage d'absorption saturée différentielle

L'absorption saturée supprime l'élargissement par effet Doppler des raies d'absorption des atomes dans une cellule. Pour cela, un faisceau pompe accordé sur une transition atomique $F \rightarrow F'$ diminue, par pompage optique, la population atomique de vitesse nulle parallèlement au faisceau laser du niveau fondamental F . Ces atomes absorbent donc moins le faisceau sonde n°2, de même fréquence et se propageant en sens contraire (voir Fig. 3.34). Des croisements de niveaux se produisent si la vitesse longitudinale des atomes compense exactement, par effet Doppler, l'écart entre deux transitions voisines.

De façon plus précise, le faisceau pompe redistribue les atomes dans les sous-niveaux Zeeman des niveaux hyperfins fondamentaux [Yang], ce qui explique d'une part l'existence de raies d'absorption saturée correspondant aux transitions cyclantes 3-2' et 4-5', et d'autre part, l'atténuation accentuée de la sonde pour la transition 3-2', contraire aux prévisions ci-dessus, selon les polarisations respectives des faisceaux et l'intensité du champ magnétique dans lequel baigne la cellule [Schmidt, Nakayama].

J'ai réalisé une platine de stabilisation d'un LCE sur un montage d'absorption saturée différentielle, afin d'asservir le laser sur des raies étroites, indépendamment des contraintes de puissance et de polarisation pour l'interrogation du jet atomique du résonateur. Le montage effectue la différence optique de l'absorption linéaire et de l'absorption saturée, grâce à deux faisceaux sondes qui traversent côte à côte la même cellule de césium (fig. 3.34). Cette configuration supprime le fond Doppler sur lequel les raies se forment dans

un montage à sonde unique, assurant ainsi un positionnement plus exact du laser sur le sommet des transitions atomiques. Le montage réalisé est certes encombrant, mais il présente l'avantage de séparer les réglages optiques des faisceaux pompe et sondes, de choisir les atténuations et les polarisations sur chaque bras indépendamment.

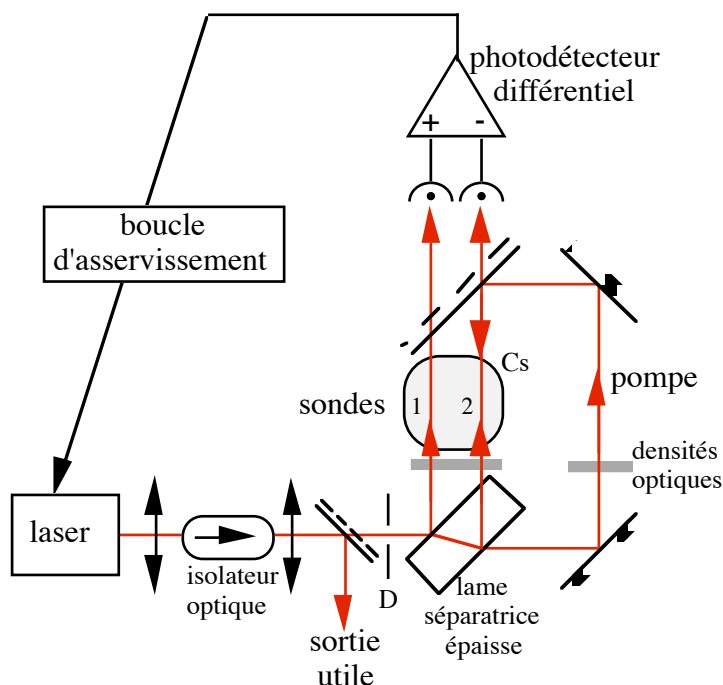


Fig. 3.34 : Montage d'absorption saturée différentielle ; la sonde n°1 teste l'absorption linéaire de la cellule ; la sonde n°2, l'absorption saturée. La différence est réalisée par le photodétecteur différentiel. D : diaphragme

Le photodétecteur différentiel est constitué de deux photodiodes reliées tête-bêche à l'entrée d'un amplificateur ; sa bande passante est d'environ 1 MHz. La cellule de césium est entourée d'un blindage en fer doux, qui l'isole du champ magnétique très intense de l'isolateur optique. Un diaphragme limite la taille des faisceaux pour que les sondes ne se superposent pas. Afin de limiter l'élargissement par saturation des raies d'absorption, tout en gardant des signaux intenses, les faisceaux sondes et pompe sont atténués. Typiquement, l'intensité laser des sondes est de l'ordre de $300 \mu\text{W}/\text{cm}^2$, celle de la pompe de $3 \text{ mW}/\text{cm}^2$.

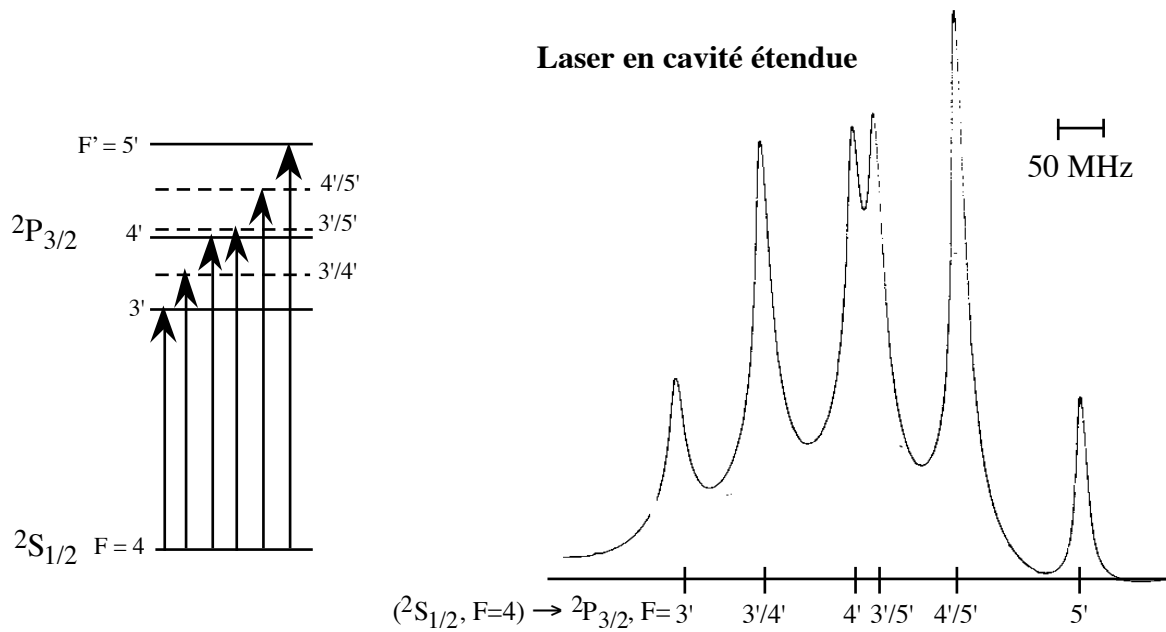


Fig. 3.35 : Raies d'absorption saturée différentielle du niveau fondamental ($^2S_{1/2}$, $F=4$) vers les niveaux ($^2P_{3/2}$, $F' = 3', 4', 5'$) et leurs croisements de niveaux ($3'/4'$, $3'/5'$, $4'/5'$) observées avec un LCE; $I_{pompe} \approx 3 \text{ mW/cm}^2$, $I_{sonde} \approx 300 \mu\text{W/cm}^2$.

Les raies d'absorption saturée se détachent sur un fond Doppler résiduel, dû à la légère différence entre les puissances des faisceaux sondes. La transition 4-4' est nettement distincte du croisement de niveau 4-3'/5' distant de 25 MHz, grâce à la grande finesse spectrale du laser utilisé (fig. 3.35). La comparaison des mêmes transitions excitées par une diode Fabry-Perot ($\Delta\nu_{diode} \approx 20 \text{ MHz}$), dans des conditions comparables, est à cet égard significative (fig. 3.36).

diode Hitachi HLP 1400

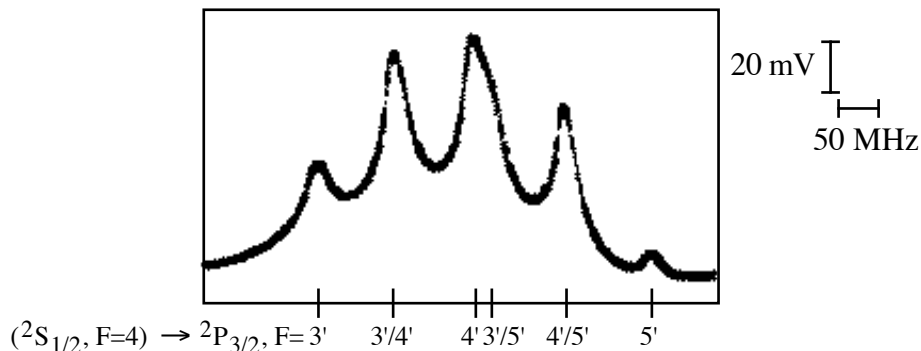


Fig. 3.36 : Raies d'absorption saturée différentielle du niveau fondamental ($^2S_{1/2}$, $F=4$) vers les niveaux ($^2P_{3/2}$, $F = 3, 4, 5$) et leurs croisements de niveaux, excités par une diode Fabry-Perot ; $I_{pompe} \approx 1,5 \text{ mW/cm}^2$, $I_{sonde} \approx 200 \mu\text{W/cm}^2$.

C.IV.4. Asservissement sur une raie d'absorption saturée

L'asservissement de la fréquence du laser est réalisée par l'intermédiaire d'un élément piézoélectrique (PZT) utilisé pour l'accord fin du LCE, et du courant d'alimentation de la diode. La correction sur le courant de la diode laser complète en hautes fréquences celui du PZT.

a. Réalisation du discriminateur de fréquence

L'asservissement de la fréquence du laser au sommet d'une transition atomique nécessite de moduler la fréquence laser, simplement en modulant le courant d'alimentation de la diode. La fréquence de modulation F_m est assez élevée pour se situer dans une zone spectrale de faible bruit du laser. Les composants choisis pour la démodulation nous limitent à $F_m = 100$ kHz.

La détection de la modulation du signal d'absorption est réalisée grâce à une détection synchrone EG&G Brookdeal 9503, de constante de temps minimum $20 \mu\text{s}$, conduisant à une fréquence de coupure de 8 kHz. Nous ne pouvons donc espérer corriger les fluctuations de fréquence du laser au-delà de cette fréquence, ce qui limite considérablement les performances de nos asservissements. Rappelons toutefois que cela est suffisant dans les conditions normales de l'expérience, mais reste sans aucun doute un facteur sujet à des améliorations dans le futur, dans le but d'accroître la stabilité du laser et sa résistance aux perturbations extérieures.

La démodulation du signal donne la dérivée du spectre des transitions atomiques, et constitue le signal d'erreur de notre asservissement.

Il convient théoriquement de moduler la fréquence du laser sur toute la largeur spectrale de la transition de référence pour maximiser la pente du discriminateur de fréquence K_D . En pratique, nous nous maintenons à des amplitudes de modulation inférieures, pour ne pas diminuer l'efficacité du pompage et de la détection des atomes dans l'horloge (cf. §5.B.).

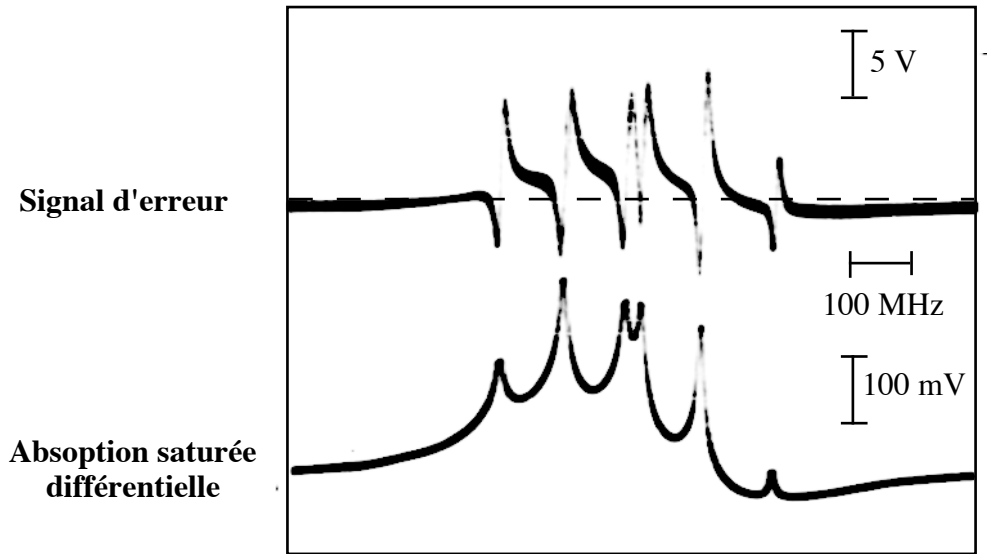


Fig 3.37 : Raies d'absorption saturée différentielle ($^2S_{1/2}, F=4$) \rightarrow ($^2P_{3/2}, F=3, 4, 5$) et signal de sortie du détecteur synchrone (signal d'erreur); celui-ci s'annule au sommet des raies.

b. Fonction de transfert de l'asservissement

La détection synchrone effectue la différence arithmétique de la fréquence du laser $\nu_{l.a.}$ et de la fréquence de référence $\nu_{r\grave{e}f}$, ce qui constitue le signal d'erreur ϵ_{rr} visualisé fig. 3.37. Celui-ci est appliqué à l'entrée d'un double intégrateur. Les fluctuations propres de la fréquence du laser libre $\nu_{l.l.}$ sont une source de bruit qui se superposent aux corrections effectuées par le PZT et le courant d'alimentation de la diode laser (D.L.), que l'asservissement ne corrige que dans sa bande passante.

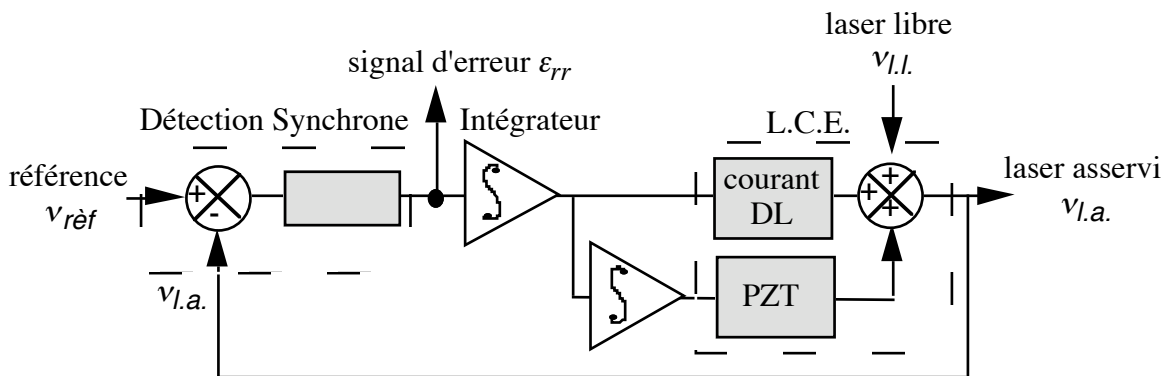


Fig. 3.38 : Schéma de principe de la stabilisation de la fréquence d'un laser libre $\nu_{l.l.}$ sur une fréquence de référence $\nu_{r\grave{e}f}$; D.L. : diode laser [Barillet].

L'expression de la fonction de transfert en boucle ouverte $G(f)$ de l'asservissement doit tenir compte des bandes passantes limitées du détecteur synchrone (photodétecteur et détection synchrone commerciale), et des réponses du laser $\Delta\nu/\Delta I(f)$ et $\Delta\nu/\Delta U_{PZT}(f)$.

Nous supposons, pour en donner une expression analytique simple, que ce sont des filtres passe-bas du premier ordre. Prenons quelques valeurs typiques :

- détection synchrone :

$$K_D(f) = \frac{k_D}{1 + j \frac{f}{f_D}} \quad (3-28)$$

k_D dépend du gain du photodétecteur qui transforme le signal de fluorescence en signal électrique, de la sensibilité de la détection synchrone commerciale, de la transition de référence; il varie avec l'amplitude de modulation de fréquence du laser (cf. fig. 5.26); au cours de nos expériences, il varie entre 10 et 500 mV/MHz.

f_D dépend de la fréquence de coupure du photodétecteur, mais est surtout limitée en ce qui nous concerne par celle de la détection synchrone, soit $f_D = 8$ kHz.

- intégrateur :

$$K_i(f) = \frac{k_i}{j \frac{f}{f_i}} \quad (3-29)$$

$k_i = -1$ et $f_i = 1/2\pi RC$ (voir fig. 3.39) varie continûment entre 0,03 et 160 000 Hz lorsque R est compris entre 100 k Ω et 1,22 M Ω , et C entre 10 pF et 4,7 μ F (valeurs usuelles des intégrateurs utilisés)

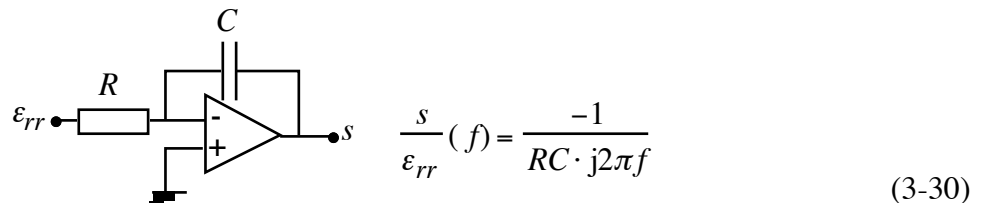


Fig. 3.39 : Schéma de principe d'un intégrateur, à partir d'un amplificateur opérationnel

- LCE :

la fonction de transfert de la diode en cavité étendue (fig. 3.32) peut être approchée par un filtre passe-bas de fréquence de coupure $f_{diode} = 5$ kHz et de gain statique $k_{diode} = 5$ MHz/V pour une modulation en courant à travers une résistance de 10 k Ω . Ces valeurs évoluent avec le type de laser (LCE, DBR ou diode) et leur fabrication.

de même, la réponse en fréquence du LCE à une modulation de tension de l'élément piézoélectrique est caractérisée par une fréquence de coupure $f_{PZT} \approx 100$ Hz, et un gain en statique $k_{PZT} = 250$ MHz/V (cf. §3.C.III.2.)

- Fonction de transfert en boucle ouverte $G(f)$

Le gain en boucle ouverte $G(f)$ de l'asservissement s'exprime par :

$$G(f) = K_D(f)K_1(f)[K_{diode}(f) + K_2(f)K_{PZT}(f)] \quad (3-31)$$

$$= G_1(f) + G_2(f)$$

La boucle d'asservissement sur le PZT $G_2(f)$ ne joue un rôle qu'aux fréquences inférieures à 100 Hz typiquement, pour compenser les dérives lentes d'origines mécaniques et thermiques. Le réglage de l'asservissement est réalisé en pratique par le choix du gain du photodétecteur synchrone k_D et des fréquences de coupure des deux intégrateurs f_1 et f_2 .

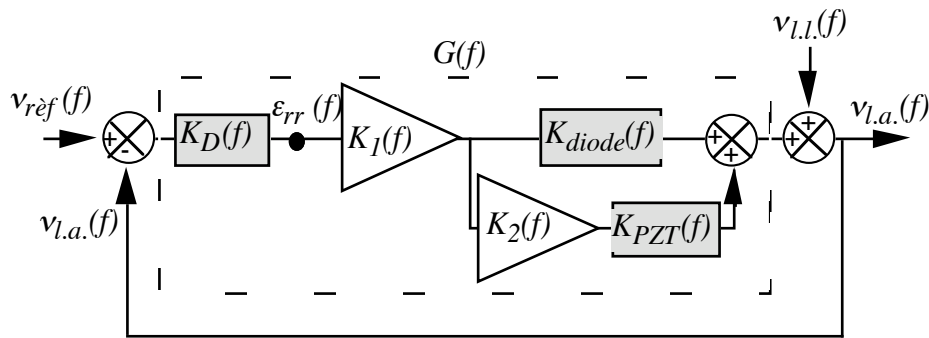


Fig. 3.40 : Schéma de principe de l'asservissement

En représentation de Hall, la fonction de transfert $G(f)$ a l'allure suivante, où l'on a défini $k_{G1} = -k_D k_d$; le gain global de l'asservissement est proportionnel à la fréquence de coupure du premier intégrateur.

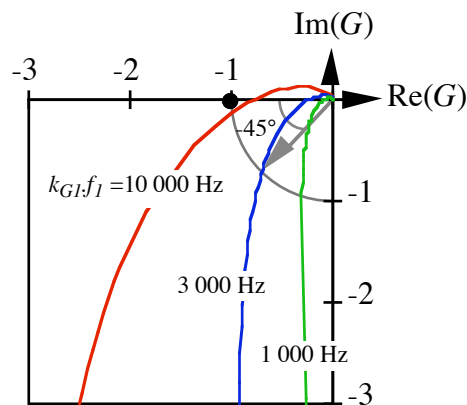


Fig. 3.41 : Fonction de transfert en boucle ouverte $G(f)$ en représentation de Hall; $f_D = 8$ kHz; $f_{diode} = 5$ kHz; $f_{PZT} = 100$ Hz; $k_{PZT} \cdot f_2 = 500$ Hz; l'asservissement oscille si la courbe entoure le point $(-1,0)$; une marge de phase de 45° est une bonne condition d'asservissement.

ii. Fonction de transfert en boucle fermée

Avec les notations de la Fig. 3.40, la fréquence du laser asservi est :

$$v_{l.a.}(f) = \frac{G(f)}{1 + G(f)} v_{ref}(f) + \frac{1}{1 + G(f)} v_{l.l.}(f) \quad (3-32)$$

Dans la bande passante de l'asservissement, $G(f) \gg 1$, et donc $\nu_{l.a.} \equiv \nu_{r\grave{e}f}^*$: le laser reproduit la fréquence de référence; par contre hors de la bande passante, en hautes fréquences, les fluctuations de fréquence du laser ne sont pas modifiées par l'asservissement.

Le signal d'erreur donne une information sur la fréquence du laser $\nu_{l.a.}(f)$ par rapport à la référence :

$$\begin{aligned}\varepsilon_{rr}(f) &= K_D(f) (\nu_{r\grave{e}f} - \nu_{l.a.})(f) \\ &= \frac{K_D(f)}{1 + G(f)} (\nu_{r\grave{e}f} - \nu_{l.l.})(f)\end{aligned}\quad (3-33)$$

À cause des filtres passe-bas inhérents à l'asservissement - mais qui ne lui sont pas nécessaires puisque un intégrateur seul serait suffisant - le système en boucle fermée est susceptible d'osciller si le produit gain-fréquence $k_{GI} \cdot f_I$ atteint une valeur pour laquelle le gain en boucle ouverte G est égal -1. Avec les valeurs du graphe 3.41, cette résonance se produit pour $k_{GI} f_I = 13\,000$ Hz, à $f = 6,3$ kHz. En pratique, il est indispensable de se situer bien en deçà de ce gain, pour lequel la fréquence du laser se met à osciller à la fréquence de la résonance de l'asservissement. Une marge de phase de 45° à $|G| = 1$ assure à l'asservissement une stabilité suffisante [Gille]; cela correspond à un produit gain-fréquence $k_{GI} f_I \approx 3$ kHz.

c. Densité spectrale des fluctuations de fréquence du laser asservi

Le signal physique auquel nous avons accès est le signal d'erreur ε_{rr} . Pour une information décomposée sur les fréquences de Fourier, c'est la densité spectrale de puissance de ses fluctuations $\mathcal{S}_{\delta\varepsilon_{rr}}(f)$ (ou spectre de bruit) qui nous intéresse, directement visualisée sur un analyseur de spectre FFT ("Fast Fourier Transform"); $\mathcal{S}_{\delta\varepsilon_{rr}}(f)$ est par définition la transformée de Fourier (T.F.) de la fonction d'autocorrélation des fluctuations du signal d'erreur $\delta\varepsilon_{rr}$;

$$\begin{aligned}\delta\varepsilon_{rr}(t) &= \varepsilon_{rr}(t) - \overline{\varepsilon_{rr}} \\ \mathcal{S}_{\delta\varepsilon_{rr}}(f) &= \text{T. F.} (\langle \delta\varepsilon_{rr}(t), \delta\varepsilon_{rr}(t + \tau) \rangle) \\ &= |\delta\varepsilon_{rr}(f)|^2\end{aligned}\quad (3-34)$$

Notons que, lorsque le laser est asservi, la valeur moyenne du signal d'erreur $\overline{\varepsilon_{rr}}$ est nulle, et que donc $\delta\varepsilon_{rr}$ se confond avec ε_{rr} .

À partir de la relation (3-33), négligeant les fluctuations de la référence, on obtient :

$$\mathcal{S}_{\delta\varepsilon_{rr}}(f) = \left| \frac{K_D(f)}{1 + G(f)} \right|^2 \mathcal{S}_{\delta\nu_{l.l.}}(f)\quad (3-35)$$

* $\nu_{l.a.}(f)$ est la transformée de Fourier de l'évolution temporelle $\nu_{l.a.}(t)$; $\nu_{l.a.}(f = 0)$ en est la valeur moyenne. De même pour les autres grandeurs ε_{rr} , $\nu_{r\grave{e}f}$ et $\nu_{l.l.}$.

En pratique, nous mesurons plutôt $\sqrt{S_{\delta\varepsilon_{rr}}(f)}$, qui présente l'allure suivante dans l'hypothèse où le laser libre à un bruit blanc de fréquence $S_{\delta\nu_{l,l}}(f) = H_0$:

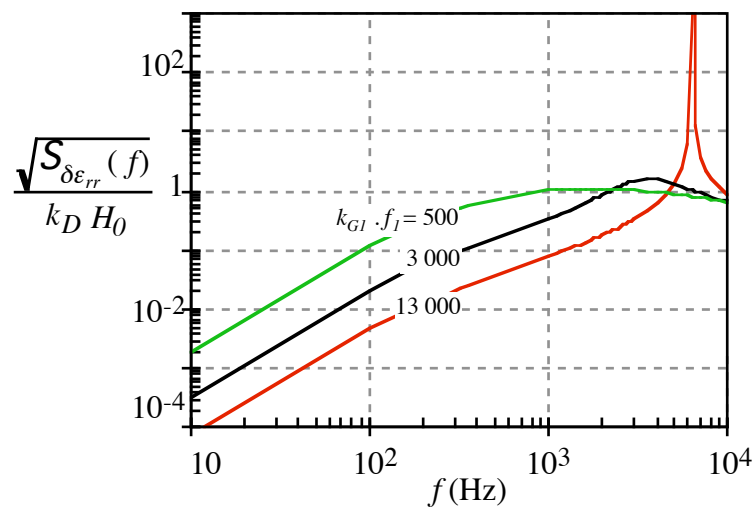


Fig. 3.42 : Spectres de bruit théoriques du signal d'erreur pour plusieurs valeurs de gain total, avec un bruit blanc de fréquence du laser libre : $k_{GI}f_I = 3\,000$ Hz correspond à une marge de phase de 45° , $k_{GI}f_I = 13\,000$ Hz, à la résonance de l'asservissement

Expérimentalement,

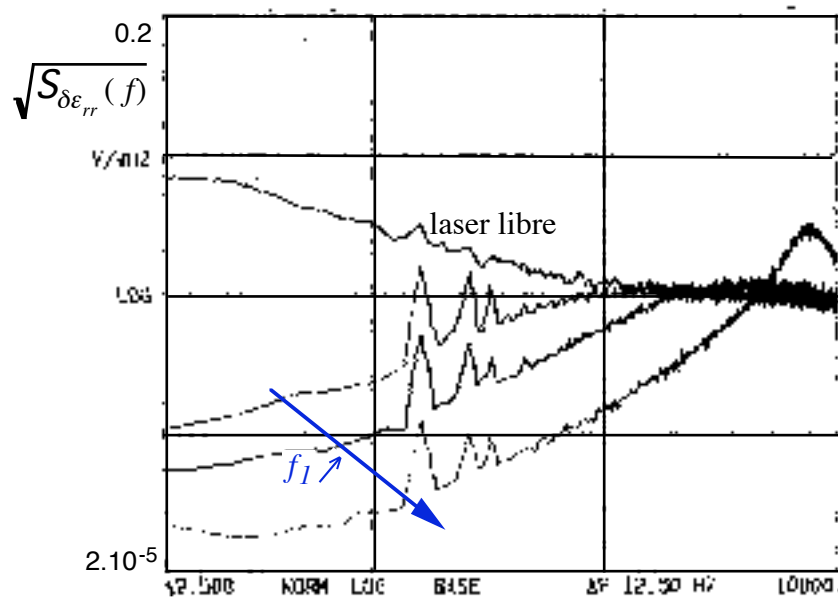


Fig. 3.43 : Spectre de bruit expérimental, sans boucle d'asservissement sur le PZT.

La comparaison des courbes théoriques et expérimentales fait apparaître l'existence d'un palier expérimental en basses fréquences, dû au gain fini des amplificateurs opérationnels. L'augmentation du gain "creuse" le bruit en basses fréquences, mais provoque

un dépassement du bruit du laser libre à proximité de la fréquence de résonance. Un bon compromis est réalisé avec un dépassement de quelques dB, en accord avec le critère de marge de phase choisi précédemment. En hautes fréquences, le spectre de bruit du signal d'erreur $\sqrt{S_{\delta\varepsilon_{rr}}(f)}$ reproduit la fonction de transfert du détecteur synchrone $|K_D(f)|$.

Le bruit propre du LCE est corrigé jusqu'à environ 3 kHz, ce qui ne supprime pas complètement sa composante de bruit de fréquence en $1/f$, qui s'étend jusqu'à quelques centaines de kilohertz. La double boucle d'intégration sur le piézoélectrique réduit encore le bruit basses fréquences ($f < 100$ Hz). La fréquence d'émission du laser est donc solidement stabilisée sur la référence atomique.

Si la référence n'est pas bruyante, et en basses fréquences, la densité spectrale des fluctuations de fréquence du laser $S_{\delta\nu_{l.a.}}(f)$ est simplement proportionnelle à la densité spectrale des fluctuations du signal d'erreur $S_{\delta\varepsilon_{rr}}(f)$:

$$\underbrace{S_{\delta\nu_{l.a.}}(f)}_{(\text{Hz}^2/\text{Hz})} = \frac{1}{k_D^2} \underbrace{S_{\delta\varepsilon_{rr}}(f)}_{(\text{V}^2/\text{Hz})} \text{ pour } f \ll f_D \quad (3-36)$$

En fait, la référence atomique, interrogée par le laser que l'on souhaite asservir, est bruitée par le bruit de fréquence de ce même laser [Dimarcq, Bahoura], ce qui limite les potentialités d'un tel asservissement par rapport à un asservissement sur une référence passive, telle un interféromètre Fabry-Perot.

C.V. Mesure de la largeur de raie des LCE

C.V.1. Montage expérimental

Pour conclure l'évaluation des LCE réalisés, j'ai mesuré leur spectre d'émission, par battement entre deux lasers décalés en fréquence. Le spectre du battement est le produit de convolution des spectres respectifs $S_E(\nu)$ de chaque laser. Le signal à la différence des fréquences d'émission $\nu_1 - \nu_2$ est détecté à l'aide d'une photodiode rapide (photodiode à avalanche), et son spectre visualisé sur un analyseur de spectre radiofréquence (fig. 3.44).

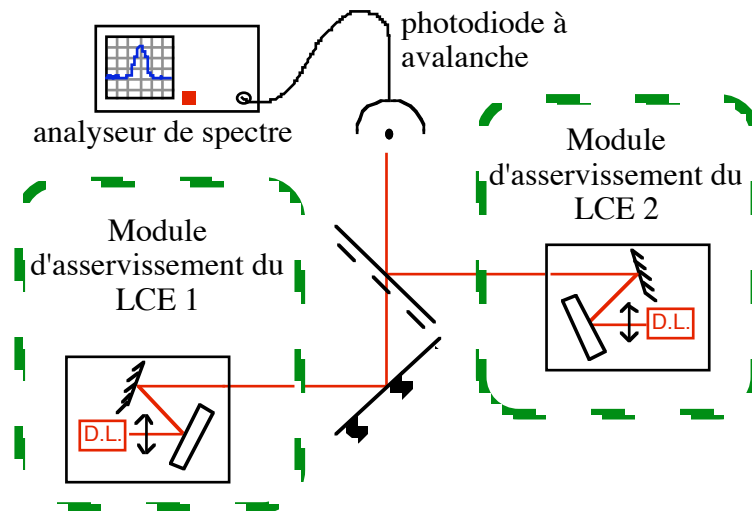


Fig. 3.44 : Montage de battement de fréquence entre deux LCE ; chaque laser est asservi indépendamment sur une raie d'absorption saturée (non représenté)

a. Les lasers

Les deux LCE utilisés pour la réalisation du battement sont :

- 1- un LCE en cavité auto-alignée dépliée, $L_{ext} \approx 78$ mm
- 2- un LCE en position de Littrow, $L_{ext} \approx 36$ mm

Les diodes placées en cavité étendue sont identiques (diodes SDL 5422), la différence de largeur de raie entre ces LCE ne provient donc que des longueurs différentes de cavité externe, et éventuellement de la qualité de leurs asservissements. La largeur de raie des diodes seules est d'environ 10 MHz d'après les données du constructeur, et leur longueur optique $\mu_{eff}l_d \approx 4$ mm. Dans l'hypothèse d'un bruit blanc de fréquence, les largeurs de raie des LCE devraient être réduites dans le rapport des carrés des longueurs (cf. éq.(3-21)), soit respectivement $\Delta\nu_{LCE1} = 25$ kHz et $\Delta\nu_{LCE2} = 120$ kHz.

Les deux lasers sont typiquement alimentés par un courant de 120 mA, à une température de 25°C; ils émettent une puissance lumineuse d'environ $P_{opt1} = 40$ mW et $P_{opt2} = 55$ mW respectivement.

b. Stabilisation de fréquence

Les fluctuations lentes de fréquence des lasers libres sur plusieurs MHz ne permettent pas de mesurer la largeur du battement sans une stabilisation de la fréquence moyenne des LCE. D'autre part, sur une horloge atomique, ces lasers sont asservis; c'est donc dans des conditions normales de fonctionnement que nous les caractérisons.

L'asservissement au sommet d'une raie d'absorption saturée par modulation/détection synchrone n'est pas adapté ici, car la modulation de fréquence

indépendante de chaque laser* élargit le battement en déplaçant sa position moyenne. Une solution consiste à asservir chaque LCE à flanc d'une raie d'absorption, le signal d'erreur étant le signal détecté lui-même, à un décalage électronique près (pour centrer le signal sur zéro)** . L'asservissement est ensuite strictement identique à celui décrit au paragraphe précédent.

Les fréquences d'émission de chaque laser sont volontairement distinctes - deux raies voisines de l'absorption saturée - afin de mesurer le battement à une fréquence de quelques centaines de MHz, à laquelle les bruits de détection de l'électronique sont faibles.

C.IV.2. Résultats

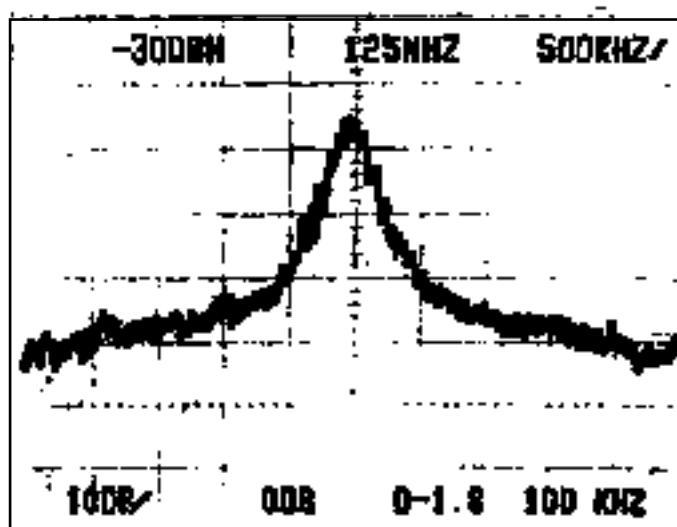


Fig. 3.45 : Spectre du battement entre deux LCE; échelle horizontale: 500 kHz/division; échelle verticale: 10 dB/division; la largeur à - 3 dB est évaluée à 230 kHz.

Le battement mesuré dans ces conditions a une largeur à -3 dB de 230 kHz, valeur supérieure à la prévision ci-dessus. En effet, les densités spectrales des fluctuations de fréquence des lasers présentent d'importantes composantes de bruit non blanc en basses fréquences, même avec un asservissement, qui sont responsables de l'écart au modèle théorique se basant sur l'émission spontanée. La forme du battement n'est pas non plus lorentzienne.

La largeur du battement conduit à une largeur de raie moyenne de chaque LCE $\Delta\nu_{LCE} \approx 115 \text{ kHz}$, ce qui est compatible avec nos exigences pour l'horloge atomique. En tenant compte du rapport attendu de 1/5 entre les largeurs de raies des deux LCE, dû à leurs longueurs de cavité différentes, leurs largeurs de raies respectives seraient plutôt :

* Il est possible de moduler les deux lasers en phase; le battement ne voit alors pas la modulation de fréquence. Cette méthode est toutefois plus complexe à mettre en œuvre.

** Il est aussi envisageable d'asservir un LCE sur un autre, en stabilisant la fréquence moyenne du battement sur la fin de bande d'un filtre hautes fréquences, utilisé comme discriminateur de fréquence [Dimarcq 94-2].

$$1- \Delta\nu_{LCE1} = 40 \text{ kHz}$$

$$2- \Delta\nu_{LCE2} = 190 \text{ kHz}$$

Ces valeurs sont nettement inférieures à celles obtenues avec le laser à cavité externe en couplage faible (§3.B), et qui plus est de façon reproductible et stable. Cela s'explique par les comportements très différents des lasers à couplage faible et fort : pour le premier, la cavité externe perturbe la diode, mais n'en modifie pas complètement les caractéristiques; tandis que pour le deuxième, le laser fonctionne comme une cavité longue, de facteur de qualité nettement plus élevé que la cavité laser initiale.

Références

- [Acket] G. Acket, D. Lenstra, A. Den Boef et B. Verbeek, "*The influence of feedback intensity on longitudinal mode properties and optical noise in index-guided semiconductor lasers*", IEEE JQE **20**, n° 10, 1984
- [Agrawal] G. Agrawal, "*Line narrowing in a single mode injection laser due to external optical feedback*", IEEE JQE **20**, n° 5, pp 468-471, 1984
- [Aucouturier] E. Aucouturier, Nouvelles sources d'atomes froids pour l'horloge atomique, thèse de l'université Paris XI, 1997
- [Bahoura] M. Bahoura, P. Laurent, G. Santarelli et A. Clairon, "*Diode laser noise conversion in optically thick atomic sample*", Proceedings du 11è Forum Européen Fréquence et Temps, p 619, 1997
- [Barillet] R. Barillet, communication interne, 1995
- [Boussert] B. Boussert, Évaluation des performances en fréquence d'une horloge atomique miniature pompée optiquement, thèse de l'université Paris XI, 1996
- [deLabachellerie88] M. de Labachellerie, Principales caractéristiques des lasers à semiconducteurs à cavité étendue. Application à l'amélioration des propriétés spectrales des diodes laser, thèse de l'université Paris XI, 1988
- [de Labachellerie 92] M. de Labachellerie, C. Latrasse, P. Kemssu et P. Cérez, "*The frequency control of laser diodes*", J. Phys. III France **2**, pp 1557-1589, 1992
- [Dimarcq] N. Dimarcq, V. Giordano et P. Cérez, "*Statistical properties of laser-induced fluorescence signals*", Applied Physics B **59**, pp 135-145, 1994
- [Dimarcq 94] N. Dimarcq, M. Houssin, E. Aucouturier et M. de Labachellerie, "*New extended-cavity semiconductor laser structures using auto-alignment techniques*", OSA Annual Meeting / ILS-X, Dallas, 1994
- [Dimarcq 94-2] N. Dimarcq, C. Latrasse et M. de Labachellerie, "*SC laser sources with continuously varying spectral linewidths*", Optics Comm. **105**, pp 263-270, 1994
- [Duan 87] G. Duan, P. Gallion et G. Debarge, "*Analysis of frequency chirping of semiconductor lasers in the presence of optical feedback*", Optics Letters **12**, n° 10, pp 800-801, 1987
- [Duan 90] G. Duan, P. Gallion et G. Debarge, "*Analysis of the phase-amplitude coupling factor and spectral linewidth of distributed feedback and composite-cavity semiconductor lasers*", IEEE JQE **26**, n° 1, pp 32-44, 1990
- [Favre 86] F. Favre, D. Le Guen, J.-C. Simon et B. Landousies, "*External-cavity semiconductor laser with 15 nm continuous tuning range*", Electron. Lett. **22**, pp 795-796, 1986

- [Favre87] F. Favre, "*Theoretical analysis of external optical feedback on DFB semiconductor lasers*", IEEE JOE **23**, n°1, pp 44-59, 1987
- [Fermigier] B. Fermigier, Étude d'un étalon de fréquence atomique à 729 nm : réalisation et stabilisation du laser d'interrogation, thèse de l'université Paris XI, 1997
- [Fermigier97] B. Fermigier, G. Lucas-Leclin, J. Dupont, F. Plumelle et M. Houssin, "Self-aligned external cavity semiconductor lasers for high resolution spectroscopy", soumis à Optics Communications, 1997
- [Fleming] M. W. Fleming et A. Mooradian, "*Spectral characteristics of external-cavity controlled semiconductor lasers*", IEEE JOE **17**, n°1, pp 44-59, 1981
- [Gille] J.-C. Gille, P. Decaulne et M. Pélegrin, Théorie et calcul des asservissements linéaires, Dunod
- [Giordano] V. Giordano, A. Hamel, P. Petit, G. Théobald, N. Dimarcq, P. Cérez et C. Audoin, "*New design for a high performance optically pumped cesium beam yube*", IEEE Trans. Ultra. Ferro. Freq. Cont. **38**, n°4, pp 350-357, 1991
- [Goldberg] L. Goldberg, H. Taylor, A. Dandridge, J. Weller, R. Miles, "*Spectral characteristics of semiconductor lasers with optical feedback*", IEEE JOE **18**, n° 4, pp 555-563, 1982
- [Halford] D. Halford, "*Infrared - microwave frequency synthesis design : some relevant conceptual noise aspects*", Proceedings of the Seminar on Frequency Standards and Metrology, Quebec, 1971
- [Henry 82] C. Henry, "*Theory of the linewidth of semiconductor lasers*", IEEE JOE **18**, n°2, pp 259-264, 1982
- [Henry 86] C. Henry et R. Kazarinov, "*Instability of semiconductor lasers due to optical feedback from distant reflectors*", IEEE JOE **22**, n°2, 1986
- [Hirono] T. Hirono, T. Kurosaki, M. Fukuda, "*Transition from the lowest linewidth mode operation to coherence collapse in a semiconductor laser with feedback from a distant reflector*", IEEE JOE **32**, n°5, 1996
- [Ito] M. Ito et T. Kimura, "*Oscillation properties of AlGaAs DH lasers with an external grating*", IEEE JOE **16**, n°1, pp 69-77, 1980
- [Kazarinov] R. Kazarinov et C. Henry, "*The relation of line narrowing and chirp reduction resulting from the coupling of a semiconductor laser to a passive resonator*", IEEE JOE **23**, n°9, pp 1401-1409, 1987
- [Lang] R. Lang et K. Kobayashi, "*External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties*", IEEE JOE **16**, n°3, pp 347-355, 1980
- [Laurent] P. Laurent, A. Clairon et C. Bréant, "*Frequency noise analysis of optically self-locked diode lasers*", IEEE JOE **25**, n° 6, pp 1131-1142, 1989
- [Mezrhab] M. Mezrhab, Optimisation d'un laser à semiconducteur à cavité étendue et applications, diplôme universitaire supérieur de recherche de l'université Paris XI, 1996

- [Nakayama] S. Nakayama, "*Theoretical analysis of Rb and Cs D2 lines in Doppler-free spectroscopic techniques with optical pumping*", Japan. Journ. of Appl. Phys. **24**, n° 1, pp 1-7, 1985
- [Olsson] A. Olsson et C.L. Tang, "*Coherent optical interference effects in external-cavity semiconductor lasers*", IEEE JQE **17**, n°8, 1981
- [Ohtsu] M. Ohtsu, K. Nakagawa, M. Kouroggi et W. Wang, "*Frequency control of semiconductor lasers*", J. Appl. Phys. **73**, n° 12, pp R1-R17, 1993
- [Osinski] M. Osinski et J. Buus, "*Linewidth broadening factor in semiconductor lasers - an overview*", IEEE JQE **23**, n°1, pp 9-28, 1987
- [Pan] M.-W. Pan, B.-P. Shi et G. Gray, "*Semiconductor laser dynamics subject to strong optical feedback*", Optics Letters **22**, n°3, 1997
- [Patzak] E Patzak, A. Sugimura, S. Saito, T. Mukai et H. Olesen, "*Semiconductor laser linewidth in optical feedback configurations*", Elec. Lett. **19**, n°24, pp 1026-1027, 1983
- [Petermann] K. Petermann, Laser Diode Modulation and Noise, ADOP, 1988
- [Schunk] N. Schunk and K. Petermann, "*Numerical analysis of the feedback regimes for a single mode semiconductor laser with external feedback*", IEEE JQE **24**, n°7, pp 1242-1247, 1988
- [Schmidt] O. Schmidt, K.-M. Knaak, R. Wynands et D. Meschede, "*Cesium saturation spectroscopy revisited: how to reverse peaks and observe narrow resonances*", Applied Physics B **59**, pp 167-178, 1994
- [Simon] E. Simon, Vers une stabilité et une exactitude de 10^{-16} pour les horloges atomiques, thèse de l'Université Paris XI, Orsay, 1997
- [Tkach] R.W. Tkach et A.R. Chraplyvy, "*Regimes of feedback effects in $1.5 \mu\text{m}$ distributed feedback lasers*", J. Light. Techn. **LT-4**, n°11, pp 1655-1661, 1986
- [Van Oost] E. Van Oost, Conception de nouvelles structures de lasers en cavité étendue - Obtention de deux raies laser en phase décalées en fréquence, rapport de D.E.A., Institut National Polytechnique de Grenoble, 1994
- [Yan] C. Yan, X. Wang et J. McInerney, "*Multistability in grating-tuned external-cavity semiconductor lasers*", IEEE JQE **32**, n°5, pp 813-821, 1996
- [Yang] D.-H. Yang et Y.-Q. Wang, "*Study on the saturation absorption of cesium*", Opt. Comm. **74**, n° 1.2, pp 54-58, 1989
- [Zorabedian] P. Zorabedian, W. Trutna et L. Cutler, "*Bistability in grating-tuned external-cavity semiconductor lasers*", IEEE JQE **23**, n°11, pp 1855-1860, 1987

Chapitre 4 :

Interactions atomes / lumière dans les horloges atomiques

Dans les horloges atomiques à pompage optique, la préparation des atomes avant le passage dans la cavité de Ramsey ainsi que la détection du signal d'horloge, après cette même cavité, sont réalisées par excitation des atomes par un faisceau laser. Les interactions entre la lumière laser et les atomes sont donc à la base du fonctionnement de l'horloge, ce sont des points essentiels pour l'obtention d'un signal de référence de qualité.

Pompage optique et détection, bien que réalisés dans des conditions similaires, ont des contraintes différentes, que nous précisons dans ce chapitre. Il est important de bien les connaître, pour maximiser les performances de l'horloge.

Nous étudions plus particulièrement ici l'impact de la modulation de fréquence des lasers, nécessaire à leur asservissement (cf. §3.C.IV.), qui n'a pas été prise en compte précédemment. Nous développons l'étude du pompage optique réalisé en première zone d'interaction des atomes avec la lumière, qui est le sujet de l'étude expérimentale du chapitre suivant.

A. Le système atomique

Nous nous intéressons dans ce chapitre aux transitions de la raie D_2 du césium, à $\lambda = 852 \text{ nm}$, entre les niveaux énergétiques $2S_{1/2}$ et $2P_{3/2}$.

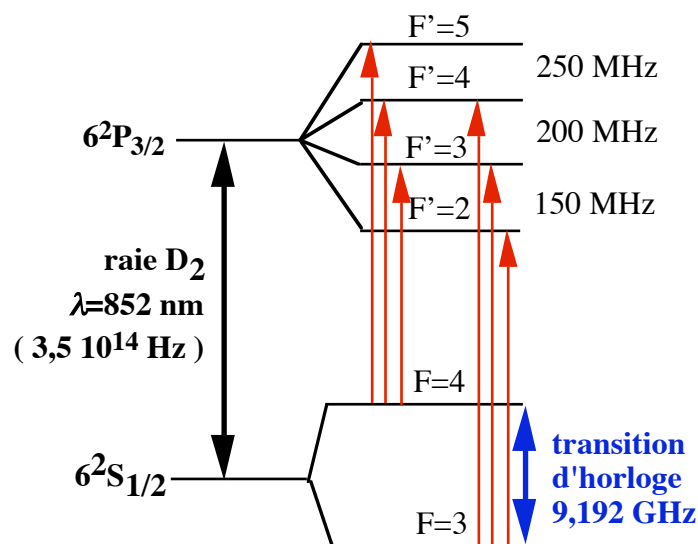


Fig. 4.1 : Niveaux d'énergie de l'atome de césium

L'excitation de l'atome par la lumière laser est décrite par une interaction dipolaire électrique, qui n'autorise, en absorption comme en émission, que les transitions telles que $\Delta F = F' - F = +1, -1$ ou 0^* . On distingue deux types de transitions :

- cyclante : l'atome excité vers un niveau ($2P_{3/2}, F'$) à partir d'un niveau ($2S_{1/2}, F$) ne peut se désexciter que vers son niveau initial, à cause des règles de sélection; c'est le cas des transitions 4-5' et 3-2'.
- pompante : l'atome excité sur F' se désexcite soit vers son niveau initial, soit vers un autre niveau F , dans lequel il n'interagit plus avec la lumière laser; c'est le cas des transitions 3-3', 3-4', 4-3' et 4-4'.

La structure en sous-niveaux Zeeman non-dégénérés m_F des niveaux hyperfins mis en jeu complique la description de l'interaction des atomes avec la lumière, puisqu'il faut à priori faire intervenir les $2F+1$ sous-niveaux d'un niveau F . Nous nous contentons ici d'une description globale de l'état de l'atome, par ses seuls niveaux hyperfins. Cela revient à considérer un système à deux ou trois niveaux seulement, selon que l'on s'intéresse à une transition cyclante ou pompante. Cette simplification décrit correctement le comportement de l'atome tant que ne se créent pas de cohérences entre sous-niveaux Zeeman, par exemple à cause d'un champ magnétique statique insuffisant pour séparer les sous-niveaux [Théobald], ou lors du pompage optique à deux lasers [de Clercq].

* Dans tout le mémoire, je note F un niveau hyperfin de l'état fondamental $2S_{1/2}$, et F' un niveau de l'état excité $2P_{3/2}$.

L'état atomique est représenté par le formalisme de la matrice densité, qui considère les probabilités de présence (ou populations σ_{ii}) de l'atome sur ses différents niveaux d'énergie, et les cohérences entre ces niveaux (σ_{ij}).

A.I. Système à deux niveaux : transition cyclante

Considérons un niveau hyperfin de l'état fondamental $^2S_{1/2}$, que nous appelons ici f , et un niveau hyperfin de l'état excité $^2P_{3/2}$, noté e , entre lesquels une transition dipolaire électrique est permise, et tels que ces niveaux forment une système fermé : l'atome ne peut se désexciter que de e vers f .

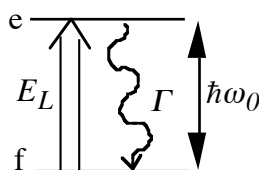


Fig. 4.2 : Modèle atomique à deux niveaux

La matrice densité de ce système est simplement :

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_{ee} & \sigma_{ef} \\ \sigma_{fe} & \sigma_{ff} \end{bmatrix} \quad (4-1)$$

et les populations vérifient $\sigma_{ee} + \sigma_{ff} = 1$. Au repos, $\sigma_{ee} = 0, \sigma_{ff} = 1$ et $\sigma_{fe} = \sigma_{ef} = 0$.

L'atome se désexcite spontanément du niveau e vers le niveau fondamental f ; cela conduit à la relaxation des populations avec un taux Γ , et des cohérences moitié moins vite, avec un taux $\Gamma/2$ [Cohen], ce qui s'exprime par le terme R :

$$R = \left. \frac{d[\sigma]}{dt} \right|_{\text{sp.}} = \begin{bmatrix} -\Gamma\sigma_{ee} & -\frac{\Gamma}{2}\sigma_{ef} \\ -\frac{\Gamma}{2}\sigma_{fe} & \Gamma\sigma_{ee} \end{bmatrix} \quad (4-2)$$

Le taux de désexcitation spontanée du niveau $^2P_{3/2}$ de l'atome de césium est $\Gamma = 33.10^6 \text{ s}^{-1}$, correspondant à une largeur naturelle de la transition D_2 de 5 MHz.

A.II. Système atomique à trois niveaux : transition pompante

Dans le cas de la raie D_2 du césium, les niveaux f et g sont les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental, et e l'un des niveaux de l'état excité vers lequel une transition dipolaire électrique est possible.

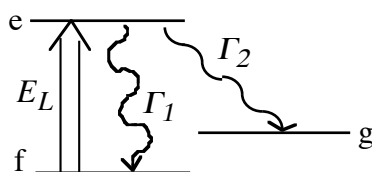


Fig. 4.3 : Modélisation d'un système atomique à trois niveaux

Le niveau g n'est atteint que par l'émission spontanée entre e et g , il n'y a donc pas de cohérence entre e et g , ni entre f et g . La matrice densité s'en trouve simplifiée :

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_{ee} & \sigma_{ef} & 0 \\ \sigma_{fe} & \sigma_{ff} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{gg} \end{bmatrix} \quad (4-3)$$

Les populations sont liées entre elles par $\sigma_{ee} + \sigma_{ff} + \sigma_{gg} = 1$. Les taux de relaxation vérifient $\Gamma_1 + \Gamma_2 = \Gamma$, et sont proportionnels aux probabilité de transition $e \rightarrow f$ et $e \rightarrow g$ respectivement, qui découlent des coefficients de Clebsch-Gordan associés [de Clercq]:

$$p = \frac{\Gamma_1}{\Gamma} = \frac{1}{2F'+1} \sum_{m'} \sum_m \left(a_{|F',m'\rangle \rightarrow |F,m\rangle} \right)^2 = \sum_m \left(a_{|F',m'\rangle \rightarrow |F,m\rangle} \right)^2 \quad (4-4)$$

Les probabilités de transition des transitions pompantes de la raie D_2 sont donc :

transition	3-3'	3-4'	4-3'	4-4'
$p = \frac{\Gamma_1}{\Gamma}$	$\frac{3}{4}$	$\frac{5}{12}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{7}{12}$

Tableau 4.4 : Probabilités de transition du niveau hyperfin F vers F' , raie D_2 de l'atome de césium ; $\Gamma = 33.10^6 \text{ s}^{-1}$.

Les cohérences entre e et f évoluent avec un taux de relaxation $\Gamma_1/2$.

B. Les équations de Bloch optiques

Le champ laser est décrit classiquement par une fonction du temps, qui présente pour cette étude à la fois des fluctuations aléatoires de fréquence - associées à la largeur de raie du laser - et une modulation déterministe.

B.I. Équation d'évolution de la matrice densité $[\sigma]$

En présence d'un champ laser E_L , l'équation d'évolution de la matrice densité, qui décrit l'état d'un atome, est [Cohen] :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [H_{at} - \vec{d} \cdot \vec{E}_L, \sigma] + R \quad (4-5)$$

où H_{at} est le hamiltonien atomique, $H_{ij} = E_{ij}\delta(i-j)$
 $-\vec{d} \cdot \vec{E}_L$ est le hamiltonien de l'interaction dipolaire électrique
 R est le terme de relaxation par émission spontanée (cf. éq. 4-2).

Le champ laser s'écrit :

$$\vec{E}_L(t) = E_0 \cos(\omega_L t + \varphi_L(t) + \Phi_m(t)) \vec{e} \quad (4-6)$$

où ω_L est la pulsation moyenne du laser;
 $\varphi_L(t)$ est un terme de fluctuation aléatoire de phase;
 $\Phi_m(t) = \Delta\Phi \sin(\Omega_m t + \phi_0)$ est la modulation de phase déterministe, à la pulsation Ω_m .

Nous négligeons la modulation résiduelle de la puissance optique, qui accompagne la modulation de fréquence d'une diode laser par la modulation de son courant d'alimentation.

B.II. Passage dans le référentiel tournant

L'équation d'évolution (4-5) aboutit, selon le système atomique considéré, à un ensemble d'équations différentielles du premier ordre dans lesquelles apparaît un facteur oscillant $\cos(\omega_L t + \varphi_L(t) + \Phi_m(t))$, qui décrit le champ laser. Ici, ce terme ne tourne pas à fréquence constante, et présente des fluctuations aléatoires, mais les évolutions de φ_L et Φ_m sont lentes et de faibles amplitudes devant ω_L , de l'ordre de 10^{14} rad.s⁻¹.

On effectue un changement de variable pour décrire l'état de l'atome dans le référentiel tournant, en définissant une nouvelle matrice densité ρ :

$$\rho = \begin{bmatrix} \sigma_{ee} & \sigma_{ef} e^{i\Phi(t)} \\ \sigma_{fe} e^{-i\Phi(t)} & \sigma_{ff} \end{bmatrix} \quad (4-7)$$

$$\text{avec } \Phi(t) = \omega_L t + \varphi_L(t) + \Phi_m(t)$$

pour un système à deux niveaux, et de façon analogue pour un trois niveaux. La matrice ρ décrit les variations lentes - devant la fréquence laser - des variables atomiques.

Les équations différentielles décrivant l'évolution temporelle de ρ présentent alors des termes constants et des termes en $e^{\pm 2i\Phi(t)}$, qui oscillent deux fois plus vite que le champ laser, et que l'on peut négliger car ils ne correspondent pas à des processus résonnants : c'est l'approximation du champ tournant [Cohen]. Cette approximation reste justifiée tant que la modulation de fréquence du laser est lente et de faible amplitude devant la fréquence moyenne d'émission du laser, et de même pour ses fluctuations aléatoires de fréquence.

Finalement, les variables atomiques évoluent selon les équations différentielles suivantes :

B.II.1. Système à deux niveaux

$$\begin{cases} \frac{d\rho_{ee}}{dt} = \frac{i\Omega}{2}(\rho_{ef} - \rho_{fe}) - \Gamma\rho_{ee} \\ \frac{d\rho_{ef}}{dt} = i\left(\Delta + \frac{d\Phi_m}{dt} + \frac{d\varphi_L}{dt}\right)\rho_{ef} - \frac{i\Omega}{2}(\rho_{ff} - \rho_{ee}) - \frac{\Gamma}{2}\rho_{ef} \\ \frac{d\rho_{fe}}{dt} = -i\left(\Delta + \frac{d\Phi_m}{dt} + \frac{d\varphi_L}{dt}\right)\rho_{fe} + \frac{i\Omega}{2}(\rho_{ff} - \rho_{ee}) - \frac{\Gamma}{2}\rho_{fe} \end{cases} \quad (4-8)$$

où $\Delta = \omega_L - \omega_0$ est le désaccord du laser par rapport à la résonance atomique
 $\Omega = -dE_0/\hbar$ est la pulsation de Rabi, qui s'exprime aussi par:

$$\Omega^2 = \frac{3\Gamma\lambda^3}{2\pi\hbar} I_L \quad (4-9)$$

soit, à $\lambda = 852$ nm, $\Omega \approx 2,21 \cdot 10^7 \sqrt{I_L}$ rad.s⁻¹, avec I_L en mW/cm²
 et $\rho_{ff} = 1 - \rho_{ee}$

B.II.2. Système à trois niveaux

$$\begin{cases} \frac{d\rho_{ee}}{dt} = \frac{i\Omega}{2}(\rho_{ef} - \rho_{fe}) - \Gamma\rho_{ee} \\ \frac{d\rho_{ff}}{dt} = -\frac{i\Omega}{2}(\rho_{ef} - \rho_{fe}) + \Gamma_1\rho_{ee} \\ \frac{d\rho_{ef}}{dt} = i\left(\Delta + \frac{d\Phi_m}{dt} + \frac{d\varphi_L}{dt}\right)\rho_{ef} - \frac{i\Omega}{2}(\rho_{ff} - \rho_{ee}) - \frac{\Gamma_1}{2}\rho_{ef} \\ \frac{d\rho_{fe}}{dt} = -i\left(\Delta + \frac{d\Phi_m}{dt} + \frac{d\varphi_L}{dt}\right)\rho_{fe} + \frac{i\Omega}{2}(\rho_{ff} - \rho_{ee}) - \frac{\Gamma_1}{2}\rho_{fe} \end{cases} \quad (4-10)$$

où $\rho_{gg} = 1 - \rho_{ee} - \rho_{ff}$
 et

$$\Omega_1^2 = \frac{3\Gamma_1\lambda^3}{2\pi ch} I_L = \frac{\Gamma_1}{\Gamma} \Omega^2 \quad (4-11)$$

Dans ces équations, la modulation de fréquence et la fluctuation aléatoire de fréquence se comportent comme des désaccords variables dans le temps. Dans les deux cas, $\rho_{ef} = \rho_{fe}^*$.

B.III. Moyennage sur les fluctuations aléatoires de phase

Les équations (4-8) et (4-10) ne sont pas intégrables sous cette forme à cause du terme de phase aléatoire : nous n'avons pas accès en pratique à la fréquence instantanée du laser, et ne détectons que les valeurs moyennées sur les fluctuations de phase du laser des variables atomiques. En supposant que le laser présente un bruit blanc de fréquence, défini par la largeur de raie du spectre laser $\Delta\nu_L$, on montre que les valeurs moyennes $\langle \rho_{ij} \rangle_\varphi$ sont solutions des systèmes d'équations différentielles [Dimarcq 92]:

B.III.1. Système à deux niveaux

$$\begin{cases} \frac{d\langle \rho_{ee} \rangle_\varphi}{dt} = \frac{i\Omega}{2} (\langle \rho_{ef} \rangle_\varphi - \langle \rho_{fe} \rangle_\varphi) - \Gamma \langle \rho_{ee} \rangle_\varphi \\ \frac{d\langle \rho_{ef} \rangle_\varphi}{dt} = i \left(\Delta + \frac{d\Phi_m}{dt} \right) \langle \rho_{ef} \rangle_\varphi - \frac{i\Omega}{2} (\langle \rho_{ff} \rangle_\varphi - \langle \rho_{ee} \rangle_\varphi) - \frac{\Gamma + \gamma_L}{2} \langle \rho_{ef} \rangle_\varphi \\ \frac{d\langle \rho_{fe} \rangle_\varphi}{dt} = -i \left(\Delta + \frac{d\Phi_m}{dt} \right) \langle \rho_{fe} \rangle_\varphi + \frac{i\Omega}{2} (\langle \rho_{ff} \rangle_\varphi - \langle \rho_{ee} \rangle_\varphi) - \frac{\Gamma + \gamma_L}{2} \langle \rho_{fe} \rangle_\varphi \end{cases} \quad (4-12)$$

B.III.2. Système à trois niveaux

$$\begin{cases} \frac{d\langle \rho_{ee} \rangle_\varphi}{dt} = \frac{i\Omega}{2} (\langle \rho_{ef} \rangle_\varphi - \langle \rho_{fe} \rangle_\varphi) - \Gamma \langle \rho_{ee} \rangle_\varphi \\ \frac{d\langle \rho_{ff} \rangle_\varphi}{dt} = -\frac{i\Omega}{2} (\langle \rho_{ef} \rangle_\varphi - \langle \rho_{fe} \rangle_\varphi) + \Gamma_1 \langle \rho_{ee} \rangle_\varphi \\ \frac{d\langle \rho_{ef} \rangle_\varphi}{dt} = i \left(\Delta + \frac{d\Phi_m}{dt} \right) \langle \rho_{ef} \rangle_\varphi - \frac{i\Omega}{2} (\langle \rho_{ff} \rangle_\varphi - \langle \rho_{ee} \rangle_\varphi) - \frac{\Gamma_1 + \gamma_L}{2} \langle \rho_{ef} \rangle_\varphi \\ \frac{d\langle \rho_{fe} \rangle_\varphi}{dt} = -i \left(\Delta + \frac{d\Phi_m}{dt} \right) \langle \rho_{fe} \rangle_\varphi + \frac{i\Omega}{2} (\langle \rho_{ff} \rangle_\varphi - \langle \rho_{ee} \rangle_\varphi) - \frac{\Gamma_1 + \gamma_L}{2} \langle \rho_{fe} \rangle_\varphi \end{cases} \quad (4-13)$$

où $\gamma_L = 2\pi\Delta\nu_L$

Les fluctuations aléatoires de fréquence du laser agissent comme une relaxation supplémentaire des cohérences : les cohérences évoluent d'autant plus vite vers un état stationnaire que la largeur de raie du laser est importante, c'est pourquoi on se contente souvent des "équations de taux", dans lesquelles les cohérences sont supposées atteindre instantanément leur valeur stationnaire par rapport à l'évolution lente des populations, pour décrire l'interaction d'un atome avec un laser large bande. Ce n'est pas légitime dans les conditions de nos expériences, lors desquelles nous excitons les atomes par des diodes de 5 MHz de largeur de raie et des LCE de 150 kHz de large.

La modulation de fréquence déterministe n'est pas affectée par le moyennage sur les fluctuations de phase du laser; on peut l'écrire comme un désaccord oscillant du laser par rapport à la résonance atomique :

$$\begin{aligned}\Delta_m(t) &= \Omega_m \Delta\Phi \cos(\Omega_m t + \phi_0) \\ &= \Delta F \cos(2\pi F_m t + \phi_0)\end{aligned}\quad (4-14)$$

Les équations différentielles (4-12) et (4-13) sont des équations à coefficients périodiques. La solution stationnaire du système à deux niveaux peut être obtenue analytiquement, soit par une méthode de fraction continue de matrices [Nayak], soit par une technique d'exponentielle de matrices [Alekseev]. Ces deux méthodes ne sont pas adaptées à l'étude d'un système à trois niveaux, qui ne présente pas d'état stationnaire autre que le pompage complet dans le niveau g . Nous avons donc préféré la résolution numérique directe, en appliquant la méthode de résolution de Runge-Kutta d'ordre 4 d'un système d'équations différentielles [Press].

B.IV. Équations à coefficients réels

Grâce à la symétrie des équations précédentes, il est judicieux de faire des changements de variables qui permettent de les écrire avec des coefficients réels seulement. Cette écriture simplifie la résolution numérique de ces équations différentielles. On définit ainsi [Cohen] :

$$\begin{aligned}u &= \frac{1}{2} \left(\langle \rho_{fe} \rangle_\varphi + \langle \rho_{ef} \rangle_\varphi \right) = \Re e \left(\langle \rho_{fe} \rangle_\varphi \right) \\ v &= \frac{1}{2i} \left(\langle \rho_{fe} \rangle_\varphi - \langle \rho_{ef} \rangle_\varphi \right) = \Im m \left(\langle \rho_{fe} \rangle_\varphi \right) \\ w &= \frac{1}{2} \left(\langle \rho_{ee} \rangle_\varphi - \langle \rho_{ff} \rangle_\varphi \right)\end{aligned}\quad (4-15)$$

u et v sont les parties réelle et imaginaire de $\langle \rho_{fe} \rangle_\varphi$, w mesure l'inversion de population entre le niveau initial et le niveau excité.

Les équations d'évolution deviennent alors :

B.IV.1. Système à deux niveaux

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} = -\frac{\Gamma + \gamma_L}{2}u + \Delta(t)v \\ \frac{dv}{dt} = -\Delta(t)u - \frac{\Gamma + \gamma_L}{2}v - \Omega w \\ \frac{dw}{dt} = \Omega v - \Gamma w - \frac{\Gamma}{2} \end{cases} \quad (4-16)$$

où $\Delta(t) = \Delta + \Delta_m(t)$

Les populations des niveaux atomiques e et f sont respectivement $\langle \rho_{ee} \rangle_\varphi = w + 1/2$ et $\langle \rho_{ff} \rangle_\varphi = -w + 1/2$.

B.IV.2. Système à trois niveaux

On utilise les mêmes variables u, v, w , auxquelles on adjoint g , population des atomes qui n'ont pas atteint le niveau g , définie par :

$$g = 1 - \langle \rho_{gg} \rangle_\varphi \quad (4-17)$$

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} = -\frac{\Gamma_1 + \gamma_L}{2}u + \Delta(t)v \\ \frac{dv}{dt} = -\Delta(t)u - \frac{\Gamma_1 + \gamma_L}{2}v - \Omega w \\ \frac{dw}{dt} = \Omega v - \frac{\Gamma_1 + \Gamma}{2}w - \frac{\Gamma_1 + \Gamma}{4}g \\ \frac{dg}{dt} = -\Gamma_2 w - \frac{\Gamma_2}{2}g \end{cases} \quad (4-18)$$

Les populations des niveaux atomiques s'écrivent $\langle \rho_{ee} \rangle_\varphi = w + g/2$, $\langle \rho_{ff} \rangle_\varphi = -w + g/2$, et bien sûr $\langle \rho_{gg} \rangle_\varphi = 1 - g$.

Remarquons que lorsque le laser est accordé sur la résonance atomique ($\Delta(t) = 0$), la partie réelle de la cohérence, u , est constamment nulle.

C. Le pompage optique

On suppose que l'interaction des atomes de césium avec le faisceau laser peut être correctement décrite par un système à trois niveaux. Cela revient à négliger la structure en sous-niveaux Zeeman des niveaux hyperfins atomiques. Je m'intéresserai plus particulièrement au pompage optique par la transition $4-4'\sigma$, employée lors de mes expériences (cf. §5).

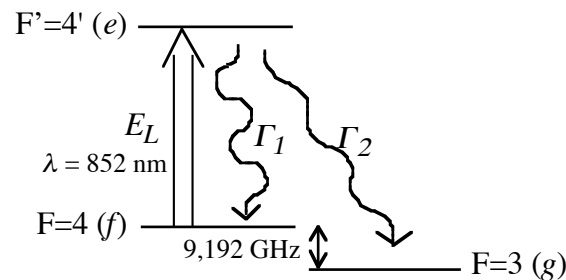


Fig. 4.5 : Pompage optique par la transition $4-4'\sigma$

Les taux de désexcitation Γ_1 et Γ_2 qui caractérisent l'émission spontanée de photons à partir du niveau $4'$ sont proportionnels respectivement aux probabilités de transition $4-4'$ (p) et $3-4'$ ($1-p$) (Tableau 4.4) : $\Gamma_1 = p\Gamma \approx 19 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ et $\Gamma_2 = (1-p)\Gamma \approx 14 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$.

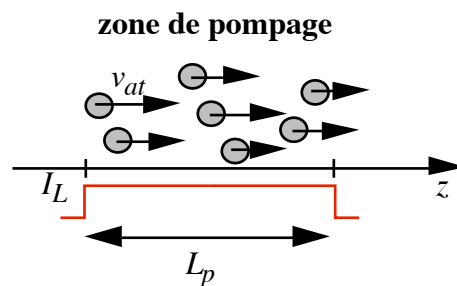


Fig. 4.6 : Schématisation de la zone de pompage

L'efficacité du pompage est évaluée à partir de la population du niveau f^* à la fin de l'interaction des atomes avec le laser, sur une distance L_p . Les atomes n'ayant pas tous la même vitesse dans le jet, il faut tenir compte de leurs durées d'interaction différentes, par classes de vitesses.

* Cela consiste à négliger la proportion d'atomes sur le niveau excité à la fin de l'interaction, et qui ont une probabilité p d'atteindre le niveau f par désexcitation spontanée au cours de leur propagation libre.

C.I. Évolution temporelle de la population du niveau f

Avant l'interaction, l'atome est dans un état stable f , sans cohérence entre le niveau fondamental f et le niveau excité e ; de plus, les populations des niveaux e et g sont nulles *. Les conditions initiales sont donc :

$$u(0) = 0, v(0) = 0, w(0) = -0,5 \text{ et } g(0) = 1$$

C.I.1. Influence de l'intensité laser

Le faisceau laser qui excite les atomes est une onde plane, d'intensité laser I_L constante sur toute la longueur d'interaction L_p .

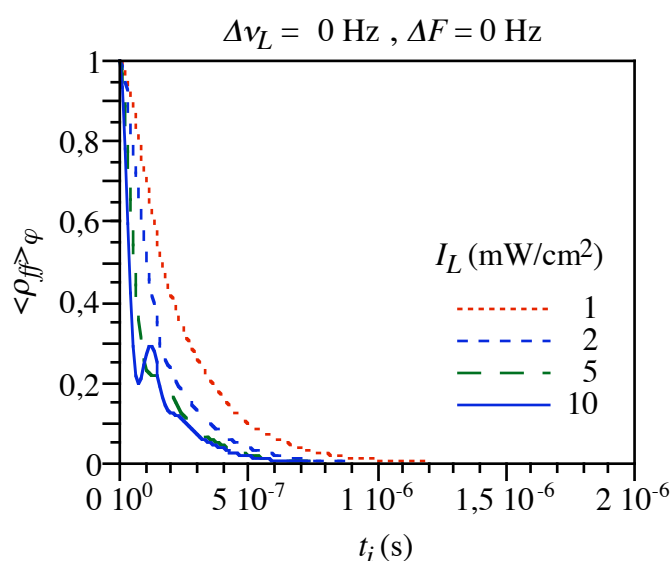


Fig. 4.7 : Évolution de la population du niveau f en fonction du temps d'interaction avec le laser de pompage, pour plusieurs intensités laser; transition excitée 4-4', laser monochromatique, pas de modulation de fréquence.

En l'absence de modulation de fréquence du laser, l'évolution temporelle de la population du niveau fondamental $\langle \rho_{ff} \rangle_{\varphi}(t_i)$ suit toujours une même allure grossièrement exponentielle, mais la rapidité avec laquelle elle tend vers 0 dépend directement de l'intensité du laser. Quand l'intensité laser est élevée, une oscillation des populations des niveaux e et f apparaît au début de l'interaction. Au terme de l'interaction, le pompage est d'autant plus efficace que l'intensité laser est forte. Typiquement, après un temps de pompage de $1,5 \mu\text{s}$ avec un laser monochromatique à résonance, une intensité laser de 1 mW/cm^2 suffit pour atteindre une efficacité de pompage de 99,9 % (cf. fig. 4.7).

* Nous considérons les populations normalisées d'atomes qui interagissent avec le laser, et non les proportions réelles d'atomes sur les niveaux considérés : à l'équilibre thermodynamique, la proportion d'atomes sur $F=3$ est de $7/16$ (44 %), et de $9/16$ (56%) sur $F=4$; cela ne modifie pas l'évolution des variables atomiques.

Si l'intensité laser n'est pas constante au cours de l'interaction, mais a une distribution gaussienne, comme c'est le cas expérimentalement, le pompage est ralenti au début et à la fin de l'interaction, car l'intensité laser y est moins élevée.

C.I.2. Largeur de raie du laser de pompage

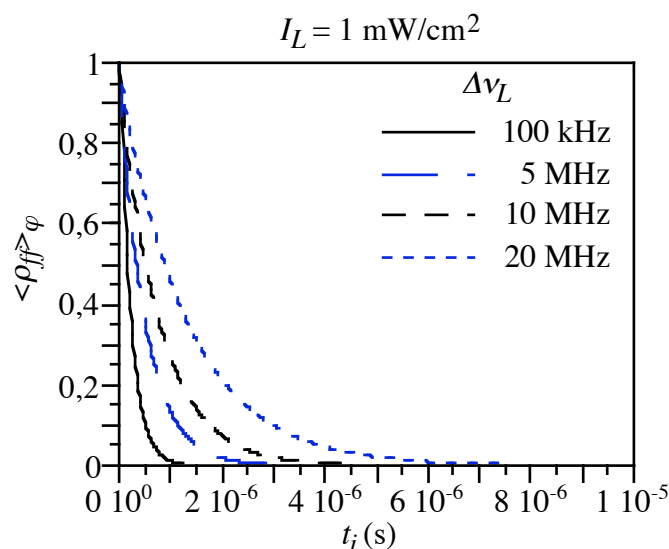


Fig. 4.8 : Évolution de la population du niveau f au cours du temps, en fonction de la largeur de raie $\Delta\nu_L$ du laser de pompage; transition 4-4', $I_L = 1 \text{ mW/cm}^2$, laser non modulé.

Les fluctuations de fréquence du laser de pompage ralentissent l'évolution des variables atomiques, car le laser n'est jamais parfaitement à résonance de la transition atomique. Tant que la largeur de raie du laser reste inférieure à la largeur naturelle de la transition - 5 MHz - l'effet reste faible; par contre, avec des diodes lasers Fabry-Pérot de largeur de raie $\Delta\nu_L$ de l'ordre de 20 MHz, l'efficacité du pompage est nettement diminuée. Elle peut être rattrapée par une augmentation de l'intensité laser, ou de la durée de l'interaction. C'est pourquoi il est expérimentalement intéressant de pomper les atomes avec des lasers fins spectralement, qui assurent un pompage efficace avec des contraintes peu sévères sur l'étendue spatiale du faisceau et l'intensité du laser.

C.I.3. Modulation de fréquence

La fréquence de modulation des lasers, limitée par la bande passante de nos détecteurs synchrones (§3.C.IV.), est en général $F_m = 100 \text{ kHz}$. C'est une fréquence faible devant les constantes de temps atomiques, et l'évolution de l'atome suit adiabatiquement la modulation de fréquence du laser, comme un désaccord oscillant lentement (fig. 4.9).

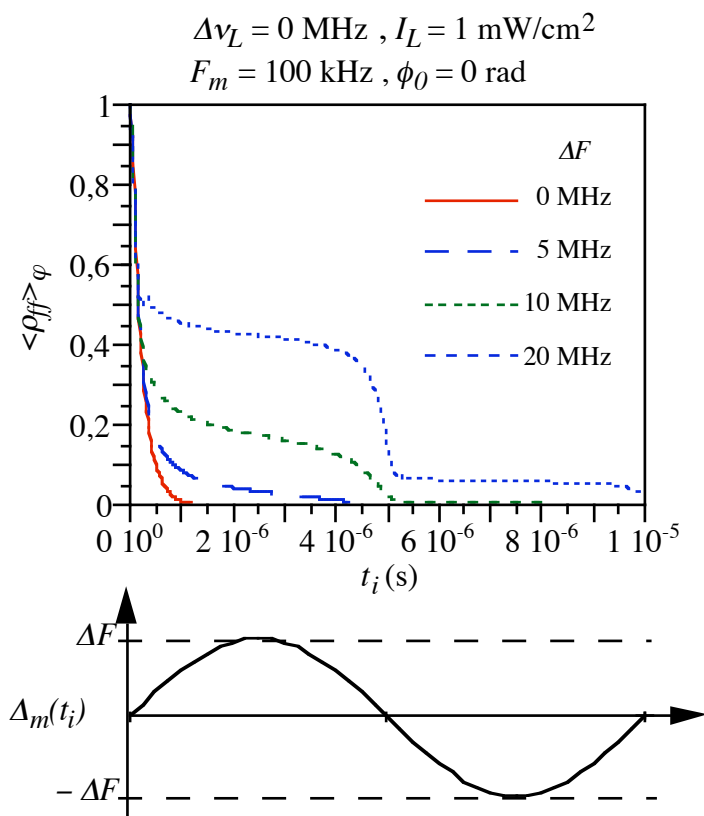


Fig. 4.9 : Évolution de la population du niveau f en fonction du temps d'interaction t_i , selon l'amplitude de la modulation de fréquence ΔF , à $F_m = 100 \text{ kHz}$; transition excitée 4-4', largeur de raie du laser $\Delta\nu_L = 0 \text{ MHz}$; en bas, évolution simultanée du désaccord modulé du laser par rapport à la résonance atomique.

Les courbes d'évolution de la population atomique mettent clairement en évidence que le passage de la fréquence instantanée du laser par la résonance atomique ($\Delta_m(t_i) = 0$) accélère momentanément le pompage, qui se trouve au-contre rale nti hors résonance. Globalement, la modulation de fréquence du laser réduit donc l'efficacité du pompage, pour une durée d'interaction donnée. À $t_i = 8 \mu\text{s}$ - temps moyen d'interaction sur un trajet $L_p = 2 \text{ mm}$ - la population des atomes non-pompés est évaluée à 10^{-16} en l'absence de modulation pour un laser monochromatique et une intensité laser de 1 mW/cm^2 , ce qui est totalement négligeable; dans les mêmes conditions, avec une modulation de fréquence d'amplitude $\Delta F = 10 \text{ MHz}$ et de fréquence $F_m = 100 \text{ kHz}$, la population du niveau f atteint $4 \cdot 10^{-3}$.

L'influence de la modulation est particulièrement critique à cette fréquence de modulation relativement basse, pour laquelle le temps moyen d'interaction des atomes avec le laser est du même ordre que la période de la modulation : les atomes les plus rapides sont excités par un laser désaccordé.

La modulation a un effet peu sensible sur l'évolution des populations tant que son amplitude est très inférieure à la largeur de la transition atomique. À cause de l'élargissement

par saturation de la raie, cette sensibilité moindre s'étend aux profondeurs de modulations plus élevées lorsque l'intensité du laser de pompage augmente.

Les atomes n'entrant pas tous dans la zone d'interaction au même instant, la variation du désaccord laser $\Delta_m(t) = \Delta F \cos(2\pi F_m t + \phi_0)$ au cours de leur progression dans le faisceau dépend de la phase de la modulation ϕ_0 à leur entrée dans la zone de pompage (fig. 4.10). Par conséquent, l'état d'un atome ne dépend pas seulement de la durée t_i de son interaction avec le laser, mais aussi de l'instant t_0 auquel celle-ci a commencé. Nous noterons $\langle \rho_{ff} \rangle_\varphi(t_0, t_i)$ la population du niveau f après l'interaction de durée t_i , et de même pour les autres variables atomiques.

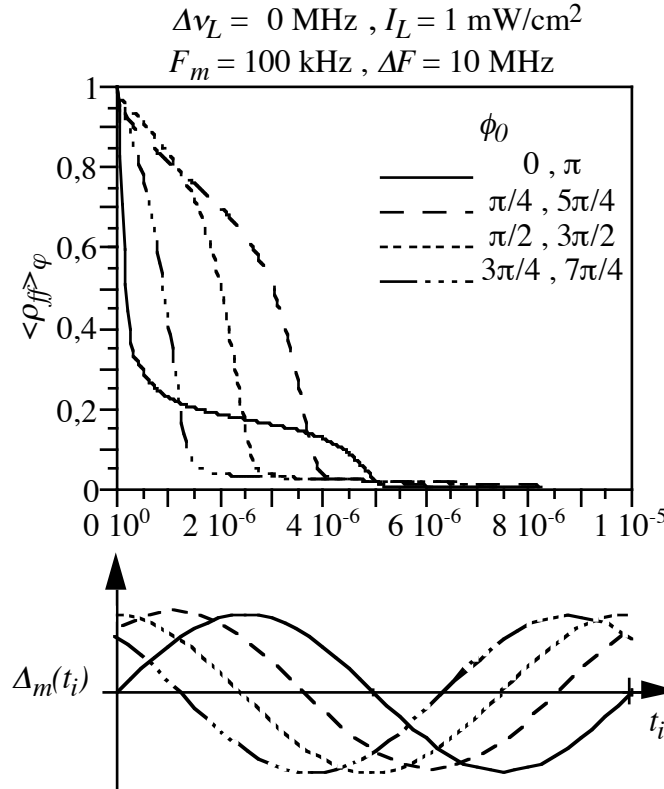


Fig.4.10 : Population atomique du niveau f (en haut) et modulation de fréquence (en bas) lors de l'interaction d'un atome avec le laser, selon la phase de la modulation à t_0 ;

La fréquence moyenne du laser étant accordée sur la résonance atomique, la réponse atomique ne fait apparaître que les harmoniques pairs de la modulation de fréquence à F_m , et l'évolution des populations est identique pour des phases initiales décalées de π :

$$\langle \rho_{ff} \rangle_\varphi(t_0, t_i) = \langle \rho_{ff} \rangle_\varphi\left(t_0 + \frac{1}{2F_m}, t_i\right) \quad (4-19)$$

Aux fréquences de modulation de l'ordre de 5 MHz et plus, l'évolution de la fréquence instantanée du laser est trop rapide pour être suivie par l'atome, qui n'en voit que

l'effet moyen. L'atome est un filtre passe-bas, dont la fréquence de coupure est la largeur naturelle de la transition.

C.II. Flux moyen d'atomes non-pompés

C.II.1. Expression du flux d'atomes non-pompés après la zone de pompage

La probabilité qu'un atome soit pompé à la fin de son interaction avec le laser dépend directement de son temps de transit dans le faisceau laser. Les atomes n'ayant pas tous la même vitesse dans le jet thermique, la proportion d'atomes non-pompés doit être évaluée par moyennage sur tous les temps d'interaction possibles (cf. annexe §A4).

Expérimentalement, nous mesurons à un instant t , en dehors de la zone de pompage, le nombre d'atomes restants sur le niveau initial f . Cela regroupe des atomes qui ont interagi avec le laser de pompage à des instants très différents, du fait de la distribution des vitesses (cf. fig. 4.11). Si L est la distance entre la zone de pompage et la zone de détection - assimilée à un plan -, et L_p la longueur de la zone de pompage, un atome de vitesse v_{at} , qui traverse le plan de détection à t , a commencé à interagir avec le laser de pompage à $t_0 = t - L/v_{at} - L_p/v_{at}$.

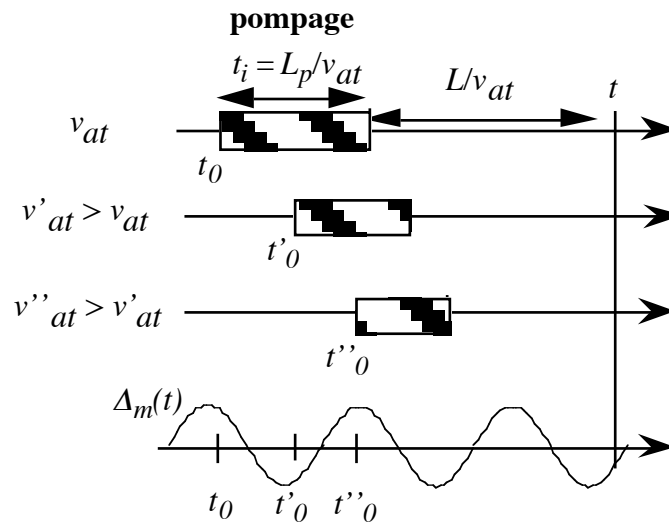


Fig. 4.11 : Les atomes détectés à l'instant t ont des vitesses de propagation différentes, d'où des durées de pompage et des instants d'entrée dans la zone d'interaction t_0 différents; en bas, modulation de fréquence du laser de pompage.

Le flux moyen d'atomes non-pompés après la zone d'interaction s'exprime donc par :

$$I_{at}^{NP}(t) = I_{at} \int_{t_i=0}^{\infty} \langle \rho_{ff} \rangle_{\varphi} (t_0 = t - \frac{L}{L_p} t_i - t_i, t_i) f(t_i) dt_i \quad (4-20)$$

où I_{at} est le flux atomique sur le niveau f avant le pompage.

I_{at}^{NP} est obtenu implicitement par deux moyennages, l'un statistique, sur plusieurs "échantillons" pris au cours du temps du flux atomique instantané, et conduisant aux valeurs moyennes I_{at} et $\rho_{ff}(t, t_i)$; l'autre sur les fluctuations aléatoires de fréquence du laser, auxquelles est bien évidemment insensible I_{at} , mais qui interviennent au travers des populations et aboutissent ici à $\langle \rho_{ff} \rangle_{\varphi}$.

En l'absence de modulation, l'évolution moyenne des variables atomiques ne dépend que du temps d'interaction t_i . La proportion d'atomes non-pompés est simplement la moyenne des populations $\langle \rho_{ff} \rangle_{\varphi}(t_i)$ sur tous les temps d'interaction possibles.

Avec une modulation, par contre, le processus de pompage n'est plus stationnaire, et l'évolution des populations, pour chaque classe de vitesse du jet, est différente. La propagation des atomes entre les deux zones optiques "brouille" la modulation des populations atomiques (cf. §5.B.I.3.), par conséquent $I_{at}^{NP}(t, L)$ n'est que faiblement modulé dans le temps. Nous nous intéressons à sa valeur moyenne $\overline{I_{at}^{NP}}$, sur une période de la modulation, qui mesure l'efficacité globale du pompage, et à laquelle nous avons accès expérimentalement :

$$\overline{I_{at}^{NP}} = I_{at} \int_{t=0}^{1/F_m} \left[\int_{t_i=0}^{\infty} \langle \rho_{ff} \rangle_{\varphi}(t_0(t, t_i), t_i) f(t_i) dt_i \right] dt \quad (4-21)$$

C.II.2. Indépendance de $\overline{I_{at}^{NP}}$ avec la longueur de propagation libre L

L'expression du nombre moyen d'atomes non-pompés (4-21) semble à priori dépendre de la distance L à laquelle les atomes sont détectés, après le pompage, par l'intermédiaire de t_0 . En fait, il n'en est rien, car cette distance de propagation n'introduit qu'un déphasage dans l'évolution des populations : le déphasage initial de la fréquence moyenne du laser $\phi_0 = 2\pi F_m(L/L_p + 1)t_i$ n'apparaît plus après moyennage sur t .

En d'autres termes, l'expression (4-21) peut encore s'écrire :

$$\overline{I_{at}^{NP}} = I_{at} \int_{t_i=0}^{\infty} f(t_i) \left[\int_{t_0=0}^{1/F_m} \langle \rho_{ff} \rangle_{\varphi}(t_0, t_i) dt_0 \right] dt_i \quad (4-22)$$

ce qui consiste, pour une classe de vitesse donnée, à effectuer un moyennage sur toutes les phases initiales. La longueur de la zone de pompage est implicitement comprise dans la durée de l'interaction t_i .

C.II.3. Efficacité du pompage en fonction des paramètres du laser

L'effet néfaste de la largeur de la raie sur l'efficacité du pompage est clairement mise en évidence sur les courbes théoriques 4.12, 4.13 et 4.14. Même en l'absence de

modulation, le bruit de fréquence du laser dégrade la qualité du pompage optique. Le pompage par un laser de faible largeur de raie est nettement plus efficace, même pour une intensité laser faible : à partir de 2 mW/cm^2 , il reste moins de $0,1\%$ d'atomes non-pompés si le pompage est réalisé par un laser de largeur de raie inférieure à 5 MHz , pour une longueur d'interaction de 1 mm .

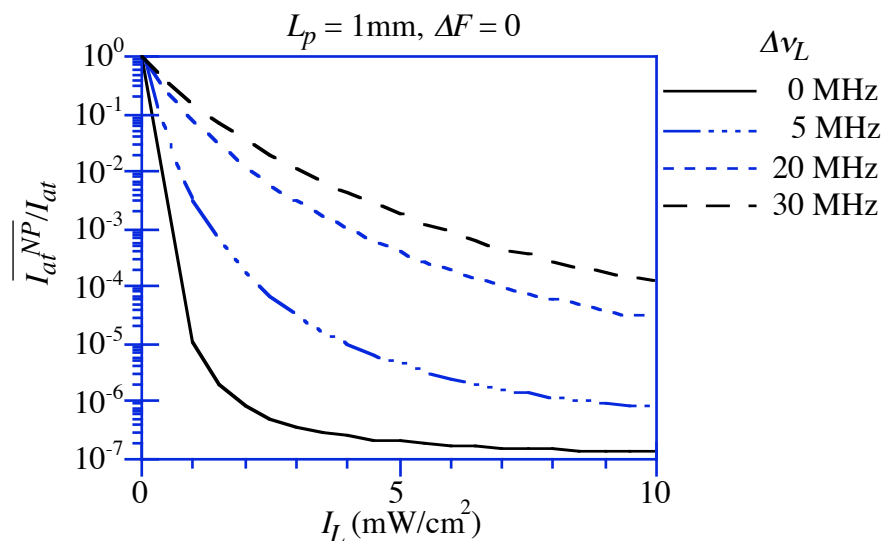


Fig. 4.12 : Influence de l'intensité laser sur le nombre moyen d'atomes non-pompés, selon la largeur de raie du laser de pompage; laser non modulé; transition $4-4'$.

La modulation de fréquence du laser de pompage réduit elle-aussi l'efficacité globale du pompage, et son effet est particulièrement néfaste pour les lasers de largeurs de raie les plus faibles : tant que ΔF est inférieur à la propre largeur de raie du laser, l'amplitude de ses fluctuations instantanées de fréquence n'augmente pas sensiblement, et l'influence de la modulation sur le pompage reste faible (fig. 4.13).

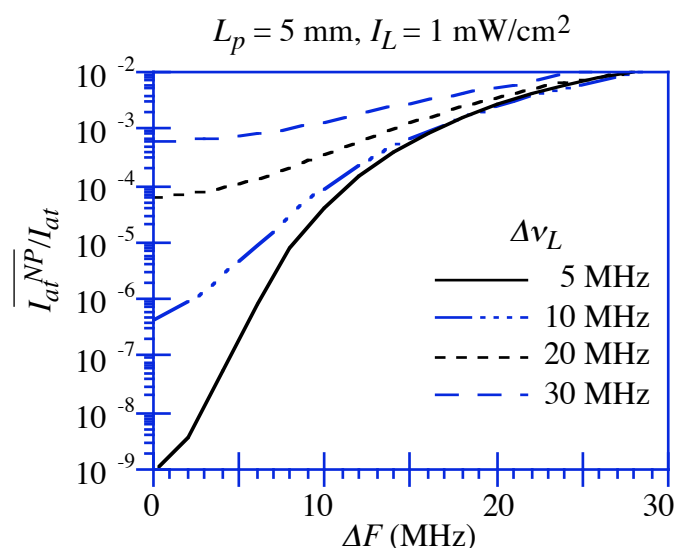


Fig. 4.13 : Influence de la largeur de raie $\Delta\nu_L$ et de l'amplitude de la modulation de fréquence ΔF du laser sur le nombre moyen d'atomes non-pompés; transition 4-4'.

Cependant, il convient de remarquer que, pour les besoins de l'asservissement du laser sur la transition excitée, ΔF est expérimentalement à peu près égale à la largeur de la raie de fluorescence, qui est élargie par le bruit de fréquence du laser. Cela signifie donc que les lasers de largeur de raie importante sont modulés sur une amplitude plus forte qu'un laser fin. La qualité du pompage s'en trouve doublement détériorée ...

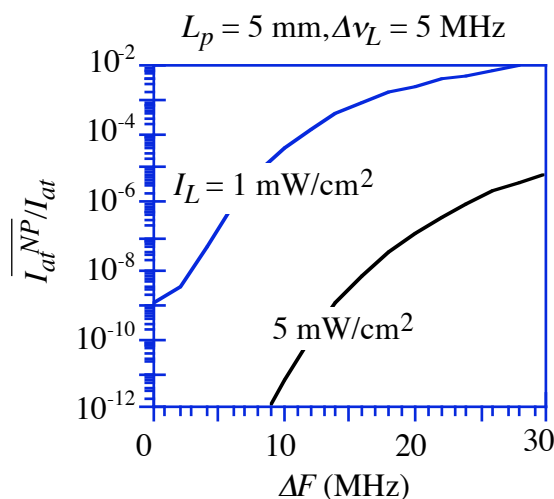


Fig. 4.14 : Efficacités de pompage par un laser de largeur de raie 5 MHz, sur une distance de 5 mm, pour des intensités de 1 et 5 mW/cm²; transition 4-4'.

La diminution de l'efficacité du pompage due à la modulation de fréquence du laser peut être compensée par une augmentation de l'intensité laser (fig. 4.14) et/ou de la longueur d'interaction des atomes avec le faisceau laser.

C.III. Distribution de vitesses des atomes non-pompés

Les courbes d'évolution de $\langle \rho_{ff} \rangle_{\varphi}(t_i)$ montrent qu'après une durée d'interaction assez longue, le pompage de l'atome est complet. La diminution de l'efficacité du pompage affecte donc d'abord les atomes les plus rapides. Dans nos expériences, le pompage n'est pas total parce que les durées d'interaction sont insuffisantes par rapport au temps caractéristique du pompage, et non du fait d'une limitation intrinsèque de celui-ci. On ne peut toutefois augmenter indéfiniment L_p , car elle est limitée par les dimensions géométriques de la zone d'interaction : dans le résonateur utilisé pour mes expériences, la longueur d'interaction est au plus de 5 mm.

La distribution de vitesses des atomes dans le jet thermique suit en sortie du four une loi de Maxwell (éq. A4-1). En revanche, après la zone de pompage, la distribution de vitesses des atomes restants sur le niveau f correspond à la frange rapide de la distribution initiale. Sa largeur est fonction de la rapidité du pompage, selon les paramètres de l'interaction (fig. 4.15).

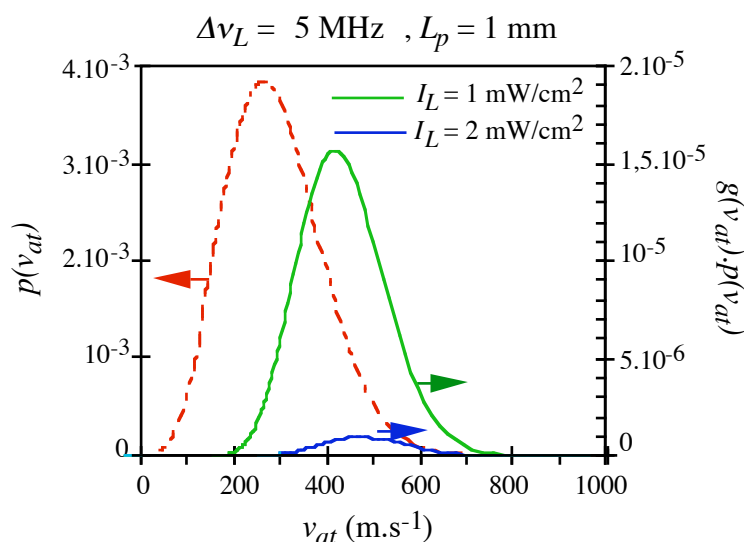


Fig. 4.15 : Distribution maxwellienne de vitesses du jet $p(v_{at})$, pour $\alpha = 213 \text{ m.s}^{-1}$ (en tirets), et distributions de vitesses des atomes non-pompés pour deux intensités lasers au pompage (traits pleins).

Tant que la vitesse moyenne des atomes non-pompés est bien supérieure à la vitesse moyenne dans le jet, la proportion d'atomes concernés est faible, et le pompage globalement efficace. Ainsi, l'efficacité du pompage, dans les conditions de la figure 4.15, est évaluée à 99,6 % avec $I_L = 1 \text{ mW/cm}^2$, et 99,98 % pour $I_L = 2 \text{ mW/cm}^2$.

C.IV. Fluctuations du flux d'atomes non-pompés

C.IV.1. Rappel : densité spectrale de puissance des fluctuations d'un jet atomique

En l'absence de pompage, le flux atomique* suit une statistique de Poisson, que l'on peut écrire :

$$\begin{aligned}\langle I_{inst}(t) \rangle_{stat} &= I_{at} \\ \langle I_{inst}(t), I_{inst}(t + \tau) \rangle_{stat} &= I_{at} \delta(\tau)\end{aligned}\quad (4-23)$$

où $\langle \rangle_{stat}$ désigne une moyenne d'ensemble - ou statistique - effectuée sur plusieurs instants d'observation;

$I_{inst}(t)$ est le flux instantané d'atomes dans le jet.

I_{at} est la moyenne statistique du flux telle que nous l'avons implicitement considérée jusqu'à présent. $\langle I_{inst}(t), I_{inst}(t + \tau) \rangle_{stat}$ est la fonction d'autocorrélation des fluctuations du flux atomique, notée $R_{\delta I_{at}}(\tau)$ et définie par :

$$R_{\delta I_{at}}(\tau) = \langle I_{inst}(t) \cdot I_{inst}(t + \tau) \rangle_{stat} - \langle I_{inst}(t) \rangle_{stat} \cdot \langle I_{inst}(t + \tau) \rangle_{stat} \quad (4-24)$$

La densité spectrale unilatérale de puissance des fluctuations du flux est par définition le double de la transformée de Fourier de $R_{\delta I_{at}}(\tau)$ aux fréquences positives, ce qui, grâce à la parité de la fonction d'autocorrélation, s'écrit simplement :

$$\begin{aligned}S_{\delta I_{at}}(f \geq 0) &= 4 \int_0^{+\infty} R_{\delta I_{at}}(\tau) \cos 2\pi f \tau \, d\tau \\ S_{\delta I_{at}}(f < 0) &= 0\end{aligned}\quad (4-25)$$

Avec (4-23), la densité spectrale des fluctuations du flux atomique est :

$$S_{\delta I_{at}}(f \geq 0) = 2I_{at} \quad (4-26)$$

C'est l'expression du bruit de grenaille du jet.

C.IV.2. Expression de la densité spectrale de bruit des atomes non-pompés

De même, considérons le flux instantané d'atomes non-pompés en sortie de la zone de pompage, en supposant une durée d'interaction T_p identique pour tous les atomes (jet homocinétique) :

$$I_{inst}^{NP}(t, T_p) = p_{inst}^{NP}(t, T_p) I_{inst}(t) \quad (4-27)$$

où $I_{inst}(t)$ est le flux atomique sur le niveau f avant la zone de pompage;

* On considère ici indifféremment le flux atomique total, ou le flux sur l'un ou l'autre des niveaux atomiques.

$p_{inst}^{NP}(t, T_p)$ est la proportion instantanée d'atomes non-pompés, dont la moyenne statistique est par définition la population des atomes non-pompés après une interaction de durée T_p , soit :

$$\left\langle p_{inst}^{NP}(t, T_p) \right\rangle_{stat} = \rho_{ff}(t, T_p) \quad (4-28)$$

en négligeant volontairement la population du niveau excité e à la fin de l'interaction.

$\rho_{ff}(t, T_p)$ est sensible aux fluctuations de la fréquence du laser de pompage; la fonction d'autocorrélation du flux atomique non-pompé doit donc faire intervenir un moyennage d'ensemble $\langle \rangle_{stat}$ et un moyennage sur les fluctuations du laser $\langle \rangle_{\varphi}$, soit :

$$R_{\delta I_{at}^{NP}}(\tau) = \left\langle \left\langle p_{inst}^{NP}(t, T_p) I_{inst}(t), p_{inst}^{NP}(t + \tau, T_p) I_{inst}(t + \tau) \right\rangle_{stat} \right\rangle_{\varphi} \quad (4-29)$$

C'est la fonction d'autocorrélation du produit de deux variables aléatoires indépendantes, qui s'exprime à partir des fonctions d'autocorrélations individuelles :

$$R_{\delta I_{at}^{NP}}(\tau) = R_{\delta p}(\tau) R_{\delta I_{at}}(\tau) + \left\langle I_{inst}(t) \right\rangle_{stat}^2 R_{\delta p}(\tau) + \left\langle \left\langle p_{inst}^{NP}(t, T_p) \right\rangle_{stat} \right\rangle_{\varphi}^2 R_{\delta I_{at}}(\tau) \quad (4-30)$$

avec la fonction d'autocorrélation des fluctuations de $p_{inst}^{NP}(t, T_p)$:

$$\begin{aligned} R_{\delta p}(\tau) &= \left\langle \left\langle p_{inst}^{NP}(t, T_p), p_{inst}^{NP}(t + \tau, T_p) \right\rangle_{stat} \right\rangle_{\varphi} \\ &= \left\langle \left\langle p_{inst}^{NP}(t, T_p) \cdot p_{inst}^{NP}(t + \tau, T_p) \right\rangle_{stat} \right\rangle_{\varphi} - \left\langle \left\langle p_{inst}^{NP}(t, T_p) \right\rangle_{stat} \right\rangle_{\varphi}^2 \end{aligned}$$

La fonction d'autocorrélation des fluctuations du jet $R_{\delta I_{at}}(\tau)$ a été déterminée précédemment (4-23), c'est une distribution de Dirac en $\tau = 0$. Dans le premier terme de (4-30), c'est donc la variance des fluctuations de p_{inst}^{NP} , $R_{\delta p}(\tau = 0)$, qui intervient. Or, les fluctuations statistiques de la population instantanée non-pompée d'un système à trois niveaux sont décrites par un bruit de partition, dont la variance s'exprime par [Hamel] :

$$R_{\delta p}(\tau = 0) = \left\langle \left\langle p_{inst}^{NP}(t, T_p), p_{inst}^{NP}(t, T_p) \right\rangle_{stat} \right\rangle_{\varphi} = \left\langle \rho_{ff}(t, T_p) \right\rangle_{\varphi} \left(1 - \left\langle \rho_{ff}(t, T_p) \right\rangle_{\varphi} \right) \quad (4-31)$$

où l'on a utilisé la relation (4-28).

Par contre, il n'y a pas de corrélation statistique entre les populations instantanées d'atomes non-pompés différents, observés à t et $t + \tau$: la probabilité qu'un atome soit pompé ne dépend pas de l'état d'un autre quelconque atome du jet. $R_{\delta p}(\tau)$ se confond donc, à τ non-nul, avec l'autocorrélation des fluctuations de la population du niveau f , $R_{\delta \rho_{ff}}(\tau)$, liées aux fluctuations de phase du laser.

La fonction d'autocorrélation du flux d'atomes non-pompés s'écrit finalement :

$$R_{\delta I_{at}^{NP}}(\tau \neq 0) = I_{at}^2 R_{\delta \rho_{ff}}(\tau)$$

$$R_{\delta I_{at}^{NP}}(\tau = 0) = \langle \rho_{ff}(t, T_p) \rangle_{\varphi} I_{at} \delta(\tau) + \langle \rho_{ff}(t, T_p) \rangle_{\varphi} \left(1 - \langle \rho_{ff}(t, T_p) \rangle_{\varphi} \right) I_{at}^2$$
(4-32)

et la densité spectrale de puissance de bruit associée en basse fréquence [Dimarcq 92] :

$$S_{\Delta I_{at}^{NP}}(f = 0) = 2 \langle \rho_{ff}(t, T_p) \rangle_{\varphi} I_{at} + 4 I_{at}^2 \int_{\tau=0}^{\infty} \langle \rho_{ff}(t, T_p), \rho_{ff}(t + \tau, T_p) \rangle_{\varphi} d\tau \quad (4-33)$$

Cette densité spectrale présente deux contributions distinctes :

D'une part le bruit de grenaille du jet, proportionnel au flux atomique encore présent sur le niveau f après le pompage;

D'autre part les fluctuations de la population d'atomes sur le niveau f , dont la contribution n'est pas nulle parce que le bruit de fréquence du laser corrèle les populations atomiques aux deux instants t et $t + \tau$. Ce dernier terme est pondéré par le flux atomique moyen au carré, il peut donc être important même pour de faibles niveaux de la densité spectrale des fluctuations de population. C'est ce terme qui est responsable de l'extra-bruit des atomes non-pompés mesuré expérimentalement (§5.B). Il est nul si le laser est monochromatique.

Le dernier terme de (4-32) en $\tau = 0$, proportionnel à la variance de $p_{inst}^{NP}(t, T_p)$, ne contribue pas à la densité spectrale de bruit, puisqu'il prend une valeur finie non-nulle en un seul point.

C.IV.3. Évaluation numérique

$R_{\delta \rho_{ff}}(\tau)$ représente la corrélation des états de deux atomes distincts ayant eu la même durée d'interaction avec le laser de pompage, mais observés à t et $t + \tau$. Nous allons montrer qu'elle se déduit de la variance des populations ρ_{ff} de deux atomes observés au même instant t , mais ayant eu des temps d'interaction différents T_p et $T_p - \tau$, par l'intermédiaire du théorème de régression quantique.

a. Application du théorème de régression quantique

Le théorème de régression quantique affirme que l'évolution de la moyenne à deux temps $\langle \rho_j(t, t_i) \rho_k(t + \tau, t_i + \tau) \rangle$ avec τ obéit à des équations strictement identiques à celles qui régissent l'évolution de $\rho_k(t, t'_i)$ au cours de son interaction avec le champ laser [Cohen]. Autrement dit, si l'on écrit les équations de Bloch optiques sous la forme condensée:

$$\frac{d}{dt_i} \rho_k(t, t_i) = \sum_l \mathbf{B}_{kl} \rho_l(t, t_i) + \lambda_k \quad (4-34)$$

où ρ_k décrit respectivement ρ_{ee} , ρ_{ff} , ρ_{ef} et ρ_{fe}

B_{kl} sont les coefficients des équations différentielles de Bloch optiques,
 λ_k est un terme constant le cas échéant,

les moyennes à deux temps suivent les équations différentielles :

$$\frac{d}{d\tau} \langle \rho_j(t, t_i) \rho_k(t + \tau, t'_i + \tau) \rangle = \sum_l B_{kl} \langle \rho_j(t, t_i) \rho_l(t + \tau, t'_i + \tau) \rangle + \lambda_k \langle \rho_j(t, t_i) \rangle \quad (4-35)$$

La dérivation par rapport à τ porte sur l'évolution de l'atome k pendant son interaction, mais non sur celle de l'atome j , toujours observé au même instant t , auquel sa durée d'interaction est t_i (voir fig. 4.16). Pour $\tau = 0$, les deux atomes ont respectivement des durées d'interaction t_i et t'_i , indépendantes à priori.

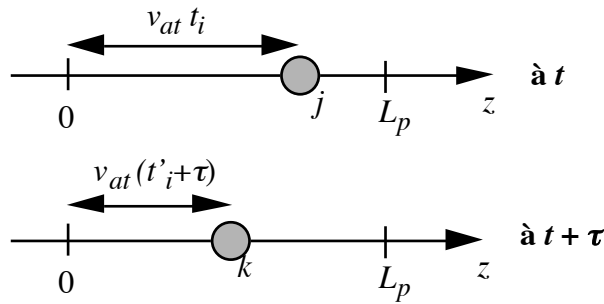


Fig. 4.16 : "Photographie" des atomes intervenant dans l'expression de la corrélation $[C](t, t_i, t + \tau, t'_i + \tau)$ au cours du pompage; les deux atomes ont une vitesse v_{at} .

On déduit de (4-35) les équations différentielles portant sur les corrélations :

$$\frac{d}{d\tau} \langle \rho_j(t, t_i), \rho_k(t + \tau, t'_i + \tau) \rangle = \sum_l B_{kl} \langle \rho_j(t, t_i), \rho_l(t + \tau, t'_i + \tau) \rangle \quad (4-36)$$

L'équation différentielle (4-36) permet de suivre l'évolution de la corrélation entre les états des atomes j et k pendant l'interaction de k avec le laser. D'après les équations à coefficients réels (4-18), les corrélations suivent le système différentiel:

$$\frac{d}{d\tau} [C](t, t_i; t + \tau, t'_i + \tau) = \begin{bmatrix} -\frac{\Gamma_1 + \gamma_L}{2} & \Delta & 0 & 0 \\ -\Delta & -\frac{\Gamma_1 + \gamma_L}{2} & -\Omega & 0 \\ 0 & \Omega & -\frac{\Gamma_1 + \Gamma}{2} & -\frac{\Gamma_1 + \Gamma}{4} \\ 0 & 0 & -\Gamma_2 & -\frac{\Gamma_2}{2} \end{bmatrix} \cdot [C](t, t_i; t + \tau, t'_i + \tau) \quad (4-37)$$

où l'on a posé

$$[C](t, t_i; t + \tau, t'_i + \tau) = \begin{bmatrix} \langle \rho_{ff}(t, t_i), u(t + \tau, t'_i + \tau) \rangle_{\varphi} \\ \langle \rho_{ff}(t, t_i), v(t + \tau, t'_i + \tau) \rangle_{\varphi} \\ \langle \rho_{ff}(t, t_i), w(t + \tau, t'_i + \tau) \rangle_{\varphi} \\ \langle \rho_{ff}(t, t_i), g(t + \tau, t'_i + \tau) \rangle_{\varphi} \end{bmatrix} \quad (4-38)$$

L'autocorrélation des populations du niveau f s'exprime par :

$$\langle \rho_{ff}(t, t_i), \rho_{ff}(t + \tau, t'_i + \tau) \rangle_{\varphi} = -\langle \rho_{ff}(t, t_i), w(t + \tau, t'_i + \tau) \rangle_{\varphi} + \frac{1}{2} \langle \rho_{ff}(t, t_i), g(t + \tau, t'_i + \tau) \rangle_{\varphi} \quad (4-39)$$

En fait, la densité spectrale de puissance des fluctuations du flux d'atomes non-pompés (4-33) fait intervenir l'autocorrélation $\langle \rho_{ff}(t, t_p), \rho_{ff}(t + \tau_0, t_p) \rangle_{\varphi}$ de la population du niveau f entre deux atomes distincts en dehors de la zone de pompage, et ayant eu la même durée d'interaction. Elle s'obtient par intégration du système (4-37) entre les instants $\tau = 0$ et $\tau = \tau_0$, avec les conditions initiales $[C](t, T_p; t, T_p - \tau_0)$ (voir fig. 4.17).

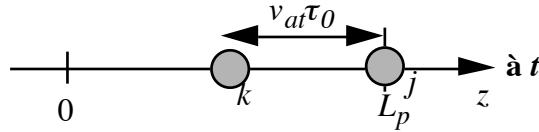


Fig. 4.17 : Condition initiale pour la résolution de (4-37); l'atome j a eu une durée d'interaction T_p avec le laser, l'atome k est en cours d'interaction; v_{at} est la vitesse des atomes dans le jet.

Ces conditions initiales, de la forme $\langle \rho_{ff}(t, T_p), u(t, T_p - \tau_0) \rangle_{\varphi}$, sont les covariances des variables atomiques du premier atome sorti de la zone de pompage avec celles du deuxième atome en cours d'interaction, tous deux observés au même instant t . Leur évaluation impose de connaître l'évolution des covariances au cours de l'interaction des deux atomes avec le laser de pompage.

b. Évolution des covariances pendant l'interaction

L'évolution des covariances des variables atomiques $\langle x(t, t_i), y(t, t'_i) \rangle_{\varphi}$ est décrite par un système d'équations plus complexe que celui des corrélations, car à présent les deux atomes j et k évoluent simultanément dans le faisceau laser. Elles se déduisent des équations de Bloch optiques (4-10). Après moyennage sur les fluctuations de phase du laser, elles s'écrivent [Dimarcq 92] :

$$\frac{d}{dt}[B](t, t_i, t'_i) = [A] \cdot [B](t, t_i, t'_i) + [B]_0(t, t_i, t'_i) \quad (4-40)$$

où la matrice $[A]$ est la suivante :

$$\begin{bmatrix}
-x_{33} & -2\Delta & 0 & 0 & 0 & \Omega & 0 & 0 & 0 & \Omega & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
2\Delta & -x_{33} & 0 & 0 & -\Omega & 0 & 0 & 0 & -\Omega & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & -\Gamma_1 & 0 & 0 & -\Omega & 0 & 0 & 0 & -\Omega & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & -\Gamma_1 & \Omega & 0 & 0 & 0 & -\Omega & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & \frac{1}{2}\Omega & 0 & -\frac{1}{2}\Omega & -x_{32} & -\Delta & -\frac{1}{2}\Gamma_a & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
-\frac{1}{2}\Omega & 0 & \frac{1}{2}\Omega & 0 & \Delta & -x_{32} & 0 & -\frac{1}{2}\Gamma_a & 0 & 0 & -\Omega & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & -\Gamma_2 & 0 & -x_{34} & -\Delta & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\Gamma_2 & \Delta & -x_{34} & 0 & 0 & 0 & -\Omega & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & \frac{1}{2}\Omega & 0 & \frac{1}{2}\Omega & 0 & 0 & 0 & 0 & -x_{32} & -\Delta & 0 & 0 & -\frac{1}{2}\Gamma_a & 0 & 0 & 0 \\
-\frac{1}{2}\Omega & 0 & \frac{1}{2}\Omega & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -x_{32} & -\Omega & 0 & 0 & -\frac{1}{2}\Gamma_a & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \Omega & 0 & 0 & 0 & \Omega & -2\Gamma_a & -\frac{1}{2}\Gamma_a & 0 & 0 & -\frac{1}{2}\Gamma_a & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \Omega & 0 & 0 & -\Gamma_2 & -\Gamma & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}\Gamma_a \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\Gamma_2 & 0 & 0 & 0 & -x_{34} & -\Delta & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\Gamma_2 & 0 & 0 & \Delta & -x_{34} & -\Omega & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\Gamma_2 & 0 & 0 & 2\Omega & -\Gamma & \frac{1}{2}\Gamma_a \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\Gamma_2 & 0 & 0 & -\Gamma_2 & \Gamma_2
\end{bmatrix}$$

(4-41)

avec les coefficients constants :

$$x_{32} = \Gamma_1 + (\Gamma + \gamma_L)/2$$

$$x_{33} = \Gamma_1 + 2\gamma_L$$

$$x_{34} = (\Gamma + \gamma_L)/2$$

$$\Gamma_a = (\Gamma + \Gamma_1)/2$$

et les vecteurs $[B](t, t_i, t'_i)$ et $[B]_0(t, t_i, t'_i)$ définis par :

$$\begin{aligned}
[B](t, t_i, t'_i) = & \begin{bmatrix} \Re \langle \rho_{ef}(t, t_i), \rho_{ef}(t, t'_i) \rangle_\varphi \\ \Im \langle \rho_{ef}(t, t_i), \rho_{ef}(t, t'_i) \rangle_\varphi \\ \Re \langle \rho_{ef}(t, t_i), \rho_{fe}(t, t'_i) \rangle_\varphi \\ \Im \langle \rho_{ef}(t, t_i), \rho_{fe}(t, t'_i) \rangle_\varphi \\ \Re \langle \rho_{ef}(t, t_i), w(t, t'_i) \rangle_\varphi \\ \Im \langle \rho_{ef}(t, t_i), w(t, t'_i) \rangle_\varphi \\ \Re \langle \rho_{ef}(t, t_i), g(t, t'_i) \rangle_\varphi \\ \Im \langle \rho_{ef}(t, t_i), g(t, t'_i) \rangle_\varphi \\ \Re \langle w(t, t_i), \rho_{ef}(t, t'_i) \rangle_\varphi \\ \Im \langle w(t, t_i), \rho_{ef}(t, t'_i) \rangle_\varphi \\ \langle w(t, t_i), w(t, t'_i) \rangle_\varphi \\ \langle w(t, t_i), g(t, t'_i) \rangle_\varphi \\ \Re \langle g(t, t_i), \rho_{ef}(t, t'_i) \rangle_\varphi \\ \Im \langle g(t, t_i), \rho_{ef}(t, t'_i) \rangle_\varphi \\ \langle g(t, t_i), w(t, t'_i) \rangle_\varphi \\ \langle g(t, t_i), g(t, t'_i) \rangle_\varphi \end{bmatrix} \quad \text{et } [B]_0(t, t_i, t'_i) = \begin{bmatrix} -\gamma_L(u(t, t_i)u(t, t'_i) - v(t, t_i)v(t, t'_i)) \\ \gamma_L(u(t, t_i)v(t, t'_i) + v(t, t_i)u(t, t'_i)) \\ \gamma_L(u(t, t_i)u(t, t'_i) + v(t, t_i)v(t, t'_i)) \\ \gamma_L(u(t, t_i)v(t, t'_i) - v(t, t_i)u(t, t'_i)) \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}
\end{aligned}
\tag{4.42}$$

Les covariances évoluent conjointement avec les moyennes, par le terme source $[B]_0$, au cours de l'interaction des deux atomes avec le laser (fig. 4.18). Si le laser est parfaitement monochromatique, $\gamma_L = 0$, et les variances sont constamment nulles : ce sont les fluctuations de fréquence du laser qui sont responsables des corrélations entre les états de deux atomes distincts. Dans le cas où les deux atomes considérés sont entrés au même instant dans la zone de pompage, leurs durées d'interaction t_i et t'_i sont égales, et le système précédent s'en trouve simplifié.

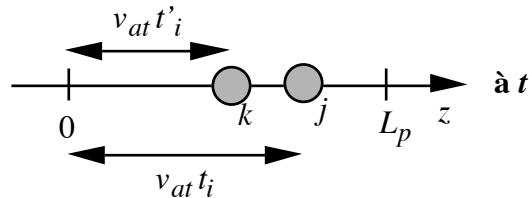


Fig. 4.18 : Atomes considérés dans les covariances $[B](t, t_i, t'_i)$

Pour l'évaluation du bruit des atomes non-pompés, qui passe par la détermination de $[B](t, T_p, T_p - \tau_0)$, nous considérons à l'instant t un premier atome j ayant interagi pendant T_p avec le laser, tandis que le deuxième atome k n'a interagi que pendant $T_p - \tau_0$ (cf. fig. 4.17). Ce dernier est donc entré dans la zone de pompage avec un retard τ_0 par rapport au premier, qui a déjà entamé son évolution. Le système (4-40) doit être intégré entre $t - (T_p - \tau_0)$ et t , avec les termes sources $[B]_0$ issus des évolutions simultanées, mais distinctes, des deux atomes. Initialement, toutes les covariances sont nulles, seules les cohérences $\langle u(t - T_p + \tau_0, \tau_0) \rangle_\varphi$ et $\langle v(t - T_p + \tau_0, \tau_0) \rangle_\varphi$ et les populations décrivant l'état du premier atome ne sont pas égales à 0 (voir fig. 4.19).

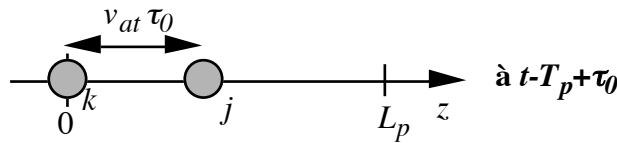


Fig. 4.19 : Conditions initiales pour la résolution du système (4-41)

c. Densité spectrale de bruit des atomes non-pompés

En conclusion, l'évaluation de l'autocorrélation :

$$R_{\delta\rho_{ff}}(\tau_0) = \langle \rho_{ff}(t, T_p), \rho_{ff}(t + \tau_0, T_p) \rangle_\varphi \quad (4-43)$$

qui décrit les fluctuations de la population atomique non-pompée, nécessite de résoudre le système (4-40) pour déterminer les covariances $[B](t, T_p, T_p - \tau_0)$ à l'instant t entre les populations des états d'un atome dont la durée d'interaction avec le laser est T_p , et celles d'un atome ayant seulement interagi pendant $T_p - \tau_0$ (fig. 4.17).

Celles-ci permettent d'exprimer les conditions initiales, à $\tau = 0$, de l'évolution des autocorrélations $[C](t, T_p; t + \tau, T_p - \tau_0 + \tau)$ avec τ , par des relations telles que :

$$\langle \rho_{ff}(t, T_p), u(t, T_p - \tau_0) \rangle_\varphi = -\Re e \langle w(t, T_p), \rho_{ef}(t, T_p - \tau_0) \rangle_\varphi + \frac{1}{2} \Re e \langle g(t, T_p), \rho_{ef}(t, T_p - \tau_0) \rangle_\varphi \quad (4-44)$$

qui découlent des définitions des variables u , v , w , et g .

La résolution du système (4-37) entre $\tau = 0$ et $\tau = \tau_0$ conduit finalement à l'autocorrélation de la population atomique non-pompée $R_{\delta\rho_{ff}}(\tau_0)$ pour un pompage de durée T_p .

La figure 4.20 représente l'évolution typique de $R_{\delta\rho_{ff}}(\tau_0)$ selon la largeur de raie du laser : la corrélation des populations atomiques non-pompées décroît vers 0 avec un temps caractéristique d'autant plus long que la largeur de raie du laser est élevée; elle est strictement nulle pour les valeurs de τ_0 supérieures à la durée du pompage T_p , puisque cela

correspond au cas où les deux atomes ne sont pas présents simultanément dans la zone d'interaction*.

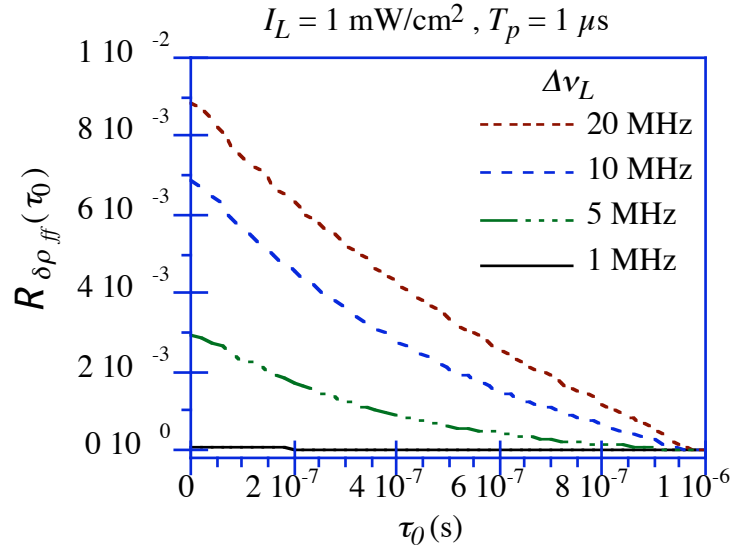


Fig. 4.20 : Corrélation des populations d'atomes non-pompés après une interaction de $T_p = 1 \mu s$, selon la largeur de raie du laser; $I_L = 1 \text{ mW/cm}^2$; transition 4-4'.

La densité spectrale $S_{\delta\rho_{ff}}(f)$ des fluctuations de la population du niveau f est simplement, en basse fréquence, l'intégrale de la fonction d'autocorrélation précédente. Elle nous permet d'évaluer la densité spectrale des fluctuations du flux atomique restant sur le niveau f , $S_{\delta I_{at}}^{NP}$, qui prend en compte à la fois le bruit de grenaille "normal" des atomes non-pompés et celui de la population du niveau f (éq. 4-33).

Définissons b , le rapport des densités spectrales des fluctuations du flux atomique avec et sans pompage :

$$b = \frac{S_{\delta I_{at}}^{NP}}{S_{\delta I_{at}}} = \langle \rho_{ff}(t, T_p) \rangle_{\varphi} + \frac{I_{at}}{2} S_{\delta\rho_{ff}} \quad (4-45)$$

Sur les graphes suivants, on compare la contribution du bruit de grenaille seul ($\sqrt{\rho_{ff}(t, T_p)}_{\varphi}$) à celle des fluctuations de la population ($2I_{at}S_{\delta\rho_{ff}}$). Les fluctuations de la population non-pompée sont nulles lorsque le pompage est complet ($\sqrt{\rho_{ff}(t, T_p)}_{\varphi} = 0$) ou non réalisé ($\sqrt{\rho_{ff}(t, T_p)}_{\varphi} = 1$), puisqu'alors l'état atomique est connu avec certitude.

La figure (4.21) montre qu'avec un flux atomique de 10^{10} atomes/s (ou plus), la contribution des fluctuations de la population du niveau f est nettement prédominante sur le bruit de grenaille du jet dès que la largeur de raie du laser est supérieure à 5 MHz, pour des efficacités de pompage comprises entre 20% et 99,95% ; cela est particulièrement contraignant, et impose expérimentalement de bien maîtriser le pompage optique.

* Les durées de pompage étant au plus de quelques dizaines de microsecondes, cela implique que, dans la bande spectrale de mesure des atomes non-pompés [0;3kHz], la densité spectrale paraît constante.

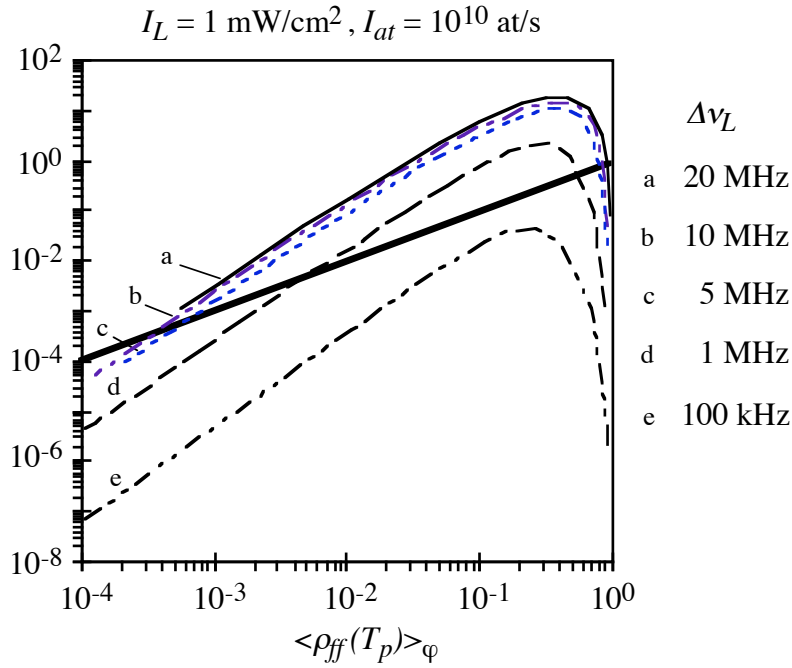


Fig. 4.21 : Contributions du bruit de grenaille (trait gras) et du bruit de la population (a à e) à la densité spectrale normalisée des fluctuations du flux atomique non-pompé b en fonction de la population moyenne du niveau f ; transition 4-4'.

Il apparaît clairement que le bruit des atomes non-pompés est la répercussion du bruit de fréquence du laser de pompage sur les fluctuations atomiques. Il est par ailleurs remarquable qu'au-delà de 5 MHz, la densité spectrale reste du même ordre de grandeur pour les largeurs de raie usuelles des diodes lasers, à efficacité de pompage identique.

d. Densité spectrale de bruit des atomes pompés

De façon totalement analogue, on montre que les fluctuations du flux atomique sur le niveau g ne sont pas poissonniennes, à cause des fluctuations de la population atomique $\mathfrak{S}_{\delta\rho_{gg}}(f)$. Le même raisonnement que celui-ci effectué pour les atomes non-pompés permet d'obtenir l'expression de la densité spectrale $\mathfrak{S}_{\delta I_{at}^P}(f)$ des fluctuations du flux atomique pompé (cf. éq. 4-33):

$$\mathfrak{S}_{\delta I_{at}^P}(f=0) = 2 \left\langle \rho_{gg}(t, T_p) \right\rangle_\varphi I_{at} + 4 I_{at}^2 \int_{\tau=0}^{\infty} R_{\delta\rho_{gg}}(\tau) d\tau \quad (4-46)$$

Avec un flux global I_{at} de 10^{10} at/s, les fluctuations de la population ρ_{gg} sont la source prépondérante de bruit du jet en deçà d'une population moyenne sur le niveau g de 99,0%, et jusqu'à typiquement 10% si le pompage est réalisé par un laser de largeur de raie 5 MHz.

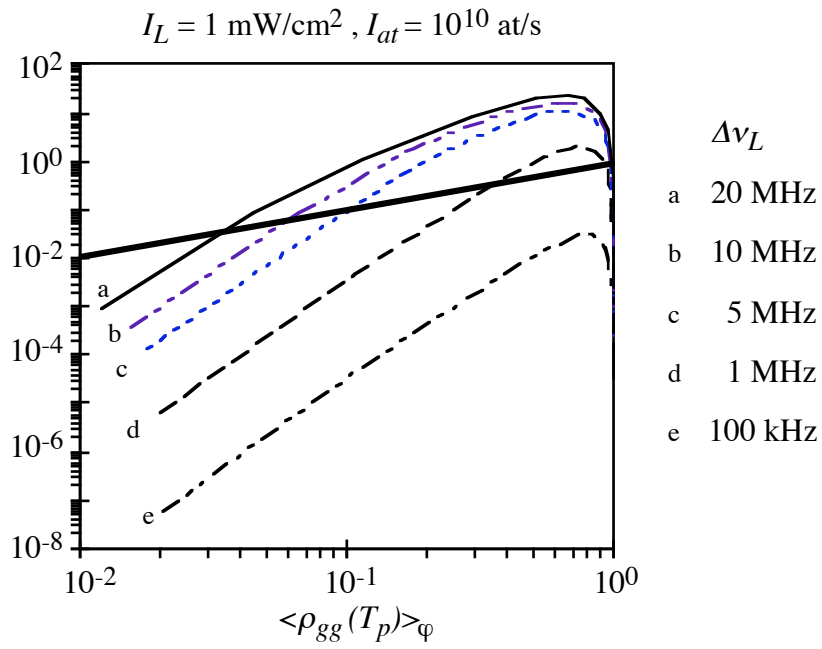


Fig. 4.22 : Contributions du bruit de grenaille (trait gras) et du bruit de la population sur le niveau g (a à e) à la densité spectrale normalisée des fluctuations des atomes pompés; transition 4-4'.

Les fluctuations des populations atomiques pompée et non-pompée sont comparables quelque soit l'efficacité du pompage.

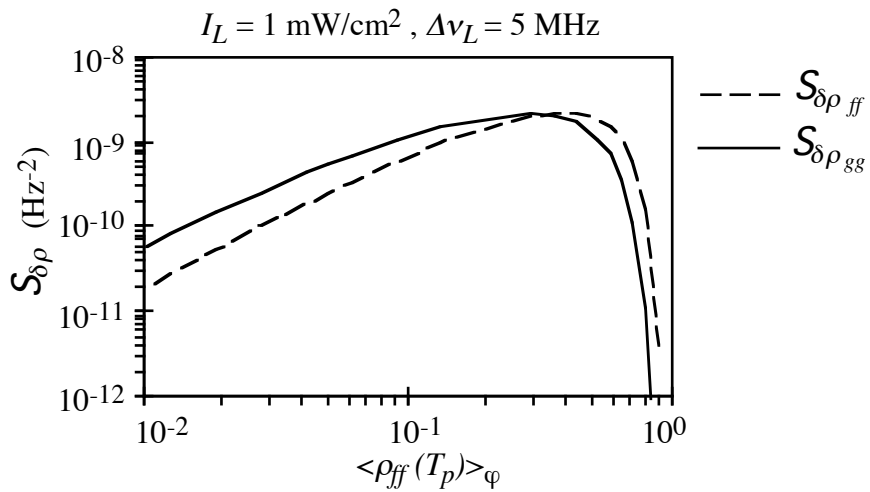


Fig. 4.23 : Comparaison des densités spectrales des fluctuations des populations des niveaux f et g respectivement, en fonction de la population moyenne sur f .

D. Détection de la fluorescence

La deuxième interaction des atomes avec la lumière se produit après le pompage optique et éventuellement l'interaction micro-onde. Elle a pour but de détecter les atomes qui n'ont pas été pompés, ou qui ont effectué la transition hyperfréquence $F=3 \rightarrow F=4$ le cas échéant. Le signal de détection est la fluorescence de l'ensemble des atomes sur le niveau f dans la zone d'interaction optique, que l'on souhaite mesurer avec un bruit aussi faible que possible.

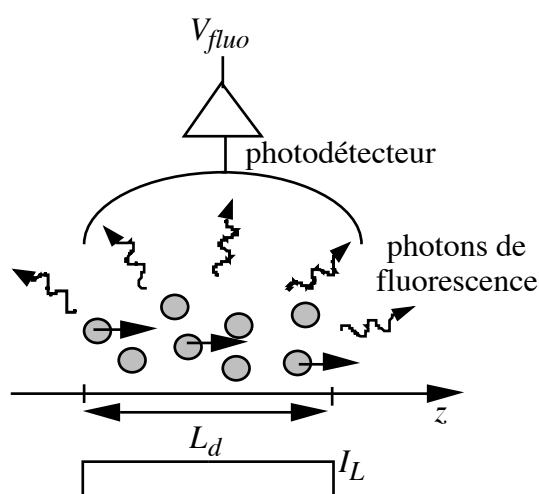


Fig. 4.24 : Détection de la fluorescence des atomes.

L'excitation des atomes peut se faire par l'intermédiaire d'une transition cyclante ou pompante, car il ne s'agit pas ici de modifier l'état des atomes. Dans mes expériences (cf. §5), j'ai préférentiellement utilisé la transition $4-5\sigma$, sur laquelle je m'attarderai donc. Si la transition utilisée est une pompante, nous supposons pour simplifier que le pompage est complet lors de cette interaction.

D.I. Signal de fluorescence

D.I.1. Intensité de fluorescence émise par un atome

Le flux de photons émis par un atome à un instant t est proportionnel à la population de l'état excité e à cet instant, et ce quelque soit la transition utilisée [Cohen] :

$$I(t, t_i) = \Gamma \rho_{ee}(t, t_i) \quad (4-47)$$

avec t l'instant d'observation de la fluorescence;

t_i la durée de l'interaction de l'atome avec le laser.

Le nombre moyen de photons émis par un atome au cours de son passage dans le faisceau laser est donc :

$$\beta(v_{at}, t) = \Gamma \int_{t_i=0}^{L_d/v_{at}} \langle \rho_{ee}(t, t_i) \rangle_{\varphi} dt_i \quad (4-48)$$

où L_d est la longueur totale de la zone d'interaction;

v_{at} est la vitesse de l'atome considéré.

D.I.2. Signal de fluorescence de l'ensemble des atomes dans la zone d'interaction

L'intensité de fluorescence moyenne* émise par la zone d'interaction est la somme des émissions individuelles des atomes, toutes classes de vitesses confondues, au cours de leur interaction avec le laser :

$$\langle I_{fluo} \rangle(t) = \int_{v_{at}=0}^{\infty} \beta(v_{at}, t) I_{at} p(v_{at}) dv_{at} \quad (4-49)$$

où I_{at} est le flux atomique moyen sur le niveau f , avant l'interaction;

$p(v_{at})$ est la distribution de vitesses des atomes;

$\langle I_{fluo} \rangle(t)$ est exprimée en photons/s.

a. Détection par une transition cyclante

- En statique

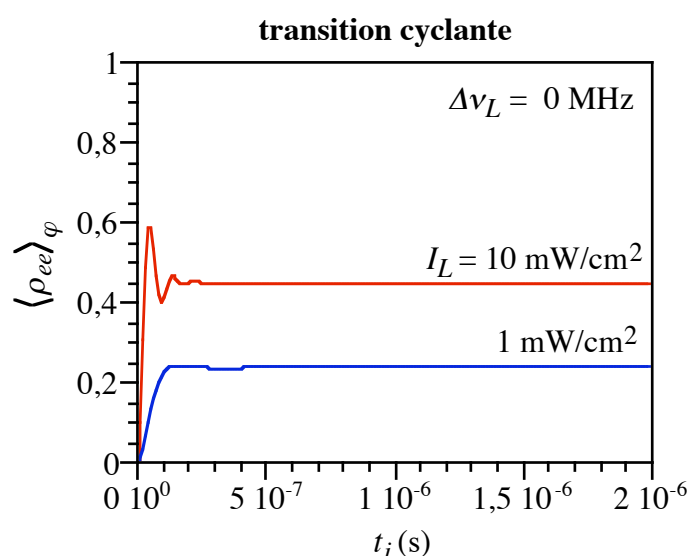


Fig. 4.25 : Évolution de la population de l'état excité e d'un système à deux niveaux pendant son interaction avec un laser monochromatique, pour plusieurs intensités.

* Il s'agit à la fois d'une moyenne statistique, sur tous les atomes d'une classe de vitesse, et d'une moyenne sur les fluctuations aléatoires de phase du laser.

Lors de l'interaction avec une transition cyclante, l'atome atteint rapidement un état stationnaire, typiquement en 100 ns. Négligeant ce régime transitoire très court devant la durée de l'interaction, le nombre de photons de fluorescence émis par unité de temps par un atome est constant pendant la totalité de son trajet dans le faisceau, et ne dépend que des caractéristiques du laser (fig. 4.25).

La résolution de (4-16) en régime stationnaire aboutit à l'expression du flux de photons émis par atome pendant l'interaction (en photons/s) :

$$\langle I(t_i \rightarrow \infty) \rangle = \Gamma \frac{s_0}{2 \left[(1 + s_0) + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma + \gamma_L} \right)^2 \right]} \quad (4-50)$$

où Δ est le désaccord du laser par rapport à la résonance atomique;

s_0 est le paramètre de saturation à résonance, $s_0 = I_L / I_{sat}$;

$$I_{sat} = \frac{\pi h c (\Gamma + \gamma_L)}{(3\lambda^3)} \quad (4-51)$$

$\gamma_L = 2\pi\Delta\nu_L$, avec $\Delta\nu_L$ la largeur de raie du laser;

I_L est l'intensité laser dans la zone d'interaction.

L'intensité de saturation I_{sat} de la transition dépend de la largeur de raie du laser; elle est égale à 1,1 mW/cm² pour un laser monochromatique, avec les paramètres de la raie D₂ du césium. La fluorescence est décrite par une lorentzienne plus large que la raie atomique seule, à cause de la largeur de raie du laser et de la saturation de la transition avec une intensité laser forte. Aux intensités laser élevées, la fluorescence de l'atome tend vers $\Gamma/2$, car l'atome passe la moitié du temps sur le niveau excité.

En conséquence, le nombre moyen de photons $\beta(v_{at})$ émis par un atome sur une distance L_d dépend de la durée de son interaction avec le laser, donc de sa vitesse :

$$\beta(v_{at}) = \frac{L_d}{v_{at}} \langle I(t_i \rightarrow \infty) \rangle \quad (4-52)$$

Et après intégration sur toutes les classes de vitesses, en supposant une distribution maxwellienne des vitesses $p(v_{at})$, la fluorescence moyenne de l'ensemble de la zone de détection est :

$$\langle I_{fluo} \rangle = \frac{\Gamma s_0}{2 \left[(1 + s_0) + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma + \gamma_L} \right)^2 \right]} T_d I_{at} \quad (4-53)$$

avec I_{at} le flux atomique sur le niveau f avant l'interaction

$T_d = \sqrt{\pi} L_d / (2\alpha)$ le temps moyen d'interaction (cf. §A4).

On note $\bar{\beta} = \langle I_{fluo} \rangle / I_{at}$ le nombre moyen de photons émis par un atome du jet, toutes vitesses confondues, au cours de son trajet dans le faisceau laser.

Considérons une expérience typique, dans laquelle :

$$L_d = 2 \text{ mm, soit } T_d \approx 8 \mu\text{s à } T = 90^\circ\text{C};$$

$$I_L = 1 \text{ mW/cm}^2, \Delta\nu_L = 0, \Delta = 0,$$

chaque atome émet, en moyenne, $\bar{\beta} \approx 70$ photons pendant cette interaction.

Ce modèle à deux niveaux est bien adapté pour décrire l'émission de lumière par excitation de la transition 4-5' σ , car après quelques cycles d'absorption - émission, les atomes sont regroupés dans les sous-niveaux Zeeman extrêmes $|F = 4, m_F = \pm 4\rangle$. (cf. coefficients de Clebsch-Gordan [de Clercq]). Ils cyclent alors effectivement entre deux sous-niveaux $|F = 4, m_F = 4\rangle$ et $|F' = 5, m_{F'} = 5\rangle$ (respectivement $m_F = -4, m_{F'} = -5$). Par contre, la transition 3-2', cyclante elle-aussi, donne lieu expérimentalement à des signaux beaucoup moins intenses que ne le prévoit la théorie à deux niveaux, car on ne peut y négliger la répartition des atomes sur tous les sous-niveaux Zeeman.

- En présence d'une modulation de fréquence du laser

Expérimentalement, le laser est modulé en fréquence, pour les besoins de son asservissement. Si la fréquence de la modulation F_m est très inférieure à la largeur naturelle de la transition excitée, l'évolution des variables atomiques suit celle de la fréquence instantanée du laser. Tous les atomes de la zone d'interaction, quelle que soit leur vitesse, se comportent de la même façon, et l'intensité de fluorescence globale de l'ensemble des atomes est modulée à F_m . Si F_m est trop élevée, par contre, l'atome n'atteint jamais son état stationnaire statique, et filtre la modulation de fréquence du laser.

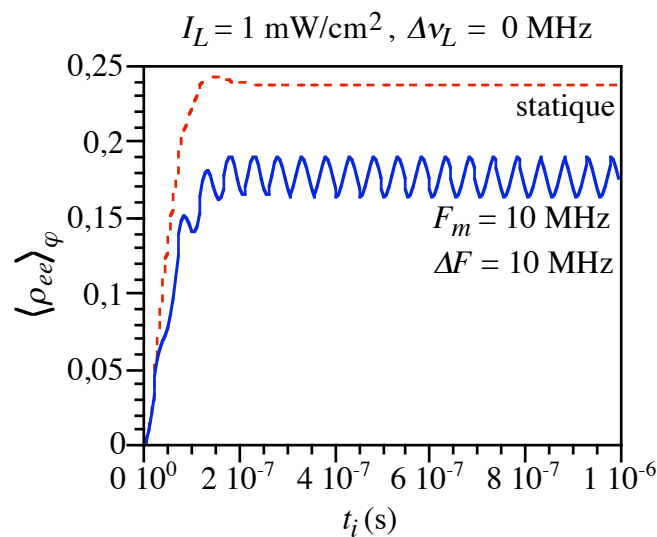


Fig. 4.26 : Évolution de la population de l'état excité d'un système à deux niveaux, avec et sans modulation de fréquence du laser.

Dans tous les cas, la modulation de la fluorescence atomique induite par la modulation de fréquence du laser peut être simplement considérée comme la convolution du spectre de fluorescence de l'atome (éq. 4-50) avec celui du laser modulé. Aux basses

fréquences de modulation, le spectre laser est élargi par la modulation de fréquence, et la fluorescence détectée de même; aux fréquences élevées devant la largeur naturelle de la transition, le spectre laser est vu par l'atome comme un ensemble de bandes latérales à $\pm kF_m$, et la fluorescence est alors décomposée sur ces bandes latérales. Ces deux façons d'envisager la réponse atomique sont complémentaires, plus ou moins adaptées aux différents régimes de modulation [Bjorklund] .

b. Détection par une transition pompante

Si le pompage est complet, tous les atomes ont émis en moyenne le même nombre de photons, indépendamment de la durée de leur interaction avec le laser [Hamel] :

$$\beta = \frac{1}{1-p} = \frac{\Gamma}{\Gamma_2} \quad (4-54)$$

En effet, ils cyclent entre les niveaux f et e en émettant des photons, mais une fois pompés sur g , les atomes n'interagissent plus avec le laser.

La fluorescence moyennée sur toute la zone d'interaction est donc simplement :

$$\langle I_{fluo} \rangle = \frac{\Gamma}{\Gamma_2} I_{at} \quad (4-55)$$

Pour les transitions de la raie D_2 du césium, le nombre moyen de photons émis par atome est donc :

transition	3-3'	3-4'	4-3'	4-4'
		1,71	1,33	2,4

Tableau 4.27 : Nombre moyen de photons émis par atome, pour chaque transition pompante de la raie D_2 du césium.

Même si le laser est désaccordé, tant que l'intensité laser et/ou la longueur d'interaction sont suffisantes pour maintenir un pompage complet, l'intensité de fluorescence émise est constante. Elle ne dépend donc pas non plus de la modulation de fréquence du laser, si celle-ci ne dégrade pas le pompage. En pratique, ces conditions ne sont pas complètement vérifiées, et la fluorescence mesurée a une forme de lorentzienne élargie, analogue à celle obtenue avec une transition cyclante.

D.I.2. Signal détecté : V_{fluo}

Le signal mesuré en sortie du photodétecteur est proportionnel à l'intensité de fluorescence de toute la zone d'interaction :

$$V_{fluo} = qR\rho \langle I_{fluo} \rangle \quad (4-56)$$

où R est le gain tension/courant du photodétecteur en statique;

ρ est l'efficacité de collection/détection de la fluorescence;
 $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C est la charge de l'électron

C'est le signal auquel nous avons physiquement accès et par lequel nous étudions le comportement des atomes.

D.II. Fluctuations du signal de détection

Autour de la valeur moyenne précédemment calculée, le signal de détection instantané présente des fluctuations aléatoires $\delta V_{fluo}(t)$, caractérisées par la densité spectrale de puissance de bruit $\mathfrak{S}_{\delta V_{fluo}}(f)$. Nous la mesurons expérimentalement en basses fréquences [10 Hz; 100Hz].

Passons en revue les diverses sources de bruit qui interviennent dans la mesure de V_{fluo} :

D.II.1. Bruit de grenaille du jet atomique ("shot noise")

a. Cas poissonnien

Les fluctuations du flux d'atomes I_{at} dans le jet, en l'absence de pompage ou à pompage complet, sont poissonniennes, et $\mathfrak{S}_{\delta I_{at}}(f) = 2I_{at}$ (cf. §4.C.IV.).

Si le jet était homocinétique, tous les atomes, quelle que soit la transition utilisée, émettraient le même nombre de photons dans la zone d'interaction, et les fluctuations du signal détecté, reproduisant les fluctuations du nombre d'atomes dans la zone, s'exprimeraient simplement :

$$\mathfrak{S}_{\delta V_{fluo}}^{\text{gren.}} = 2q^2 R^2 \rho^2 \beta^2 I_{at} \quad (4-57)$$

Dans le cas d'une transition pompante à pompage complet, tous les atomes émettent en moyenne le même nombre de photons β , toutes classes de vitesses confondues. L'expression des fluctuations de V_{fluo} est donc strictement identique à (4-57), indépendamment de la distribution de vitesses.

Par contre, si les atomes sont excités par une transition cyclante, les différentes classes de vitesses ne contribuent pas de la même façon au signal global, selon leur durée d'interaction avec le laser. Cela conduit à une pondération en $4/\pi$ dans l'expression de $\mathfrak{S}_{\delta V_{fluo}}$ [Dimarcq 94] :

$$\mathfrak{S}_{\delta V_{fluo}}^{\text{gren.}} = 2q^2 R^2 \rho^2 \frac{4}{\pi} \bar{\beta}^2 I_{at} \quad (4-58)$$

Cette densité spectrale de bruit est d'autant plus importante que le nombre moyen de photons émis est élevé. Le bruit de grenaille du jet fixe une limite ultime à la détection d'un flux d'atomes, conduisant à un rapport signal-à-bruit maximal proportionnel à $I_{at}^{1/2}$.

b. Détection des atomes non-pompés

Lorsque l'on s'intéresse à la détection de la fluorescence des atomes non-pompés, il faut ajouter au bruit de grenaille précédent la contribution des fluctuations des populations atomiques. Rappelons que le modèle théorique (4-33) a été développé dans l'hypothèse d'un jet homocinétique* ; dans ce cas, la densité spectrale de bruit de la détection des atomes non-pompés s'écrit :

$$\mathbf{S}_{\delta V_{fluo}}^{NP} = q^2 R^2 \rho^2 \bar{\beta}^2 \left(2I_{at}^{NP} + I_{at}^2 \mathbf{S}_{\delta \rho_{ff}} \right) \quad (4-59)$$

où I_{at}^{NP} est le flux moyen d'atomes non-pompés, donné par (4-20).

Nous avons vu que les fluctuations de la population du niveau f peuvent être très importantes lorsque le bruit de fréquence du laser de pompage est élevé, même pour des flux d'atomes non-pompés faibles. Ces fluctuations répercutent dans la zone de détection les fluctuations du laser de pompage.

D.II.2. Bruit de photons de l'émission

Aux fluctuations du nombre d'atomes s'ajoute le bruit de l'émission de fluorescence des atomes. En effet, nous avons calculé la fluorescence moyenne de chaque atome, mais il est clair que ce nombre fluctue d'un atome à l'autre, il dépend de la façon dont celui-ci interagit avec le laser.

a. Transition cyclante

Dans le cas d'une transition cyclante, l'émission de photons est à peu près poissonnienne [Dimarcq 94, Giordano] et donc :

$$\mathbf{S}_{\delta V_{fluo}}^{\text{photon}} = 2q^2 R^2 \rho^2 \bar{\beta} I_{at} \quad (4-60)$$

$\bar{\beta}$ étant en général très supérieur à 1 dès que l'intensité laser est suffisante, ce terme est nettement plus faible que (4-58).

b. Transition pompante

L'émission de photons par un atome excité par une transition pompante dépend du nombre de cycles qu'il effectue entre les niveaux fondamental f et excité e avant d'atteindre le niveau piège g , sur lequel il n'interagit plus avec le laser. Les fluctuations du nombre de photons sont donc liées à la probabilité de transition $p = \Gamma_l / \Gamma$ entre e et f , et on montre que [Hamel] :

* L'expression (4-33) ne peut être simplement adaptée au cas réel, prenant en compte la distribution de vitesses des atomes, car non seulement la durée de pompage n'est plus constante, mais encore il existe une corrélation entre les populations d'atomes de classes de vitesses distinctes, présents aux mêmes instants en zone de pompage.

$$S_{\delta V_{fluo}}^{\text{photon}} = 2q^2 R^2 \rho^2 \beta(\beta - 1) I_{at} \quad (4-61)$$

C'est un bruit de partition, qui traduit l'existence d'un "choix" pour l'atome excité entre deux états possibles. Cette composante de bruit est du même ordre que celle provenant du bruit de grenaille du jet, pour les valeurs de β correspondant aux transitions de la raie D_2 .

D.II.3. Bruit de fréquence du laser

Aux sources de bruit habituellement considérées dans les processus d'émission, il convient d'ajouter un bruit de fluorescence créé par les fluctuations aléatoires de fréquence du laser qui excite les atomes. En effet, celles-ci couplent l'émission de fluorescence de deux atomes distincts présents en même temps dans la zone d'interaction [Dimarcq 92]. C'est un couplage semblable à celui, déterministe et non bruyant, créé par la modulation de fréquence du laser : tous les atomes de la zone d'interaction voient la même fréquence instantanée du laser, ce qui modifie leurs évolutions respectives et leurs fluorescences de manières non indépendantes. Cette source de bruit supplémentaire n'existe pas quand le laser est parfaitement monochromatique.

Ce terme a la même origine que le bruit des atomes non-pompés (§4.C.IV) : les fluctuations des populations atomiques; nous observons ici leur impact sur la fluorescence des atomes au cours de l'interaction avec le laser. La contribution de ce bruit peut être rapidement dominante aux flux atomiques considérés dans les expériences, car le flux atomique I_{at} apparaît à la puissance 2 dans $S_{\delta V_{fluo}}$ [Dimarcq 94].

a. Transition cyclante

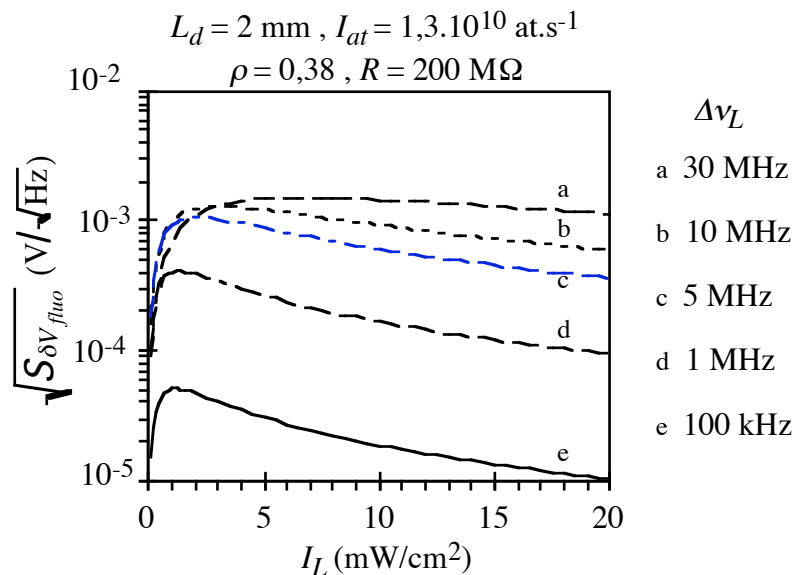


Fig. 4.28 : Contribution du bruit de fréquence du laser à la densité spectrale de bruit du signal de sortie du photodétecteur; transition cyclante et paramètres typiques de la zone de détection (d'après [Dimarcq 94]).

Dans le cas d'un système à deux niveaux, l'effet du bruit de fréquence du laser sur la densité spectrale de bruit du signal détecté s'exprime analytiquement [Dimarcq 94]; le spectre de bruit est plat dans la gamme des fréquences observées expérimentalement.

Le niveau du bruit augmente notablement avec le bruit de fréquence du laser (fig. 4.28). La diminution du bruit avec une augmentation de la largeur de raie, observée aux intensités lasers inférieures à 5 mW/cm^2 , s'accompagne d'une réduction du signal de fluorescence qui conduit finalement à une diminution du rapport signal-à-bruit de détection quand la largeur de raie du laser augmente.

b. Transition pompante

Si tous les atomes sont pompés au cours de leur interaction avec le laser de détection, ils n'interagissent plus avec le laser, et les fluctuations du signal détecté sont donc indépendantes du bruit de fréquence du laser. Toutefois, tant qu'il reste quelques atomes non-pompés, ils reproduisent les fluctuations du laser, et ce terme prend des valeurs élevées dès quelques 1/1000 atomes non-pompés, de manière comparable aux fluctuations du flux atomique non-pompé étudié précédemment.

D.II.4. Bruit de détection de la fluorescence émise

Un photon émis dans la zone d'interaction a une probabilité $\rho < 1$ d'être détecté par le photodétecteur, à cause de l'efficacité imparfaite de la collection de la lumière de fluorescence, et de l'efficacité quantique limitée de la photodiode. Cette incertitude sur la détection d'un photon est une source de bruit supplémentaire, analogue au bruit de partition de l'émission de fluorescence par un système à trois niveaux. Elle s'exprime par [Hamel] :

$$S_{\delta V_{fluo}}^{\text{dét.}} = 2q^2 R^2 \rho(1-\rho) \beta I_{at} \quad (4-62)$$

Ce terme ne dépend pas de la façon dont la lumière a été émise, et est donc identique que la transition de détection soit de type cyclante ou pompante.

D.II.5. Bruit de fond du photodétecteur

L'ensemble photodiode + amplificateur a ses propres sources de bruit, telles que le bruit thermique des résistances, les bruits de courant et de tension de l'amplificateur et le bruit interne de la photodiode, caractérisé par le N.E.P. ("Noise Equivalent Power"). La densité spectrale de puissance de bruit de la tension en sortie du photodétecteur dépend fortement de la fréquence, car elle reproduit la fonction de transfert du photodétecteur [Candelier, Giordano]. En basses fréquences, elle présente un palier, limité en pratique par le bruit de courant de l'amplificateur opérationnel qui suit la photodiode. Nous mesurons sa valeur dans l'obscurité; en zone de détection, on l'évalue à $S_{\delta V_{fluo}}^{\text{dét.}} \cong 2.10^{-11} \text{ V}^2 / \text{Hz}$ en basse fréquence.

D.III. Densité spectrale de bruit du signal de fluorescence : le cas du système à deux niveaux

Le bruit total avec lequel le signal de détection V_{fluo} est détecté peut être écrit sous la forme suivante :

$$\mathcal{S}_{\delta V_{fluo}} = R^2 q^2 \rho^2 \mathcal{S}_{\delta I_{fluo}} + 2R^2 q^2 (1-\rho)\rho \langle I_{fluo} \rangle + \mathcal{S}_{\delta V_{fluo}}^{\text{fond}} \quad (4-63)$$

où l'on a séparé les contributions de la fluorescence des atomes de celles de la détection, d'origine extérieure aux atomes. $\mathcal{S}_{\delta I_{fluo}}$ regroupe donc les bruits de grenaille du jet, de photons de l'émission et de fréquence du laser.

D.III.1. Détection en l'absence de pompage ou détection du signal d'horloge

Lors des expériences que j'ai réalisées avec un jet de césium, j'ai essentiellement détecté les atomes par l'intermédiaire de la transition cyclante $4-5'\sigma$, excitée par un LCE. Le nombre moyen de photons émis par atome étant élevé, le bruit de photons de l'émission de fluorescence et le bruit de partition de la détection sont négligeables devant le bruit de grenaille du jet. D'autre part, le laser d'excitation étant fin spectralement, la contribution de son bruit de fréquence est elle-aussi négligeable, aux flux atomiques et intensités laser considérés. Enfin, le bruit de fond du photodétecteur est en général très inférieur au niveau de bruit de la détection, et n'est donc pas limitant.

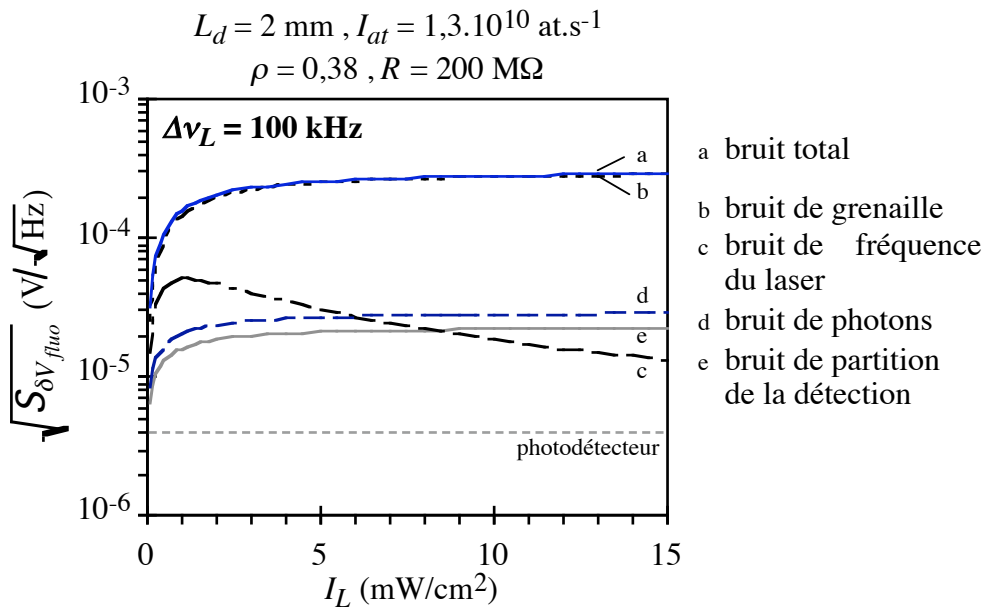


Fig. 4.29 : Contributions des différentes sources de bruit dans le cas de la détection par une transition cyclante par un laser de largeur de raie $\Delta \nu_L = 100 \text{ kHz}$, en fonction de l'intensité laser.

Il ne reste donc principalement que les fluctuations poissonniennes du nombre d'atomes sur le niveau $F=4$ en zone de détection. C'est ce que montre la figure 4.29, qui correspond à la détection des atomes du jet par la transition $4-5'\sigma$, en l'absence de pompage en première zone d'interaction, avec les valeurs typiques des paramètres pour le résonateur Cs III.

Cette prédominance du bruit de grenaille du jet sur le bruit de détection reste valable tant qu'aucune source de bruit ne perturbe le signal de détection, telle que les fluctuations des atomes non-pompés ou celles du champ hyperfréquence dans la cavité de Ramsey. En pratique, cela s'applique à la détection de la fluorescence d'un jet atomique sans pompage préalable, ou à celle des atomes ayant effectué la transition micro-onde de référence dans un montage d'horloge.

D.III.2. Détection des atomes non-pompés

En ce qui concerne la détection de la fluorescence des atomes non-pompés, les ordres de grandeur deviennent différents, car le flux atomique détecté ne représente typiquement que 10^7 atomes par seconde. Les bruits de photons, de détection et de fréquence du laser restent négligeables avec un LCE et une intensité laser suffisante. Le bruit propre du photodétecteur ne peut par contre être négligé. De plus, les fluctuations du flux atomique sont sur-poissonniennes, du fait des fluctuations de la population atomique non-pompée.

Références

- [Alekseev] A. V. Alekseev et N. V. Sushilov, "*Analytical solutions of Bloch and Maxwell-Bloch equations in the case of arbitrary field amplitude and phase modulation*", *Phys. Rev. A* **46**, n° 1, pp 351-355, 1992
- [Bjorklund] G.C. Bjorklund, M.D. Levenson, W. Lenth et C. Ortiz, "*Frequency modulation (FM) spectroscopy*", *Appl. Phys. B* **32**, pp 145-152, 1983
- [Cohen] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc et G. Grynberg, *Processus d'interaction entre photons et atomes*, éditions du CNRS, 1988
- [de Clercq] E. de Clercq, M. de Labachellerie, G. Avila, P. Cérez et M. Tetu, "*Laser diode optically pumped caesium beam*", *J. Physique* **45**, pp 239-247, 1984
- [Candelier] V. Candelier, *Étude et test d'une électronique d'interrogation d'un jet de césium pompé optiquement*, thèse de l'Université Paris XI Orsay, 1990
- [Dimarcq 92] N. Dimarcq, *Propriétés statistiques de la lumière de fluorescence induite par laser dans un jet atomique*, thèse de l'Université Paris XI Orsay, 1992
- [Dimarcq 94] N. Dimarcq, V. Giordano et P. Cérez, "*Statistical properties of laser-induced fluorescence signals*", *Appl. Phys. B* **59**, pp 135-145, 1994
- [Giordano] V. Giordano, V. Candelier, A. Hamel, C. Audoin, G. Théobald et P. Cérez, "*Noise in the optical detection of atoms in a beam*", *Optics Comm.* **67**, n°4, pp 287-292, 1988
- [Hamel] A. Hamel, *Propriétés d'un résonateur atomique à jet de césium pompé optiquement et à structure de champ longitudinale*, thèse de l'Université Paris XI Orsay, 1989
- [Nayak] N. Nayak et G. S. Agarwal, "*Absorption and fluorescence in frequency-modulated fields under conditions of strong modulation and saturation*", *Phys. Rev. A* **31**, n° 5, pp 3175-3182, 1985
- [Press] W. Press, S. Teukolsky, W. Vetterling et B. Flannery, *Numerical recipes in C*, Cambridge University Press
- [Théobald] G. Théobald, N. Dimarcq, V. Giordano et P. Cérez, "*Ground state Zeeman coherence effects in an optically pumped cesium beam*", *Opt. Comm.* **71**, n° 5, pp 256-262, 1989

Chapitre 5 :

Étude expérimentale du bruit des atomes non-pompés

La préparation des atomes dans un seul niveau hyperfin avant l'interaction micro-onde est une étape essentielle de l'obtention du signal de référence d'une horloge atomique. Dans les horloges à pompage optique, c'est l'interaction des atomes avec la lumière laser qui réalise cette préparation atomique.

Un pompage incomplet diminue d'une part le nombre effectif d'atomes interrogés par le champ micro-onde et détectés dans le signal d'horloge. Mais, plus grave, les quelques atomes qui restent sur leur niveau initial après le pompage transportent dans la zone de détection le bruit de fréquence du laser de pompage, réduisant ainsi le signal-à-bruit du signal détecté.

Le but de l'étude expérimentale présentée dans ce chapitre est de passer en revue les conditions sur le laser de pompage nécessaires au pompage complet des atomes, d'analyser leur rôle dans la détérioration de l'efficacité du pompage et de mesurer de façon systématique l'augmentation du bruit sur la fluorescence détectée dans la deuxième zone d'interaction des atomes avec le faisceau laser. La comparaison entre trois sources lasers de largeurs de raie très différentes permet de comparer l'expérience avec les prévisions théoriques menées au chapitre précédent.

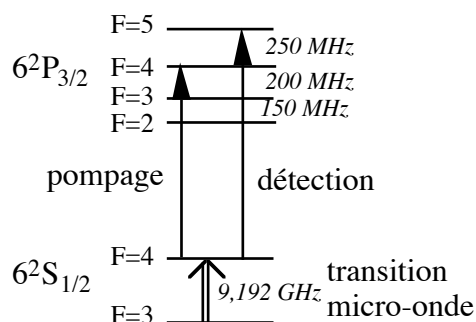


Fig. 5.1 : Niveaux d'énergie du césium (raie D₂), et transitions excitées dans l'expérience.

La configuration choisie pour cette expérience est la plus performante en terme de rapport signal-à-bruit pour une horloge atomique à pompage optique utilisant la raie D_2 : les atomes sont pompés du niveau $|\tilde{S}_{1/2}, F = 4\rangle$ vers le niveau $|\tilde{S}_{1/2}, F = 3\rangle$ par l'intermédiaire de la transition pompante $4-4'$ σ ; ils sont détectés en troisième zone d'interaction par l'intermédiaire de la transition cyclante $4-5'$ σ . Cette configuration est par ailleurs particulièrement bien adaptée à l'étude des atomes non-pompés.

A. Description du montage expérimental

Le montage expérimental reprend celui d'une horloge atomique à pompage optique, à ceci près que, dans un premier temps, nous n'ajouterons pas une interaction micro-onde entre la zone de pompage et celle de détection.

A.I. Le résonateur atomique

Le tube utilisé dans cette expérience est le résonateur Cs III du L.H.A.. Sa caractéristique essentielle est sa structure à trois zones de champ magnétique, orienté suivant l'axe du jet atomique.

A.I.1. L'enceinte

L'enceinte à vide, de longueur totale 800 mm et de diamètre 170 mm, est pompée à 10^{-6} Pa (environ 10^{-8} Torr) par une pompe ionique de vitesse 200 l/s.

Des blindages magnétiques délimitent le long de l'axe trois régions de champ magnétique, respectivement pour le pompage optique (B_1), l'interaction micro-onde (B_0) et la détection des atomes (B_2) (cf. fig. 5.2). Cela permet de concilier des contraintes de champ magnétique statique faible dans la zone d'interaction micro-onde avec des champs d'amplitudes suffisantes dans les zones d'interaction atomes/lumière pour supprimer l'effet Hanle non linéaire [Théobald].

Dans les régions extrêmes, le champ magnétique statique est créé par deux bobines perpendiculaires à l'axe du résonateur. Au centre, dans la région d'interaction micro-onde, le champ magnétique est réalisé par un solénoïde parallèle au jet. Des bobines de compensation autour de la zone d'interaction micro-onde permettent une variation continue non brutale du champ magnétique le long de l'axe de propagation des atomes [Hamel].

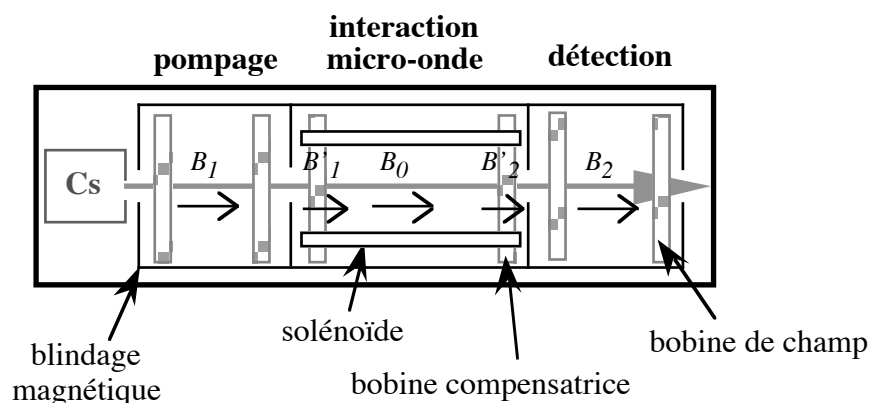


Fig. 5.2 : Champs magnétiques dans le résonateur Cs III (d'après [Hamel])

Lors de nos expériences, les champs magnétiques sont réglés aux valeurs suivantes :

$$B_1 = B_2 = 540 \text{ mG}$$

$$B_0 = 73 \text{ mG}$$

$$B'_1 = B'_2 = -9 \text{ mG}$$

A.I.2. Le jet atomique

a. Le four à césium

Le four à éjecteurs en tôle ondulée est chargé par une capsule de 1 g de césium. La température du four est régulée par l'intermédiaire d'une résistance platine Pt 100 enfouie dans la masse du four et d'un fil chauffant. La régulation thermique est réalisée par une électronique de commande commerciale, d'une stabilité de 0,1°C.

b. Section du jet

La divergence du jet atomique est limitée d'une part par la géométrie des éjecteurs du four, d'autre part par des diaphragmes en graphite placés le long du jet. Ainsi, la surface émissive de l'éjecteur est de $2 \times 4 \text{ mm}^2$, tandis que la section du jet en détection est de $4 \times 8 \text{ mm}^2$.

c. Flux atomique

Le flux moyen d'atomes I_{at} dans le jet dépend en premier lieu du débit du four, et du point de l'axe considéré, à cause des diaphragmes qui diminuent le nombre d'atomes le long du résonateur. I_{at} dépend par ailleurs de la pression de vapeur saturante du césium, donc de la température des atomes dans le four. En ce qui concerne le résonateur Cs III, le débit du four à $T = 90^\circ\text{C}$ est évalué à $2,2 \cdot 10^{13}$ atomes/s. En zone de détection, après passage au travers de la cavité micro-onde et des diaphragmes en graphite, le flux moyen d'atomes n'est plus que de $2,4 \cdot 10^{10}$ atomes/s à la même température [Hamel]. Une augmentation de la température de 10°C conduit grossièrement à une multiplication par 2 du flux atomique.

A.II. La zone de pompage (1^{ère} zone)

C'est dans cette zone que sont préparés les atomes de césium (fig. 1.3), par pompage optique sur l'un des niveaux hyperfins du niveau fondamental $6^2S_{1/2}$. Avec la transition $4-4'$, les atomes sont pompés vers le niveau $F=3$.

A.II.1. Les sources lasers

Les lasers utilisés dans nos expériences ont été décrits en détail dans les chapitres 2 et 3. Il s'agit successivement d'une diode de type Fabry-Perot (Hitachi HLP 1400), d'une diode DBR (SDL 5700) et d'un laser en cavité étendue réalisé à partir d'une diode SDL 5200.

Ces trois lasers ont des largeurs de raie différentes, respectivement $\Delta\nu_L = 20$ MHz, 4 MHz et 115 kHz.

La puissance laser disponible n'est pas la même pour toutes ces sources. Avec les points de fonctionnement choisis, la diode DBR et le LCE fournissent aisément une intensité laser moyenne de 25 mW/cm^2 dans la région d'interaction, tandis que la diode Fabry-Perot est moins puissante, et ne fournit que 10 mW/cm^2 sur la même surface.

Enfin, la polarisation de la lumière émise par le laser est orientée σ , c'est-à-dire perpendiculaire au champ magnétique statique dans la zone d'interaction, au moyen d'une lame demi-onde. La polarisation naturelle du faisceau des diodes lasers garantit l'extinction correcte de la polarisation π , que l'on peut encore accentuer avec un polariseur.

A.II.2. L'interaction atomes / lumière

Le faisceau laser est diaphragmé avant l'interaction avec les atomes, d'une part pour limiter nettement la zone d'interaction, d'autre part pour réduire le fond de lumière parasite détecté par le photodétecteur. Les dimensions du faisceau sont choisies pour couvrir totalement la hauteur du jet, et avoir un pompage complet dans les conditions normales de fonctionnement, soit typiquement 5 mm de large sur 3 mm de haut. L'orientation verticale de la couche active de la diode DBR et du LCE permet d'éclairer la zone d'interaction avec un faisceau gaussien plus large que le diaphragme dans la direction de propagation des atomes dans le jet. Aux irrégularités du faisceau près, dues à la diffraction et aux défauts d'homogénéité des optiques, l'intensité laser dans la zone d'interaction peut être considérée comme constante (Fig. 5.3). Par contre, le faisceau issu de la diode Hitachi est vertical, c'est pourquoi il a fallu le grossir davantage pour couvrir les 5 mm de long de la zone d'interaction. L'intensité laser de ce faisceau varie beaucoup sur le trajet des atomes.

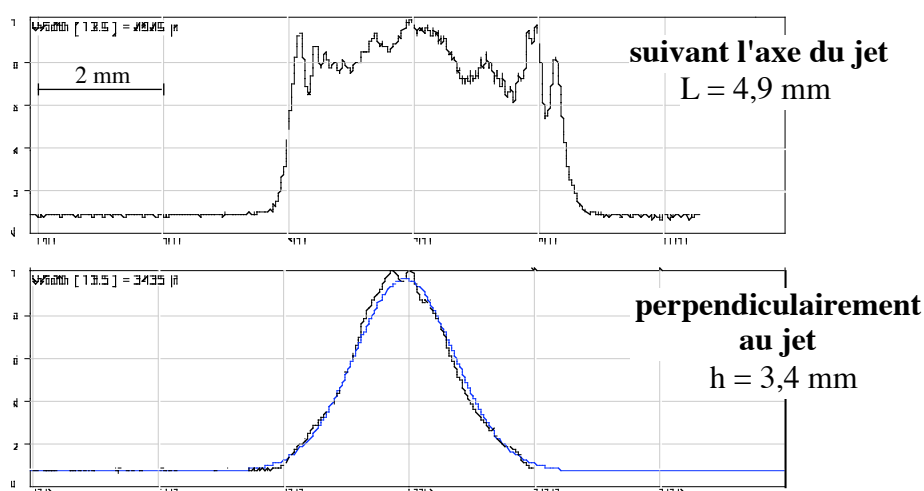


Fig. 5.3 : Faisceau laser du LCE en zone de pompage, diaphragmé dans les deux directions.

Au vu de l'aspect du faisceau (Fig. 5.3), il pourrait être profitable de le purifier par un filtrage spatial, mais cela ferait perdre une partie de la puissance lumineuse disponible pour le pompage. Les irrégularités de ce faisceau ne sont en pratique pas critiques pour le pompage.

Avec une longueur de 5 mm et un four à $T = 90^\circ\text{C}$, le temps d'interaction moyen des atomes avec le faisceau laser de pompage est de $21 \mu\text{s}$ (cf. annexe §A4).

A.II.3. Détection du signal de fluorescence

La collection de la lumière de fluorescence s'effectue au moyen de lentilles et d'un miroir sphérique disposé sous la zone d'interaction. Les rayons lumineux sont donc récupérés dans un cône de demi-angle au sommet $22,5^\circ$ [Hamel]. Le photodétecteur est une photodiode Hamamatsu S1233-01, de surface 13 mm^2 , suivi d'un amplificateur faible bruit OP 606. La bande passante de l'ensemble est de 11 kHz; son spectre de bruit présente une remontée caractéristique ("peaking") vers 50 kHz. Cette bande passante élevée se fait toutefois au détriment de l'intensité des signaux détectés.

La réponse du photodétecteur à 100 kHz est donc réduite, mais grâce à la grande sensibilité de la détection synchrone, l'asservissement reste possible avec une bande passante limitée par celle de la détection synchrone.

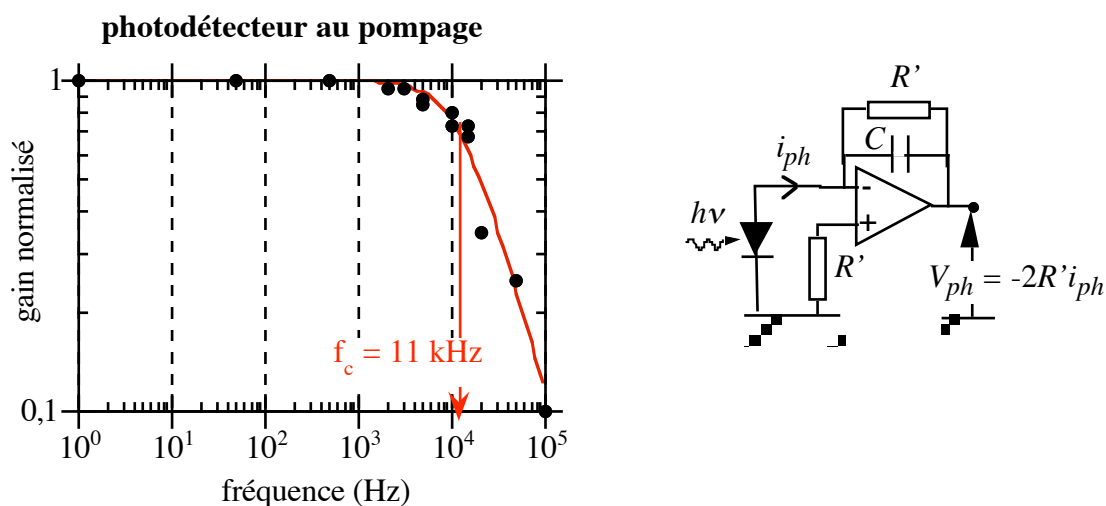


Fig. 5.4 : Fonction de transfert du photodétecteur en zone de pompage et schéma de principe du montage d'amplification; photodiode Hamamatsu S1233-01, amplificateur OP 606, $R' = 4,6 \text{ M}\Omega$, $C = 0,68 \text{ pF}$

A.II.4. Asservissement du laser sur la transition 4-4' σ au pompage

Les sources lasers sont asservies sur la transition qu'elles excitent en zone de pompage, par modulation de fréquence à $F_m = 100$ kHz et détection synchrone par l'intermédiaire du photodétecteur de la zone de pompage (cf. §3.C.IV.).

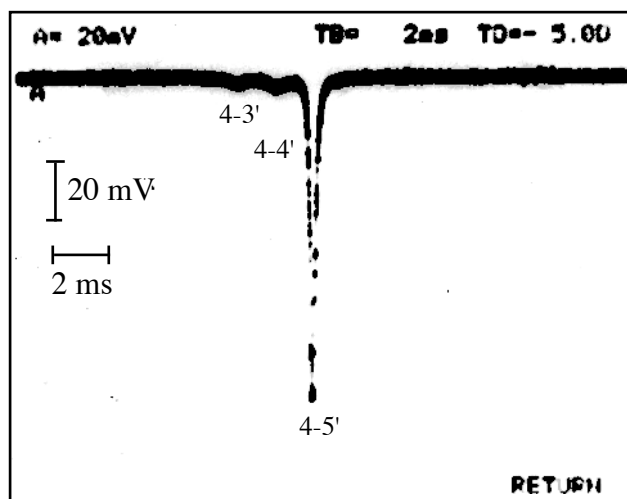


Fig. 5.5 : Signaux de fluorescence au pompage; diode laser Fabry-Perot, $L_p = 5$ mm.

L'amplitude de la modulation de fréquence est fonction de la source utilisée, car elle est directement liée à la largeur de la transition sur laquelle on souhaite asservir le laser. Or, cette même largeur dépend fortement de la largeur de raie du laser. Expérimentalement, dans les conditions normales de pompage, l'amplitude de la modulation de fréquence est typiquement de 24 MHz pic-pic pour le LCE, 36 MHz pic-pic pour la diode DBR, et 54 MHz pic-pic pour la diode Fabry-Perot. Ces valeurs élevées sont dues à l'élargissement par saturation de la transition pour que le pompage soit complet. Notons par ailleurs que les transitions pompantes sont plus larges que les transitions cyclantes dans les mêmes conditions, et que leur largeur dépend à la fois des caractéristiques du laser et de la géométrie de l'interaction et de la détection de la fluorescence [Dimarcq 92].

La bande passante de l'asservissement est typiquement de 2 kHz dans les conditions optimales de pompage. Nous verrons que les paramètres de l'asservissement constituent un élément critique pour la qualité du pompage.

A.III. L'interaction micro-onde (2^{ème} zone)

La cavité micro-onde est le cœur d'une horloge atomique, où la fréquence d'un oscillateur à quartz est comparée à la fréquence de la transition hyperfine des atomes.

Dans les horloges atomiques à jet thermique, la cavité micro-onde est une cavité de Ramsey à deux bras. La distance entre les bras est de 21 cm dans la cavité de Cs III, ce qui

conduit à une frange de Ramsey d'environ 500 Hz de large à mi-hauteur (voir Fig. 5.35). Les trous de passage du jet ont des sections rectangulaires de 4 mm sur 8 mm [Giordano].

La puissance micro-onde injectée dans la cavité à 9,192 GHz est réglée manuellement pour maximiser la probabilité de transition $|F = 3, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 4, m_F = 0\rangle$. Lorsque la cavité est accordée sur la résonance atomique, pour un atome de vitesse v_{at} , cette probabilité s'exprime par [Vanier]:

$$P_{Ramsey}(v_{at}) = \sin^2 \frac{bl}{v_{at}} \quad (5-1)$$

où $b = \mu_B B_{HF} / \hbar$ est la pulsation de Rabi

$$\mu_B = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ J/T}$$

B_{HF} est l'amplitude du champ magnétique hyperfréquence qui excite les atomes;

l est la longueur de chaque bras de la cavité.

La probabilité de Ramsey, liée au temps d'interaction des atomes avec le champ hyperfréquence dans la cavité, n'est pas la même pour toutes les classes de vitesse du jet, d'où le motif complexe de la frange de Ramsey (fig. 5.34). D'autre part, la forme et l'amplitude de la frange de Ramsey détectée après la cavité dépend de la façon dont s'effectue cette détection, selon que l'on excite les atomes par une transition pompante ou cyclante [Vanier].

A.IV. La zone de détection (3^{ème} zone)

La zone de détection est un point sensible des horloges atomiques à pompage optique, car c'est là qu'est récupérée l'information utile pour l'asservissement d'un oscillateur sur la fréquence de la transition hyperfine du césium. Il est essentiel d'avoir un signal intense et peu bruyant, ce que l'on évalue par le rapport signal-à-bruit au sommet de la frange de Ramsey.

Dans l'étude des atomes non-pompés que nous avons menée, les mêmes contraintes apparaissent : il nous faut détecter avec précision une faible proportion d'atomes restant sur le niveau $F=4$ après le pompage; le bruit propre de la détection doit être négligeable devant le bruit des atomes non-pompés que l'on souhaite mettre en évidence.

C'est pourquoi, dans les deux cas, la détection du signal d'horloge par l'intermédiaire de la transition cyclante $4-5'\sigma$, excitée par un laser fin spectralement, est une bonne solution, qui permet de bénéficier de signaux intenses et faiblement bruités (cf. §4.D.III).

A.IV.1. Le laser

a. Asservissement sur une raie d'absorption saturée différentielle

Le laser de détection est un laser en cavité étendue, de largeur de raie 115 kHz - mesurée par battement -, stabilisé sur la transition $4-5'$ d'un montage d'absorption saturée

différentielle annexe (§3.C.IV.). Les paramètres de réglage de l'asservissement sont relativement indépendants des contraintes de la détection, telles que l'intensité laser ou la longueur d'interaction, ce qui donne à cet asservissement une grande souplesse.

Pour les besoins de l'asservissement, le laser de détection est modulé en fréquence à $F_m = 100$ kHz par l'intermédiaire d'une modulation du courant d'alimentation de la diode. L'amplitude de la modulation de fréquence est choisie aussi faible que le permet la contrainte de solidité de l'asservissement, typiquement 2 MHz pic-pic. Cette valeur est nettement plus faible que les amplitudes de modulation des lasers de pompage, parce que la transition 4-5' sur laquelle le LCE est asservi est étroite, de l'ordre de 15 MHz de large (voir fig. 3.35).

L'asservissement corrige les fluctuations de fréquence du laser jusqu'à des fréquences d'environ 10 kHz, grâce à l'emploi d'un mélangeur qui remplace le détecteur synchrone commercial.

b. Le faisceau laser en zone d'interaction

Le faisceau laser issu du LCE est un faisceau gaussien, aux irrégularités inévitables d'intensité près, de largeur à $1/e^2$ égale à $2w = 7$ mm parallèlement à l'axe du jet, sur 3 mm. Le faisceau est diaphragmé dans les deux directions pour limiter la lumière parasite à l'intérieur du résonateur. La longueur d'interaction des atomes avec le laser est réduite à $L_d = 2$ mm.

L'intensité lumineuse du faisceau est atténuée, pour que le signal de fluorescence ne sature pas le photodétecteur. Elle est typiquement de 10 mW/cm².

A.IV.2. La détection optique de la fluorescence des atomes

La fluorescence des atomes dans la zone de détection est récupérée par une optique à miroirs, dont l'efficacité mesurée pour la transition 4-5' σ est $\gamma = 45\%$ [Hamel]. Précisons que cette mesure a été faite il y a à présent 10 ans, et que, depuis, les optiques se sont vraisemblablement dégradées (dépôt de césium,...), diminuant l'efficacité réelle du système de détection. La zone d'interaction est imagée sur une photodiode (Hamamatsu 1337-1010 BQ) de faible bruit et de grande sensibilité, traitée anti-reflet, de surface 100 mm². Son efficacité quantique est évaluée à $0,85$ électron/photon [Cérez 90], conduisant à une efficacité globale de collection/détection de la lumière de fluorescence $\rho = 38\%$. Le montage d'amplification électronique est identique à celui de la figure 5.5, avec $R' = 100$ M Ω .

Le bruit de fond de la photodiode de $2,5 \cdot 10^{-14}$ W/ $\sqrt{\text{Hz}}$. En sortie de l'électronique d'amplification, cela conduit à un palier de bruit en basses fréquences de $4 \cdot 10^{-6}$ V/ $\sqrt{\text{Hz}}$ (cf. fig. 5.9). Le spectre de bruit présente un maximum autour de 3 kHz, conséquence du bruit de tension de l'amplificateur opérationnel, et de la bande passante limitée du photodétecteur [Candelier].

B. Le bruit des atomes non-pompés : mise en évidence expérimentale

B.I. Principe de l'expérience

B.I.1. Montage expérimental

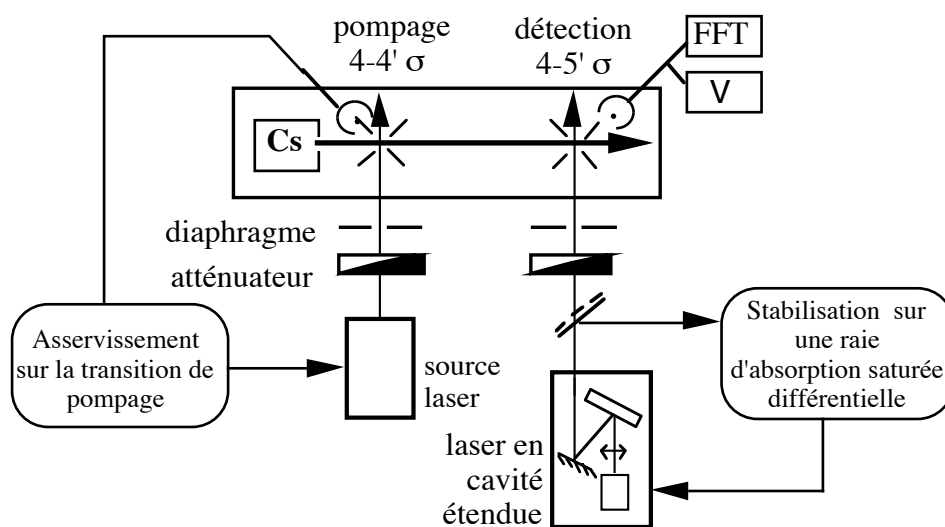


Fig. 5.6 : Montage expérimental pour l'étude du bruit des atomes non-pompés; la source laser au pompage est successivement une diode Fabry-Perot, une diode DBR et un laser en cavité étendue.

L'observation des atomes non-pompés est réalisée avec le résonateur atomique Cs III, dans des conditions analogues à celles utilisées dans les horloges atomiques à pompage optique réalisées au L.H.A.

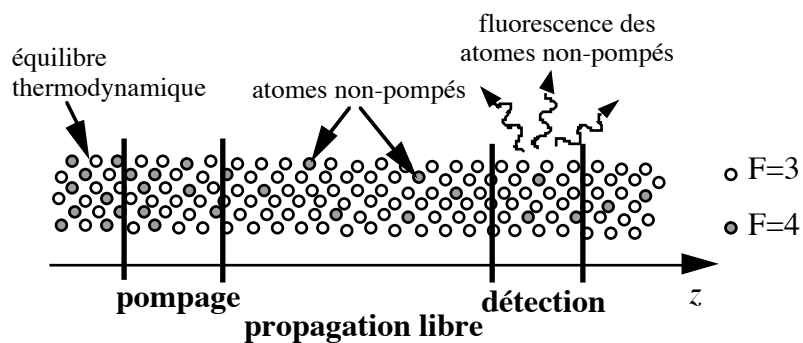


Fig. 5.7 : Propagation d'un jet atomique dans le résonateur : principe de l'observation des atomes non-pompés.

Les atomes non-pompés lors de leur première interaction avec la source laser se propagent dans le résonateur jusqu'à la zone de détection, dans laquelle ils interagissent avec la lumière laser émise par le LCE. La détection de la fluorescence de ces quelques atomes restés sur le niveau $F=4$ donne une information sur leur nombre moyen et ses fluctuations (fig. 5.8).

B.I.2. Détection des atomes non-pompés

a. Signal de fluorescence

Le signal mesuré en sortie du photodétecteur de la zone de détection est proportionnel à l'intensité de fluorescence moyenne $\langle I_{fluo} \rangle$ émise par l'ensemble des atomes présents sur le niveau $F=4$, et moyennée sur les fluctuations de phase du laser (éq. 4-56) :

$$V_{fluo} = qR\rho\langle I_{fluo} \rangle \quad (5-2)$$

$$R = 2R' = 200 \text{ M}\Omega \text{ et } \rho = 0,38.$$

En balayant la fréquence d'émission du laser de détection, on mesure :

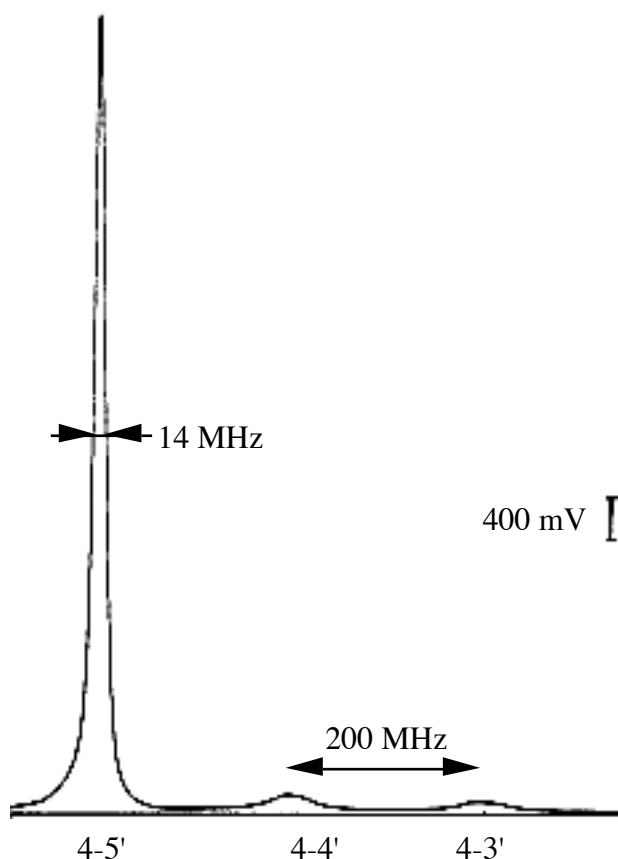


Fig. 5.8 : Spectre de fluorescence des raies atomiques $(^2S_{1/2}, F=4) \rightarrow (^2P_{3/2}, F=3,4,5)$ mesuré en zone de détection en l'absence de pompage; $I_L = 8 \text{ mW/cm}^2$; $L_d = 2 \text{ mm}$.

Le fait que les atomes émettent de la lumière tout au long de leur trajet dans le faisceau laser, contrairement à l'excitation par une transition pompante, conduit à des signaux de fluorescence élevés (fig. 5.8).

Si le pompage est complet, tous les atomes initialement sur le niveau $F = 4$ sont passés sur le niveau $F = 3$, et le signal détecté est nul, au fond de lumière parasite près* . Expérimentalement, $V_{min} \approx 10$ mV, soit un fond de l'ordre de 1‰ du signal maximal détecté.

En cas d'un pompage incomplet, nous détectons la fluorescence des atomes qui n'ont pas effectué la transition $F=4 \rightarrow F=3$ au pompage. Or, les atomes excités par une transition cyclante émettent un nombre de photons proportionnel à leur durée d'interaction avec le laser (éq. 4-52). Les atomes les plus rapides, ceux qui sont potentiellement moins efficacement pompés en première zone, participent donc moins au signal de détection que les atomes les plus lents.

En configuration d'horloge, cette sensibilité moindre aux atomes non-pompés est un avantage de la transition 4-5' en zone de détection. Dans nos expériences d'évaluation des atomes non-pompés, cela implique que nous n'avons pas accès directement au nombre moyen d'atomes sur le niveau $F=4$. Nous considérerons le flux équivalent d'atomes non-pompés $I_{at}^{F=4}$ émettant le signal de fluorescence détecté pendant le temps d'interaction moyen T_d des atomes avec le laser. En sortie du photodétecteur, on mesure :

$$\begin{aligned} V_{fluor} &= qR\rho \langle I(t_i \rightarrow \infty) \rangle I_{at} L_d \int_{v_{at}=0}^{\infty} \Pi_{F=4}(L_p/v_{at}) \frac{p(v_{at})}{v_{at}} dv_{at} \\ &= qR\rho \bar{\beta} I_{at}^{F=4} \end{aligned} \quad (5-3)$$

avec $\langle I(t_i \rightarrow \infty) \rangle$ l'intensité de fluorescence stationnaire émise par un système à deux niveaux;

$\bar{\beta}$ le nombre moyen de photons émis par atome;

I_{at} le flux moyen d'atomes présents sur $F=4$ en zone de détection en l'absence de pompage, soit $I_{at} = 56\% I_{total}$;

et $\Pi_{F=4}(v_i) = \sqrt{\rho_{ff}(v_i)}/\varphi$ la population moyenne du niveau $F=4$ (f dans le modèle à 3 niveaux, cf. §4.A) après un temps d'interaction t_i avec le laser

$I_{at}^{F=4}$ est un flux fictif, qui n'a pas de réalité dans le jet atomique, mais a pour but de simplifier les notations et la description des phénomènes. Il diffère du flux réel d'atomes non-pompés I_{at}^{NP} (éq. 4-22), du fait de la pondération en $1/v_{at}$ qui apparaît dans l'expression (5-3).

La détection par une transition pompante donnerait, à pompage complet, un signal proportionnel au flux réel d'atomes, car ils émettent en moyenne tous le même nombre de photons. Cependant, les signaux obtenus expérimentalement avec une telle transition sont peu intenses, et l'évaluation du nombre d'atomes non-pompés s'avérerait peu précise. C'est

* Le signal de fond détecté est dû au bruit propre du photodétecteur (N.E.P.), à la lumière ambiante partiellement détectée, à la lumière laser diffusée par les hublots,...

pourquoi nous avons préféré exciter les atomes en zone de détection par l'intermédiaire d'une transition cyclante, bien que l'interprétation des résultats soit plus délicate.

L'efficacité du pompage est évaluée en zone de détection par la mesure de $I_{at}^{F=4}$:

$$\frac{I_{at}^{F=4}}{I_{at}} = \frac{V - V_{min}}{V_{max} - V_{min}} \quad (5-4)$$

avec V le signal de détection des atomes non-pompés;

V_{min} le signal de fond hors résonance;

V_{max} le signal mesuré en l'absence de pompage.

b. Densité spectrale de bruit du signal de fluorescence

Expérimentalement, nous mesurons le spectre de bruit du signal de sortie du photodétecteur par l'intermédiaire d'un analyseur de spectre à transformée de Fourier rapide. Nous avons directement accès à la racine carrée de la densité spectrale de bruit $\sqrt{\mathfrak{S}_{\Delta V_{fluo}}(f)}$, et nous ne nous intéressons qu'à son palier basse fréquence.

Avec une transition cyclante et un laser de faible largeur de raie, la principale source de bruit intervenant dans la détection est le bruit du flux atomique, auquel participent les atomes non-pompés. La détection des atomes n'ajoute pas de bruit supplémentaire à celui que l'on souhaite mettre en évidence*.

i. Sans pompage : détection simple

En l'absence de pompage, le bruit de fluorescence des atomes est nettement supérieur au bruit propre du photodétecteur, de plusieurs ordres de grandeur, car la fluorescence de la zone d'interaction est élevée. On a alors (cf. éq. 4-57):

$$\begin{aligned} \sqrt{\mathfrak{S}_{\Delta V_{fluo}}^{bf}} &\cong 2qR\rho\bar{\beta}\sqrt{\frac{2}{\pi}I_{at}} \\ &= 2\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{V_{fluo}}{\sqrt{I_{at}}} \end{aligned} \quad (5-5)$$

Expérimentalement, le spectre de bruit en sortie du photodétecteur est plat, jusqu'à la résonance caractéristique du photodétecteur, à 3 kHz. On distingue quelques pics présents dans le spectre de bruit du signal d'erreur de l'asservissement du laser (fig. 5.9).

* Ce ne serait pas le cas avec une détection par transition pompante, pour laquelle les bruits de photons de l'émission de fluorescence et de partage de la détection ne sont en général pas négligeables devant le bruit de grenaille du jet.

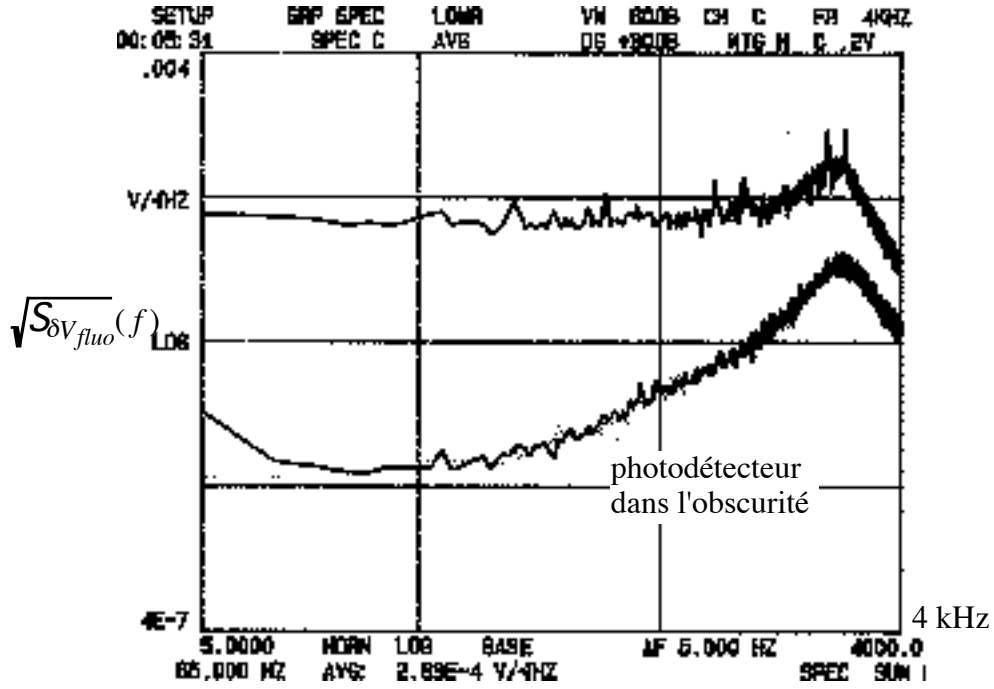


Fig. 5.9 : Densité spectrale des fluctuations de tension en sortie du photodétecteur en troisième zone; en haut, à résonance de la transition 4-5', sans pompage en première zone, $I_L = 8 \text{ mW/cm}^2$, $L_d = 2 \text{ mm}$; en bas, spectre de bruit du photodétecteur.

ii. Avec le pompage : bruit des atomes non-pompés

Lorsque l'on mesure la fluorescence des atomes non-pompés, on ne peut pas distinguer le bruit de grenaille, poissonien, $\mathfrak{S}_{\delta I_{at}}^{\text{gr}}$, du bruit supplémentaire des populations $\mathfrak{S}_{\delta \rho_{ff}}$. Le bruit du signal détecté est donné par (cf. 4-64) :

$$\sqrt{\mathfrak{S}_{\delta V_{fluo}}^{NP}} \cong \sqrt{q^2 R^2 \rho^2 \bar{\beta}^2 \mathfrak{S}_{\delta I_{at}}^{NP} + \mathfrak{S}_{\delta V_{fluo}}^{\text{fond}}} \quad (5-6)$$

Dans l'hypothèse d'un jet atomique homocinétique :

$$\mathfrak{S}_{\delta I_{at}} = 2\Pi_{F=4} (L_p / v_{at}) I_{at} + I_{at}^2 \mathfrak{S}_{\delta \rho_{ff}} \quad (5-7)$$

Le bruit de grenaille du jet est réduit dans le rapport des flux atomiques moyens sur $F=4$ par rapport à la mesure sans pompage, ce qui signifie simplement que le bruit de grenaille est moins élevé parce qu'il y a moins d'atomes qui interagissent avec le laser. Par contre, un bruit supplémentaire apparaît, qui traduit les fluctuations instantanées du nombre d'atomes sur $F=4$ en zone de détection, à cause d'un pompage incomplet en première zone.

Définissons B , bruit mesuré en zone de détection normalisé par le bruit en l'absence de pompage :

$$B = \frac{\mathfrak{S}_{\delta V_{fluo}}^{NP} - \mathfrak{S}_{\delta V_{min}}}{\mathfrak{S}_{\delta V_{fluo}} - \mathfrak{S}_{\delta V_{min}}} \quad (5-8)$$

Considérant toujours un jet homocinétique, le facteur $4/\pi$ n'apparaît plus dans l'expression du bruit de grenaille du jet, et l'on peut écrire :

$$B = \frac{I_{at}^{F=4}}{I_{at}} + \frac{I_{at}}{2} S_{\delta\rho_{ff}} \quad (5-9)$$

B permet de mesurer directement le bruit de la population du niveau $F=4$, par rapport au bruit de grenaille correspondant au flux d'atomes non-pompés. Il est analogue au terme b défini en (4-45), mais s'exprime ici à partir des résultats expérimentaux.

B.I.3. Mélange des classe de vitesses : filtrage par transit

a. Propagation entre les zones d'interaction

Dans notre expérience, la qualité du pompage, réalisé dans la première zone d'interaction des atomes avec la lumière, est évaluée dans la zone de détection, soit quelques 45 cm plus loin. Le transit des atomes sur cette distance conduit à un filtrage passe-bas des fluctuations du nombre d'atomes entre les zones, à cause du mélange des atomes de vitesses différentes observés au même instant en détection.

En effet, l'interrogation des atomes à l'instant t en zone de détection donne une information sur les atomes présents à $t-L/v_{at}$ en zone de pompage, d'où un "brouillage" de l'information du fait de la distribution des vitesses v_{at} dans le jet.

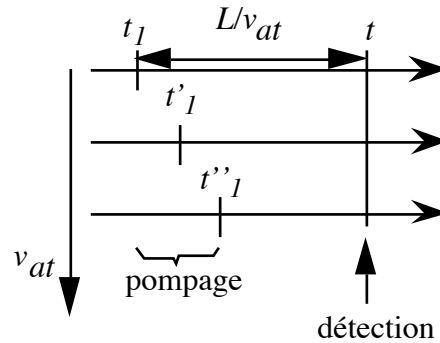


Fig. 5.10: La détection des atomes à l'instant t englobe toutes les classes de vitesses, présentes à des instants t_1 différents en zone de pompage. D'où un moyennage des fluctuations temporelles du pompage, avec une constante de temps proportionnelle à la longueur du trajet entre les zones.

Imaginons une modulation sinusoïdale du flux atomique en zone de pompage, à la fréquence de Fourier F_m , à l'instant t_1 :

$$dI_m(t_1) = I_{at} P(v_{at}) \varepsilon_m \cos(2\pi F_m t_1) dv_{at} \quad (5-10)$$

En zone de détection, à l'instant t , la modulation du nombre d'atomes de vitesse v_{at} est :

$$dI_m(t) = I_{at} p(v_{at}) \varepsilon_m \cos 2\pi F_m \left(t - \frac{L}{v_{at}} \right) dv_{at} \quad (5-11)$$

Intégrant sur toutes les vitesses du jet, les fluctuations du nombre total d'atomes présents en zone de détection à l'instant t s'écrivent :

$$I_m(t) = 2I_{at} \varepsilon_m \left[I(2\pi F_m \frac{L}{\alpha}) \cos(2\pi F_m t) + K(2\pi F_m \frac{L}{\alpha}) \sin(2\pi F_m t) \right] \quad (5-12)$$

où l'on a utilisé les notations [Ramsey] :

$$I(x) = \int_0^{\infty} y^3 e^{-y^2} \cos \frac{x}{y} dy$$

$$K(x) = \int_0^{\infty} y^3 e^{-y^2} \sin \frac{x}{y} dy$$

La fonction de transfert théorique correspondante présente une fréquence de coupure basse à -3 dB $F_c \approx 0,41 \alpha/L$, soit $F_c \approx 200$ Hz pour $L = 45$ cm et $\alpha = 213$ m.s⁻¹.

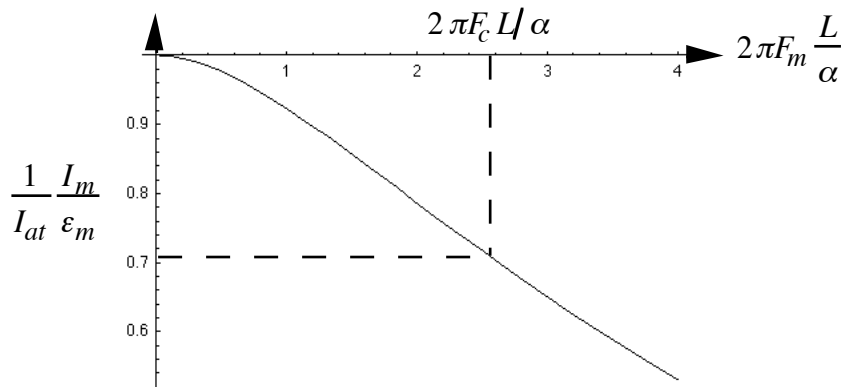


Fig. 5.11 : Fonction de transfert théorique de la propagation des atomes dans le résonateur

Ce filtrage passe-bas a pour conséquence que les fluctuations du nombre d'atomes à des fréquences supérieures à F_c ne sont pas observables en détection. Seules les fluctuations basses fréquences du laser de pompage sont transmises par le jet. C'est pourquoi, dans tout ce chapitre, nous ne nous intéressons qu'aux paliers basses fréquences du bruit en zone de détection.

Les spectres de bruit expérimentaux en zone de détection lorsque le pompage n'est pas complet mettent nettement en évidence ce filtrage par transit. La fréquence de coupure mesurée expérimentalement semble être d'environ 400 Hz (fig. 5.12). Elle est plus élevée que ne le prévoit l'étude théorique simplifiée précédente, car, expérimentalement, nous ne réalisons pas une modulation d'intensité de toutes les classes de vitesses, seuls les atomes les plus rapides participent au bruit mesuré en détection.

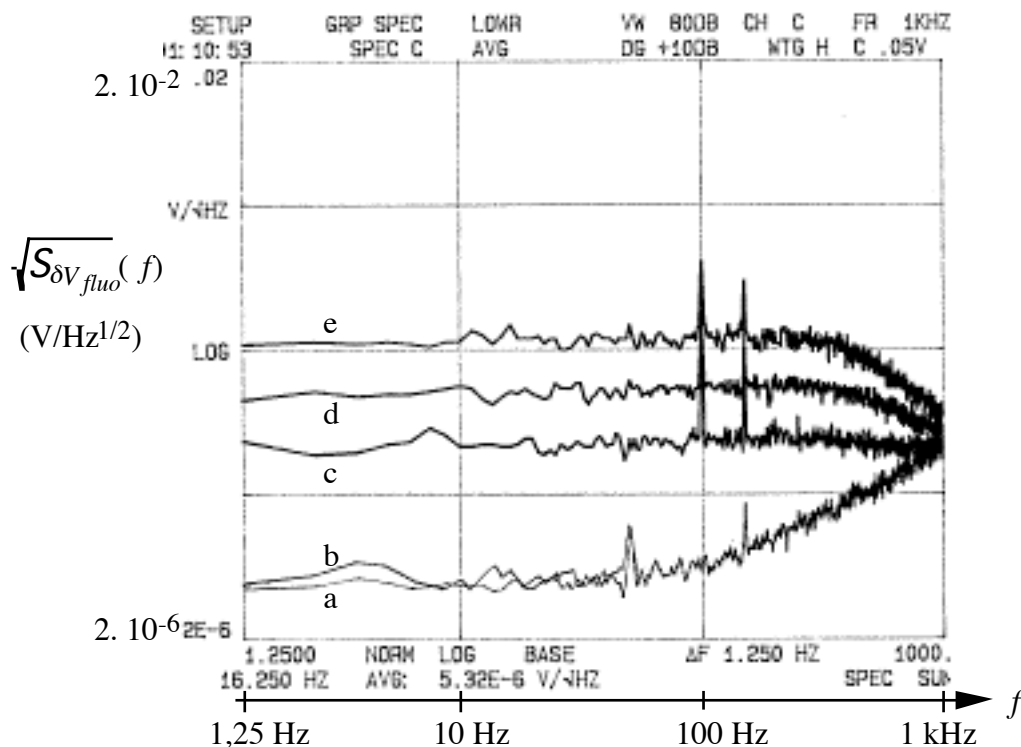


Fig. 5.12 : Spectre de bruit expérimental en sortie du photodétecteur de la zone de détection en présence d'atomes non-pompés; a : photodétecteur seul; b : pompage complet; c : 2 ‰ d'atomes non-pompés; d : 4 ‰; e : 1 ‰

b. Propagation dans la zone de détection

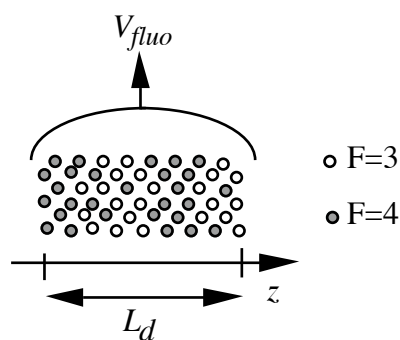


Fig. 5.13: Le signal de fluorescence mesuré englobe l'ensemble de la zone de détection; il ne distinguerait pas ici la modulation spatiale du nombre d'atomes, mais seulement sa valeur moyenne.

La détection des atomes en troisième zone s'effectue sur une distance de quelques millimètres, qui conduit elle-aussi à un moyennage des fluctuations du jet. À un instant donné, on détecte la fluorescence émise par l'ensemble de la zone d'interaction, sans distinction possible entre les différentes positions des atomes. Cela conduit à une première

fréquence de coupure haute des fluctuations de populations d'un jet monocinétique (cf. fig. 5.12), typiquement $F < v_{at}/L_d \cong 100$ kHz.

À cela s'ajoute, plus restrictive encore, une coupure des hautes fréquences due au mélange des vitesses sur la longueur de l'interaction, de manière analogue au paragraphe précédent : avec $L_d = 2$ mm, $F_c \cong 45$ kHz. En pratique, ce n'est pas elle qui nous limite dans l'observation des atomes non-pompés.

B.II. Influence des paramètres de détection sur les signaux mesurés

Le signal de fluorescence détecté en sortie du photodétecteur dépend des caractéristiques du laser (intensité lumineuse, forme du faisceau, largeur de raie,...), mais aussi de la géométrie de la zone de détection (longueur d'interaction, efficacité de collection,...).

B.II.1. Intensité laser en zone de détection

Dans le cas d'une transition cyclante, le signal à résonance évolue avec l'intensité du laser suivant une loi de saturation (éq. 4-53), qui se retrouve aussi pour le bruit mesuré.

Le rapport signal-à-bruit avec lequel les atomes sont détectés est donc sensiblement indépendant de l'intensité laser, pour peu que celle-ci soit assez élevée pour que le bruit propre du photodétecteur soit négligeable devant le bruit de détection :

$$\begin{aligned} S/B_{detection} &= \frac{V_{fluo}}{\sqrt{S_{\Delta V_{fluo}}^{bf}}} \\ &\cong \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \sqrt{I_{at}} \end{aligned} \quad (5-13)$$

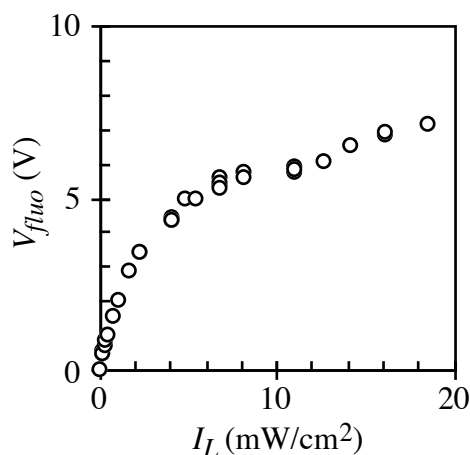


Fig. 5.14 : Variation du signal détecté sur la transition cyclante 4-5' en fonction de l'intensité laser moyenne en zone d'interaction; $L_d = 2$ mm, $\Delta F = 1$ MHz, $T = 90^\circ\text{C}$.

Notons que la valeur relativement faible du signal-à-bruit mesuré (fig. 5.15), en comparaison des prévisions théoriques, est vraisemblablement due à la baisse du flux atomique lors de nos mesures, ainsi qu'à la mauvaise qualité de la collection de la fluorescence, dégradée par rapport aux mesures de A. Hamel en 1989 [Hamel]. D'après (5-13), la saturation du signal-à-bruit correspond à un flux atomique de $3 \cdot 10^9$ atomes/s, soit cinq fois moins que ce que l'on a dans les conditions normales sur le niveau $F=4$ avec ce résonateur à $T = 90^\circ\text{C}$.

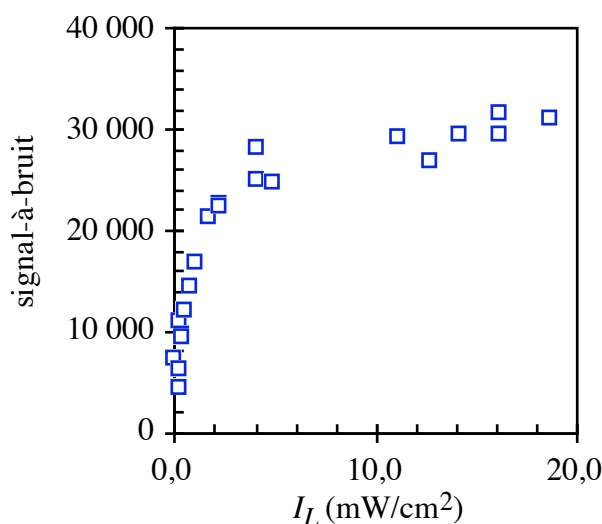


Fig. 5.15 : Rapport signal-à-bruit en zone de détection en l'absence de pompage, en fonction de l'intensité laser; mêmes conditions que fig. 5.14.

Par ailleurs, en accord avec l'expression (5-3), le niveau du signal détecté augmente avec la longueur d'interaction L_d . Cette dernière est toutefois limitée à 5 mm par les dimensions géométriques des optiques de collection. Enfin, une augmentation trop importante de L_d conduit à un fond de lumière parasite élevé, c'est pourquoi nous nous imposons $L_d = 2$ mm pour cette étude, et de façon plus générale dans les montages d'horloge.

B.II.2. Modulation de fréquence

La modulation de fréquence du laser de détection est nécessaire à son asservissement au sommet de la transition 4-5', sur une cellule de césium annexe. Celle-ci étant réalisée par modulation du courant d'alimentation de la diode laser, elle se répercute sur l'excitation des atomes du jet.

La modulation de fréquence du laser effectue un balayage de la fréquence moyenne du laser autour de la résonance atomique, à la fréquence $F_m = 100$ kHz. F_m est assez faible devant la largeur naturelle de la transition atomique pour que la fluorescence des atomes suive la modulation du laser (cf. §4.D.I.). Le signal mesuré en sortie du photodétecteur est la valeur moyenne de la fluorescence des atomes, car sa bande passante n'est que de 3 kHz. Le signal de fluorescence V_{flu} diminue donc avec la profondeur de

modulation ΔF . Si la modulation de fréquence est sinusoïdale, le signal moyen détecté est, d'après l'équation (4-53) :

$$V_{fluor} = F_m \int_{t=0}^{1/F_m} \frac{V_{fluor}^0}{1 + \frac{\Delta_m(t)^2}{\Delta_0^2}} dt \quad (5-14)$$

$$= \frac{\Delta_0}{\sqrt{\Delta_0^2 + \Delta F^2}} V_{fluor}^0$$

avec $\Delta_m(t) = \Delta F \cos(2\pi F_m t)$

$\Delta_0 = (\Gamma + \gamma_L) \sqrt{1 + s_0} / 2$ la demi-largeur à mi-hauteur de la raie de fluorescence,

V_{fluor}^0 le signal à résonance en statique.

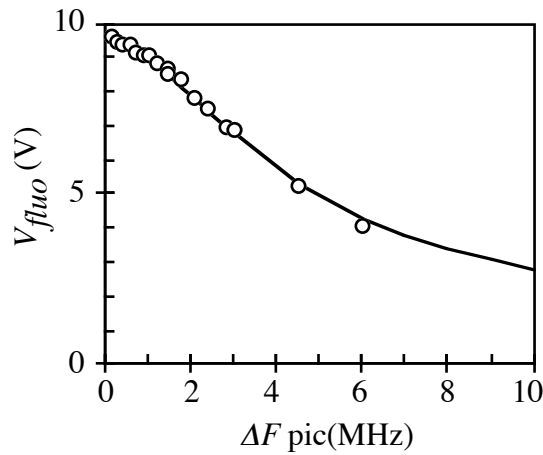


Fig. 5.16 : Diminution du signal de fluorescence détecté sur la transition 4-5' avec la profondeur de la modulation de fréquence du laser d'excitation, et approximation théorique avec $\Delta_0 = 3$ MHz d'après (5-14); $I_L = 17$ mW/cm², $L_d = 2$ mm..

À cause de la faible largeur de la raie de fluorescence 4-5' excitée sur le jet (fig. 5.8), dans les conditions expérimentales choisies, le signal diminue rapidement avec une augmentation de la profondeur de modulation.

D'autre part, ΔF est un paramètre critique pour l'asservissement du laser, qui modifie directement la pente du discriminateur de fréquence, et donc le gain de l'asservissement (cf. §3.C.IV). Par conséquent, l'augmentation de ΔF s'accompagne d'une réduction importante du niveau de bruit détecté, grâce à une meilleure correction des fluctuations de fréquence du laser. C'est pourquoi le signal-à-bruit augmente très nettement avec la profondeur de modulation, jusqu'à atteindre un palier, qui se situe ici vers +/-2 MHz (fig. 5.17). Cette valeur dépend de la largeur de la raie d'absorption saturée sur laquelle le laser est asservi. Il est possible de compenser en partie la diminution de la pente du signal d'erreur provoquée par une réduction de ΔF en changeant le gain de l'intégrateur dans l'asservissement, ou la sensibilité de la détection synchrone, mais il apparaît

expérimentalement qu'en deçà d'une certaine profondeur de modulation, le signal modulé ne se détache pas assez du bruit de mesure pour permettre un asservissement satisfaisant, quelque soit le gain choisi.

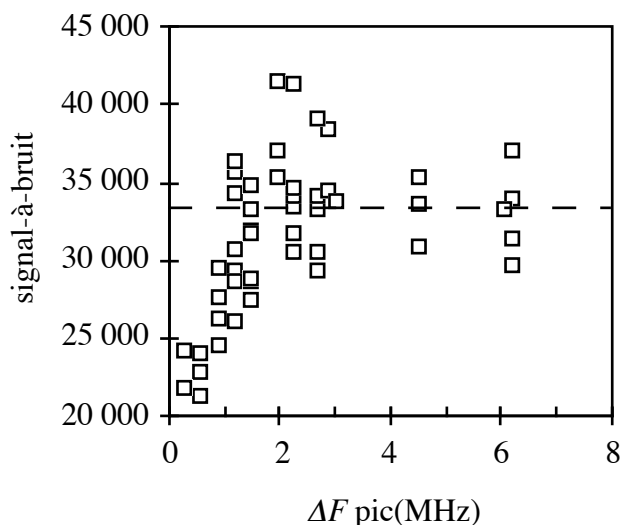


Fig. 5.17: Évolution du signal-à-bruit détecté en fonction de la profondeur de la modulation de fréquence du LCE d'excitation; les variations importantes des mesures à même ΔF sont dues à des réglages différents de l'asservissement pour compenser l'effet de la modulation sur le gain; paramètres comme fig. 5.16

L'amplitude de la modulation de fréquence du laser de détection doit donc être suffisante pour permettre un asservissement correct du laser. Il n'est pas utile de moduler plus que nécessaire, car le bruit de fréquence du laser est alors transformé de manière linéaire en bruit d'intensité de la fluorescence des atomes, ce qui augmente le bruit du signal détecté. Cela n'est pas visible sur les résultats de la fig. 5.17 car le LCE a un bruit de fréquence faible.

B.II.3. Asservissement du laser de détection

L'excitation des atomes par l'intermédiaire d'une transition cyclante rend le signal de fluorescence extrêmement sensible au bruit de fréquence du laser, et en particulier aux paramètres de réglages de l'asservissement. C'est ce qui explique l'évolution du niveau de bruit avec la profondeur de modulation, et plus généralement avec le gain de l'asservissement du laser.

Dans le domaine des basses fréquences qui nous intéresse, la principale contribution aux corrections des fluctuations de fréquence du laser est apportée par le premier intégrateur du montage (fig. 3.38), en ne prenant en compte, pour simplifier, que la boucle d'asservissement sur le courant de la diode. La densité spectrale des fluctuations de fréquence du laser asservi $\mathcal{S}_{\delta\nu_{l.a.}}$ s'écrit alors :

$$\mathcal{S}_{\delta\nu_{l.a.}}(f) \cong \left(\frac{f}{k_{G1}f_1} \right)^2 \mathcal{S}_{\delta\nu_{l.l.}}(f) \quad (5-15)$$

avec k_G le gain en boucle ouverte de l'asservissement en basses fréquences,
 $f_l = (2\pi RC)^{-1}$
 et $\mathcal{S}_{\delta\nu_{l,l}}$, la densité spectrale des fluctuations de fréquence du laser libre.

La correction basse fréquence des fluctuations de fréquence du laser est d'autant meilleure que le produit $k_G|f_l|$ augmente. La diminution maximale des fluctuations de fréquence du laser est limitée par la résonance de l'asservissement, qui se situe vers 8 kHz dans nos expériences. Cela impose un gain maximal, au-delà duquel la réduction du bruit en basses fréquences s'accompagne d'une augmentation de ses composantes aux fréquences supérieures. Dans les conditions optimales d'asservissement, la fréquence de coupure de l'asservissement est d'environ 4 kHz (fig. 5.18).

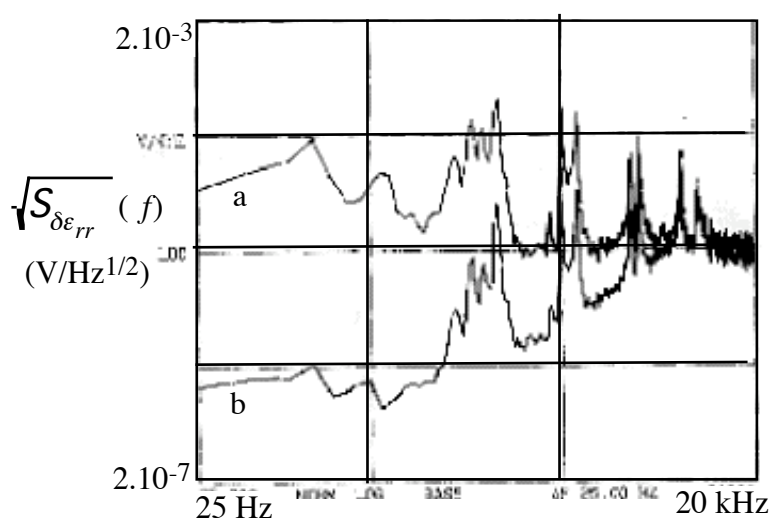


Fig. 5.18 : Densité spectrale des fluctuations du signal d'erreur de l'asservissement du LCE ; a : gain minimum; b : gain optimal; les nombreux pics de bruit sont les résonances du PZT et de la cavité externe.

Les fluctuations de fréquence du laser sont transformées de manière non linéaire en fluctuations d'intensité de fluorescence des atomes, car le laser est accordé sur le sommet de la résonance atomique. Il existe une faible composante des fluctuations de la fluorescence proportionnelle aux fluctuations de fréquence, du fait de la modulation de fréquence du laser de part et d'autre de la résonance. Expérimentalement, les variations de $\sqrt{\mathcal{S}_{\delta V_{fluo}}(f)}$ restent toujours du même ordre de grandeur, car elles sont dominées par le bruit de grenaille du jet. La diminution du bruit détecté avec l'amélioration de la correction des fluctuations basses fréquences du laser est cependant sensible, jusqu'à une augmentation rapide due à la proximité de la résonance de l'asservissement.

Les fluctuations de fluorescence associées au bruit de fréquence du laser ont été exprimées dans le cas où le laser présente un bruit blanc de fréquence [Dimarcq 92], ce qui n'est visiblement pas le cas du laser asservi dans le domaine des basses fréquences. Une

expression adaptée au spectre réel des fluctuations de fréquence du laser est toutefois complexe, et sort du cadre de ce travail.

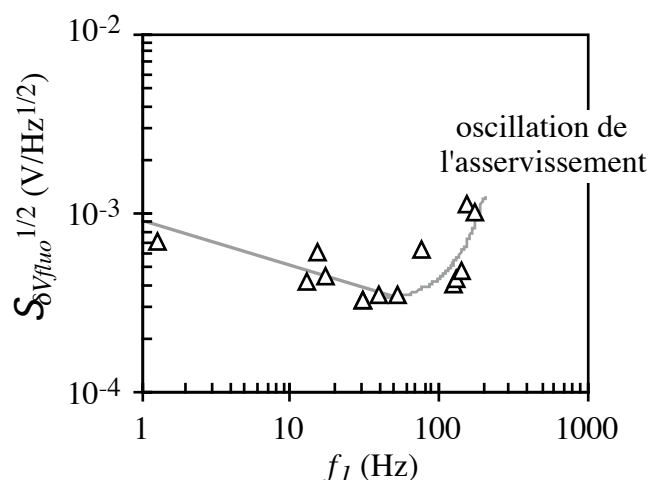


Fig. 5.19 : Évolution du niveau de bruit détecté en fonction de la fréquence de coupure de l'intégrateur de l'asservissement du laser de détection sur la transition 4-5'; $\Delta F = 1,2$ MHz pic, $I_L = 17$ mW/cm², $L_d = 2$ mm.

Le signal de fluorescence mesuré en zone de détection est donc très sensible aux fluctuations de fréquence du laser qui illumine les atomes, particulièrement lorsque la transition excitée est une cyclante comme ici, mais nous l'avons aussi observé avec une transition pompante à pompage incomplet. Le bruit de fréquence du laser est perçu par les atomes comme un balayage aléatoire de faible amplitude de leur raie de résonance. En l'occurrence, cela n'affecte pas la valeur moyenne du signal détecté, inchangée quelque soit f_I , mais ses fluctuations.

Le réglage des paramètres d'asservissement du LCE de détection - modulation, gain - sont particulièrement critiques. Nous nous placerons par la suite dans des conditions optimisées pour ne pas augmenter artificiellement le niveau de bruit du signal détecté.

B.III. Évaluation des atomes non-pompés

Nous nous intéressons à présent à l'étude du pompage optique, en première zone d'interaction, en fonction des caractéristiques de l'interaction des atomes avec le laser de pompage. Nous mesurons en zone de détection le flux équivalent d'atomes non-pompés $I_{at}^{F=4}$, et le bruit qui lui est associé $\sqrt{S_{\delta V_{fluor}}}$ ($f \approx 100$ Hz). Rappelons que les atomes sont pompés par l'intermédiaire de la transition 4-4' σ du niveau F=4 vers le niveau F=3, et que la détection des atomes s'effectue par la transition cyclante 4-5' σ excitée par un LCE.

B.III.1. Intensité laser au pompage

L'intensité laser avec laquelle les atomes sont excités est un facteur essentiel de l'évolution des populations atomiques : une intensité laser faible ralentit le pompage des

atomes vers le niveau $F=3$, et donc augmente la proportion d'atomes non-pompés. C'est ce que l'on observe expérimentalement sur la courbe fig. 5.20. Au-delà d'une intensité supérieure à 10 mW/cm^2 en zone de pompage, il n'est plus possible de détecter d'atomes restants sur le niveau $F=4$.

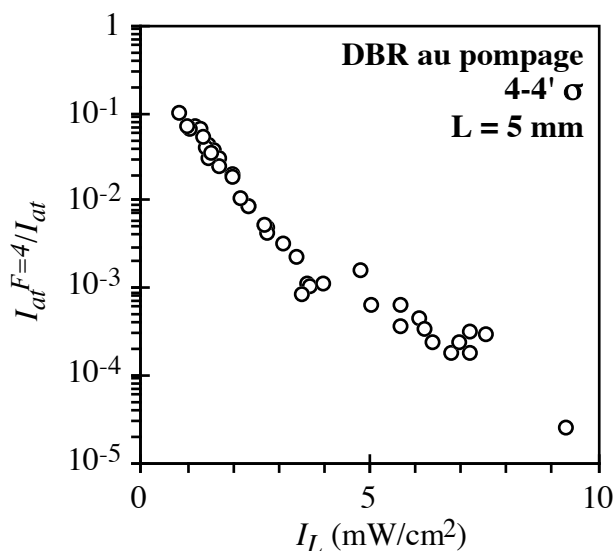


Fig. 5.20 : Augmentation du flux d'atomes non-pompés en zone de détection avec la diminution de l'intensité laser au pompage; détection par un LCE accordé sur $4-5'\sigma$.

Bien que leurs évolutions soient comparables, les proportions d'atomes non-pompés sont supérieures à celles prévues théoriquement (cf. fig.4.13). Cela peut s'expliquer par le fait que le faisceau laser est gaussien : l'intensité laser est à peu près constante suivant l'axe du jet grâce au diaphragme qui écrête le faisceau, mais dans la direction perpendiculaire au jet, l'intensité laser varie rapidement (fig. 5.3) : les atomes se propageant loin de l'axe du résonateur voient un faisceau peu intense. Ce sont vraisemblablement ces atomes que nous détectons. D'autre part, le modèle théorique suppose que le bruit de fréquence du laser est blanc, ce qui n'est pas le cas expérimentalement. Le bruit en basse fréquence du laser, particulièrement important malgré l'asservissement, est perçu comme une modulation supplémentaire -mais aléatoire- par les atomes, qui dégrade l'efficacité du pompage de façon analogue à l'augmentation de ΔF .

La diminution de l'efficacité du pompage s'accompagne d'une augmentation du bruit mesuré en détection (fig. 5.21 et 5.22). Le signal de détection est extrêmement sensible aux atomes non-pompés, puisque l'on détecte une augmentation sensible du bruit à partir de quelques $0,1\%$ atomes non-pompés.

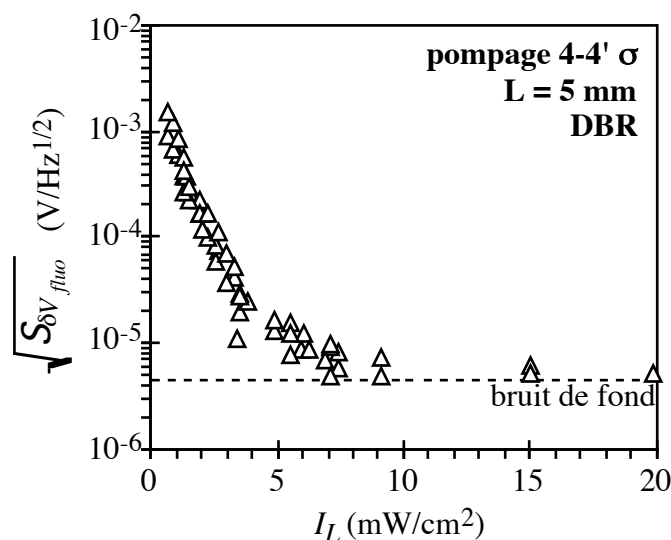


Fig. 5.21 : Variation du bruit mesuré en détection, vers 20 Hz, en fonction de l'intensité laser au pompage; détection par un LCE accordé sur 4-5' σ .

Il est à remarquer que la réduction de l'intensité laser ne modifie que le nombre d'atomes non-pompés, mais pas le bruit de fréquence du laser, dont nous avons dit l'importance pour les fluctuations des populations atomiques. Ceci a été vérifié à partir du spectre de bruit du signal d'erreur, qui n'évoluait pas sensiblement pendant toutes mes mesures.

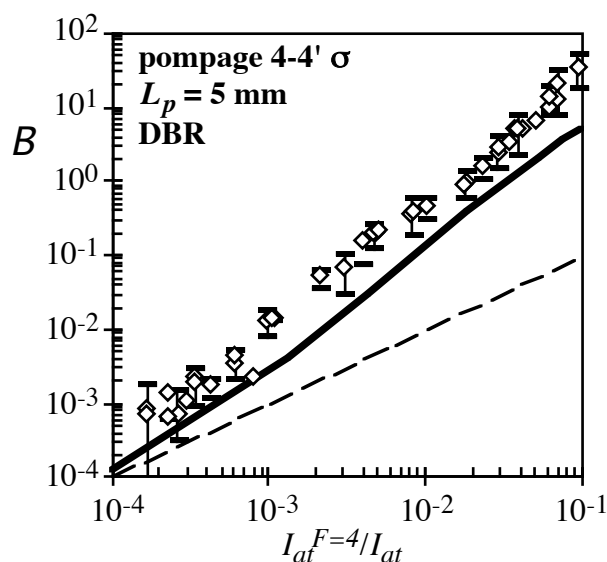


Fig. 5.22 : Mesures expérimentales de la densité spectrale des fluctuations du signal en zone de détection en fonction de l'efficacité du pompage en première zone; en tirets, niveau de bruit correspondant au bruit de grenaille des atomes non-pompés, en gras, évolution théorique pour $\Delta\nu_L = 5$ MHz et $I_{at} = 1,3 \cdot 10^{10}$ at/s (= 56% I_{total} à $T = 90^\circ\text{C}$).

Les résultats présentés en figure (5.22) confirment que le bruit de fluorescence des atomes non-pompés $\mathfrak{S}_{\delta V_{fluo}}(f)$ est très nettement supérieur au simple bruit de grenaille des atomes détectés, proportionnel à $I_{at}^{F=4}/I_{at}$. Cela vérifie expérimentalement la prépondérance des fluctuations de population $\mathfrak{S}_{\delta \rho_{ff}}(J)$ par rapport aux fluctuations poissonniennes du jet atomique.

La mesure de B avec la proportion d'atomes non-pompés semble en bon accord avec les prévisions théoriques. Il s'agit tout de même de rester prudent, car nous avons déjà signalé la mauvaise connaissance du flux atomique réel lors de nos mesures, qui joue directement sur le niveau de la courbe théorique. D'autre part, le modèle que nous avons exploité suppose que le jet est homocinétique. Cependant, une modification de I_{at} dans des proportions raisonnables décale au plus d'un ordre de grandeur la courbe théorique, qui garde la même pente. Malgré l'incertitude sur la valeur exacte du flux atomique, la comparaison de l'expérience avec la théorie est très satisfaisante. Nous pouvons en conclure que les approximations faites pour évaluer numériquement les fluctuations des populations atomiques ne faussent pas significativement le résultat.

Le laser de pompage étant asservi à partir du signal de fluorescence de la zone de pompage, il n'a pas été possible de dépasser expérimentalement une proportion d'atomes non-pompés de 20%; cela ne permet pas de mettre en évidence la diminution du bruit prévue théoriquement au-delà de 50% d'atomes restants sur $F=4$.

Enfin, les incertitudes importantes sur la mesure du bruit sont dues à leur extrême sensibilité aux conditions expérimentales, et à la difficulté d'une mesure absolue de la densité spectrale de bruit, aux niveaux considérés. Nous évaluons l'erreur sur la mesure de $\sqrt{\mathfrak{S}_{\delta V_{fluo}}}$ à 30 %, et atteignant 50 % aux niveaux de bruit les plus élevés. La mesure du flux atomique équivalent d'atomes non-pompés est par contre nettement plus précise, nous estimons pouvoir atteindre une incertitude relative de 2 %. Cette erreur augmente un peu quand la proportion d'atomes non-pompés est forte, du fait du bruit important qui les accompagne, et qui se fait directement ressentir sur cette mesure.

B.III.2. Longueur d'interaction au pompage

La longueur d'interaction des atomes avec le laser de pompage modifie directement le temps moyen de transit des atomes dans le faisceau laser, c'est-à-dire que le pompage est interrompu plus ou moins tôt. Contrairement à la réduction de l'intensité laser, ou la modulation de fréquence de pompage, les évolutions des variables atomiques ne sont pas ralenties.

Une longueur d'interaction faible, due par exemple à la taille réduite du faisceau laser, ou limitée par la géométrie du résonateur, doit être compensée par une augmentation de l'intensité laser d'excitation pour assurer l'efficacité complète du pompage.

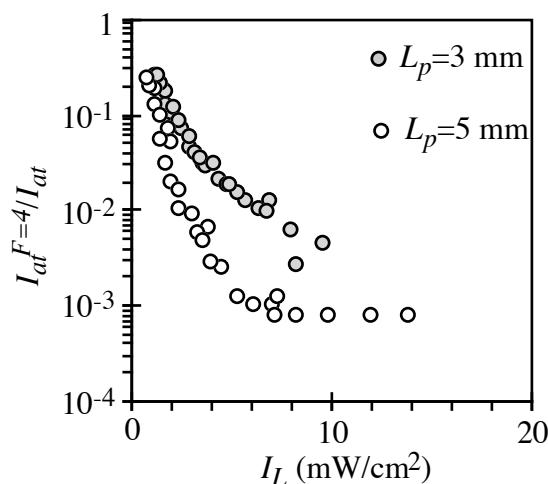


Fig. 5.23 : Comparaison des évolutions du pourcentage d'atomes non-pompés avec I_L selon la longueur d'interaction L au pompage; pompage : DBR, $4-4'$ σ ; détection : LCE, $4-5'$ σ .

B.III.3. Effet Hanle non linéaire : influence du champ magnétique statique

Les premières mises en évidence expérimentales de l'extra-bruit des atomes non-pompés ont été réalisées au L.H.A. lorsque le pompage optique était effectué en champ magnétique peu intense [Giordano 91]. En effet, dans ces conditions, les sous-niveaux Zeeman ne sont pas très éloignés les uns des autres, et le pompage optique crée des cohérences entre ces sous-niveaux, qui ralentissent considérablement la préparation atomique [Théobald]. L'effet principal en est une augmentation importante du bruit en zone de détection, de façon totalement analogue à celle présentée ici avec une intensité laser insuffisante. Les mesures ont montré qu'un champ magnétique supérieur à $3 \cdot 10^{-5}$ T * est suffisant pour ne pas freiner le pompage. Cela conduit à la réalisation de résonateurs atomiques à trois zones de champ distinctes [Giordano 91], car l'interaction micro-onde doit être réalisée en champ magnétique statique faible pour ne pas dégrader l'exactitude de l'horloge.

Lors de mes mesures, au pompage comme en détection, le champ magnétique ambiant est d'environ $5 \cdot 10^{-5}$ T, ce qui est théoriquement suffisant pour s'affranchir de cet effet.

B.III.4. Modulation de fréquence

Contrairement à l'effet de l'intensité laser, la modulation de fréquence n'influe pas seulement sur le flux moyen d'atomes non-pompés, mais aussi sur le bruit de fréquence du laser de pompage, par l'intermédiaire de la pente du signal d'erreur (cf. §5.B.II.3.) On s'attend donc à ce que la modulation ait un double rôle sur le niveau de l'extra-bruit des atomes non-pompés.

* soit 300 mG

La modulation de fréquence du laser de pompage nécessaire à son asservissement a en général une amplitude assez importante, car la transition $4-4\sigma$ est très élargie par saturation, pour assurer un pompage aussi efficace que possible. Ce ne serait pas le cas si le laser était asservi indépendamment du jet atomique sur une cellule de césium, à la manière du LCE de détection, mais cette configuration n'est pas celle choisie en pratique dans les horloges à finalités industrielles que nous réalisons au L.H.A., dans un souci évident de compacité et de simplicité. C'est donc dans ces conditions que j'ai étudié l'influence de la modulation du laser sur le pompage optique.

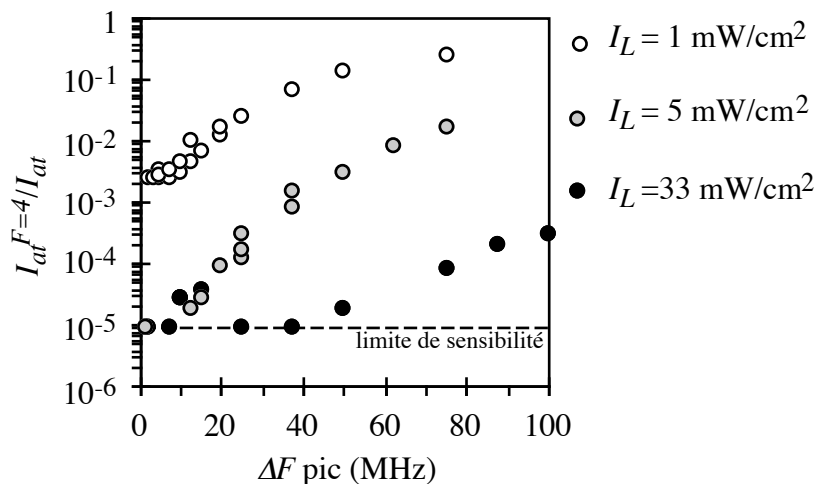


Fig. 5.24 : Proportion d'atomes non-pompés détectés en fonction de l'amplitude de modulation de fréquence du laser de pompage, pour trois intensités laser différentes au pompage; diode DBR, $L_p = 5$ mm; en tirets, limite de sensibilité de la mesure.

Aux faibles amplitudes de modulation, le pompage est très efficace, puisque le laser est toujours proche de la résonance (fig. 5.24). Par contre, l'asservissement du laser est plus délicat à réaliser, et, en pratique, le bruit de fréquence du laser est important. Même quand le pompage est quasi total, ce bruit de fréquence du laser de pompage se répercute sur les fluctuations de la fluorescence en détection, par l'intermédiaire des quelques atomes restants sur $F=4$. Cela conduit à l'augmentation importante du bruit observée aux faibles amplitudes de modulation (fig. 5.25). Remarquons que c'est là un pur effet du bruit de fréquence du laser de pompage transmis aux atomes non-pompés, et non une augmentation de leur nombre.

Aux fortes profondeurs de modulation, par contre, le flux moyen d'atomes non-pompés augmente, plus ou moins selon l'intensité laser. En effet, lors de leur trajet dans le faisceau de pompage, les atomes voient la fréquence du laser très désaccordée de la résonance atomique, ce qui réduit l'efficacité du pompage (fig. 5.24). D'autre part, l'asservissement du laser n'est à nouveau plus optimal, car le discriminateur de fréquence - donc le gain de l'asservissement - diminue au delà de $\Delta F = 15$ MHz (fig. 5.26). Enfin, le bruit de fréquence du laser, quand ΔF augmente, est transmis linéairement aux atomes par l'effet de

discriminateur de la raie atomique. Tous ces effets cumulés expliquent la hausse du bruit mesuré en détection aux profondeurs de modulations supérieures à 15 MHz.

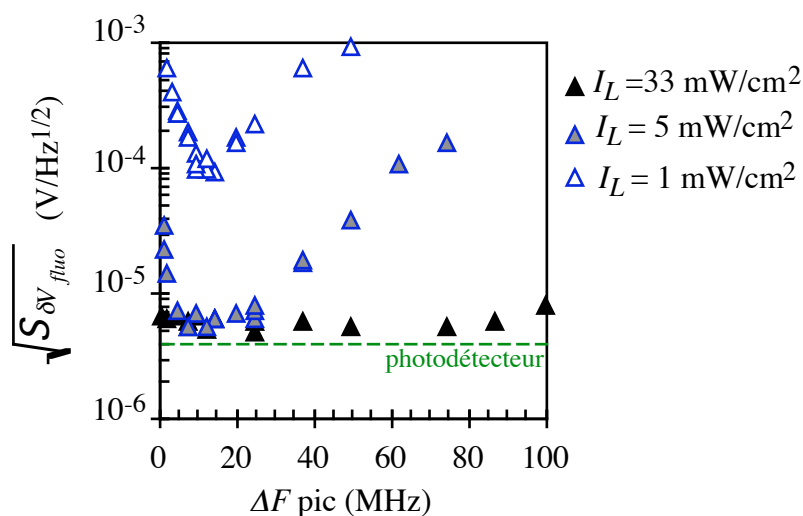


Fig. 5.25 : Densité spectrale de bruit mesurée en détection, en basses fréquences, en fonction de la profondeur de modulation; pompage comme en fig. 5.24.

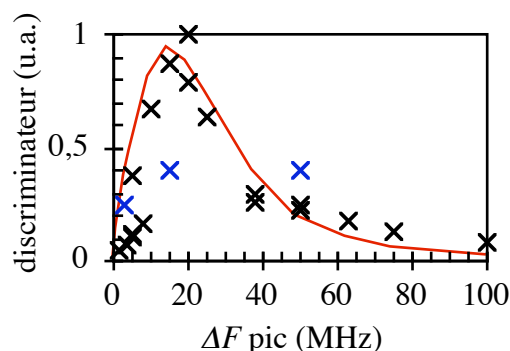


Fig. 5.26 : Évolution de la pente du signal d'erreur de l'asservissement du laser de pompage sur $4-4'$ avec la profondeur de modulation; $I_L = 5 \text{ mW/cm}^2$; en trait plein, meilleure approximation théorique obtenue pour une largeur de raie de 50 MHz.

Expérimentalement, il est possible de compenser en partie la diminution du discriminateur, due à une variation de ΔF , par une augmentation du gain de l'asservissement. Cela réduit la sensibilité du bruit des atomes non-pompés aux faibles amplitudes de modulation, mais ne la supprime pas totalement.

Enfin, une modulation d'amplitude supérieure à la largeur de la raie de fluorescence déforme cette raie, qui présente deux maxima correspondant aux extrémités du balayage de fréquence : c'est une très mauvaise situation, car la fréquence du laser s'asservit préférentiellement sur l'un ou l'autre de ces sommets.

B.III.5. Bruit de fréquence du laser de pompage transmis en détection

a. Asservissement

Le laser de pompage est asservi sur la transition excitée en première zone. Tout comme pour la détection, la qualité de cet asservissement est déterminante pour le bruit de fréquence du laser en basses fréquences. Cela est particulièrement critique du point de vue des atomes non-pompés, car, du fait du transit des atomes entre les zones d'interaction (cf. §5.B.I.3.), seules les fluctuations lentes ($f < 400$ Hz) sont transmises par le jet atomique dans la zone de détection. Il est donc essentiel que le bruit de fréquence du laser soit bien corrigé dans ce domaine.

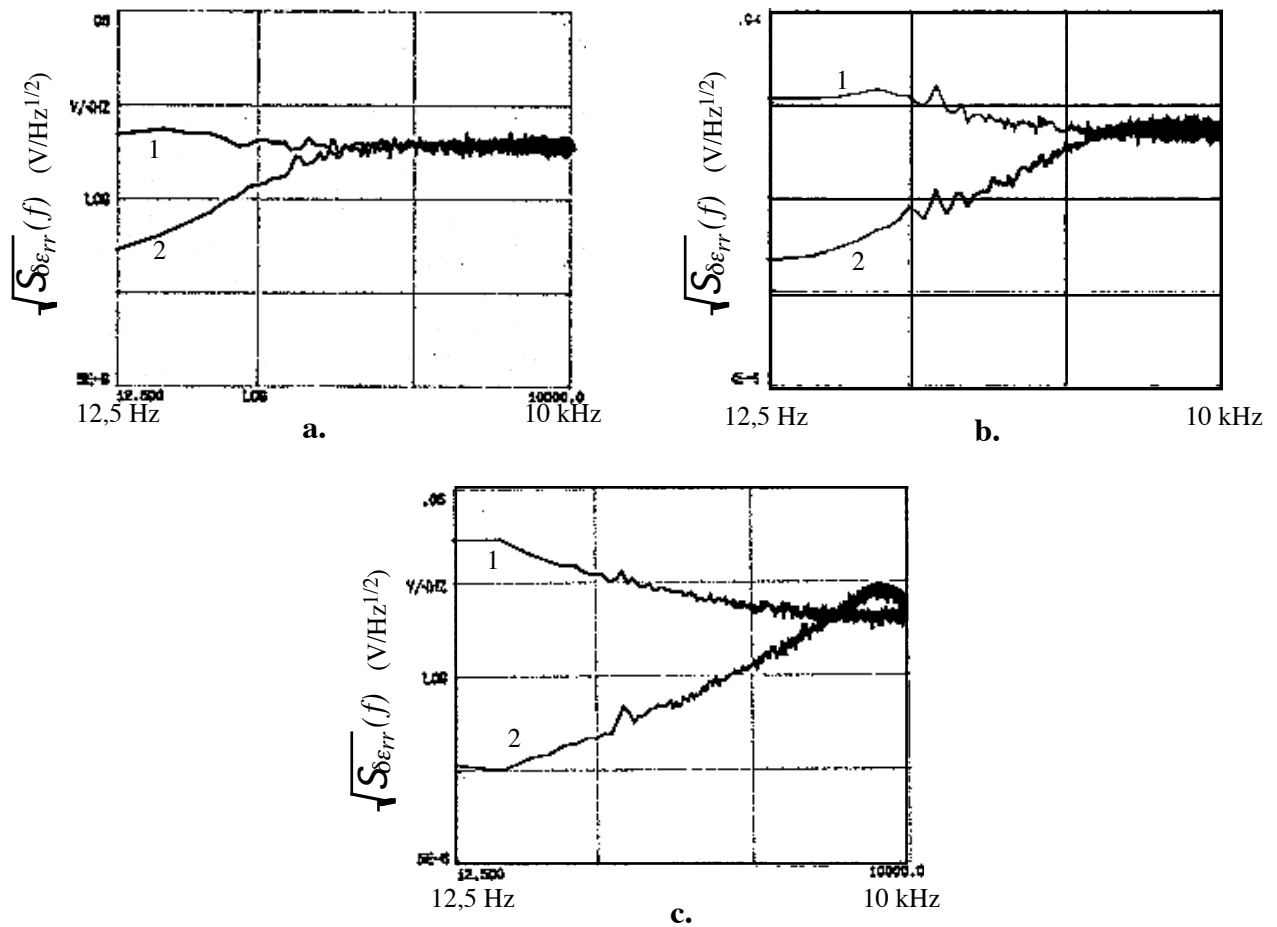


Fig. 5.27 : Spectre de bruit du signal d'erreur de l'asservissement de la DBR sur 4-4';
 1 : spectre de bruit à gain minimal; 2 : spectre de bruit du laser asservi; a : $f_J = 200$ Hz, b : $f_J \approx 600$ Hz, c : $f_J \approx 2500$ Hz

Nous nous sommes volontairement placés dans une situation de pompage incomplet, évalué à 3% atomes non-pompés, en réduisant l'intensité laser au pompage. On mesure l'évolution du bruit $\sqrt{S_{\delta V_{flu}}}$ du signal détecté en troisième zone avec le réglage du gain, qui s'effectue, comme en §5.B.II.3., par le choix de la fréquence de coupure de l'intégrateur f_J .

Expérimentalement, la proportion d'atomes non-pompés ne dépend pas du gain de l'asservissement tant que celui-ci reste faible, mais augmente lorsque l'asservissement s'approche de la résonance - c'est-à-dire $f_l > 1$ kHz, car la fréquence d'émission du laser présente un début d'oscillation qui dégrade l'efficacité du pompage.

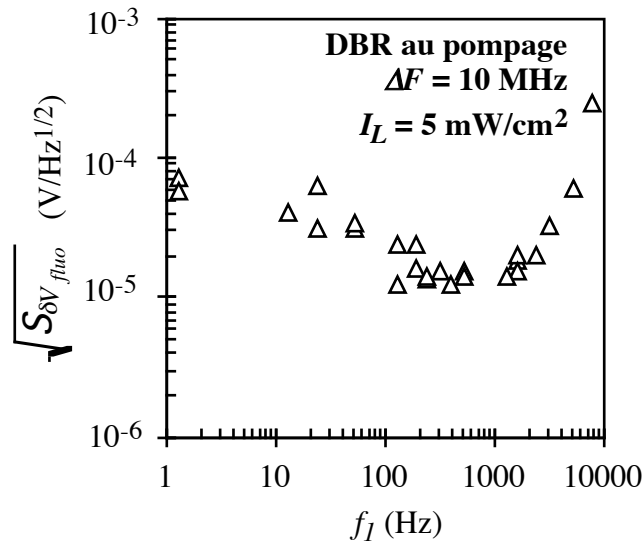


Fig. 5.28 : Fluctuations du signal de fluorescence en zone de détection en fonction du gain de l'asservissement du laser de pompage; $I_{at}^{F=4} = 3\% I_{at}$ pour $f_l < 1$ kHz.

Aux gains élevés, les fluctuations basses fréquences du laser de pompage sont très bien corrigées, mais l'asservissement ramène du bruit en hautes fréquences, typiquement autour de 5 kHz dans nos montages. Les fluctuations du jet à ces fréquences ne sont pas transmises en zone de détection, à cause du filtrage par propagation des atomes entre les zones. Par contre, ce bruit dégrade l'efficacité du pompage, augmentant la proportion d'atomes non-pompés détectés par la transition 4-5' en troisième zone d'interaction.

b. Largeur de raie

La largeur de raie d'un laser donne une indication de l'importance de ses fluctuations de fréquence, en l'absence de tout asservissement. Elle influe directement sur l'efficacité du pompage, et le bruit transmis aux atomes non-pompés. Son rôle est donc similaire à celui de l'asservissement du laser. D'ailleurs, la valeur absolue du bruit de fréquence du laser, même asservi, est d'autant plus basse que le bruit de fréquence initial du laser est faible.

Les évolutions comparées de la proportion d'atomes non-pompés $I_{at}^{F=4}/I_{at}$ avec l'intensité laser moyenne en zone de pompage, pour des lasers de largeurs de raie différentes, vérifient que le pompage des atomes est d'autant plus rapide que le laser est fin spectralement (fig. 5.29). Toutefois, les efficacités de pompage du laser en cavité étendue ($\Delta\nu_L = 120$ kHz) et de la diode DBR ($\Delta\nu_L = 4$ MHz), dans les mêmes conditions, restent comparables, car dans

les deux cas, la largeur de raie du laser est inférieure à la largeur de raie naturelle de la transition atomique.

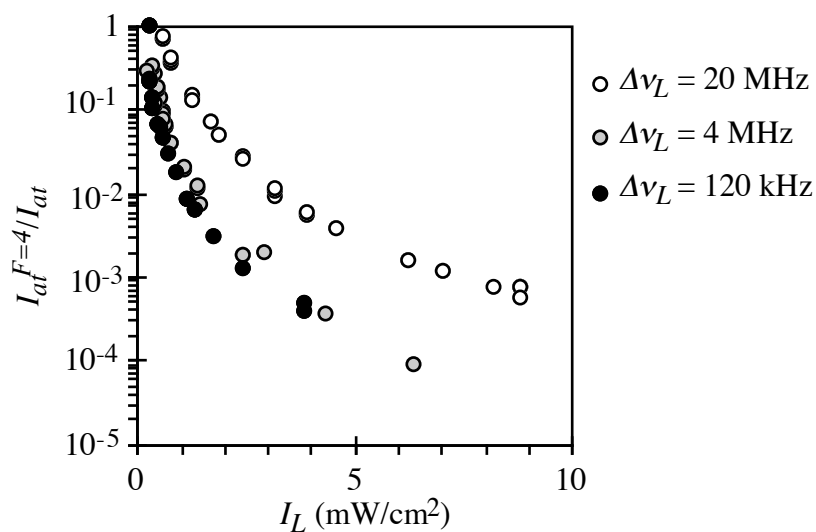


Fig. 5.29 : Pourcentages d'atomes non-pompés en fonction de l'intensité laser au pompage, pour des lasers de largeurs de raie différentes; $L_p = 5$ mm.

Les profondeurs de modulation des trois lasers sont choisies différentes, pour permettre un asservissement satisfaisant et non bruyant des lasers sur la fluorescence en zone de pompage (§5.A.II.).

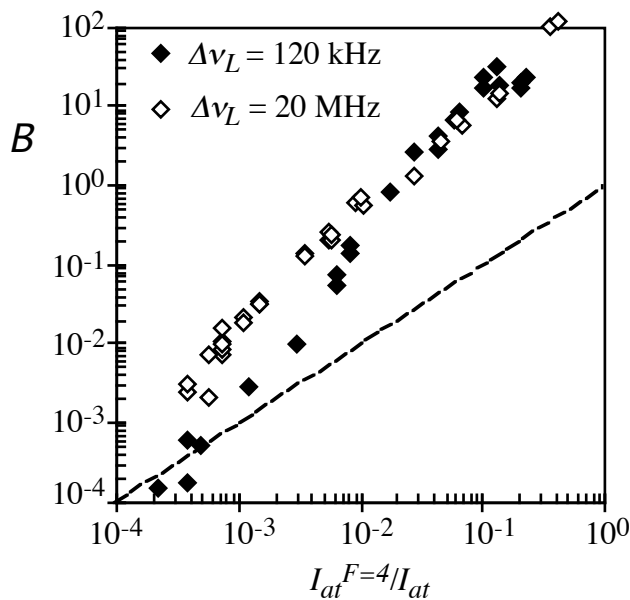


Fig. 5.30 : Comparaison du niveau de bruit détecté selon le laser de pompage (LCE ou diode), en fonction de l'efficacité du pompage réalisé; tirets : bruit de grenaille.

La réduction du bruit de détection B avec la largeur de raie du laser est surtout notable aux faibles proportions d'atomes non-pompés, où l'on gagne un facteur 10 avec le pompage par un LCE ($\Delta\nu_L = 120$ kHz), en comparaison d'une diode Fabry-Perot classique ($\Delta\nu_L = 20$ MHz). Elle est moins importante que ne le prévoit l'étude théorique §4.C.IV (fig. 5.30). Cela est vraisemblablement dû au fait qu'expérimentalement, le spectre de bruit de fréquence du LCE n'est pas blanc, et présente en particulier en basses fréquences un niveau plus élevé que celui du laser théorique de même largeur de raie et à bruit blanc, auquel sont particulièrement sensibles les atomes.

D'autre part, bien que nous ayons minimisé la contribution du bruit de détection des atomes non-pompés lié au laser de détection, en choisissant un LCE et en optimisant les réglages de son asservissement, il est probable que le bruit de fréquence résiduel du LCE limite la valeur minimale du bruit mesurable.

Au-delà de 2 % d'atomes non-pompés, les courbes de bruit correspondant au LCE et à la diode Fabry-Perot semblent se rejoindre. Le décrochement que l'on remarque vers 1 % d'atomes non-pompés dans l'évolution du bruit par pompage avec le LCE coïncide avec un réajustement de son asservissement. On peut donc penser que, lors de ces mesures, le bruit de fréquence du laser ait été moins bien corrigé aux valeurs les plus élevées de $I_{at}^{F=4}/I_{at}$.

c. Conclusion

Du point de vue du bruit des atomes non-pompés, c'est en basses fréquences que le bruit de fréquence du laser est le plus critique, car les fluctuations aux fréquences élevées ne sont pas transmises par le jet, et ne se retrouvent pas en zone de détection. Cela ne signifie pas pour autant que le bruit de fréquence du laser en H.F. est indifférent dans les horloges atomiques, bien au contraire : il n'est pas favorable de pomper les atomes avec un laser bruyant (en terme d'asservissement ou de largeur de raie) car alors le pompage est moins efficace, d'où des fluctuations de population importantes. Cela implique qu'il n'est pas absolument nécessaire d'asservir les lasers utilisés avec des bandes passantes élevées.

C. Évolution du rapport signal-à-bruit d'horloge

L'effet des atomes non-pompés, et de l'extra-bruit qui leur est associé, est à présent observé sur les signaux d'horloge.

C.I. Signal-à-bruit d'horloge et stabilité moyen-terme à pompage complet

Le résonateur est utilisé en horloge. Le montage expérimental est strictement analogue au montage précédent (fig. 5.6), mais entre les zones d'interaction optique, les atomes sont interrogés par un champ magnétique hyperfréquence accordé sur la transition d'horloge $|F = 3, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 4, m_F = 0\rangle$.

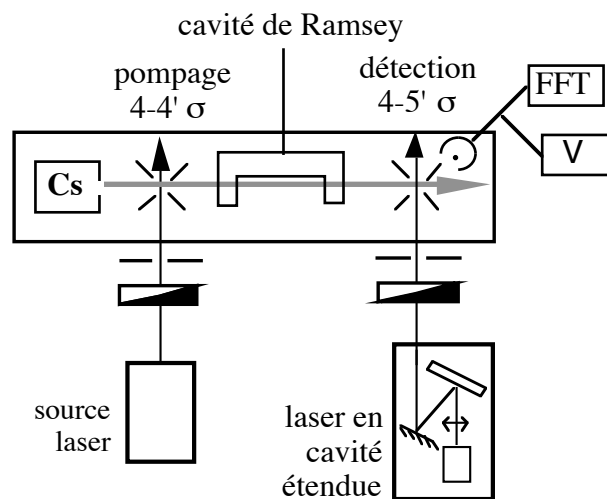


Fig. 5.31 : Schéma de principe du montage en horloge du résonateur atomique.

C.I.1. Théoriquement...

a Frange de Ramsey

Avec une efficacité de pompage hyperfin* de $\Delta n_{0-0} = 15,4 \%$, la transition $4-4'\sigma$ est la plus performante de la raie D_2 au pompage [Cérez]. Cette efficacité est la même pour toutes les classes de vitesses, dès lors que le pompage est complet. Notons $I_{at}^{3,0}$ le flux d'atomes sur le niveau $|F = 3, m_F = 0\rangle$ en sortie de la zone de pompage :

$$I_{at}^{3,0} = 15,4\% I_{total}$$

* L'efficacité de pompage hyperfin englobe sans distinction les atomes déjà présents sur le niveau $|F = 3, m_F = 0\rangle$ en sortie du four -soit 6,25 % du flux total - et ceux qui sont effectivement pompés de $F=4$ vers $F=3$ lors de l'interaction avec le laser. Ces derniers représentent 16,3% de la proportion d'atomes initialement sur $F=4$.

où I_{total} est le flux atomique total, tous niveaux confondus*.

À pompage complet, les atomes qui interagissent avec le LCE en zone de détection sont ceux qui ont effectué la transition micro-onde $|F = 3, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 4, m_F = 0\rangle$ dans la cavité de Ramsey. La probabilité de transition $P_{Ramsey}(v_{at})$, donnée par (5-3), n'est pas la même pour tous les atomes, selon leur vitesse dans le jet.

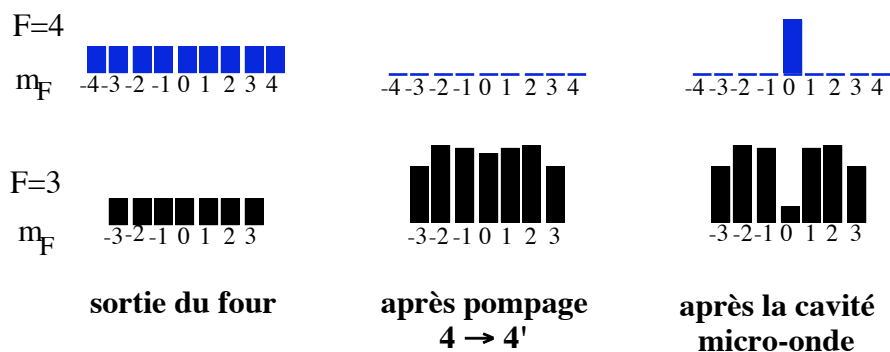


Fig. 5.32 : Populations des sous-niveaux Zeeman des niveaux fondamentaux hyperfins $F=3$ et $F=4$ au cours de la propagation dans le résonateur, pour un jet homocinétique.

En zone de détection, le signal mesuré par l'intermédiaire de la transition $4-5'$ est proportionnel à la fluorescence de l'ensemble des atomes sur le niveau $|F = 4, m_F = 0\rangle$, toutes vitesses confondues, soit (cf. éq. (5-3)) :

$$V_{0-0} = qR\rho\beta \int_0^{\infty} P_{Ramsey}(v_{at}) I_{at}^{|3,0\rangle} \frac{P(v_{at})}{v_{at}} dv_{at} \quad (5-16)$$

si le laser est accordé sur la transition $4-5'$.

Nous voyons ici l'importance de la façon dont les atomes sont détectés sur l'allure de la frange de Ramsey : dans notre expérience, les atomes étant excités par une transition cyclante, ils émettent un nombre de photons proportionnel à leur durée d'interaction avec le laser. La probabilité de Ramsey mesurée, moyennée sur la distribution de vitesses, est donc pondérée par $1/v_{at}$. Ce ne serait pas le cas s'ils étaient excités par une transition pompante, car ils émettraient tous le même nombre de photons, indépendamment de leurs vitesses.

Le signal mesuré en zone de détection diffère de celui sans interaction micro-onde (éq. (5-3)) non seulement parce que le flux atomique moyen est inférieur, mais aussi parce que la distribution de vitesses ne suit plus une loi de Maxwell, du fait de l'évolution de la probabilité de Ramsey avec la vitesse (fig. 5.33).

* Le flux atomique total en détection est inférieur au flux total au pompage -typiquement 1000 fois moins- à cause des diaphragmes qui limitent la divergence du jet au cours de sa propagation dans le résonateur; cette diminution purement mécanique du flux ne modifie ni la distribution de vitesses, ni les populations atomiques moyennes. Le flux total considéré dépend de la région du résonateur à laquelle on s'intéresse.

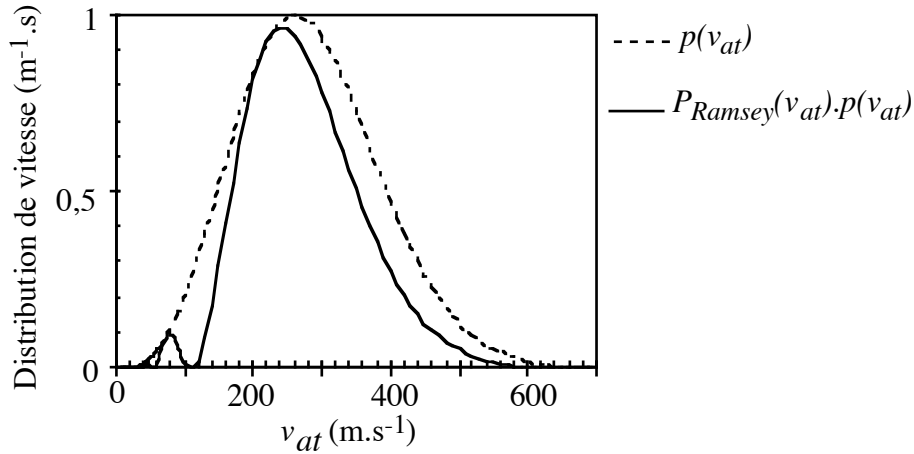


Fig. 5.33 : Distribution de vitesse du jet suivant la loi de Maxwell modifiée $p(v_{at})$ (tirets) et après la cavité $P_{Ramsey}(v_{at}) \cdot p(v_{at})$ (trait plein), à résonance de la transition hyperfréquence avec $b_{opt} = 1,62 \alpha l$

Au sommet de la frange de Ramsey, la puissance du champ magnétique oscillant B_{HF} étant réglée sur la valeur qui maximise la probabilité de transition hyperfréquence*, on montre que [Vanier] :

$$\int_0^{\infty} P_{Ramsey}(v_{at}) \frac{p(v_{at})}{v_{at}} dv_{at} = 0,727 \quad (5-17)$$

Le signal détecté en troisième zone est donc finalement, dans l'hypothèse d'un pompage complet par $4-4'\sigma$ et au sommet de la frange de Ramsey :

$$V_{0-0} = 0,111 \cdot qR\rho\bar{\beta}I_{total} \quad (5-18)$$

En l'absence de pompage et de micro-onde, le signal détecté V_{sans} dans les mêmes conditions serait celui des 9/16 atomes naturellement sur $F=4$ en sortie du four, ce qui permet d'écrire $V_{0-0} \cong 0,20 \cdot V_{sans}$.

Le signal utile pour l'asservissement d'un oscillateur à quartz sur la transition d'horloge n'est pas ce signal détecté, mais l'amplitude pic-vallée de la frange de Ramsey V_{P-V} , égale à 83 % du signal maximal au sommet de la frange V_{0-0} [Vanier], soit finalement :

$$V_{P-V} = 0,093 \cdot qR\rho\bar{\beta}I_{total} \quad (5-19)$$

et de même $V_{P-V} \cong 0,16 \cdot V_{sans}$.

b Signal-à-bruit d'horloge

Avec une transition cyclante, la fluorescence moyenne des atomes est intense, et le bruit de détection est dominé par le bruit de grenaille du jet associé aux atomes détectés. À

* $b_{opt} = 1,62 \alpha l$ [Vanier]

cause de la variation de la probabilité de Ramsey avec la vitesse atomique, la distribution de vitesse des atomes sur $|F = 4, m_F = 0\rangle$ n'est plus une distribution de Maxwell, et le bruit de grenaille a une expression à priori différente de celle obtenue sans la cavité (cf. éq. 4-59). En fait, le calcul numérique de la fonction d'autocorrélation dans ces conditions de $K_{\delta I_{at}}$ [Dimarcq 95] montre que les fluctuations du flux atomique diffèrent peu de celles d'un jet à distribution de vitesse maxwellienne, d'intensité moyenne 0,727 fois moindre; la contribution du bruit de grenaille aux fluctuations du signal mesuré s'exprime donc simplement :

$$\sqrt{S_{\delta V_{fluo}}^{gren.}} = qR\rho \frac{\Gamma s_0}{2(1+s_0)} \left[2 \cdot 0,727 \left(\frac{L_d}{\alpha} \right)^2 I_{at}^{(3,0)} \right]^{1/2}. \quad (5-20)$$

Le signal-à-bruit d'horloge, qui conditionne la stabilité court-terme de la fréquence d'horloge, est par définition le rapport de V_{P-V} sur le bruit de détection au sommet de la frange, à la fréquence de modulation de la fréquence de l'oscillateur*, soit :

$$\begin{aligned} \frac{V_{P-V}}{B} &= 0,83 \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \sqrt{I_{at}^{(4,0)}} \\ &\cong 0,21 \sqrt{I_{total}} \end{aligned} \quad (5-21)$$

Le four étant chauffé à la température de $T = 90^\circ\text{C}$, le flux atomique total en détection dans le résonateur Cs III est $I_{total} = 2,4 \cdot 10^{10}$ at.s⁻¹. Le signal-à-bruit d'horloge attendu est théoriquement de 32 500 dans une configuration 4-4' σ /4-5' σ , dans laquelle le bruit prépondérant en détection est le bruit de grenaille du jet. Une hausse de la température du four de 10°C conduit typiquement à une multiplication par 2 du flux atomique, soit une augmentation d'un facteur $\sqrt{2}$ du signal-à-bruit d'horloge.

La stabilité de fréquence court-terme est évaluée par [Vanier] :

$$\sigma_y(\tau) \cong \frac{1}{Q} \frac{1}{V_{P-V}/B} \tau^{-1/2} \quad \text{pour } 1 \text{ s} < \tau < 100 \text{ s} \quad (5-22)$$

où Q est le facteur de qualité de la raie de résonance: $Q = \nu_{0-0}/\Delta\nu$, avec $\nu_{0-0} = 9,192$ GHz et $\Delta\nu \approx 500$ Hz (pour Cs III), soit $Q = 1,8 \cdot 10^7$

Dans les conditions de nos expériences, la stabilité court-terme théorique est donc de $\sigma_y(\tau=1\text{s}) \approx 2 \cdot 10^{-12}$.

C.I.2. Résultats expérimentaux

a. Montage 4-4' σ /4-5' σ

J'ai mesuré le signal-à-bruit d'horloge obtenu avec Cs III, avec au pompage une diode DBR asservie sur la transition 4-4', et en détection un LCE sur 4-5'. Une frange de Ramsey est tracée en figure 5.34.

* typiquement quelques dizaines de Hz

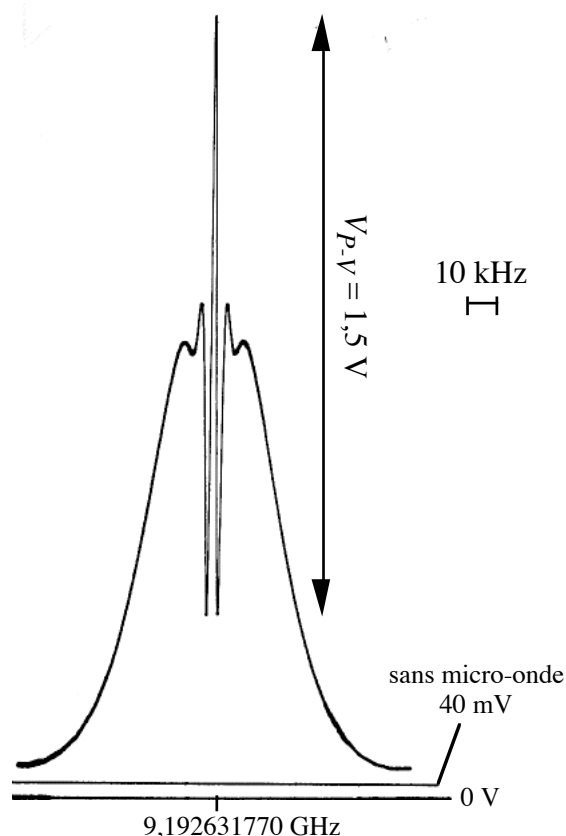


Fig. 5.34 : Frange de Ramsey en configuration $4-4'\sigma/4-5'\sigma$; DBR au pompage, LCE en détection

La frange de Ramsey se détache nettement du fond de lumière parasite. L'amplitude pic-vallée V_{P-V} est environ égale à 75 % de V_{0-0} , ce qui est plus faible que la valeur théorique de 83 %. Sa largeur à mi-hauteur est ici d'environ 490 Hz, en bon accord avec les prévisions théoriques [Vanier].

Le bruit mesuré au sommet de la frange, en basses fréquences, est de $9,5 \cdot 10^{-5} \text{ V/Hz}^{1/2}$, ce qui conduit à un rapport signal-à-bruit d'horloge de 15 800 (fig. 5.35). Cette valeur est relativement faible en comparaison de la prévision théorique. Il est clair que ce tube à césium est vieillissant, et que les niveaux de bruit mesurés sont supérieurs à ceux attendus pour les signaux optiques mesurés, dégradant inexorablement le signal-à-bruit. Par ailleurs, le jet atomique n'était pas stable pendant cette mesure, présentant une diminution rapide de son intensité dont la cause n'a pas été identifiée. Ainsi, utilisant l'expression approchée (5-21), le flux atomique ne serait ici que de $5,7 \cdot 10^9$ atomes/s.

Notons que le bruit au sommet de la frange est extrêmement sensible aux réglages d'injection du faisceau laser dans la zone d'interaction, ainsi qu'aux paramètres d'asservissement du laser de détection, comme nous l'avons déjà signalé. Par ailleurs, de même que le signal-à-bruit de fluorescence (fig. 5.15), le signal-à-bruit d'horloge, qui lui est grossièrement proportionnel, augmente avec l'intensité du laser de détection, jusqu'à

saturation quand le bruit de grenaille de la détection devient nettement supérieur au bruit de fond du photodétecteur.

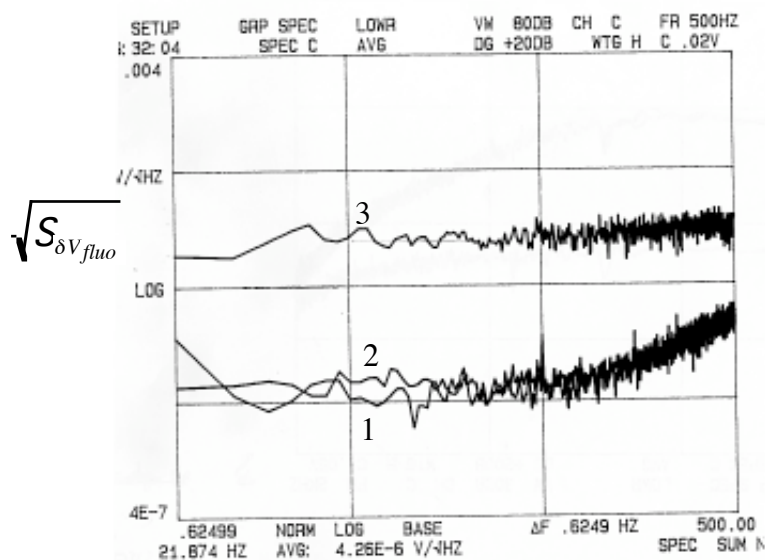


Fig. 5.35 : Spectre des fluctuations de tension relevé en sortie du photodétecteur; 1 : photodétecteur dans l'obscurité, 2 : sans micro-onde, 3 : au sommet de la frange de Ramsey

b. Comparaison avec une configuration classique d'horloge en $3\text{-}3'\sigma$

Il s'agissait de vérifier que le niveau de bruit important mesuré au sommet de la frange n'était pas une fausse mesure, mais était bien limité par la qualité du résonateur atomique, et également de s'assurer que la configuration choisie est plus performante que la configuration classique où pompage et détection sont réalisés par la même transition $3\text{-}3'\sigma$, la plus avantageuse dans les expériences à un laser [Cérez]. Pour cela, à pompage complet et dans les mêmes conditions d'asservissement et de réglages optiques des interactions atomes/lumière, j'ai comparé le signal-à-bruit d'horloge en configurations $4\text{-}4'\sigma/4\text{-}5'\sigma$ et $3\text{-}3'\sigma$. Le laser de pompage est dans cette expérience un LCE, pour maximiser l'efficacité de pompage et ne pas risquer d'ajouter du bruit. Le laser de détection reste comme précédemment un LCE asservi sur une cellule de césium annexe.

Il est utile de préciser que cette série de mesures a été réalisée une semaine après la mesure présentée au paragraphe précédent, semaine pendant laquelle l'intensité du jet n'a cessé de diminuer inexorablement. Ceci explique la réduction du signal mesuré, et du rapport signal-à-bruit d'horloge. Cette mesure n'a donc pas pour but d'évaluer les performances de Cs III, mais bien de vérifier que dans des conditions comparables, mêmes mauvaises, la détection par une transition cyclante excitée par un laser de faible largeur de raie est la configuration la plus performante.

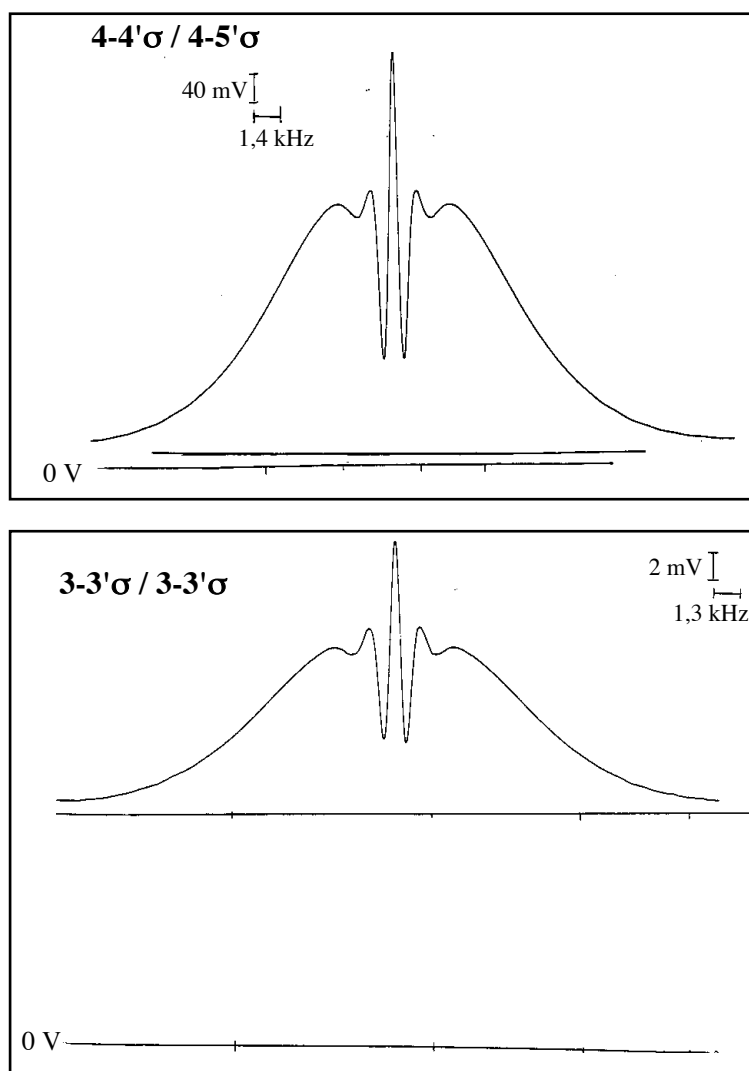


Fig. 5.36 : Franges de Ramsey en configuration $4-4'\sigma/4-5'\sigma$ (a.) et $3-3'\sigma/3-3'\sigma$; pompage et détection par deux LCE.

La transition $3-3'\sigma$ conduit à une fluorescence peu intense, car le nombre moyen de photons émis par atome pendant l'interaction avec le laser de détection n'est que de 4, à comparer à la centaine de photons émis lors de l'excitation par la transition cyclante, dans les conditions normales des mesures. D'autre part, en première zone, l'efficacité du pompage hyperfin $\Delta n_{0,0}$ est légèrement moindre que celle de $4-4'\sigma$ (11,9% au lieu de 15,4%) L'amplitude de la frange de Ramsey est donc nettement plus faible.

Avec des signaux aussi peu intenses, le bruit propre du photodétecteur est un terme limitant, auquel s'ajoute le contribution du bruit de photons de l'émission de la fluorescence, et le bruit de partition de la détection, tous deux non négligeables devant le bruit de grenaille du jet (cf. §4.D.II.).

Ces deux effets réunis expliquent les différences importantes de signal-à-bruit entre les deux configurations choisies, 10 300 pour $4-4'\sigma/4-5'\sigma$ contre 3 000 pour $3-3'\sigma$, lors de cette série de mesure.

Cette comparaison montre les potentialités de la configuration choisie, dans des conditions normales de fonctionnement du résonateur pour lesquelles le signal-à-bruit d'horloge avec $3\text{-}3'\sigma$ est typiquement de 10 000 à $T = 90^\circ\text{C}$.

C.II. En présence d'atomes non-pompés

C.II.1. Contribution au signal-à-bruit des atomes non-pompés

a. Atomes participant au signal en détection

Lorsque le pompage est incomplet, la population du niveau $|F = 3, m_F = 0\rangle$ en sortie de la zone de pompage est inférieure à sa valeur précédente $I_{at}^{3,0}$, et surtout dépend de la classe de vitesse considérée. En effet, les atomes les plus lents ont une probabilité plus forte d'être tous pompés sur le niveau $F=3$, ce qui n'est pas le cas des atomes les plus rapides. Considérant une classe de vitesse v_{at} , la proportion d'atomes sur $|F = 3, m_F = 0\rangle$ après le pompage est :

$$dI_{at}^{3,0}(v_{at}) = \frac{9}{16} p_0 \Pi_{F=3}(L_p/v_{at}) dI_{total}(v_{at}) + \frac{1}{16} dI_{total}(v_{at}) \quad (5-23)$$

où dI_{at} est un flux atomique de vitesse comprise entre v_{at} et $v_{at}+dv_{at}$ juste après la zone de pompage

p_0 est la proportion d'atomes initialement sur $F=4$, pompés vers $|F = 3, m_F = 0\rangle$, à pompage complet* : $p_0 = 16,3 \%$ par $4\text{-}4'\sigma$;

$\Pi_{F=3}(L_p/v_{at})$ est la probabilité qu'un atome de vitesse v_{at} soit pompé de $F=4$ vers $F=3$ à la fin de son interaction en première zone, sur une longueur L_p ;

et on a séparé les contributions des atomes sur $|F = 3, m_F = 0\rangle$ en sortie du four de ceux qui sont pompés optiquement à partir du niveau $F=4$

$\Pi_{F=3}(L_p/v_{at})$ est la population moyenne du niveau-piège $\langle \rho_{gg}(t_i = L_p / v_{at}) \rangle_\varphi$ dans le modèle du système à trois niveaux en interaction avec un champ laser (§4.C).

Après la cavité de Ramsey, les $dI_{at}^{3,0}(v_{at})$ atomes/s de vitesse v_{at} effectuent la transition vers $|F = 4, m_F = 0\rangle$ avec une probabilité P_{Ramsey} qui dépend là encore de la durée d'interaction avec le champ micro-onde. La même proportion d'atomes restés sur $|F = 4, m_F = 0\rangle$ après le pompage effectuent la transition vers $|F = 3, m_F = 0\rangle$, et ne seront donc pas détectés par la transition cyclante $4\text{-}5'$ en troisième zone (fig. 5.37). C'est une proportion faible d'atomes en comparaison de ceux qui sont sur les autres sous-niveaux Zeeman du niveau $F=4$ en sortie du pompage, qui ne sont pas sensibles au champ hyperfréquence accordé sur la transition $0\text{-}0$.

* Nous supposons que tous les sous-niveaux Zeeman se peuplent à la même vitesse, ce qui n'est pas rigoureusement exact.

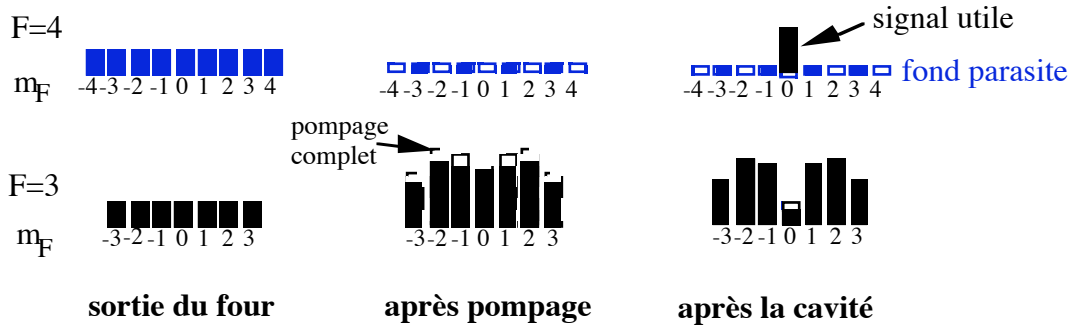


Fig. 5.37 : Populations des sous-niveaux Zeeman des deux niveaux hyperfins fondamentaux, dans l'hypothèse d'un pompage incomplet; hachuré : contribution des atomes non-pompés.

Au final, les atomes détectés par 4-5' après la cavité sont tous ceux présents sur le niveau $F=4$, indépendamment de leur sous-niveau Zeeman, soit :

$$\begin{aligned}
 dI_{at}^{F=4} &= \underbrace{P_{Ramsey}(v_{at}) dI_{at}^{|3,0\rangle}(v_{at})}_{\text{frange de Ramsey}} \\
 &+ \underbrace{\frac{8}{16} (1 - \Pi_{F=3}(L_p/v_{at})) dI_{total}(v_{at})}_{\substack{\text{atomes autres que sur } |4,0\rangle, \\ \text{non-pompés}}} \\
 &+ \underbrace{\frac{1}{16} (1 - \Pi_{F=3}(L_p/v_{at})) (1 - P_{Ramsey}(v_{at})) dI_{total}(v_{at})}_{\substack{\text{atomes sur } |4,0\rangle \text{ non-pompés,} \\ \text{n'effectuant pas la transition micro-onde}}}
 \end{aligned} \tag{5-24}$$

Le signal mesuré en sortie du photodétecteur de détection est la somme de la fluorescence de tous ces atomes, pondérées par la distribution des vitesses, de façon analogue à (5-3). L'amplitude pic-vallée de la frange de Ramsey ne fait intervenir que les atomes ayant effectué la transition hyperfréquence $|F=3, m_F=0\rangle \rightarrow |F=4, m_F=0\rangle$, soit typiquement 10% du flux atomique total. Il faut donc que la fraction d'atomes non-pompés soit non négligeable devant ce flux pour perturber sensiblement le signal d'horloge.

D'autre part, la pondération en $1/v_{at}$ de la population atomique détectée, due à l'excitation par une transition cyclante, diminue la contribution des atomes non-pompés au signal mesuré en troisième zone du résonateur. Insistons sur le fait que ce ne serait pas le cas pour une transition pompante en détection, avec laquelle tous les atomes apportent la même contribution au signal, et que donc les configurations classiques d'horloge - dans lesquelles les atomes sont interrogés par la transition $3-3'\sigma$ - sont plus sensibles aux atomes non-pompés que la configuration choisie ici.

b. Bruit en détection au sommet de la frange de Ramsey

L'effet principal des atomes non-pompés se retrouve en fait sur la densité spectrale de bruit du signal de fluorescence. L'extra-bruit des atomes non-pompés est un bruit de fond, qui se rajoute au bruit de détection des atomes ayant effectué la transition hyperfréquence dans la cavité.

Par ailleurs, le flux atomique pompé présente lui-aussi des fluctuations qui peuvent être supérieures au bruit de grenaille, à pompage incomplet (cf. §4.C.IV.). La proportion d'atomes pompés sur $F=3$ et effectuant la transition micro-onde transmet donc une partie des fluctuations des atomes pompés au signal de Ramsey. La contribution des fluctuations de ρ_{gg} au bruit à résonance de la transition hyperfréquence est réduite dans le rapport carré du flux atomique participant à la frange de Ramsey, tandis que le bruit de grenaille est réduit dans le rapport simple. Les fluctuations du flux atomique participant à la frange de Ramsey sont donc :

$$\mathcal{S}_{\delta I_{at}^{Ramsey}} = 2\left(\frac{9}{16}p_0\Pi_{F=3} + \frac{1}{16}\right)P_{Ramsey}I_{total} + \left(\frac{9}{16}p_0P_{Ramsey}\right)^2 I_{total}^2 \mathcal{S}_{\delta\rho_{gg}} \quad (5-25)$$

où l'on a séparé les contributions du bruit de grenaille de celles du bruit de la population pompée ρ_{gg} ;

et on a appliqué les résultats démontrés dans le cas d'un jet homocinétique*.

En pratique, l'efficacité du pompage est toujours proche de 1, et l'on peut donc écrire $\left(\frac{9}{16}p_0\Pi_{F=3} + \frac{1}{16}\right) \cong \Delta n_{0-0} = 15,4\%$, proportion d'atomes sur $|F=3, m_F=0\rangle$ à pompage complet.

À ces fluctuations s'ajoutent celles des atomes non-pompés, restés sur $F=4$. Négligeant la proportion d'atomes non-pompés, sur $|F=4, m_F=0\rangle$, qui effectuent la transition micro-onde vers $|F=3, m_F=0\rangle$, les fluctuations du flux atomique mesurées au sommet de la frange de Ramsey s'expriment par :

$$\mathcal{S}_{\delta I_{at}^{F=4}} \cong \mathcal{S}_{\delta I_{at}^{Ramsey}} + \mathcal{S}_{\delta I_{at}^{NP}}$$

où $\mathcal{S}_{\delta I_{at}^{NP}}$ est défini par (5-7).

Soit, en regroupant les termes poissonniens et les fluctuations des populations :

$$\mathcal{S}_{\delta I_{at}^{F=4}} \cong 2\left(\Delta n_{0-0}P_{Ramsey} + \Pi_{F=4}\right)I_{total} + \left(\left(\frac{9}{16}p_0P_{Ramsey}\right)^2 \mathcal{S}_{\delta\rho_{gg}} + \mathcal{S}_{\delta\rho_{ff}}\right)I_{total}^2 \quad (5-26)$$

Nous voyons que le bruit de grenaille des atomes non-pompés ($2\Pi_{F=4}I_{total}$) est négligeable devant celui des atomes ayant effectué la transition micro-onde ($2\Delta n_{0-0}P_{Ramsey}I_{total}$) tant que l'efficacité du pompage reste supérieure à 90 %. Par contre, les densités spectrales $\mathcal{S}_{\delta\rho_{gg}}$ et $\mathcal{S}_{\delta\rho_{ff}}$ étant du même ordre de grandeur, la contribution des fluctuations des atomes non-pompés est très nettement supérieure à celles des atomes pompés

* Cette hypothèse ne décrit pas rigoureusement le cas réel, mais nous avons vu que les résultats expérimentaux du bruit des atomes non-pompés sont en bon accord avec les prévisions faites dans le cas homocinétique.

et repassés sur $F=4$ après l'interaction hyperfréquence. Par conséquent, tant que les fluctuations des atomes non-pompés restent inférieures au bruit de grenaille des atomes participant à la frange de Ramsey, c'est ce dernier terme qui domine le bruit de détection au sommet de la frange, dans une configuration de frange brillante détectée par une transition cyclante.

C.II.2. Évolution expérimentale du signal-à-bruit d'horloge avec l'efficacité du pompage

a. Frange de Ramsey et pic-vallée

Lors de ces mesures, le laser de pompage est un LCE. La longueur d'interaction des atomes avec le faisceau laser en zone de pompage est toujours $L_p = 5$ mm, et on varie l'efficacité du pompage en atténuant le faisceau. Je mesure pour chaque valeur de l'intensité laser au pompage d'une part la proportion moyenne d'atomes non-pompés $I_{at}^{F=4}/I_{at}$ en l'absence d'interaction micro-onde, d'autre part l'amplitude et le pic-vallée de la frange de Ramsey en détection, la puissance micro-onde étant optimisée.

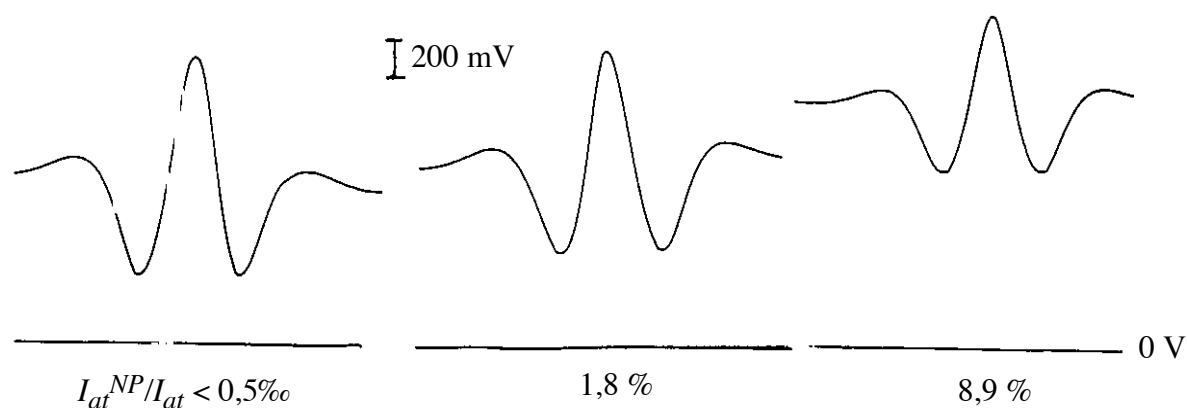


Fig. 5.38 : Région centrale des franges de Ramsey selon la proportion d'atomes non-pompés détectés.

La figure 5.39 montre que la frange de Ramsey n'est sensible à la diminution des atomes pompés sur $|F = 3, m_F = 0\rangle$ qu'à partir d'une efficacité de pompage inférieure à 99 %. Cela se traduit par une réduction de l'amplitude pic-vallée, qui est directement proportionnelle aux atomes effectivement sur $|F = 3, m_F = 0\rangle$ avant l'interaction micro-onde, et par une augmentation du sommet de la frange due à la contribution des atomes non-pompés au signal de fluorescence détecté par 4-5'. Ces variations ne sont pas linéaires avec $I_{at}^{F=4}/I_{at}$, ce qui confirme le fait que les premiers atomes non-pompés sont trop rapides pour intervenir de façon significative sur le signal détecté.

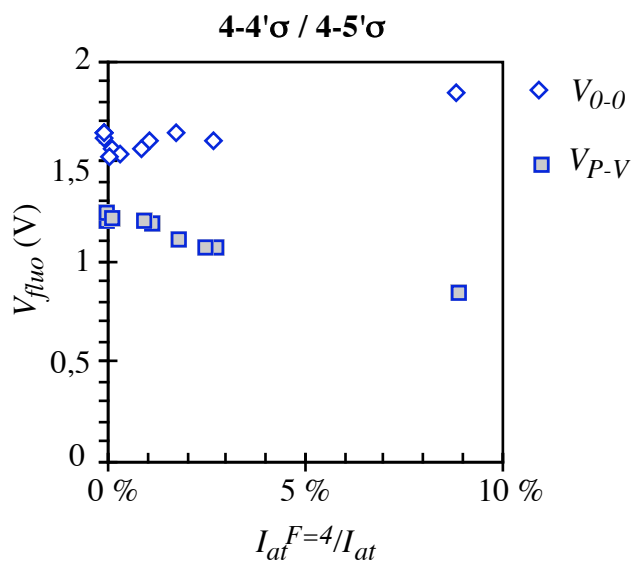


Fig. 5.39 : Évolution du signal détecté au sommet de la frange de Ramsey, et son amplitude pic-vallée, en fonction de la proportion d'atomes non-pompés qui restent sur F=4 en sortie de la zone de pompage; pompage : 4-4'σ par un LCE; détection : 4-5'σ par un LCE.

b. Bruit au sommet de la frange

De même, l'augmentation du bruit au sommet de la frange de Ramsey n'est pas sensible aux très faibles proportions d'atomes non-pompés, car leur extra-bruit, que l'on mesure en l'absence de micro-onde dans la cavité, est au moins un ordre de grandeur en dessous du bruit de détection au sommet de la frange. Ainsi, bien que le niveau de cet extra-bruit augmente très nettement dès quelques 10^{-4} atomes non-pompés, sa contribution au bruit total mesuré au sommet de la frange est négligeable en deçà de 1 % atomes non-pompés. Ensuite, le bruit total suit l'évolution du bruit des atomes non-pompés.

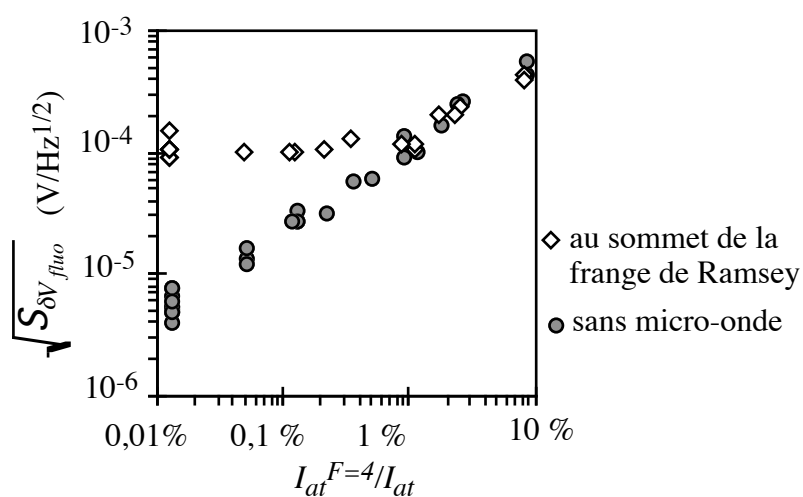


Fig. 5.40 : Densité spectrale de bruit en sortie du photodétecteur de détection, en fonction de la proportion d'atomes non-pompés, sans interaction micro-onde entre les zones optiques et au sommet de la frange de Ramsey; pompage : LCE, $L_p = 5$ mm.

La sensibilité moindre du bruit aux atomes non-pompés est due au niveau de bruit important au sommet de la frange, dont la contribution essentielle est le bruit de grenaille des atomes sur $F=4$.

L'effet du bruit des atomes non-pompés se ferait sentir beaucoup plus tôt avec une transition pompante en détection, pour laquelle le niveau de bruit au sommet de la frange est en général plus faible que celui que nous mesurons ici. Enfin, le bruit des atomes non-pompés serait extrêmement gênant dans les expériences en frange noire, pour lesquelles la probabilité de Ramsey est minimale à résonance [Boussert]. Dans ce dernier cas en effet, le bruit limitant est le bruit de fond de la mesure, c'est-à-dire le bruit propre du photodétecteur à pompage complet, auquel s'ajoute le bruit des atomes non-pompés le cas échéant. C'est pourquoi, plus particulièrement dans ces expériences, le pompage doit être parfaitement réalisé pour ne pas dégrader la stabilité de l'horloge atomique.

c. Signal-à-bruit d'horloge

D'après les mesures de $V_{P.V}$ et du bruit au sommet de la frange précédente, il apparaît que le signal-à-bruit d'horloge n'est pas sensible aux très faibles taux d'atomes non-pompés. Leur effet en frange brillante commence à se faire ressentir à partir de 1 % d'atomes non-pompés. Dans les conditions normales des expérience d'horloge, avec les diodes laser puissantes que nous utilisons, il est relativement aisé d'assurer une efficacité de pompage supérieure à 99 %.

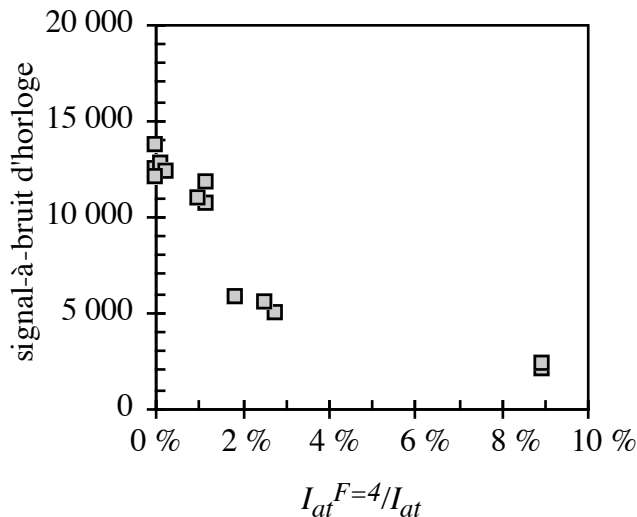


Fig. 5.41 : Rapport signal-à-bruit d'horloge en configuration $4-4'\sigma/4-5'\sigma$, en fonction de la proportion d'atomes non-pompés.

Au-delà, le signal-à-bruit d'horloge chute rapidement, par les effets conjoints de la réduction de l'amplitude pic-vallée et de l'augmentation du niveau de bruit au sommet de la frange de Ramsey.

D. Conclusion

Les expériences décrites dans ce chapitre mettent en lumière le rôle crucial du pompage optique dans les horloges atomiques. Un pompage peu efficace contribue d'une part à la création d'un fond de lumière parasite en zone de détection, mais surtout conduit à une augmentation très importante des fluctuations du signal mesuré, dès une proportion de 10^{-4} atomes non-pompés. Ces résultats vérifient nos prévisions théoriques, et confirment plus complètement les premières observations du bruit des atomes non-pompés dû à l'effet Hanle. L'étude systématique du pompage et du bruit qu'il génère a été menée en fonction des différents paramètres régissant l'interaction des atomes avec la lumière, et a montré la complexité des phénomènes, dont une interprétation précise est à ce jour encore incomplète.

En configuration d'horloge, le choix d'une transition cyclante en détection, possible avec un laser affiné spectralement par une technique de cavité étendue, a permis de réduire la sensibilité du signal-à-bruit d'horloge aux atomes non-pompés. Nous avons montré qu'une configuration classique de détection par une transition pompante y serait doublement plus sensible, d'une part parce que les niveaux de bruit de détection y sont plus faibles, d'autre part parce que tous les atomes contribuent avec le même nombre moyen de photons de fluorescence au signal détecté. Enfin, nous avons signalé que les configurations d'horloge en frange noire, qui présentent certains avantages métrologiques sur celles en frange brillante, nécessitent un pompage de très grande qualité pour ne pas dégrader leurs performances.

Références

- [Boussert] B. Boussert, Évaluation des performances en fréquence d'une horloge atomique miniature pompée optiquement, thèse de l'université Paris XI, 1996
- [Candelier] V. Candelier, Étude et test d'une électronique d'interrogation d'un jet de césium pompé optiquement, thèse de l'Université Paris XI Orsay, 1990
- [Cérez 90] P. Cérez, V. Giordano, N. Dimarcq, A. Hamel et G. Théobald, "Accurate measurement of the fluorescence collection efficiency in a light-atom interaction experiment", Meas. Sci. Technol. **1**, pp 1106-1109, 1990
- [Cérez] P. Cérez, G. Théobald, V. Giordano, N. Dimarcq et M. de Labachellerie, "Laser diode optically pumped cesium beam frequency standard investigations at LHA", IEEE Trans. Instr. Meas. **40**, n° 2, pp 137-141, 1991
- [Dimarcq 92] N. Dimarcq, Propriétés statistiques de la lumière de fluorescence induite par laser dans un jet atomique, thèse de l'Université Paris XI Orsay, 1992
- [Dimarcq 94] N. Dimarcq, V. Giordano et P. Cérez, "Statistical properties of laser-induced fluorescence signals", Appl. Phys. B **59**, pp 135-145, 1994
- [Dimarcq 95] N. Dimarcq et C. Audoin, "Detection of atoms in a beam : filtering of the atomic shot noise and velocity dispersion contribution", J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **28**, pp 2083-2094, 1995
- [Giordano 88] V. Giordano, V. Candelier, A. Hamel, C. Audoin, G. Théobald et P. Cérez, "Noise in the optical detection of atoms in a beam", Optics Comm. **67**, n°4, pp 287-292, 1988
- [Giordano 91] V. Giordano, A. Hamel, P. Petit, G. Théobald, N. Dimarcq, P. Cérez et C. Audoin, "New Design for a High Performance Optically Pumped Cesium Beam Tube", IEEE Trans. Ultra. Ferro. Freq. Cont. **38**, n°4, pp 350-357, 1991
- [Hamel] A. Hamel, Propriétés d'un résonateur atomique à jet de césium pompé optiquement et à structure de champ longitudinale, thèse de l'Université Paris XI Orsay, 1989
- [Ramsey] N.F. Ramsey, Molecular Beams, Clarendon Press, Oxford, 1956
- [Théobald] G. Théobald, N. Dimarcq, V. Giordano et P. Cérez, "Ground state Zeeman coherence effects in an optically pumped cesium beam", Opt. Comm. **71**, n° 5, pp 256-262, 1989
- [Vanier] J. Vanier et C. Audoin, The quantum physics of atomic frequency standards, Bristol and Philadelphia, IOP Publishing, 1989

Conclusion

La motivation initiale du travail présenté dans ce mémoire était d'étudier comment les paramètres régissant les interactions entre les atomes et la lumière, à la base du principe des horloges atomiques à pompage optique, influent sur les signaux d'horloge. Je me suis particulièrement intéressée aux propriétés spectrales des lasers, qui recouvrent la largeur de raie, la modulation de fréquence et l'asservissement de ces lasers.

I. Résultats

J'ai tout d'abord cherché à diminuer la largeur de raie des diodes lasers commerciales, au moyen d'une cavité externe. Deux types de cavités ont été réalisées, en couplage faible et fort. Les lasers fonctionnant dans un régime de couplage faible sont des solutions compactes. Toutefois, la complexité de leur fonctionnement et de leur réglage est un inconvénient majeur à leur emploi, c'est pourquoi j'ai préféré la solution plus traditionnelle du couplage fort.

Les structures auto-alignées présentent une grande stabilité, et sont quasiment indéréglables. La diminution de la longueur de la cavité externe par un choix convenable des éléments et de leurs orientations dans la cavité a permis d'écarter les sauts de modes, principaux inconvénients de ces lasers. Des tentatives récentes ont montré que l'œil-de-chat, jusqu'à présent une lentille cylindrique et un miroir, peut avantageusement être réalisé par un dièdre. La largeur de raie de ces L.C.E. est typiquement de 100 kHz, avec une simple stabilisation de leur fréquence moyenne.

Par ailleurs, l'étude théorique du pompage optique a confirmé que l'efficacité de ce dernier est fortement réduite par la modulation et le bruit de fréquence du laser. L'extra-bruit des atomes non-pompés est clairement identifié comme le reflet des fluctuations de la population du niveau fondamental à pompage incomplet, dues aux fluctuations de fréquence du laser de pompage. C'est une source de bruit rapidement prépondérante devant le bruit de grenaille du jet. En conséquence, l'emploi de lasers fins spectralement pour la préparation atomique dans une horloge est doublement favorable, d'une part parce que l'efficacité globale du pompage s'en trouve améliorée, d'autre part parce que le bruit de fréquence du laser est réduit. Cette étude, menée dans le cas d'un jet thermique d'atomes, peut être généralisée à n'importe quel processus faisant intervenir le pompage optique.

L'évaluation expérimentale de la sensibilité des réglages des paramètres des lasers intervenant au pompage et à la détection dans les horloges atomiques complète cette analyse théorique. On montre que c'est essentiellement dans le domaine des basses fréquences que le bruit des lasers doit être soigneusement corrigé. Le réglage de l'asservissement est

particulièrement critique, que ce soit pour le pompage ou pour la détection de la fluorescence des atomes. Quant à la modulation de fréquence des lasers, elle modifie à la fois l'efficacité du pompage et l'amplitude des signaux de détection, mais aussi le gain de l'asservissement du laser; la profondeur de la modulation doit donc typiquement être proche de la largeur de la raie sur laquelle la fréquence du laser est stabilisée.

La comparaison du pompage réalisé par des lasers de largeurs de raie différentes tend à prouver que, en ce qui concerne les jets thermiques d'atomes, l'emploi d'une diode de type DBR, de largeur de raie 5 MHz, est suffisant pour assurer dans des conditions normales un pompage efficace et un bruit faible. Cette diode n'est cependant pas adaptée à la détection par une transition cyclante, qui permet d'atteindre la meilleure stabilité court-terme de l'horloge.

L'étude du signal-à-bruit du signal d'horloge montre que les configurations d'horloge en frange brillante et à détection par une transition cyclante sont peu sensibles aux atomes non-pompés, puisque le signal-à-bruit n'est dégradé qu'à partir d'un flux moyen de 1% d'atomes. Par contre, le bruit des atomes non-pompés est critique lorsque la détection est effectuée par excitation d'une transition pompante, configuration qui présente l'avantage d'utiliser un même laser pour le pompage et la détection des atomes et est habituellement choisie pour la réalisation d'horloges compactes. Plus encore, en frange noire, ce bruit limite directement le signal-à-bruit d'horloge.

Ainsi, l'existence de l'extra-bruit des atomes non-pompés fixe des contraintes sévères sur la réalisation des interactions atomes/lumière laser dans les horloges atomiques.

II. Perspectives

L'étude plus précise de la transformation non-linéaire du bruit de fréquence du laser en fluctuations de la fluorescence des atomes pourrait permettre de mieux définir les contraintes imposées à l'asservissement des lasers de pompage et de détection, en prenant en compte la forme réelle du bruit de fréquence du laser.

La fabrication récente de diodes DBR pour la raie D_1 du césium ($\lambda = 894$ nm) permet d'envisager de nouvelles configurations. En effet, la transition $3-4'\pi$ conduit à une inversion de population comparable à celle obtenue avec la $4-4'\sigma$ (D_2), et est de plus insensible à l'effet Hanle qui impose actuellement de réaliser les interactions atomes/lumière en champ magnétique statique fort. Enfin, l'écart énergétique important entre les deux niveaux hyperfins de la raie D_1 empêche les fuites éventuelles d'atomes de l'un vers l'autre, et assure un meilleur pointage du sommet de la raie. Enfin, on peut envisager de pomper totalement les atomes vers le sous-niveau Zeeman $m_F = 0$ d'un niveau hyperfin de l'état fondamental, grâce à l'excitation conjointe, par deux lasers, d'une transition de la raie D_1 et d'une autre de la raie D_2 . La diminution de l'efficacité du pompage observée précédemment avec deux lasers accordés sur la raie D_2 ne devrait pas apparaître dans cette configuration pour laquelle ne se créent pas de cohérences entre niveaux hyperfins.

Ce travail a mis en évidence l'importance des choix des paramètres des interactions atomes/lumière dans les horloges atomiques pour atteindre les performances ultimes des résonateurs. Avec le développement des techniques de refroidissement d'atomes par laser dans les nouvelles horloges, ces interactions prennent une importance nouvelle dans la métrologie, et la recherche en physique plus généralement; il est donc essentiel d'en maîtriser tous les paramètres.

Annexe A 1 :

Minimisation de la longueur de la cavité externe

Les structures auto-alignées dépliées ont des cavités externes plus longues que celles des LCE en Littrow, puisque la lumière est dirigée vers un œil-de-chat extérieur. Or, la stabilité de fréquence des LCE dépend de façon cruciale de l'intervalle spectral libre de la cavité externe : plus la cavité est courte, plus les sauts de modes sont éloignés spectralement, et plus le laser sera facile à accorder, et à asservir (cf. §3.C).

Nous cherchons donc à minimiser L_{ext} , par un choix convenable des éléments de la cavité. Précisons toutefois que nous ne souhaitons pas réaliser des micro-cavités : L_{ext} reste de l'ordre du centimètre, afin de réduire notablement la largeur de raie du laser.

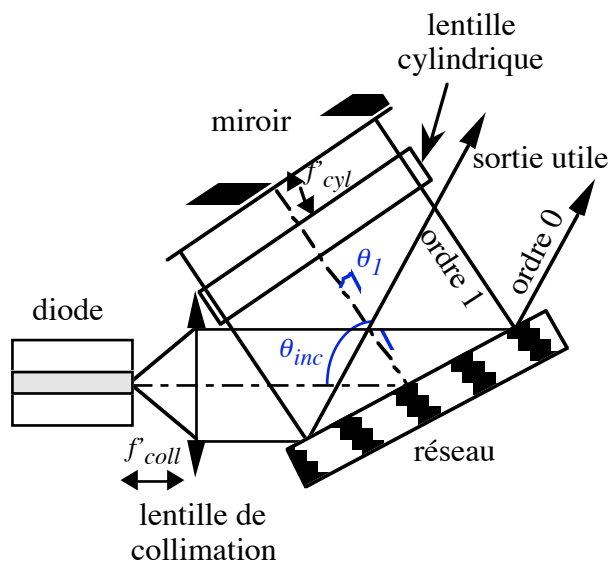


Fig. A1.1 : Cavité dépliée auto-alignée; l'œil-de-chat unidimensionnel est réalisé par une lentille cylindrique et un miroir plan en son foyer.

I. Limitations géométriques de L_{ext}

Un schéma précis des éléments de la cavité montre que la longueur de la cavité externe est limitée d'une part par les focales des lentilles, d'autre part par l'encombrement des pièces. Dans ce dernier cas, l'orientation des éléments est déterminante, et par là même, les angles d'incidence et de diffraction sur le réseau.

I.1. Les lentilles

Parmi les lentilles à notre disposition, nous avons opté pour celles de courtes focales :

lentille de collimation : Corning 350110 $f' = 6,25$ mm à $\lambda = 852$ nm

$$R_l = 3,6$$
 mm

lentille cylindrique : Melles Griot 01LCP000 $f' = 6,35$ mm

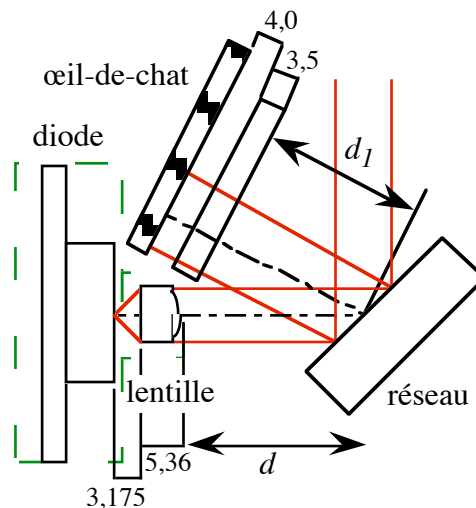


Fig. A1.2 : Plan de la cavité externe avec $\theta_{inc} = 45^\circ$; les dimensions sont en mm

I.2. L'orientation du faisceau dans l'ordre 1

Quant au réseau, sa position dépend de l'orientation de l'ordre 1, la situation limite correspondant à un faisceau diffracté vers l'œil-de-chat qui frôle le support de la lentille de collimation. Au-delà, il n'est plus possible de positionner la lentille cylindrique sans écrêter le faisceau dans l'ordre 1.

La pièce limitante est donc le support de la lentille, et non la lentille elle-même. Cet élément est mécaniquement indispensable au maintien stable de la lentille, ses dimensions étant dépendantes de celles de la lentille. Pratiquement, sa largeur est d'environ 10 mm. D'autre part, il permet de faire intervenir dans ce calcul une limitation technologique de fabrication du LCE : l'œil-de-chat ne peut toucher réellement la lentille, ni même le faisceau la frôler. Le support introduit donc une distance minimale, imposée par la

mécanique, entre la lentille et les autres éléments de la cavité. Nous avons pris pour la largeur du support une valeur de 12 mm, en accord avec les choix technologiques habituels. Cette valeur peut cependant être sujette à modification (tout en restant supérieure au diamètre de la lentille, de 7,2 mm), ce qui ne change pas fondamentalement les résultats.

Remarquons enfin que c'est la lentille de collimation qui limite la taille du faisceau dans la cavité, car son ouverture numérique est inférieure à la divergence de la diode laser.

II . Expression de la longueur de la cavité externe

La longueur de la cavité externe s'exprime en fonction des distances de travail t des lentilles, de leurs épaisseurs optiques ne et des distances entre les composants et le réseau :

$$L_{ext} = \underbrace{(t_c + n_c e_c)}_{\text{lentille de collimation}} + \underbrace{d + d_1}_{\text{réseau}} + \underbrace{(t_{cyl} + n_{cyl} e_{cyl})}_{\text{œil - de - chat}} \quad (\text{A1-1})$$

Les lentilles étant choisies, les termes extrêmes de l'égalité ci-dessus sont définis :

$$\begin{aligned} t_c + n_c e_c &= 3,175 + 1,5 \times 5,36 \\ &= 11,2 \text{ mm} \\ t_{cyl} + n_{cyl} e_{cyl} &= 4,0 + 1,5 \times 3,5 \\ &= 9,25 \text{ mm} \end{aligned}$$

Il reste à déterminer d et d_1 ; ce sont sur ces valeurs que nous avons une marge de manoeuvre, limitées par le choix de l'angle d'incidence θ_{inc} sur le réseau. Cherchons tout d'abord comment, sous un angle donné, minimiser ces grandeurs.

II.1. Distance lentille de collimation - réseau d

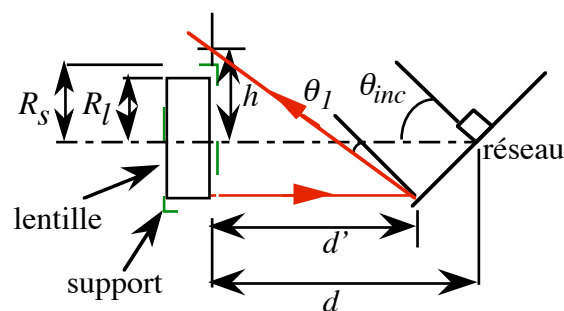


Fig. A1.3 : Définition des variables pour le calcul de la distance lentille - réseau

À l'aide de la figure A1.3, la distance minimale lentille-réseau d_{min} est telle que $h = R_s$, avec :

$$\begin{aligned} h &= d' \tan(\theta_{inc} - \theta_1) - R_l \\ \text{et } d' &= d - R_l \cdot \tan(\theta_{inc}) \end{aligned}$$

$$\text{soit encore : } d_{min} = \frac{R_l + R_s}{\tan(\theta_{inc} - \theta_1)} + R_l \tan(\theta_{inc}) \quad (\text{A1-2})$$

θ_1 est donné par la relation des réseaux (A2-1) :

$$\theta_1 = \arcsin\left(\frac{\lambda}{a} - \sin \theta_{inc}\right) \quad (\text{A1-3})$$

II.2. Distance réseau - œil-de-chat d_1

La distance minimale entre l'œil-de-chat et le réseau est telle que la lentille cylindrique soit à l'intersection des faisceaux incident et d'ordre 1 (Fig. A1.4). Cette situation est compatible avec la limite fixée sur d au paragraphe précédent; lorsque les deux conditions sont réalisées simultanément, la lentille d'œil-de-chat est exactement à l'angle du support de la lentille, ce qui est techniquement concevable puisque nous avons fictivement agrandi la largeur de ce support pour permettre une telle situation.

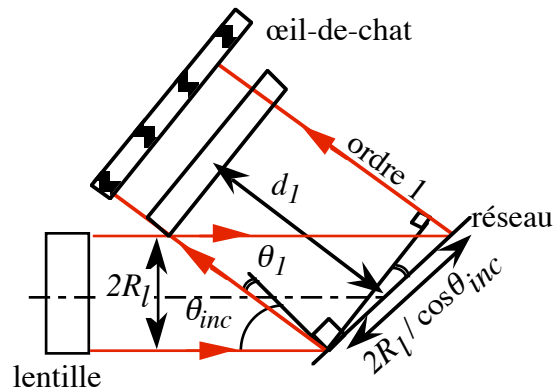


Fig. A1.4 : Détermination graphique de la valeur minimale de d_1

Dans cette configuration - limite :

$$d_{1min} = \frac{2R_l}{\sin(\theta_{inc} - \theta_1)} + \frac{R_l \sin(\theta_1)}{\cos(\theta_{inc})} \quad (\text{A1-4})$$

Notons que cette condition implique que l'œil-de-chat ne se superpose pas non plus à l'ordre 0, car ce dernier est le symétrique du faisceau incident par rapport à la normale au réseau.

II.3. Finalement ...

$$L_{ext}(\theta_{inc}, \theta_1) = 20,5 \text{ mm} + \left(\frac{R_l + R_s}{\tan(\theta_{inc} - \theta_1)} + R_l \tan(\theta_{inc}) \right) + \left(\frac{2R_l}{\sin(\theta_{inc} - \theta_1)} + \frac{R_l \sin(\theta_1)}{\cos(\theta_{inc})} \right) \quad (\text{A1-5})$$

Il convient de remarquer que cette expression a été obtenue pour des configurations analogues à celle de la figure A1.1, c'est-à-dire pour lesquelles θ_{inc} est compris entre l'incidence de Littrow et 90° .

III. Incidence optimale

Il reste à chercher un minimum à L_{ext} , pour un réseau de pas a donné, et à $\lambda = 852$ nm.

Un réseau plus dispersif (a plus petit), par exemple de 1800 traits/mm, conduit à des cavités nettement plus longues que celles obtenues avec un réseau de pas supérieur (Fig A1.5), à cause des angles de diffraction θ_l importants du premier. Il est donc plus favorable, du point de vue des sauts de modes, de réaliser un LCE avec un réseau de pas élevé; avec les contraintes sur le nombre d'ordres (§3.C.II.4), c'est un réseau de 1200 traits/mm ($a = 833$ nm) qui convient à $\lambda = 852$ nm.

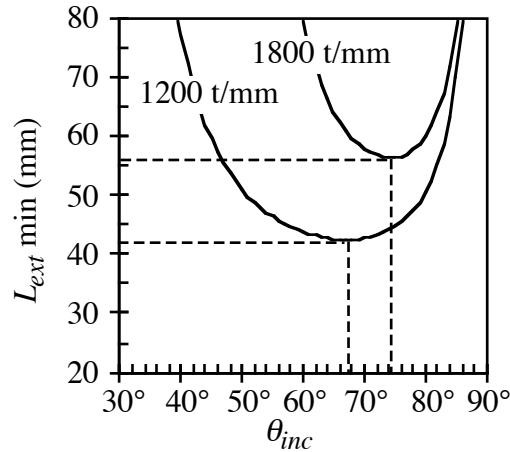


Fig. A1.5 : Longueur minimale de la cavité externe, en fonction de l'angle d'incidence sur le réseau, pour deux réseaux de pas différents. $R_l = 3,6$ mm, $R_s = 6$ mm

Sur un réseau de 1200 traits/mm, l'angle d'incidence qui minimise L_{ext} est de 67° , pour lequel $L_{ext} = 43,5$ mm, avec les valeurs choisies. À $\theta_{inc} = 45^\circ$, $L_{ext} = 61$ mm, soit une augmentation relative d'environ 50%.

La comparaison des différents termes qui interviennent dans l'expression de L_{ext} fait apparaître l'existence d'un minimum de d_{min} à 62° ; ce terme est essentiellement responsable de la variation de L_{ext} avec θ_{inc} . Par ailleurs, la contribution des focales des lentilles et de leurs épaisseurs est importante, on voit l'intérêt de les diminuer encore.

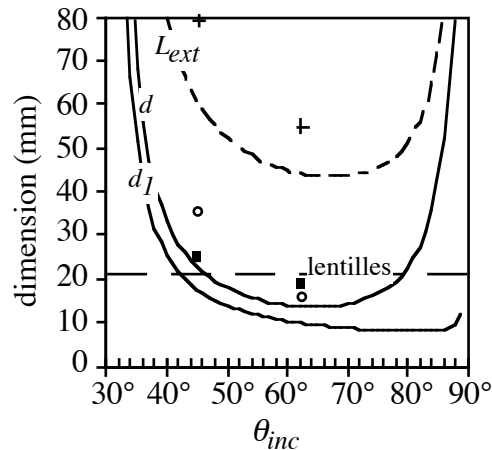


Fig. A1.6: Contribution des différents termes à L_{ext} pour $\lambda = 852$ nm, un réseau de 1200 traits/mm, $R_l = 3,6$ mm, $R_s = 6$ mm, somme des focales des lentilles = 20,5 mm. Les points, carrés et croix représentent respectivement les valeurs de d_l , d et L_{ext} choisies expérimentalement aux angles de 45° et 62° d'un LCE réalisé avec ces mêmes composants.

La figure A1.7 représente à l'échelle deux configurations de la même cavité externe, pour deux angles d'incidence. La réduction de la longueur totale apparaît très nettement à 67° , grâce à une diminution de la longueur de chaque bras.

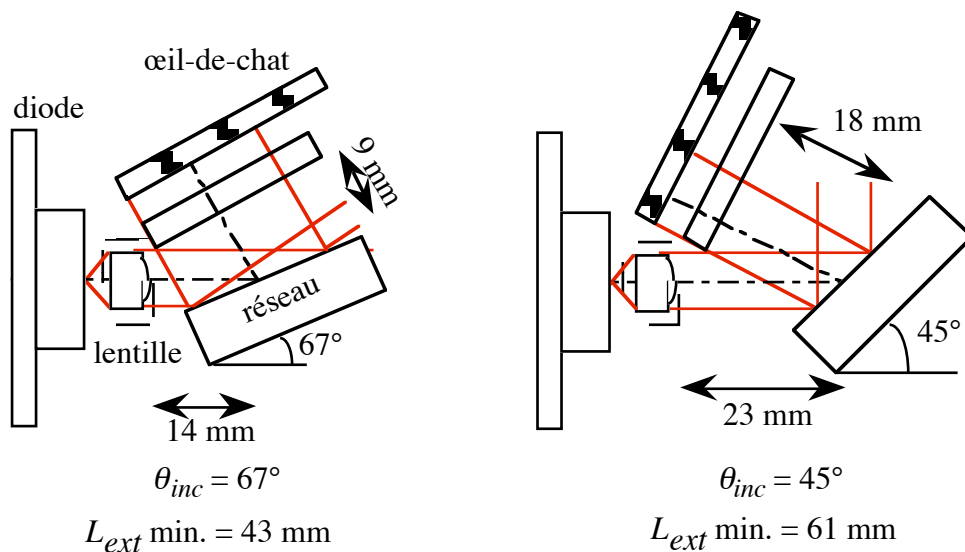


Fig. A1.7: Représentation à l'échelle 1:1 de la cavité externe pour un réseau de 1200 traits/mm; la longueur de la cavité est minimisée selon les critères de §A1.II, pour deux angles d'incidence 45° et 67° (optimal).

Cette étude a servi de point de départ à la conception d'un LCE auto-aligné par P. Petit. Les valeurs qu'il a finalement choisies (voir Fig. A1.6) sont supérieures à celles qui découlent de ce calcul, pour permettre une rotation de quelques degrés de l'œil-de-chat autour de son orientation centrale et augmenter les tolérances mécaniques des pièces.

Le calcul présenté montre donc l'existence d'une incidence $\theta_{inc} = 67^\circ$ pour un réseau de 1200 traits/mm ($a = 833$ nm) qui minimise la longueur de la cavité externe, avec une variation relativement plate entre 60° et 75° . Même si, en pratique, des contraintes technologiques plus sévères que celles choisies dans ce modèle aboutissent à des cavités plus longues que celles prévues ici, c'est autour de ces valeurs qu'il faut incliner préférentiellement le réseau, pour écarter au maximum les sauts de modes, tout en gardant une réduction suffisante de la largeur de raie du laser.

Annexe A 2 :

Largeur spectrale de la lumière couplée dans la diode

Nous cherchons ici à évaluer la largeur spectrale $\Delta\nu_c$ de la lumière réfléchi par la cavité externe d'un LCE dans la couche active de la diode laser. Cette largeur détermine la sélectivité spectrale de la cavité externe, dont le rôle est essentiel dans l'extinction des modes adjacents, et la réduction des sauts de modes de la diode (§3.C.II).

$\Delta\nu_c$ a deux origines fondamentalement distinctes :

- la dispersion des longueurs d'ondes par le réseau, suivant la loi :

$$\sin \theta_{inc} + \sin \theta_1 = \frac{\lambda_0}{a} \quad (A2-1)$$

- l'élargissement du mode propre de la diode, à une longueur d'onde donnée, par les aberrations géométriques et la diffraction du faisceau lors de sa propagation dans la cavité externe.

Le filtrage des longueurs d'ondes est effectué par l'ouverture de la couche active (cf. Fig. A2.1). Il est déterminé plus précisément par le couplage de la lumière réfléchi par la cavité externe avec le mode qui se propage à l'intérieur de la diode [de Labachellerie 88].

I. Dispersion par le réseau

I.1. Expression générale

Considérons les modes transverses monochromatiques au niveau de la couche active, c'est-à-dire la répartition de la lumière à une longueur d'onde donnée dans un plan parallèle à la couche active. C'est ce que j'ai représenté par des ellipses de couleurs différentes sur le schéma A2.1. Compte tenu de la répartition gaussienne de la lumière dans un mode, ces ellipses sont les contours à $1/e^2$ de la répartition d'intensité dans le plan. La superposition d'un mode transverse réfléchi à λ et du mode propre de la diode (représenté ici par la couche active) définit la portion du spectre de la lumière réfléchi par la cavité externe ("retour-réseau") qui se recouple avec la diode, c'est-à-dire la sélectivité spectrale de la cavité externe.

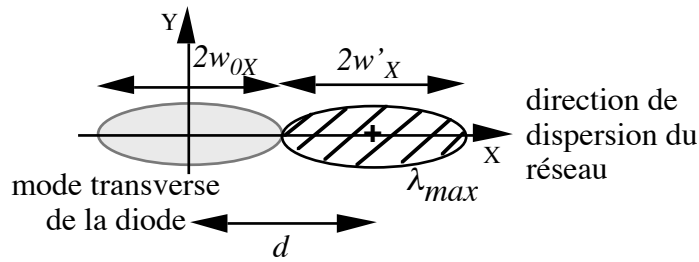


Fig. A2.1 : Modes transverses de la diode et réfléchi par la cavité externe à λ_{max} , dans le plan de la couche active.

Analytiquement, ce couplage entre le retour-réseau et la diode s'exprime comme la convolution spatiale du mode propre de la diode et de celui renvoyé à λ . [de Labachelerie 88]. Si le mode retour est gaussien, de largeur $2w'_X$, la demi-largeur à $1/e^2$ du couplage correspond à la longueur d'onde λ_{max} pour laquelle le mode transverse est décalé de $d = \sqrt{w_{0X}^2 + w'_X{}^2}$ par rapport à l'axe optique (voir Fig. A2.1). Il suffit d'appliquer la relation de dispersion des longueurs d'ondes dans le plan de la couche active pour déterminer $\Delta\lambda_c = \lambda_{max} - \lambda_{min}$.

$$\Delta\lambda_c = 2d \frac{d\lambda}{dX} \quad (\text{A2-2})$$

La largeur du mode propre de la diode est typiquement celle de la couche active, c'est-à-dire que $2w_{0X}$ est égal à $1 \mu\text{m}$ ou $3 \mu\text{m}$ selon l'orientation de la couche active par rapport à la direction de dispersion du réseau.

Si l'on néglige tout élargissement du mode lors de sa propagation dans la cavité externe :

$$w'_X = w_{0X} \\ \text{et } d = \sqrt{2}w_{0X}$$

Dans l'étude des deux configurations de LCE ci-dessous, nous nous placerons dans cette hypothèse pour évaluer la largeur spectrale minimale, géométrique, de la lumière recouplée dans la diode.

I.2 Laser en cavité étendue en Littrow

La relation de dispersion des longueurs d'ondes par le réseau est simplement obtenue par différentiation de l'expression (A2-1). Dans le plan de la couche active, on a :

$$\frac{\delta\lambda}{\delta X} = \frac{a}{f'} \cos \theta_{Littrow} \quad (\text{A2-3})$$

L'intervalle spectral maximal entre deux longueurs d'ondes qui pénètrent dans la couche active est donc :

$$\Delta\lambda_c = \lambda_{\max} - \lambda_{\min} = \frac{2\sqrt{2}w_{0X}}{f'} a \cos \theta_{Littrow} \quad (\text{A2-4})$$

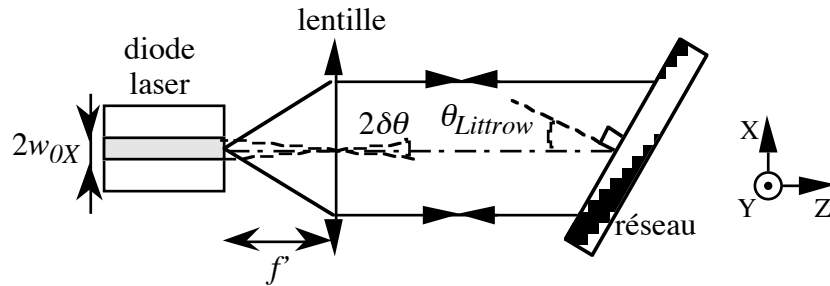


Fig. A2.2 : Laser en cavité étendue en montage de Littrow

Avec les valeurs numériques des LCE que nous réalisons habituellement :
 $\lambda = 852 \text{ nm}$, $a = 833 \text{ nm}$ (réseau 1200 traits/mm), $\theta_{inc} = 31^\circ$, $f' = 6,25 \text{ mm}$

orientation de la couche active	$d = \sqrt{2}w_{0X}$	$\Delta\lambda_c$	$\Delta\nu_c$
a. perpendiculaire à (OX)	$0,7 \mu\text{m}$	$0,16 \text{ nm}$	66 GHz
b. parallèle à (OX)	$2,1 \mu\text{m}$	$0,48 \text{ nm}$	197 GHz

Tableau A2.3 : Largeur spectrale de la lumière recouplée dans la couche active pour un LCE en montage de Littrow, selon l'orientation de la couche active et sans élargissement du mode-retour.

Dans ces conditions, le couplage du retour-réseau avec la diode est trop large pour sélectionner un seul des modes d'une diode Fabry-Perot SDL ($\Delta\nu_d \approx 50 \text{ GHz}$).

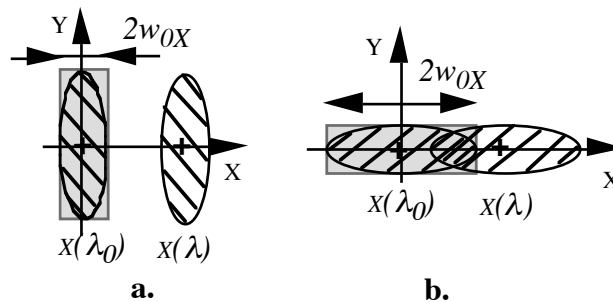


Fig. A2.4 : Modes transverses réfléchis par la cavité externe dans le plan de la couche active, à la même longueur d'onde λ et pour deux orientations de la couche active : a. perpendiculairement à la dispersion du réseau; b. parallèlement à la dispersion du réseau.

I.3 Laser en cavité étendue auto-alignée dépliée

Dans ce type de lasers, θ_{inc} et θ_l sont distincts, et le faisceau, passant deux fois par le réseau, est doublément dispersé.

Au premier passage par le réseau :

$$\sin \theta_{inc} + \sin \theta_l = \frac{\lambda_0}{a} \Rightarrow \cos \theta_l \cdot \delta \theta_l = \frac{\delta \lambda}{a} \quad (\text{A2-5})$$

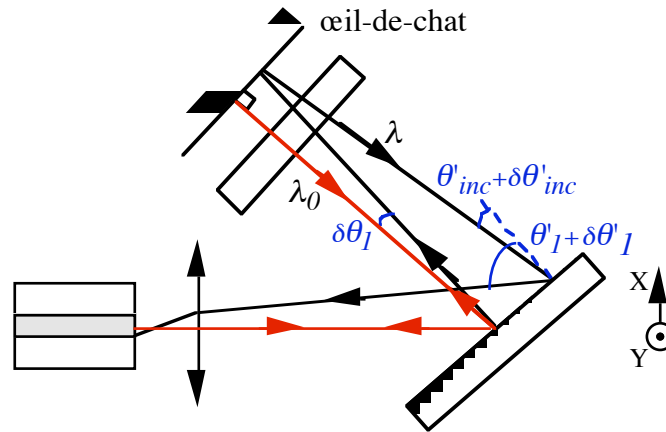


Fig. A2.5 : Cavité dépliée auto-alignée : trajet des rayons lumineux à λ_0 et λ .

L'ordre 1 est diffracté en direction de l'œil-de-chat unidimensionnel, qui, dans le plan de dispersion du réseau, se comporte comme un simple miroir. Un rayon diffracté sous un angle $\theta_l + \delta \theta_l$ est donc réfléchi avec un angle $\theta_l - \delta \theta_l$ par rapport à la normale au réseau. À la deuxième dispersion par le réseau :

$$\sin \theta'_{inc} + \sin \theta'_l = \frac{\lambda_0}{a} \Rightarrow \cos \theta_l \cdot \delta \theta'_{inc} + \cos \theta_{inc} \cdot \delta \theta'_l = \frac{\delta \lambda}{a} \quad (\text{A2-6})$$

où $\theta'_{inc} = \theta_l$ et $\theta'_l = \theta_{inc}$, angles d'incidence et d'ordre 1 lors du deuxième passage par le réseau

et $\delta \theta'_{inc} = -\delta \theta_l$

Sommant les relations (A2-5) et (A2-6), on obtient :

$$\frac{\delta \lambda}{\delta \theta'_l} = \frac{a}{2} \cos \theta_{inc} \Leftrightarrow \frac{\delta \lambda}{\delta X} = \frac{a}{2f} \cos \theta_{inc} \quad (\text{A2-7})$$

Dans cette configuration, la largeur spectrale du couplage du retour-réseau avec la diode est divisée par 2 (au rapport des $\cos \theta_{inc}$ près) par rapport au LCE en Littrow :

$$\Delta \lambda_c = \frac{d}{f} \cdot a \cos \theta_{inc} \quad (\text{A2-8})$$

Avec les conditions expérimentales usuelles (cf. Tableau A2.3) et $\theta_{inc} = 67^\circ$:

orientation de la couche active	$d = \sqrt{2}w_{0X}$	$\Delta\lambda_c$	$\Delta\nu_c$
a. perpendiculaire à (OX)	0,7 μm	0,04 nm	15 GHz
b. parallèle à (OX)	2,1 μm	0,11 nm	45 GHz

Tableau A2.6 : Largeur spectrale de la lumière recouplée dans la couche active pour un LCE déplié, sans élargissement du mode-retour.

Dans la situation du tableau A2.6, on gagne un facteur 4 sur la sélectivité spectrale de la cavité par rapport à la configuration en Littrow (tableau A3.3), grâce au double passage par le réseau, mais aussi par le choix d'un angle nettement supérieur, conduisant à un rapport des cosinus voisin de 2.

Si la couche active est orientée perpendiculairement à la dispersion du réseau, c'est-à-dire la polarisation du faisceau laser parallèle aux traits du réseau, la sélectivité spectrale du couplage est théoriquement suffisante pour empêcher deux modes d'une diode laser SDL de laser simultanément. Expérimentalement, on observe des sauts de modes entre modes de la diode laser avec des LCE dans cette configuration, ce qui tend à prouver que l'élargissement du mode transverse n'est pas négligeable.

Il est possible d'augmenter encore la sélectivité spectrale de la cavité externe dépliée en remplaçant le miroir d'œil-de-chat par un réseau en position de Littrow [Wandt], mais cela diminue encore la puissance lumineuse du faisceau réfléchi par la cavité externe vers la diode laser.

II. Sources d'élargissements du couplage

II.1 Les aberrations géométriques

À cause des angles d'ouverture importants auxquels les lentilles de collimation et cylindrique travaillent, on ne peut pas négliger les aberrations géométriques, qui élargissent et déforment le faisceau hors du domaine paraxial [Cagnet].

Pour réduire leur importance, la lentille de collimation du faisceau laser est une lentille asphérique, calculée pour supprimer l'aberration sphérique. La lentille cylindrique est, quant à elle, une lentille plan-convexe; elle n'introduit pas d'aberration sphérique dans le plan de dispersion des longueurs d'ondes, dans lequel elle se comporte comme une simple lame de verre.

Les aberrations d'ordres supérieurs (aberration sphérique résiduelle, coma, distorsion,...) sont difficilement quantifiables, à cause du manque de données du constructeur sur les caractéristiques de la lentille asphérique. D'autre part, le moindre décentrage ou

inclinaison de cette lentille, que l'on ne peut totalement éviter lors de son positionnement, augmente les aberrations du faisceau et élargit le mode - retour.

II.2 La diffraction par les diaphragmes

Expérimentalement, à cause de la taille réduite des éléments de la cavité externe (lentilles, réseau), le faisceau est partiellement écrêté, en particulier dans la grande direction du faisceau, perpendiculairement à la couche active. Cela est source d'un élargissement du faisceau par diffraction.

a. Faisceau intra-cavité

Dans les LCE réalisés au L.H.A., la lentille de collimation est en général une lentille Corning 350110, caractérisée par sa distance focale $f' = 6,25$ mm à $\lambda = 852$ nm, et un diamètre de pupille $\varnothing_l = 5$ mm. Or, les dimensions typiques du faisceau issu de la couche active de la diode sont, dans le plan de la pupille, de $2w_X = 6,8$ mm sur $2w_Y = 2,2$ mm. Il est donc diaphragmé par la lentille dans la direction (0x), ce qui explique ses irrégularités par rapport à la répartition gaussienne théorique.

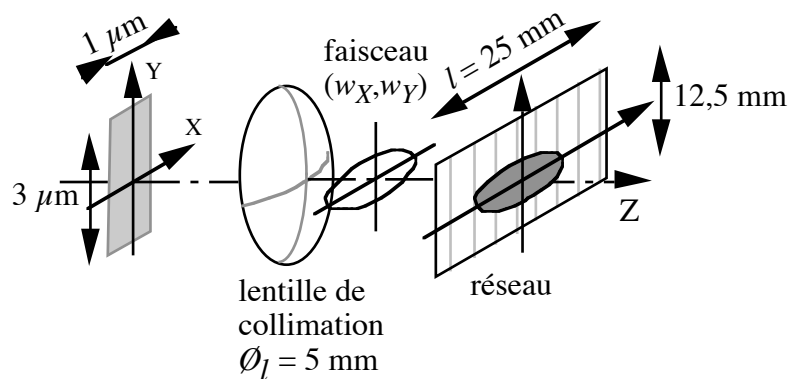


Fig. A2.6 : Vue 3D de la cavité externe étudiée pour la diffraction

Si la diode est orientée parallèlement aux traits du réseau (Fig. A2.6), ce qui est le plus favorable en terme de sélectivité spectrale, le grand axe de l'ellipse du faisceau dans la cavité est alors parallèle à la grande largeur de la lentille cylindrique* et du réseau. C'est donc principalement la lentille sphérique qui diaphragme le grand axe du faisceau.

Lors du trajet lentille-réseau et retour, la diaphragmation du faisceau suivant (0X) conduit à l'apparition de nombreux pics de diffraction dans la distribution d'intensité, qui se réduisent théoriquement à une tache d'Airy à grande distance.

* Dans les LCE en cavité dépliée, le faisceau diffracté dans l'ordre 1 à λ_0 est élargi dans le rapport des cosinus, dans le plan de dispersion du réseau, mais reste bien inférieur à la largeur l_{cyl} de la lentille cylindrique.

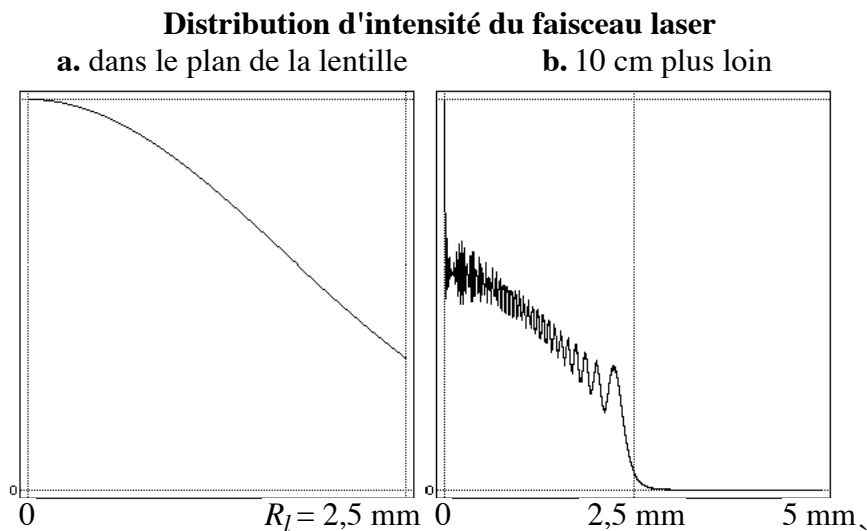


Fig. A2.7 : Faisceau gaussien ($w_X = 3,4$ mm) dans le plan de la pupille de la lentille (a.), et calcul numérique de la distribution d'intensité dans un plan à 10 cm de la lentille (b.), par le logiciel PARAXIA.

b. Mode transverse réfléchi par la cavité externe dans le plan de la couche active

Ce qui va nous intéresser, en ce qui concerne la largeur spectrale $\Delta\nu_c$ de la lumière recouplée dans la diode, ce sont les dimensions du faisceau dans le plan de la couche active, après une deuxième diaphragmation par la lentille et une focalisation du faisceau. Or, en optique de Fourier, la répartition d'intensité dans le plan focal d'une lentille est proportionnelle au module carré de la transformée de Fourier de la répartition d'amplitude de l'onde dans le plan de la lentille * [Saleh] :

$$I(x', y') \approx |T.F.(u(x, y))|^2$$

Cela signifie donc que si l'onde incidente est plane, à répartition d'intensité constante dans le plan de la lentille, $u(x, y)$ est un disque de diamètre \varnothing_l . L'intensité dans le plan focal est alors une tache d'Airy, de demi-largeur $R_{Airy} = 1,22 \lambda f' / \varnothing_l = 1,22 \lambda N$:

$$I(r) = \left(\frac{2J_1(\pi \varnothing_l r / \lambda f')}{\pi \varnothing_l r / \lambda f'} \right)^2 \quad (\text{A2-9})$$

où \varnothing_l est le diamètre de la pupille de la lentille

f' est la distance focale

N est le nombre d'ouverture de la lentille, $N = f' / \varnothing_l$

* L'onde dans le plan focal image d'une lentille est exactement la transformée de Fourier de l'onde située dans le plan focal objet [Saleh, Chavel], ce qui est un résultat plus complet que le précédent, puisqu'il donne la phase de l'onde image en chaque point. Mais ce n'est pas ce qui nous intéresse ici.

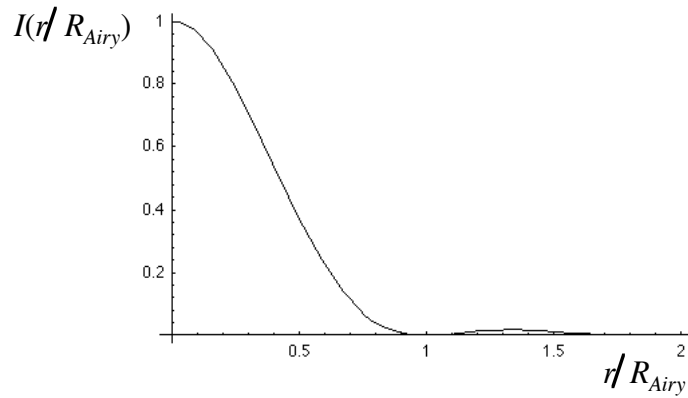


Fig. A2.8 : Fonction d'Airy en unités normalisées

Dans le cas général, la distribution d'intensité dans le plan de la couche active est le module carré de la convolution de la fonction d'Airy précédente et de la transformée de Fourier de l'onde réfléchi par la cavité externe dans le plan de la lentille u_l :

$$I(x', y') \approx \left| \text{Airy}(x, y) * T.F.(u_l(x, y)) \right|^2$$

c. Calcul de la forme du mode transverse par l'intégrale de Huygens

Le calcul exact du mode transverse réfléchi par la cavité externe dans le plan de la couche active a été réalisé dans le domaine de validité de l'approximation de Fresnel, par résolution numérique des intégrales de propagation d'Huygens-Fresnel [Saleh], à l'aide du logiciel de calcul PARAXIA. Le schéma A2.9 décrit les éléments considérés dans ce calcul :

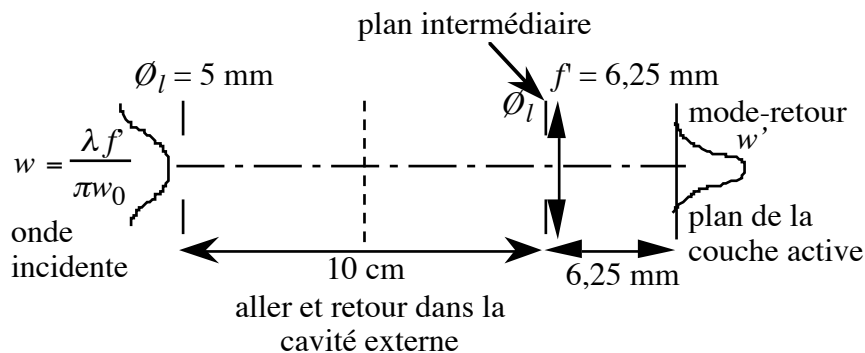


Fig. A2.9 : Schéma de principe de la cavité externe utilisées pour le calcul de la forme du faisceau dans le plan de la couche active.

Dans la direction parallèle à la couche active, la diaphragmation par la lentille ne perturbe pas sensiblement la répartition gaussienne de l'intensité du faisceau, car le waist $w_Y = 1,1$ mm est nettement inférieur au rayon de la pupille $R_l = 2,5$ mm. Dans le plan focal de la lentille, après un aller et retour dans la cavité externe, le mode transverse est à peine élargi par rapport au mode propre de la diode dans cette direction (Fig. A2.10).

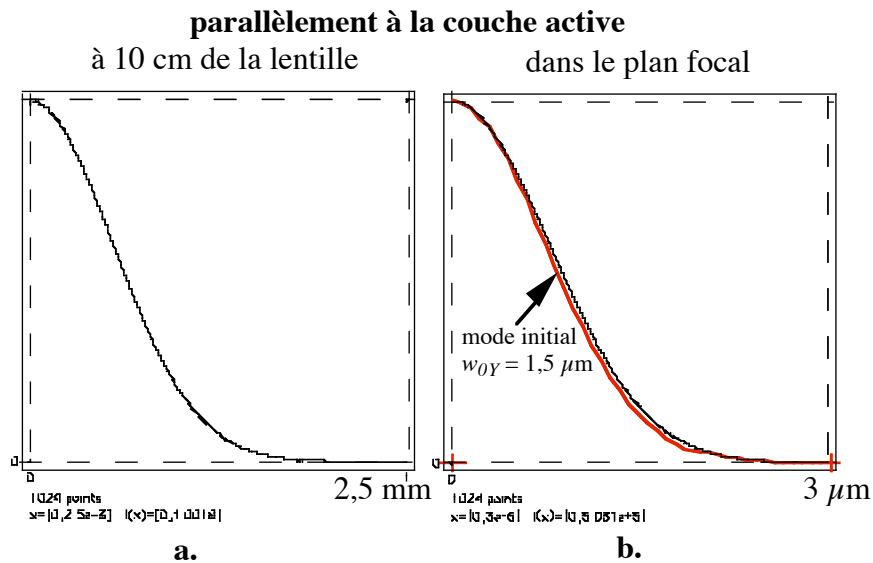


Fig. A2.10 : Répartition d'intensité suivant (OY); a. faisceau calculé à partir d'une gaussienne ($w_Y = 1,1$ mm) incidente sur la lentille, après diaphragmation et trajet de 10 cm; b. faisceau calculé à partir de l'onde a., au foyer de la lentille après une nouvelle diaphragmation, et comparaison avec une gaussienne de waist $w_{0Y} = 1,5 \mu\text{m}$.

Dans la direction perpendiculaire à la couche active (OX), c'est la distribution d'intensité fig. A2.7b qu'il faut considérer dans le plan intermédiaire avant focalisation sur la couche active.

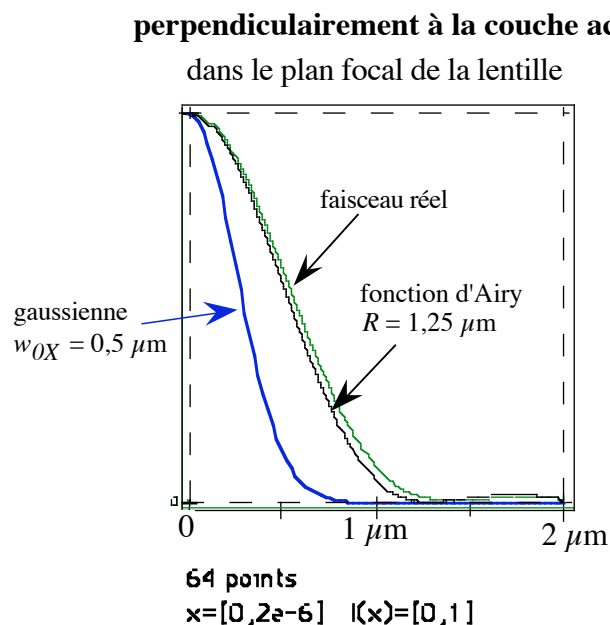


Fig. A2.11 : Comparaison dans le plan de la couche active du faisceau diffracté réel - calculé à partir d'une gaussienne de waist 3,4 mm dans le plan intermédiaire-, la fonction d'Airy de la lentille et le mode transverse initial de la diode.

Remarquons que les nombreuses irrégularités du faisceau dans le plan intermédiaire, correspondant à des fréquences spatiales élevées, ne sont pas reproduites au foyer de la lentille, parce qu'elles sont filtrées par la fonction d'Airy caractéristique de la lentille [Chavel]. En fait, et la résolution numérique le confirme, il est suffisant de considérer la répartition gaussienne de l'intensité du faisceau dans le plan de la lentille.

L'élargissement du mode transverse par diffraction dans la direction (OX) est donc important, la largeur du mode réfléchi dans le plan de la couche active est typiquement la moyenne quadratique des largeurs de la fonction d'Airy de rayon $1,25 \mu\text{m}$ - TF de la pupille circulaire - et d'une gaussienne de waist $0,5 \mu\text{m}$ - TF du faisceau gaussien dans le plan intermédiaire -, soit $2w'_X = 2,70 \mu\text{m}$.

d. Largeur spectrale du retour-réseau

L'élargissement du mode transverse par diffraction n'est critique, du point de vue de la largeur spectrale de la lumière recouplée dans la diode, que dans la direction de dispersion des longueurs d'ondes par le réseau.

Si la diode est orientée parallèlement à la dispersion du réseau (fig. A2.4b), nous avons vu que l'élargissement du mode transverse est faible, et donc la largeur spectrale n'est pas modifiée par rapport aux calculs précédents sans élargissement. Par contre, si la diode est perpendiculaire à (OX), le mode-retour est nettement plus large que le mode propre de la diode, ce qui augmente la largeur spectrale $\Delta\lambda_c$ suivant la relation (A2-2).

Pour récapituler, la largeur spectrale de la lumière couplée dans la couche active est, en tenant compte de l'élargissement éventuel du mode par diffraction (Tableau A2.12) :

orientation de la couche active	d	$\Delta\lambda_c$	$\Delta\nu_c$
a. \perp (OX) Littrow, $\theta_{inc} = 31^\circ$	$1,44 \mu\text{m}$	$0,33 \text{ nm}$	136 GHz
	-	$0,075 \text{ nm}$	31 GHz
	-	$0,14 \text{ nm}$	56 GHz
b. // (OX) Littrow, $\theta_{inc} = 31^\circ$	$2,1 \mu\text{m}$	$0,48 \text{ nm}$	197 GHz
	-	$0,11 \text{ nm}$	45 GHz
	-	$0,20 \text{ nm}$	81 GHz

Tableau A2.12 : Sélectivité spectrale de la cavité externe en montage de Littrow et en cavité dépliée, selon l'orientation de la diode par rapport à la dispersion du réseau, en tenant compte de l'élargissement par diffraction sur la lentille; $f' = 6,25 \text{ mm}$, $a = 833 \text{ nm}$, $\lambda = 852 \text{ nm}$.

En montage de Littrow, la largeur spectrale du couplage du mode réfléchi avec le mode de la couche active est très nettement supérieur à l'écart entre modes de la diode que l'on espérait séparer, quelle que soit l'orientation de la couche active choisie.

En cavités dépliées, le choix de l'angle d'incidence est critique, car il joue directement sur la dispersion de la cavité; les cavités classiques, à $\theta_{inc} = 45^\circ$, ne permettent pas non plus de séparer deux modes propres de la diode; par contre, les cavités dépliées pour lesquelles la longueur de la cavité externe est minimisée ($\theta_{inc} = 67^\circ$, cf. §A1) sont théoriquement suffisamment sélectives. Toutefois, lors du test de cette configuration, nous avons observé des sauts de modes de la diode, ce qui tend à prouver que les autres sources d'élargissements du mode transverse ne sont pas négligeables.

Malgré le rôle néfaste de la diffraction qui intervient lorsque la diode est orientée perpendiculairement à la dispersion du réseau, la sélectivité spectrale de la cavité externe reste plus étroite dans cette situation, c'est pourquoi nous continuons à la considérer préférable.

La tache de diffraction dans le plan de la couche active est limitée par la diffraction par la lentille, qui suit la relation $R_{Airy} = 1,22\lambda N$ (voir A2-9). C'est l'ouverture numérique insuffisante de la lentille, qui ne récupère pas l'intégralité du faisceau issu de la diode, qui est donc essentiellement responsable de l'élargissement par diffraction du mode transverse. On voit l'intérêt de travailler avec des lentilles très ouvertes, avec les contraintes sur la qualité optique du faisceau qui en découlent. En pratique, il existe peu de lentilles simples plus ouvertes que celles que nous utilisons qui ne soient pas entachées d'aberration sphérique.

Références

- [Cagnet] M. Cagnet, Formation des images, aberrations, cours de l'École Supérieure d'Optique, 1993
- [Chavel] P. Chavel, Optique de Fourier, cours de l'École Supérieure d'Optique, 1993
- [de Labachellerie 88] M. de Labachellerie, Principales caractéristiques des lasers à semi-conducteurs à cavité étendue. Application à l'amélioration des propriétés spectrales des diodes laser, thèse de l'université Paris XI, 1988
- [Saleh] B. E. A. Saleh et M. C. Teich, Fundamentals of photonics, John Wiley & Sons, Inc., 1991
- [Wandt] D. Wandt, M. Laschek, A. Tünnermann et H. Welling, "*Continuously tunable external-cavity diode laser with a double-grating arrangement*", Optics Letters 22, n° 6, pp 390-392, 1997

Annexe A3 :

Puissances lumineuses d'une diode laser

Il s'agit d'exprimer la puissance optique moyenne à l'intérieur d'une diode laser, et émises par chacune de ses faces.

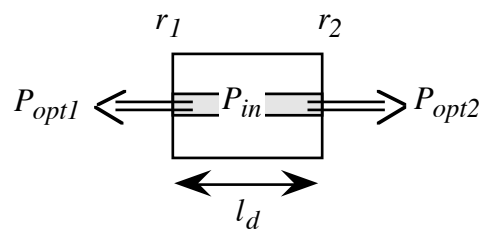


Fig. A3-1 : Vue simplifiée d'une diode laser, définition des paramètres

La condition d'oscillation d'un mode laser dans la diode se ramène à une condition d'amplitude :

$$r_1 r_2 e^{2(g - \alpha_{\text{int}})l_d} = 1 \quad (\text{A3-1a})$$

et une condition de phase (analogue à l'équation (2-8)):

$$\frac{4\pi}{\lambda} \overline{\mu_{\text{eff}}} l_d = 2k\pi, \quad k \in \mathbb{N} \quad (\text{A3-1b})$$

où $(g - \alpha_{\text{int}})$ est le gain linéique net (gain optique moins absorption);

$\overline{\mu_{\text{eff}}}$ est l'indice effectif de groupe du milieu actif;

λ est la longueur d'onde d'émission;

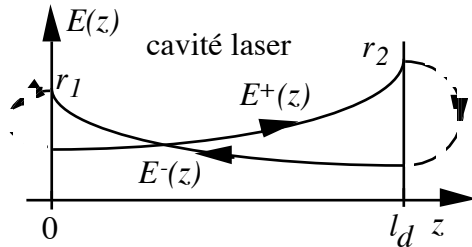
et avec les notations de la figure A3-1.

I. Puissance optique intra-cavité

Nous nous plaçons dans un modèle unidimensionnel : nous ne tenons donc pas compte de la distribution transverse de l'intensité du champ dans la cavité laser.

I.1. Expression du champ électrique

Le champ électrique dans la cavité laser se décompose en deux ondes planes, qui se propagent en sens opposés.



$$E^+(z) = E^+(0) e^{(g-\alpha_{\text{int}})z} e^{ikz}$$

$$E^-(z) = E^-(l_d) e^{(g-\alpha_{\text{int}})(l_d-z)} e^{-ikz}$$

(A3-2)

Fig. A3.2 : Propagation du champ dans une diode laser; variation de l'amplitude de l'onde lors de la propagation

Sur les facettes, les relations entre les champs E^+ et E^- sont :

$$E^+(0) = r_1 E^-(0) = E_0^+$$

$$E^-(l_d) = r_2 E^+(l_d)$$

(A3-3)

En un point quelconque de la cavité, le champ électrique E est la somme des champs se propageant dans les deux directions, soit :

$$E(z) = E^+(z) + E^-(z)$$

$$= E_0^+ \left(e^{(g-\alpha_{\text{int}})z} e^{ikz} + r_2 e^{(g-\alpha_{\text{int}})(2l_d-z)} e^{ik(l_d-z)} \right)$$

(A3-4)

I.2. Puissance lumineuse

La puissance lumineuse* de l'onde intra-cavité est proportionnelle au carré du module du champ électrique, ce qui s'écrit :

$$P(z) \approx E(z) E^*(z)$$

$$= |E_0^+|^2 \left(e^{2(g-\alpha_{\text{int}})z} + |r_2|^2 e^{2(g-\alpha_{\text{int}})(2l_d-z)} + e^{2(g-\alpha_{\text{int}})l_d} \left(r_2 e^{ik(l_d-2z)} + \text{c.c.} \right) \right)$$

(A3-

5)

La puissance laser moyenne dans la diode est :

* Il conviendrait rigoureusement de distinguer entre puissance et intensité lumineuse - proportionnelle à $|E(z)|^2$ et homogène à une puissance par unité de surface -; la différence perd son sens dans ce modèle unidimensionnel, et les relations obtenues restent valables dans le cas réel à trois dimensions.

$$P_{in}(z) = \frac{1}{l_d} \int_0^{l_d} P(z) dz$$

Or, appliquant la condition de phase (A3-1b), le troisième terme de (A3-5) apporte une contribution nulle à l'intégrale précédente. Il vient alors :

$$P_{in} \approx \frac{|E_0|^2}{2(g - \alpha_{int})l_d} \left(e^{2(g - \alpha_{int})l_d} - 1 \right) \left(1 + |r_2|^2 e^{2(g - \alpha_{int})l_d} \right) \quad (A3-6)$$

ce qui, avec (A3-1a), se simplifie en :

$$P_{in} \approx \frac{|E_0^+|^2}{-\ln r_1 r_2} \frac{(1 - r_1 r_2)(r_1 + r_2)}{r_1^2 r_2} \quad (A3-7)$$

II. Puissances optiques émises par chaque face

La puissance lumineuse en sortie du laser est proportionnelle à la puissance de l'onde intra-cavité sur la facette se propageant dans le sens de l'onde sortante, c'est-à-dire :

$$P_{opt1} = (1 - R_1) |E^-(0)|^2 = \frac{(1 - R_1)}{R_1} |E^+(0)|^2 \quad (A3-8)$$

$$P_{opt2} = (1 - R_2) |E^+(l_d)|^2 = \frac{(1 - R_2)}{r_1 r_2} |E^+(0)|^2 \quad (A3-9)$$

On en déduit une relation entre la puissance à l'intérieur de la diode laser, et celle en sortie de chacune de ses faces :

$$P_{opt1,2} = \frac{r_{2,1}(1 - R_{1,2})}{r_1(1 - R_2) + r_2(1 - R_1)} \alpha_m l_d P_{in} \quad (A3-10)$$

$$\text{avec } \alpha_m = -(1/l_d) \ln(r_1 r_2).$$

On retrouve le coefficient $A_{1,2}$ défini à l'équation (2-7) pour exprimer la puissance optique émise en fonction du courant d'alimentation, et qui apparaît à nouveau dans l'expression de la largeur de raie d'une diode laser pour relier la puissance utile au nombre de photons intra-cavité.

Annexe A4 :

Distribution des vitesses

I. Distribution des vitesses d'un jet thermique

La distribution de vitesses des atomes dans un jet thermique suit une loi de Maxwell modifiée, dont la valeur moyenne dépend de la température des atomes dans le four [Ramsey]:

$$p(v_{at}) = \frac{2v_{at}^3}{\alpha^4} e^{-\frac{v_{at}^2}{\alpha^2}} \quad (\text{A4-1})$$

avec $\alpha = \sqrt{2kT/m_{Cs}}$
 $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K, constante de Boltzman
 $m_{Cs} = 2,22 \cdot 10^{-25}$ kg, masse atomique du césium

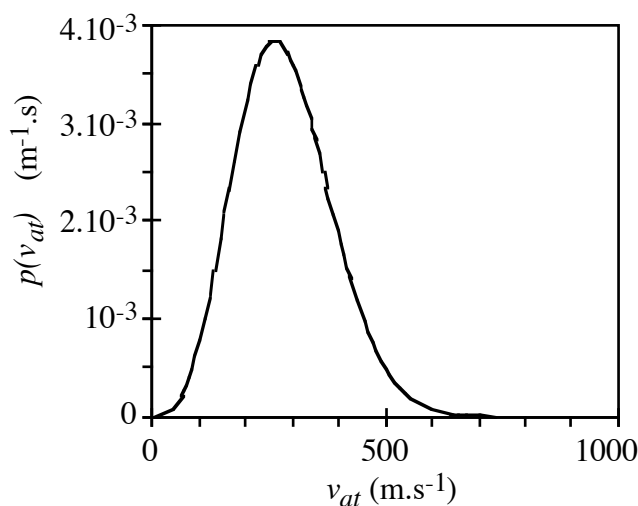


Fig. A4.1 : Distribution des vitesses dans un jet thermique de césium à $T = 90^\circ\text{C}$.

La vitesse la plus probable dans le jet est $\sqrt{3/2}\alpha$, et la vitesse moyenne des atomes est donnée par $\overline{v_{at}} = (3/4)\sqrt{\pi}\alpha$. À $T = 90^\circ\text{C}$, $\alpha = 213 \text{ m.s}^{-1}$ et $\overline{v_{at}} = 284 \text{ m.s}^{-1}$.

II. Distribution des temps d'interaction

En pratique, c'est souvent la distribution des temps de transit t_i sur une distance L qui nous intéresse pour l'étude des interactions entre les atomes et le rayonnement laser ou micro-onde. Elle découle directement de l'expression ci-dessus [Vanier] :

$$f(t_i) = \frac{2L^4}{\alpha^4 t_i^5} e^{-\frac{L^2}{\alpha^2 t_i^2}} \quad (\text{A4-2})$$

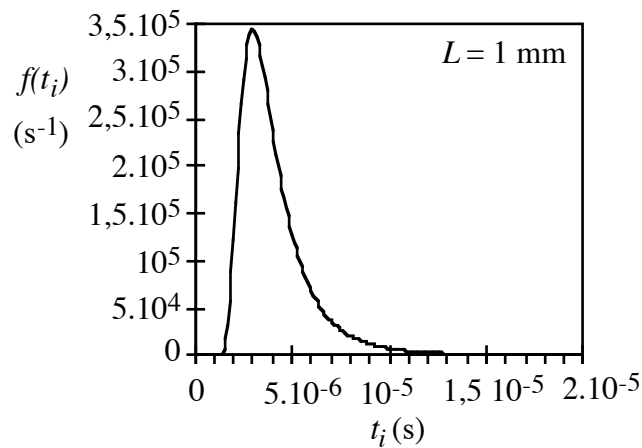


Fig. A4.2 : Distribution des temps d'interaction d'un jet thermique sur une distance de $L = 1 \text{ mm}$, $\alpha = 213 \text{ m.s}^{-1}$.

Le temps moyen de transit des atomes est $\bar{t}_i = \sqrt{\pi L / (2\alpha)}$. Pour une température des atomes de 90°C , $\bar{t}_i / L = 4,2 \mu\text{s.mm}^{-1}$.

Références

- [Ramsey] N.F. Ramsey, Molecular Beams, Clarendon Press, Oxford, 1956
- [Vanier] J. Vanier et C. Audoin, The quantum physics of atomic frequency standards, Bristol and Philadelphia, IOP Publishing, 1989