



HAL
open science

Réalisation d'un laser LNA monomode et asservi sur la transition $23S1-23P$ de l'hélium 4 (1083nm): utilisation pour quelques expériences de refroidissement radiatif d'atomes d'hélium 4 métastable

Nathalie Vansteenkiste

► **To cite this version:**

Nathalie Vansteenkiste. Réalisation d'un laser LNA monomode et asservi sur la transition $23S1-23P$ de l'hélium 4 (1083nm): utilisation pour quelques expériences de refroidissement radiatif d'atomes d'hélium 4 métastable. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 1989. Français. NNT: . tel-00011867

HAL Id: tel-00011867

<https://theses.hal.science/tel-00011867v1>

Submitted on 9 Mar 2006

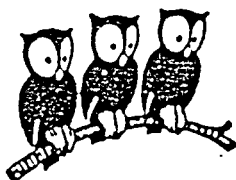
HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

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.

ORSAY
N° d'ordre :

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE.
DE L'ÉCOLE NORMALE
SUPÉRIEURE



THESE
présentée
pour obtenir

le titre de DOCTEUR EN SCIENCES

par

Nathalie VANSTEENKISTE

SUJET : REALISATION D'UN LASER LNA MONOMODE ET ASSERVI SUR
LA TRANSITION $2^3S_1 \rightarrow 2^3P$ DE L'HELIUM 4 (1083 nm) :
UTILISATION POUR QUELQUES EXPERIENCES DE REFROI-
DISSEMENT RADIATIF D'ATOMES D'HELIUM 4 METASTABLE

soutenue le 3 OCTOBRE 1989 devant la Commission d'Examen :

MM. C. IMBERT,

Président

A. ASPECT
C. CAHEN
R. J. CHAMPEAU
C. MANUS
C. SALOMON

Examineurs

W. D. PHILLIPS

Membre Invité

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

THESE
présentée
pour obtenir

le titre de DOCTEUR EN SCIENCES

par

Nathalie VANSTEENKISTE

SUJET : REALISATION D'UN LASER LNA MONOMODE ET ASSERVI SUR
LA TRANSITION $2^3S_1 \rightarrow 2^3P$ DE L'HELIUM 4 (1083 nm) :
UTILISATION POUR QUELQUES EXPERIENCES DE REFROI-
DISSEMENT RADIATIF D'ATOMES D'HELIUM 4 METASTABLE

soutenue le 3 OCTOBRE 1989 devant la Commission d'Examen :

MM. C. IMBERT,	Président
A. ASPECT C. CAHEN R. J. CHAMPEAU C. MANUS C. SALOMON	Examineurs
W. D. PHILLIPS	Membre invité

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué au Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'École Normale Supérieure de 1986 à 1989. Je remercie Jacques DUPONT-ROC de m'y avoir accueillie et d'avoir veillé à ce que ma thèse s'y déroule dans les meilleures conditions.

J'ai eu la chance de faire partie du groupe de Claude COHEN-TANNOUDJI. La clarté de ses explications, aussi bien au Collège de France, au DEA ou lors de nos réunions de groupe hebdomadaires, m'ont permis d'accéder à un domaine avec lequel je n'étais pas familière. J'ai aussi été très touchée de l'attention constante qu'il a portée à mon travail.

Alain ASPECT a dirigé cette thèse avec une disponibilité permanente. Je voudrais lui dire combien ses encouragements et ses conseils m'ont été précieux au cours de ces trois années et le seront encore au-delà de cette thèse.

J'ai beaucoup appris de l'excellent expérimentateur qu'est Christophe SALOMON, en particulier lors de la réalisation des asservissements du laser. Il est toujours intervenu immédiatement les nombreuses fois où j'ai sollicité son aide, et je lui en suis reconnaissante. J'ai beaucoup apprécié aussi l'intérêt que Jean DALIBARD porte pour tous les problèmes qu'on lui pose, et sa capacité à toujours proposer de nouvelles idées. J'ai eu le plaisir de partager de nombreuses heures de "manips" avec Robin KAISER, les plus fructueuses comme les plus ingrates, toujours dans la bonne humeur. Je voudrais également associer Yvan CASTIN aux remerciements que j'adresse à tous les membres de l'équipe dont l'enthousiasme et le dynamisme ont rendu ces trois années si agréables et m'ont donné le goût à la recherche.

Au début de ce travail, l'aide de Michèle LEDUC a été déterminante pour la réalisation du laser LNA. Je lui dois beaucoup de temps gagné grâce à ses conseils et à tout ce qu'elle m'a prêté ou donné (cristaux de LNA, miroirs, électronique, ...). Je remercie également tous les membres de son groupe ainsi que tous les chercheurs du laboratoire dont j'ai sollicité un conseil ou un prêt de matériel. Je tiens à associer à ces remerciements les chercheurs d'autres laboratoires, qui ont pu, à un moment ou un autre, me faire profiter de leur expérience.

J'ai profité du passage au laboratoire de nombreux visiteurs étrangers. Je voudrais remercier en particulier Ennio ARIMONDO qui a participé activement à l'expérience de "résonance noire" et Léo HOLLBERG qui m'a fait profiter de sa grande expérience sur les asservissements à haute fréquence.

Bill PHILLIPS dirige l'un des principaux groupes de refroidissement laser dans le monde : je lui suis très reconnaissante d'avoir accepté de participer à ce jury de thèse et de m'accueillir l'an prochain dans son équipe. Je remercie également Messieurs les Professeurs CHAMPEAU et IMBERT, Messieurs CAHEN et MANUS pour l'intérêt qu'ils ont accepté de porter à ce travail en faisant partie du jury de soutenance.

Les expériences décrites dans ce mémoire ont largement mis à contribution les services techniques et administratifs du Laboratoire de Physique de l'E.N.S. et du Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne. Je tiens à en remercier tous les membres, qui ont souvent dû faire face à mes urgences. En particulier, Gérard TRENEC et André CLOUQUEUR, par leur compétence et leur dynamisme, ont fait l'impossible pour que les expériences ne soient jamais bloquées par un problème technique. Je voudrais aussi féliciter MM. POINT et COURTIADÉ pour leur remarquable rapidité d'intervention.

Une mention spéciale doit être décernée à Irène BRODSCHI. Son efficacité et son dévouement ont compensé mon inexpérience et permis à cette thèse d'être prête à temps. Je voudrais la remercier pour avoir accompli ce tour de force, avec en plus beaucoup de gentillesse.

Je ne saurais terminer sans remercier Melle GAZAN qui s'est chargée de la reproduction de ce mémoire et M. MANCEAU qui en a assuré la reliure.

Je remercie EDF qui a cofinancé cette thèse avec le CNRS, ce qui m'a permis de passer ces trois années dans de bonnes conditions matérielles.

TABLE DES MATIERES

<u>INTRODUCTION</u>	p. 1
<u>CHAPITRE I : SOURCES LASER A 1.08μm</u>	p. 7
I. A. LES MILIEUX AMPLIFICATEURS	p. 7
I. B. CONCEPTION D'UN LASER A LNA EN ANNEAU	p. 10
I. B. 1. Caractéristiques du LNA. Choix du pompage	p. 10
I. B. 2. La cavité laser	p. 13
a) <i>Stabilité</i>	p. 13
b) <i>Schéma du pompage</i>	p. 17
c) <i>Fonctionnement unidirectionnel</i>	p. 18
I. B. 3. Sélection en fréquence	p. 22
a) <i>Le filtre de Lyot</i>	p. 22
b) <i>L'étalon Fabry-Perot mince</i>	p. 25
c) <i>Le filtre Fabry-Perot épais</i>	p. 25
I. B. 4. Performances du laser LNA	p. 29
I. C. STABILISATION EN FREQUENCE DU LASER	p. 32
I. C. 0. Analyse harmonique d'un signal aléatoire.	
Densité spectrale de bruit	p. 33
I. C. 1. Spectres de bruit d'amplitude et de fréquence du laser non asservi	p. 35
I. C. 2. Principes généraux des asservissements	p. 47
I. C. 3. Stabilisation de la fréquence du laser LNA par des méthodes de modulation à basse fréquence	p. 52
a) <i>Méthodes de génération d'un signal d'erreur</i>	p. 54
b) <i>Asservissement en mode interne</i>	p. 57
c) <i>Asservissement de la fréquence du laser sur la cavité externe</i>	p. 61
d) <i>Asservissement sur la raie atomique</i>	p. 68
e) <i>Réglage du désaccord du laser par rapport à la fréquence atomique en champ nul</i>	p. 77

I. C. 4.	Asservissement par modulation haute fréquence	p. 84
a)	<i>Principe de la modulation haute fréquence</i>	p. 85
b)	<i>Le modulateur électrooptique</i>	p. 95
c)	<i>Le système de détection rapide</i>	p. 100
d)	<i>Démodulation : obtention du signal d'erreur</i>	p. 105
e)	<i>Résultats expérimentaux</i>	p. 106
f)	<i>Analyse spectrale du signal d'erreur. Estimation de la largeur de raie laser</i>	p. 108
g)	<i>Améliorations possibles</i>	p. 113

CHAPITRE II : REFROIDISSEMENT TRANSVERSE D'UN JET D'HELIUM METASTABLE

		p. 115
II. A.	INTERET DU REFROIDISSEMENT TRANSVERSE	p. 117
II. A. 1.	Définition du refroidissement à une dimension	p. 117
II. A. 2.	Applications du refroidissement transverse	p. 120
II. A. 3.	Intérêt des expériences à une dimension pour l'étude des mécanismes de refroidissement	p. 120
II. B.	MONTAGE EXPERIMENTAL	p. 121
II. B. 1.	La transition utilisée	p. 123
II. B. 2.	Le jet atomique	p. 126
II. B. 3.	Les faisceaux laser	p. 128
II. B. 4.	Le réglage des polarisations	p. 130
a)	<i>Terminologie des polarisations</i>	p. 130
b)	<i>Situation expérimentale</i>	p. 133
c)	<i>Propriétés de retour inverse de la polarisation</i>	p. 136
d)	<i>Procédures de réglage en σ^+/σ^+ et en linéaire/linéaire parallèles</i>	p. 137
e)	<i>Procédures de réglage des configurations σ^+/σ^- et linéaire/linéaire orthogonales</i>	p. 138
II. B. 5.	Le système de détection	p. 141

II. B. 6.	Méthode d'analyse des vitesses transverses	p. 142
a)	<i>Position du problème</i>	p. 142
b)	<i>Principe de l'analyse des vitesses transverses</i>	p. 143
c)	<i>Incertitude sur la vitesse transverse lorsque la fente d'analyse est placée avant la zone d'interaction</i>	p. 144
d)	<i>Fente d'analyse placée après la zone d'interaction</i>	p. 147
e)	<i>Effet de la largeur des fentes</i>	p. 148
II. C.	REFROIDISSEMENT RADIATIF D'UN ATOME A 2 NIVEAUX	p. 150
II. C. 1.	Force de pression de radiation	p. 150
II. C. 2.	Mélasse optique	p. 152
a)	<i>Principe</i>	p. 153
b)	<i>Force de friction</i>	p. 153
c)	<i>Diffusion de l'impulsion atomique : chauffage</i>	p. 156
d)	<i>Température limite</i>	p. 158
II. C. 3.	Equation d'évolution de la distribution des vitesses	p. 161
a)	<i>Intérêt</i>	p. 161
b)	<i>Modèle théorique : équation de Fokker-Planck</i>	p. 162
c)	<i>Solution stationnaire</i>	p. 163
d)	<i>Solution générale</i>	p. 163
II. C. 4.	Hors de l'approximation des faibles intensités	p. 164
II. C. 5.	Etude expérimentale de la vitesse à une dimension	p. 166
a)	<i>Schéma de l'expérience</i>	p. 166
b)	<i>Conditions expérimentales</i>	p. 168
c)	<i>Résultats expérimentaux</i>	p. 168
d)	<i>Comparaison théorie-expérience</i>	p. 170
e)	<i>Conclusion - Perspectives</i>	p. 171

II. D. DEFLEXION D'UN JET ATOMIQUE PAR UNE ONDE PROGRESSIVE CONVERGENTE	p. 172
II. D. 1. But poursuivi	p. 172
II. D. 2. Déflexion par une onde plane	p. 172
II. D. 3. Déflexion par une onde convergente	p. 174
II. D. 4. Etude du mouvement de l'atome dans l'onde convergente : déflexion et refroidissement transverse	p. 176
II. D. 5. Résultats expérimentaux	p. 184
a) <i>Conditions expérimentales</i>	p. 184
b) <i>Résultats</i>	p. 186
II. E. REFROIDISSEMENT PAR PIEGEAGE COHERENT DE POPULATION : EN-DESSOUS DE L'ENERGIE DE REcul D'UN SEUL PHOTON	p. 188
II. E. 1. Présentation du processus de refroidissement	p. 188
II. E. 2. Différences avec les processus de refroidissement habituels	p. 193
II. E. 3. Mise en évidence expérimentale - article : "Laser cooling below the one-photon recoil by velocity selective coherent population trapping", A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste et C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. <u>61</u> , 826-829 (1988)	p. 194
II. E. 4. Difficultés expérimentales	p. 198
a) <i>Dégénérescence des niveaux fondamentaux : annulation du champ magnétique</i>	p. 198
b) <i>Relation de phase entre les ondes laser</i>	p. 200
c) <i>Superposition des ondes laser</i>	p. 209
d) <i>Pureté de polarisation</i>	p. 215
e) <i>Résolution en vitesse transverse</i>	p. 216
II. E. 5. Conclusion et perspectives	p. 217
<u>CONCLUSION</u>	p. 219

APPENDICES

- . Appendice n°1 : calcul de la condition de stabilité et des tailles de waists dans la cavité laser en tenant compte de l'astigmatisme p. 221
- . Appendice n°2 : calcul de la transmission spectrale d'une lame biréfringente placée à l'incidence de Brewster dans une cavité laser p. 226
 - 1. Description du filtre de Lyot élémentaire p. 226
 - 2. Calcul du déphasage introduit par une lame biréfringente sous incidence oblique p. 227
 - 3. Calcul du spectre d'une lame biréfringente dans une cavité laser contenant des dioptries à Brewster p. 234
 - a) *Calcul de la matrice de Jones correspondant à un tour dans la cavité* p. 235
 - b) *Calcul des polarisations propres* p. 238
- . Appendice n°3 : retour inverse de la lumière et polarisation p. 245
 - 1. Représentation d'une polarisation par un vecteur colonne p. 246
 - 2. Représentation matricielle des lames biréfringentes et des lames à pouvoir rotatoire naturel p. 248
 - a) *Cas d'une lame biréfringente*
 - b) *Cas d'une lame à pouvoir rotatoire naturel* p. 250
 - 3. Retour inverse pour un système formé d'un ensemble de lames biréfringentes et de lames à pouvoir rotatoire naturel p. 251
 - 4. Application de la formule de retour inverse dans deux cas particuliers p. 253
 - a) *Polarisation linéaire au niveau du miroir* p. 253
 - b) *Polarisation circulaire au niveau du miroir* p. 255

BIBLIOGRAPHIE

INTRODUCTION

La possibilité d'agir sur le mouvement de la matière au moyen de la lumière est une idée ancienne. Dès 1731, de MAIRAN écrivait dans son *Traité physique et historique de l'Aurore Boréale* :

"Les voyageurs assurent que le Danube est beaucoup moins rapide le matin, lorsque les rayons du Soleil s'opposent à son cours, qu'il ne l'est l'après-midi, lorsqu'ils aident ce cours".

L'effet de la pression de radiation, non pas sur les gouttes d'eau d'un fleuve mais sur un jet atomique, a été démontré pour la première fois par FRISCH en 1933 [1]. L'idée de base est séduisante par sa simplicité : lors de l'absorption ou de l'émission d'un photon, un atome subit un recul qui va modifier sa vitesse. La modification correspondante ($\hbar k/M \approx 10\text{cm/s}$ pour un atome d'hélium 4 et $\lambda = 1.083\mu\text{m}$) est très petite devant les vitesses thermiques habituelles des atomes (1000m/s pour l'hélium 4); mais si on répète un grand nombre de processus élémentaires d'absorption et d'émission, on modifie de façon notable la vitesse des atomes.

L'avènement des lasers continus accordables, capables de saturer les transitions atomiques, a rendu possibles des expériences spectaculaires. Plusieurs groupes [2] se sont mis à étudier la déflexion d'un jet atomique et ses applications à la spectroscopie ou à la séparation isotopique. De 1983 à 1987, une seconde génération d'expériences a produit une importante moisson de résultats : ralentissement (diminution de la vitesse moyenne) et refroidissement [3] (affinement de la distribution des vitesses autour de la vitesse moyenne) d'un jet atomique [4, 5], piégeage magnétique et radiatif (confinement dans l'espace) [5]. Ces expériences nécessitent un bon contrôle de la fréquence des lasers, à une fraction de la largeur de raie de la transition atomique. La plupart d'entre elles ont été réalisées sur des alcalins, en particulier des atomes de sodium dont la raie de résonance à 589nm peut être saturée par des lasers à colorant continu et stabilisés. Les progrès des diodes laser à 852nm ont également suscité des expériences de refroidissement d'atomes de césium, commencées en 1985 au Laboratoire de l'École Normale Supérieure.

La mise en oeuvre en 1986 d'une expérience de refroidissement radiatif d'atomes d'hélium 4 métastable, délicate du point de vue du jet atomique (obtention d'atomes métastables) et du laser (pas de source commerciale à $1.083\mu\text{m}$), a été motivée par les caractéristiques de cet atome, intéressantes pour plusieurs raisons :

(i) Du point de vue de l'étude du refroidissement radiatif en lui-même

- Les schémas de niveaux, accessibles sur la transition $2^3\text{S} \rightarrow 2^3\text{P}$ utilisée pour le refroidissement, sont à la fois simples (pas de structure hyperfine) et suffisamment riches pour permettre d'étudier différents mécanismes de refroidissement (structure à 3 niveaux $J = 0, 1, 2$ dans le multiplet 2^3P_J). Cet avantage apparaîtra très clairement dans les parties II.C et II.E.
- Les paramètres caractéristiques associés au refroidissement radiatif ont pour l'hélium 4 des valeurs très différentes de celles des alcalins (cf. § II.B.1). Par exemple :
 - . l'intensité nécessaire pour saturer la transition $2^3\text{S} \rightarrow 2^3\text{P}$ est faible ($0.2\text{mW}/\text{cm}^2$), d'où la possibilité de réaliser des expériences à forte saturation;
 - . on atteint facilement un régime où l'énergie cinétique de recul associée à l'échange d'un photon est du même ordre de grandeur que l'énergie de l'atome refroidi; l'étude théorique d'un tel régime nécessite des traitements quantiques peu développés jusqu'ici.

(ii) Du point de vue des applications du refroidissement radiatif, l'obtention de jets atomiques d'hélium 4 métastable collimatés, intenses et monocinétiques (froids) est intéressante pour l'étude des collisions jet sur jet ou jet sur surface. Avec la focalisation d'un tel jet, on peut imaginer une nouvelle microsonde de surface.

(iii) En vue d'étudier d'éventuels effets quantiques collectifs (échantillons très froids et très denses), l'hélium a l'intérêt d'exister sous deux formes isotopiques, fermion ^3He et boson ^4He , dont on attend des comportements différents.

Après la mise au point de la source atomique et du laser, des expériences de refroidissement radiatif de l'hélium 4 métastable ont commencé au laboratoire de l'E.N.S. en 1987-1988. Cette période a

coïncidé avec deux rebondissements majeurs dans le domaine du refroidissement radiatif. Deux barrières vers les basses températures, communément admises jusque-là, ont été franchies :

- la température limite dans une mélasse optique est beaucoup plus basse que la "limite Doppler" prévue pour un modèle d'atome à deux niveaux ($25\mu\text{K}$ au lieu de $240\mu\text{K}$, par exemple pour le sodium [6], $30\mu\text{K}$ au lieu de $120\mu\text{K}$ pour le césium [7]) ;
- un nouveau processus permet d'aller encore plus bas en température, en-dessous de l'énergie cinétique de recul lié à l'échange d'un seul photon (gamme du microKelvin) : aucune nouvelle limite fondamentale n'a été trouvée aux plus basses températures que l'on peut atteindre avec ce processus (cf. § II. E).

Le groupe de l'E. N. S. a joué un rôle important dans ces nouveaux développements, aussi bien sur le plan théorique qu'expérimental [8]. C'est dans ce contexte que se sont déroulées les expériences décrites dans ce mémoire.

PLAN DE LA THESE

Ce mémoire comprend deux parties quasiment indépendantes :

- le chapitre I décrit le laser à LNA, monomode, asservi sur la fréquence de la transition atomique $2^3\text{S} \rightarrow 2^3\text{P}$ de l'hélium 4 ($\lambda=1.08\mu\text{m}$). Les performances recherchées étaient déterminées par les exigences des expériences de refroidissement radiatif.
- le chapitre II décrit quelques expériences de refroidissement transverse d'un jet atomique d'hélium 4 métastable, réalisées avec le laser LNA du chapitre I. L'accent est mis sur les aspects expérimentaux, tout en donnant les idées physiques à la base des phénomènes observés.

Le chapitre I présente les différentes étapes de la construction du laser à LNA :

- la partie A recense les milieux amplificateurs susceptibles de donner un effet laser à $1.08\mu\text{m}$, et justifie le choix du cristal de LNA.
- la partie B donne les principales caractéristiques du LNA: elle présente la géométrie de la cavité laser utilisée (un anneau) et le choix des éléments sélectifs nécessaires pour atteindre la fréquence de résonance de l'hélium ($1.083\mu\text{m}$). L'un de ces éléments est un filtre de Lyot dont le calcul détaillé est présenté dans l'appendice n°2, car il présente un résultat en apparence paradoxal : le filtre est d'autant plus sélectif qu'il y a moins de dioptries à l'incidence de Brewster dans la cavité laser.
- la partie C est consacrée à la stabilisation en fréquence du laser LNA. Les expériences de refroidissement radiatif nécessitent en effet une stabilité bien meilleure que la largeur naturelle du niveau excité de la transition utilisée ($\Gamma/2\pi = 1.6\text{MHz}$). Deux méthodes d'asservissement sont décrites :
 - . la première se fait en deux étapes : une correction des fluctuations rapides en asservissant la fréquence du laser sur une cavité Fabry-Perot confocale de référence, puis une stabilisation à long terme sur une raie d'absorption saturée en cellule. La largeur de raie obtenue est de l'ordre de 750kHz . Sous cette forme, le laser LNA a permis de réaliser les premières expériences de refroidissement radiatif de l'hélium 4.
 - . dans une seconde version des asservissements, la fréquence du laser a pu être asservie directement sur la raie d'absorption saturée en cellule, tout en gardant une grande bande passante grâce à une technique de modulation à haute fréquence. Le rapport signal sur bruit obtenu sur la raie d'absorption saturée est amélioré d'un facteur 170 par rapport à la méthode précédente; la largeur de raie du laser est finalement inférieure à 150kHz .

Le chapitre II décrit quelques expériences de refroidissement transverse d'un jet d'hélium 4 métastable réalisées avec le laser LNA.

- . La partie A précise la notion de refroidissement à une dimension et montre l'intérêt des expériences transverses.
- . Les détails expérimentaux sont présentés dans la partie B :
 - caractéristiques de la transition $2^3S \rightarrow 2^3P$ de l'hélium 4 utilisée pour le refroidissement radiatif;
 - présentation sommaire du jet atomique;
 - description détaillée du traitement optique des faisceaux lasers, en mettant l'accent sur le réglage des polarisations; utilisation de propriétés générales sur la transformation des polarisations lors du retour inverse de la lumière (démontrées dans l'appendice n°3);
 - méthode de détection des atomes métastables;
 - étude détaillée de la méthode d'analyse des vitesses transverses.
- . La partie C présente un test expérimental des températures limites prévues sur un modèle d'atome à deux niveaux interagissant avec une onde stationnaire peu intense ("mélasse optique"). Cette expérience a été réalisée à une dimension, sur la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$ de l'hélium 4 éclairée en lumière polarisée σ_+ . L'atome est alors pompé optiquement sur la transition $m_J = 1 \rightarrow m_J = 2$, réalisant la situation simple d'un atome à deux niveaux soumis à une onde stationnaire. Les résultats expérimentaux obtenus sont en accord avec la théorie élémentaire. Ceci est une confirmation du fait que les températures anormalement basses (par rapport à la théorie élémentaire), obtenues récemment avec les alcalins [6,7], sont dues à la structure complexe des niveaux.
- . Dans la partie D est mise en oeuvre une amélioration de la technique de déflexion d'un jet atomique en utilisant une onde laser convergente. L'idée est d'augmenter l'efficacité du processus en maintenant la condition de résonance atomes/laser au cours de la déflexion. On montre alors non seulement une augmentation de l'angle de déflexion, mais aussi une collimation (refroidissement transverse) du jet défléchi. Ce

type de manipulation peut être utile pour séparer un jet atomique d'hélium métastable du jet principal d'atomes dans l'état fondamental.

Enfin, la partie E décrit une expérience originale de refroidissement radiatif ayant permis de franchir la limite dite "de l'énergie de recul", c'est-à-dire l'énergie cinétique de recul liée à l'absorption ou l'émission d'un seul photon. Le processus mis en jeu est un piégeage cohérent de population (ou "résonance noire") sélectif en vitesse. On peut créer une superposition cohérente de sous-niveaux atomiques fondamentaux qui n'interagit plus avec la lumière et dans laquelle les atomes se piègent. Cet état piégeant n'existe que pour une vitesse atomique nulle. Les autres atomes, qui restent en interaction avec la lumière, vont effectuer une marche au hasard dans l'espace des états jusqu'à ce qu'ils tombent dans l'état piégeant. Il y aura donc accumulation des atomes dans un état de vitesse nulle, d'où un refroidissement. L'analyse théorique de ce processus montre qu'il n'y a pas de limite fondamentale à la température que l'on peut obtenir : plus le temps d'interaction cohérent entre atomes et laser est long, plus la température sera basse. La préservation des cohérences pendant un temps d'interaction suffisamment long pour observer un refroidissement est la principale difficulté de cette expérience : c'est pourquoi nous avons mis l'accent sur les contraintes expérimentales qu'il a fallu satisfaire; ceci a permis de confirmer les prédictions théoriques et d'atteindre des "températures" transverses de l'ordre de $2\mu\text{K}$.

CHAPITRE I

SOURCES LASER A 1.08 μm

1. A. LES MILIEUX AMPLIFICATEURS

Depuis plusieurs années, l'étude de l'hélium polarisé par voie optique a conduit à la recherche de sources émettant au voisinage de $1.08\mu\text{m}$ [9]. Pour augmenter l'efficacité du pompage optique, les lampes à décharge d'hélium ont été remplacées par des sources laser. La limite des lasers à colorant se situant au voisinage du micron, d'autres lasers accordables à milieu amplificateur solide, les centres colorés, ont été d'abord utilisés. Il s'agit du centre $(F_2)^+$ dans NaF, pompé par un laser à colorant à 890nm et balayable de $0.99\mu\text{m}$ à $1.22\mu\text{m}$ [10]. Malheureusement ces cristaux, obtenus par bombardement électronique, ne fonctionnent qu'à basse température (refroidis à l'azote liquide) et ont des durées de vie limitées (quelques mois à température ambiante).

La recherche s'est donc portée sur une autre famille de matériaux dont le point commun est le dopage par l'ion néodyme Nd^{3+} . Cet ion est responsable de l'effet laser à $1.06\mu\text{m}$ dans le Nd:YAG. Son inclusion dans une matrice cristalline bien choisie conduit à des déplacements des niveaux d'énergie qui modifient la longueur d'onde d'émission. De la fluorescence ou de l'effet laser au voisinage de $1.08\mu\text{m}$ ont ainsi été observés dans des cristaux (LNA [11], YAP [12], Nd:MgO:LiNbO₃ [13]), dans des verres dopés [14], et même dans des fibres dopées [15].

Récemment un autre ion, le titane Ti^{3+} , inclus dans du saphir Al_2O_3 , a montré un effet laser continu sur une très large plage de longueur d'onde centrée à 850nm. Au cours de ces derniers mois, des chercheurs de Spectra Physics ont observé l'émission laser jusqu'à $1.1\mu\text{m}$ par un pompage très intense (15 watts sur la raie verte d'un laser à argon) [16]. Le titane-saphir pourrait devenir un candidat possible pour atteindre la raie de l'hélium à $1.08\mu\text{m}$ si les seuils de pompage diminuent.

Enfin une voie très prometteuse s'ouvre avec des lasers semi-conducteurs qui se développent actuellement au voisinage de $1.08\mu\text{m}$. Les premiers échantillons sont actuellement étudiés au laboratoire.

Parmi ces possibilités, notre choix a été guidé par l'expérience dans ce domaine du groupe de l'E.N.S. travaillant sur l'hélium polarisé. Au début de ce travail, deux lasers linéaires à LNA (pompés par un laser à Argon ou à Krypton) avaient été réalisés dans cette équipe [17] et continuent actuellement d'être utilisés pour le pompage optique de l'hélium 3. Des améliorations ont depuis été apportées à ces lasers visant essentiellement à en augmenter la puissance (le pompage par lampe de cristaux plus grands est aussi étudié [18]). Par contre, la finesse spectrale n'est pas un facteur important pour ces expériences (le fonctionnement bimode est même avantageux). Nos besoins expérimentaux différents (finesse spectrale plus que puissance de sortie) nous ont donc conduit à construire un laser à LNA en anneau, monomode et balayable (décrit dans la partie B) et stabilisé en fréquence (voir partie C).

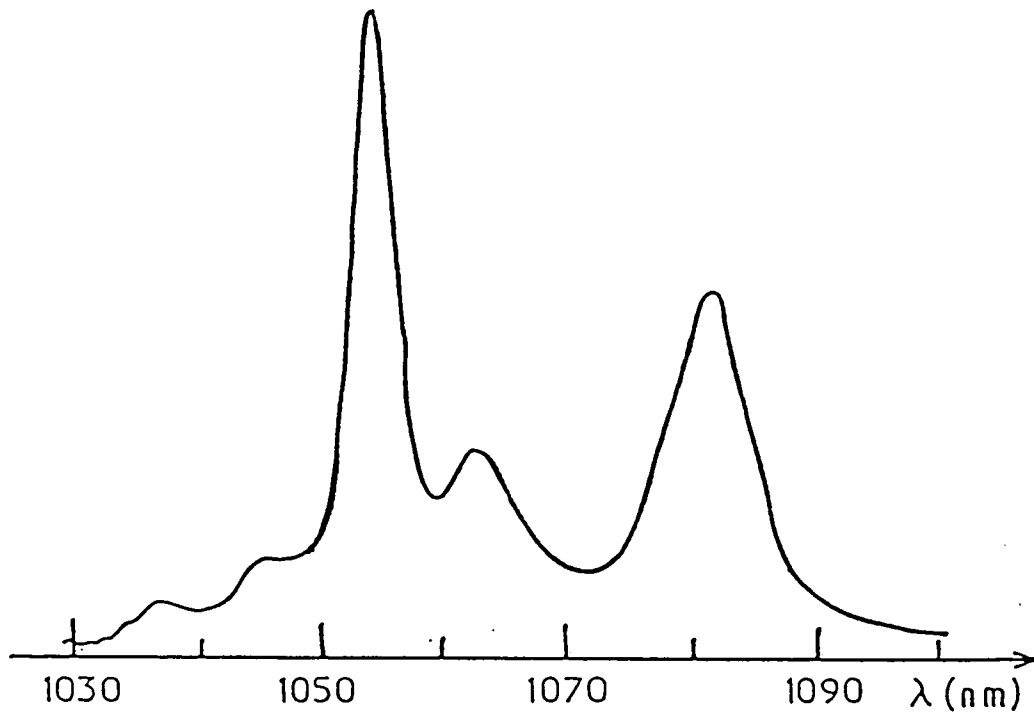


Fig. I-1a . Spectre de fluorescence du LNA [17].

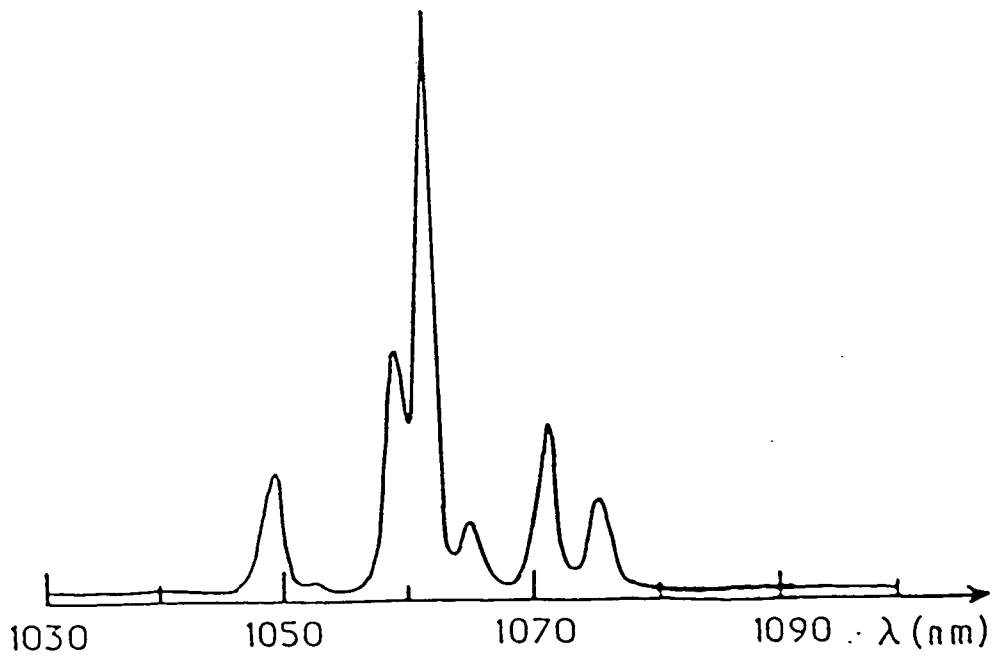


Fig. I-1b . Spectre de fluorescence du Nd:YAG [17].

I. B. CONCEPTION D'UN LASER A LNA EN ANNEAU

I. B. 1. Caractéristiques du LNA. Choix du pompage

Le LNA, de formule brute $\text{La}_{1-x}\text{Nd}_x\text{AlMg}_{11}\text{O}_{19}$, est un aluminat de lanthane dopé au néodyme avec un taux x qui peut aller jusqu'à 15 à 20% (à comparer au 1% du Nd:YAG). L'ion néodyme Nd^{3+} inclus dans la matrice cristalline est responsable de l'effet laser. C'est un système à 4 niveaux où l'inversion de population se produit entre les niveaux ${}^4\text{F}_{3/2}$ et ${}^4\text{I}_{9/2, 11/2, 13/2}$ correspondant à des longueurs d'onde d'émission de $0.9\mu\text{m}$, $1.06\mu\text{m}$ et $1.38\mu\text{m}$ respectivement [10]. Les raies les plus intenses de ce spectre de fluorescence sont représentées sur la figure 1-1a. Elles correspondent à la transition ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$ qui dans le LNA produit deux raies principales à $1.055\mu\text{m}$ et à $1.0815\mu\text{m}$, de largeurs à mi-hauteur 4nm et 8nm respectivement. Notons que ces raies sont beaucoup plus larges que la raie correspondante du Nd:YAG à $1.06\mu\text{m}$ (fig. 1-1b). Ceci est attribué par certains auteurs [11b] à un élargissement inhomogène lié aux différences d'environnement des ions Nd^{3+} dans la matrice cristalline. La tendance de notre laser à LNA à être spontanément monomode longitudinal nous conduit néanmoins à conclure à un élargissement essentiellement homogène. Il est probable que les deux causes d'élargissement coexistent. Cette largeur importante des raies de fluorescence va en tout cas permettre de balayer la fréquence du laser sur des plages importantes. Récemment l'émission laser a d'ailleurs été obtenue à l'Université de Caen sur une plage de longueur d'onde continue entre les deux raies, avec un laser à LNA à faible seuil pompé par diode laser [20].

Le spectre d'absorption du LNA (fig. 1-2) présente quatre pics dans l'ordre d'intensité décroissante : 580nm, 740nm, 800nm et 520nm. Il existe des lasers à toutes ces longueurs d'onde, mais plus ou moins simples, plus ou moins coûteux et plus ou moins puissants. Nous avons choisi de pomper notre cristal de LNA avec la raie verte à 514.5nm d'un laser à argon ionisé, de puissance maximale 4 watts, dont nous disposons au laboratoire. Pour atteindre des rendements optiques meilleurs, et un échauffement moindre du cristal, on peut être tenté d'utiliser un laser à colorant à 580nm (Rhodamine 6G par exemple, pompée par un laser à

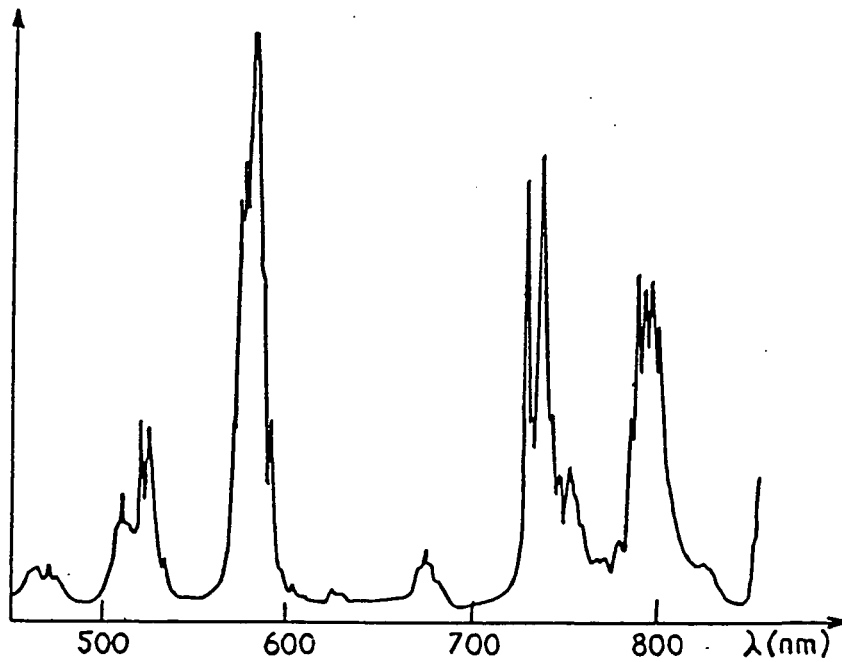


Fig. I-2 . Spectre d'absorption du LNA [17].

Longueur d'onde λ (μm)	n_o	n_e	Δn
0.266	1.9668 ± 0.0015	1.9531 ± 0.0015	0.0137
0.337	1.8391 ± 0.0013	1.8296 ± 0.0015	0.0095
0.355	1.8250 ± 0.0010	1.8156 ± 0.0010	0.0094
0.442	1.8081 ± 0.0010	1.8002 ± 0.0010	0.0079
0.532	1.7959 ± 0.0010	1.7883 ± 0.0010	0.0076
0.633	1.7890 ± 0.0008	1.7816 ± 0.0008	0.0074
1.064	1.7766 ± 0.0010	1.7692 ± 0.0010	0.0074
1.150	1.7765 ± 0.0015	1.7683 ± 0.0015	0.0072

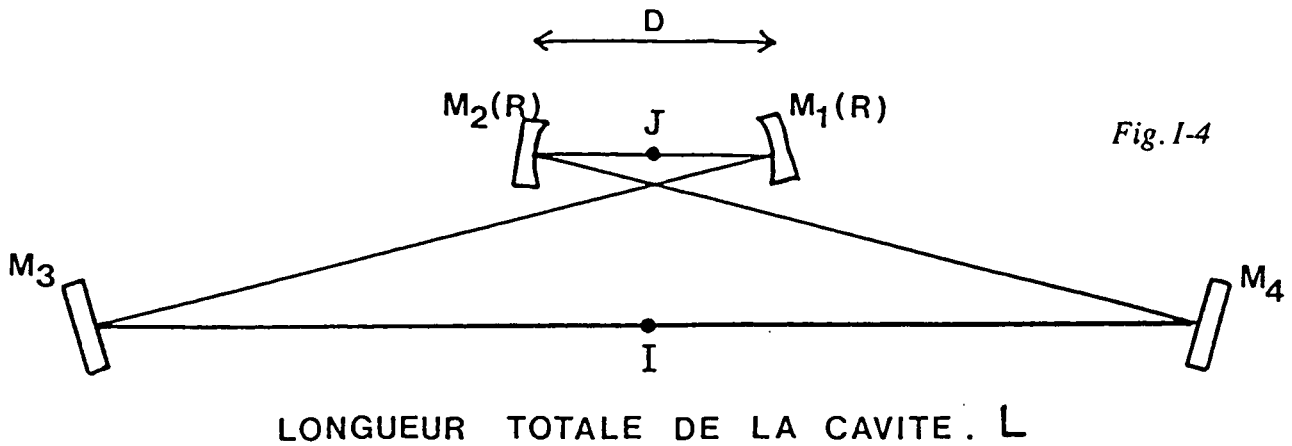
Fig. I-3 . Indices ordinaires et extraordinaires du LNA en fonction de la longueur d'onde [11b].

argon) ou un laser à krypton (raie à 750nm). Le choix dépend également des lasers dont on dispose au départ. Une solution en train de devenir particulièrement intéressante est l'utilisation de diodes laser de puissance à 800nm qui sont actuellement en plein développement (les puissances disponibles en continu ont dépassé le watt). Nous avons d'ailleurs commencé à explorer cette voie.

Le taux d'absorption d'un cristal de LNA dépend de l'axe selon lequel il est taillé. En effet c'est un milieu anisotrope puisqu'il est biréfringent, uniaxe (les indices ordinaires et extraordinaires sont reportés dans le tableau de la figure I-3 en fonction de la longueur d'onde). L'absorption est plus grande lorsque la lumière se propage le long de l'axe optique c , mais les cristaux sont plus difficiles à obtenir dans cette géométrie (à cause de la méthode de croissance [11a]). Le cristal que nous avons utilisé est un cylindre de 10mm de long sur 5mm de diamètre, taillé le long de l'axe c et dopé à 10% au néodyme. Il absorbe 70% des 4 watts du laser à argon à 514nm, et environ 90% des 100mW d'une diode laser à 800nm. Un autre cristal, de caractéristiques voisines mais plus court (5mm), absorbe 35% à 514nm et 70% à 800nm.

I. B. 2. La cavité laser

a) Stabilité

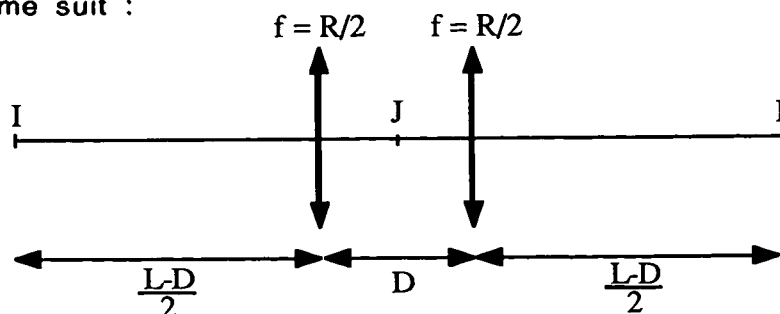


La cavité est un anneau en X composé de deux miroirs sphériques M_1 et M_2 de rayons de courbure $R=100\text{mm}$ et de deux miroirs plans M_3 et M_4 . Cette forme en X a été choisie afin de réduire les angles d'incidence sur les miroirs.

Cette cavité sera stable s'il existe un mode gaussien qui soit inchangé après un tour dans la cavité. Si l'on représente la cavité par une matrice M , traduisant la transformation des rayons paraxiaux après un tour, il s'agit de trouver les modes propres de valeur propre réelle. Cette condition s'écrit, pour une matrice M unitaire [12] :

$$+1 > \frac{1}{2} \text{Tr } M > -1$$

Cette condition ne dépend pas du point de la cavité à partir duquel on calcule la matrice M . On peut la calculer à partir du point I en dépliant la cavité, comme suit :



On obtient :

$$\begin{aligned}
 M(I) &= \begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \frac{L-D}{2} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & D \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & \frac{L-D}{2} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \\
 &= \begin{bmatrix} -1+2 \frac{D-R}{R} \cdot \frac{L-D-R}{R} & (L-D-R) \left[\frac{L-D-R}{R} \cdot \frac{D-R}{R} - 1 \right] \\ \frac{4(D-R)}{R^2} & -1+2 \frac{D-R}{R} \cdot \frac{L-D-R}{R} \end{bmatrix} \quad (I-1)
 \end{aligned}$$

La condition de stabilité s'écrit :

$$-1 < \frac{a+d}{2} < +1 \quad (I-2)$$

ou encore :

$$0 < D - R < \frac{R^2}{L - D - R} \quad (I-3)$$

Ceci impose notamment la condition $L > D + R$.

On peut également obtenir, à partir de la matrice, la position et la taille des "cols" du faisceau (waists en anglais) en un point P de la cavité en écrivant la condition de bouclage sur le rayon de courbure complexe du faisceau gaussien défini par [z1] :

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{r} - i \frac{\lambda}{\pi w^2} \quad (I-4)$$

La condition de bouclage s'écrit :

$$q(P) = \frac{a_P q(P) + b_P}{c_P q(P) + d_P} \quad (I-5)$$

où la matrice $\begin{bmatrix} a_P & b_P \\ c_P & d_P \end{bmatrix}$ est calculée à partir du point P.

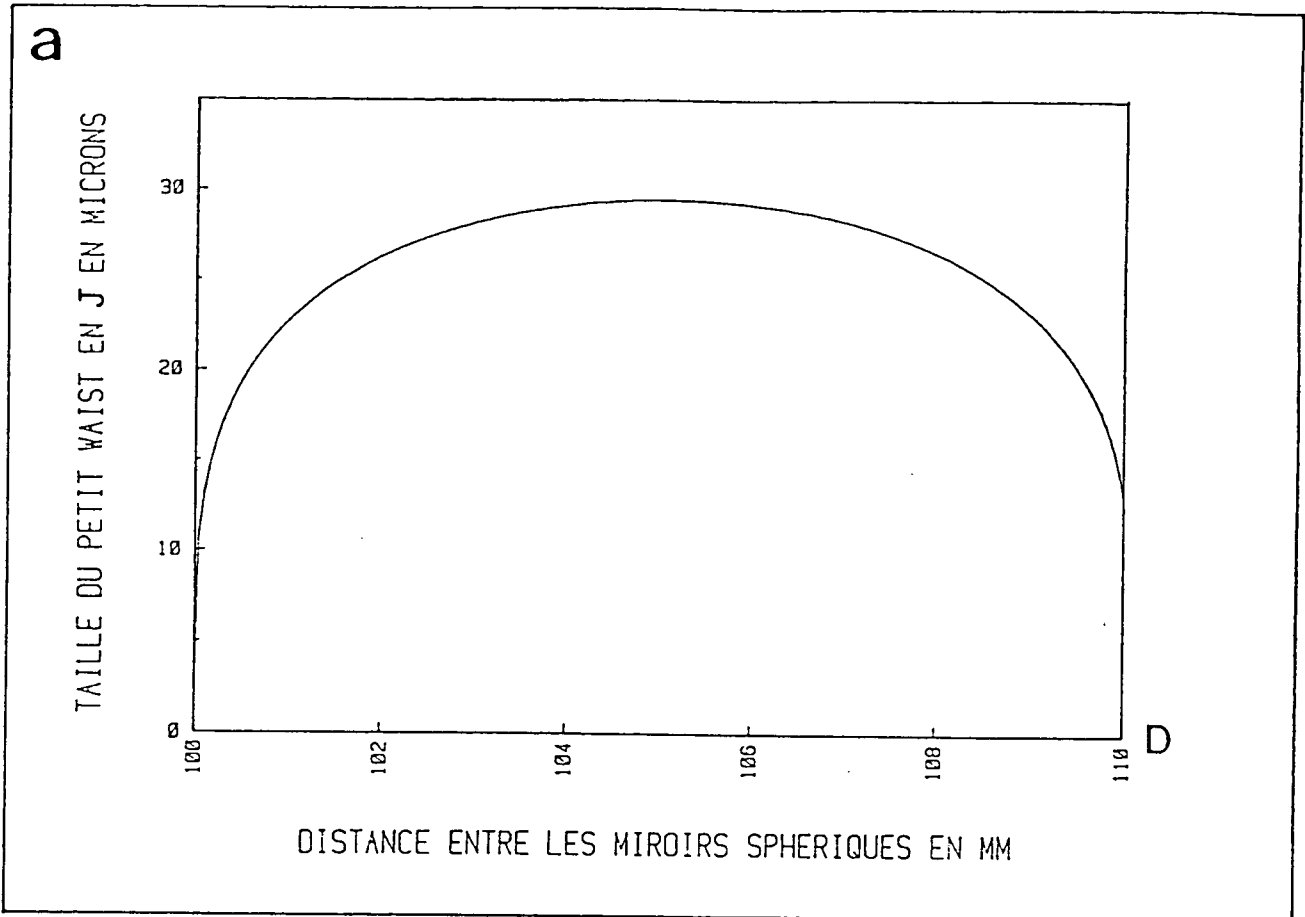
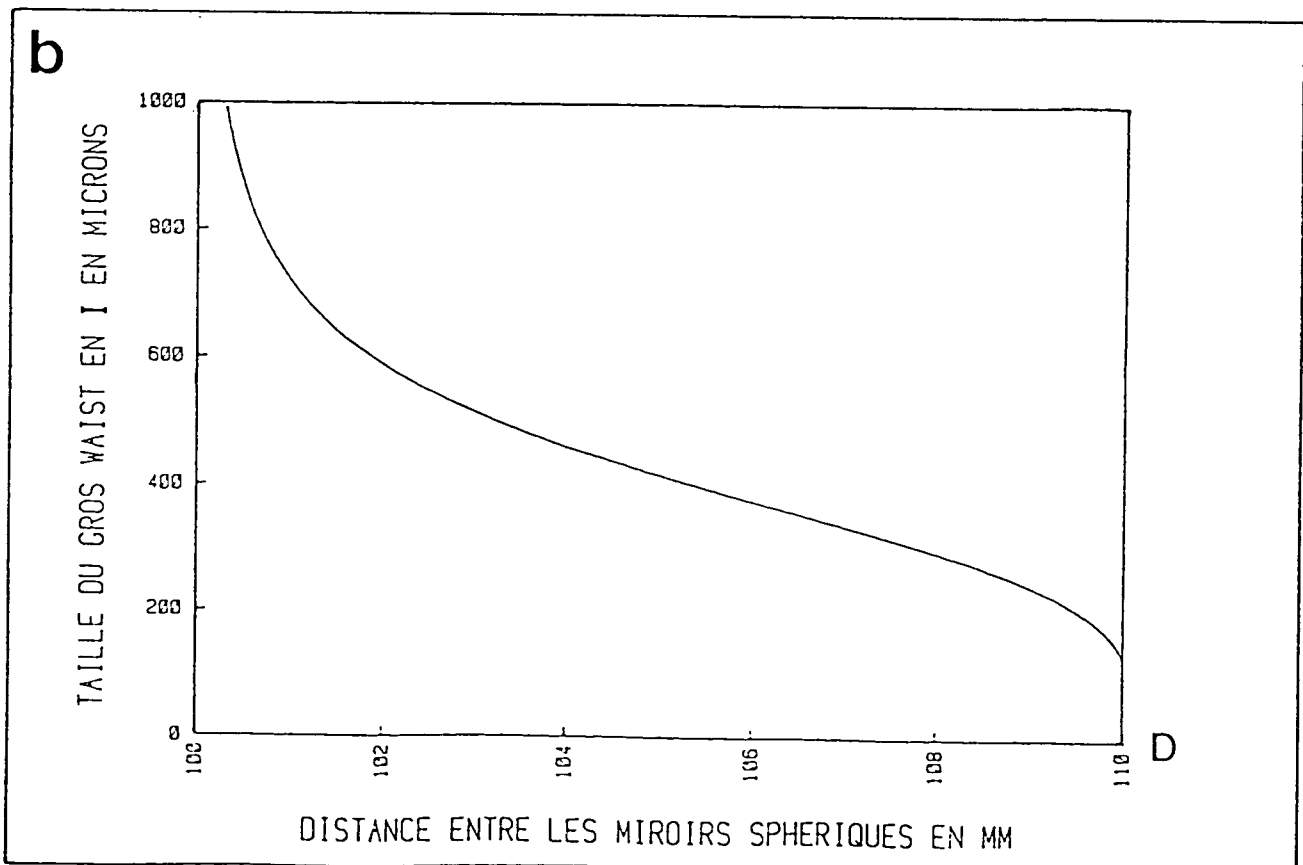


Fig. 1-6 . Taille des waists en J (courbe a) et I (courbe b) en fonction de la distance D entre les miroirs sphériques. La longueur totale de la cavité L vaut 1.2 m.



Ici la symétrie de la cavité impose la position des waists au milieu des 2 miroirs sphériques sur les deux bras en I et J. Pour calculer leurs tailles, il suffit d'écrire la condition de bouclage sur $q(I)$ et $q(J)$, sachant que $r(I)=r(J) = \infty$ au waist.

Les courbes (fig. I-6) montrent la variation de taille des 2 waists en fonction de la distance entre les deux miroirs sphériques pour une longueur totale de cavité L de 1.2 mètre. La plage de stabilité y apparaît clairement comme la zone où les waists sont non nuls.

Remarques :

- (i) Les miroirs sphériques utilisés hors d'axe introduisent de l'astigmatisme sur les faisceaux [zz]. Il faut alors reprendre les calculs dans les 2 plans sagittal et tangentiel en prenant respectivement comme distances focales des lentilles équivalentes $R/(2\cos\theta)$ et $(R\cos\theta)/2$. Ce calcul est présenté dans l'appendice n°1.
- (ii) Le calcul de stabilité de la cavité ne tient pas compte de la présence du cristal entre les 2 miroirs sphériques. Les résultats obtenus restent valables en remplaçant la distance D par $D'=D-e(n-1)/n$ où e est l'épaisseur du cristal et n son indice. En effet, si l'on multiplie les matrices correspondant à une propagation libre dans le vide de longueur D-e et à une propagation dans un milieu d'indice n de longueur e, on obtient :

$$\begin{bmatrix} 1 & D' \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & D-e \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & \frac{e}{n} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & D-e \frac{n-1}{n} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (I-6)$$

b) Schéma du pompage

Il s'agit d'un pompage collinéaire du cristal de LNA par un laser à argon à 514.5nm de 4 watts. Il faut superposer les deux waists, celui du laser de pompe et celui de la cavité, au niveau du cristal. Quant aux tailles de ces waists, des essais ont montré qu'on avait intérêt à ce qu'elles soient égales et de l'ordre de $30\mu\text{m}$. Ceci explique le choix des miroirs M_1 et M_2 de rayons de courbure 100mm, de sorte que le waist de la cavité vaille $30\mu\text{m}$ au centre de la plage de stabilité (cf. fig. I-6a).

Remarque :

L'optimum de $30\mu\text{m}$ est totalement empirique; il correspond à une optimisation de la puissance de sortie du laser dans des conditions particulières (puissance de pompe de 4 watts, coupleur de sortie $T=4\%$). S'il s'agissait plutôt de diminuer le seuil du laser, on pourrait avoir intérêt à focaliser la pompe sur un waist plus petit.

Le schéma de pompage utilisé est le suivant :

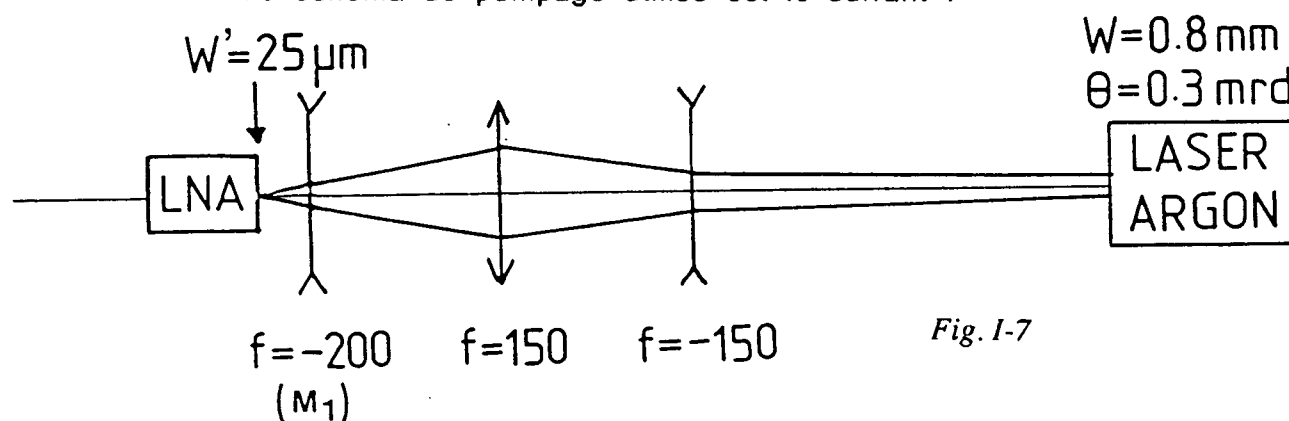


Fig. I-7

La lentille divergente $f=200$ est en fait le ménisque plan-concave de rayon 100mm jouant le rôle de miroir M_1 dans la cavité. Son traitement est dichroïque, réfléchissant à 99.9% à $1.08\mu\text{m}$ et transparent à 94% à 514.5nm. Les deux autres lentilles sont traitées antireflet pour 514.5nm. Les positions et les focales ont été choisies pour atteindre un waist W' de l'ordre de $25\mu\text{m}$, à une distance de 55mm du miroir M_1 (c'est-à-dire superposé au waist de la cavité lorsqu'on est au centre de la plage de stabilité compte tenu d'un cristal de LNA de 10mm de long : $D = D_{\text{centre}} - e(n-1)/n \approx 110\text{mm}$).

c) Fonctionnement unidirectionnel

Dans un laser à cavité linéaire s'établit une onde stationnaire qui provoque le phénomène de "hole burning" spatial. On peut l'expliquer simplement en remarquant que chaque mode longitudinal de la cavité linéaire possède des noeuds et des ventres (minima et maxima d'intensité). Aux noeuds, l'énergie disponible dans le milieu amplificateur n'est pas utilisée, ce qui favorise l'existence d'autres modes dont les noeuds sont décalés par rapport au premier. Un laser à cavité linéaire sera donc a priori multimode. Pour le rendre monomode, il faudra introduire dans la cavité des éléments très sélectifs, ce qui réduira la puissance de sortie.

Au contraire, dans une cavité en anneau peut circuler une onde progressive qui ne provoque pas de "hole burning" spatial. Il faut pour cela qu'un seul sens de rotation soit possible pour l'onde laser dans la cavité. Dans ce cas, toute l'énergie disponible dans le milieu amplificateur pourra plus facilement être concentrée dans un seul mode longitudinal (surtout si l'élargissement du milieu amplificateur est homogène).

Nous avons donc choisi une cavité en anneau dans laquelle on introduit des pertes sur l'un des sens de rotation, qui sera défavorisé par rapport à l'autre. On utilise pour cela un système unidirectionnel ou diode optique composé de deux éléments. Le premier utilise l'effet Faraday dans un verre paramagnétique plongé dans un champ magnétique permanent : on crée une rotation de la polarisation dont le sens est déterminé par le sens de \vec{B} , donc indépendant du sens de propagation de la lumière. On y ajoute un second élément doué de pouvoir rotatoire naturel, par exemple une lame de quartz dans laquelle la lumière se propage suivant l'axe optique. Pour cet élément, le sens de rotation de la polarisation dépend du sens de propagation de la lumière. Les deux rotations vont alors se compenser pour un sens de propagation et s'ajouter pour l'autre sens. Ceci est illustré sur la figure 1-8.

La lumière se propageant dans le sens 2 et dont la polarisation a tourné de 2θ subira des pertes sur tous les éléments polarisants dans la cavité, en l'occurrence les dioptres à l'incidence de Brewster servant à imposer une polarisation linéaire donnée (pour nous horizontale) dans la

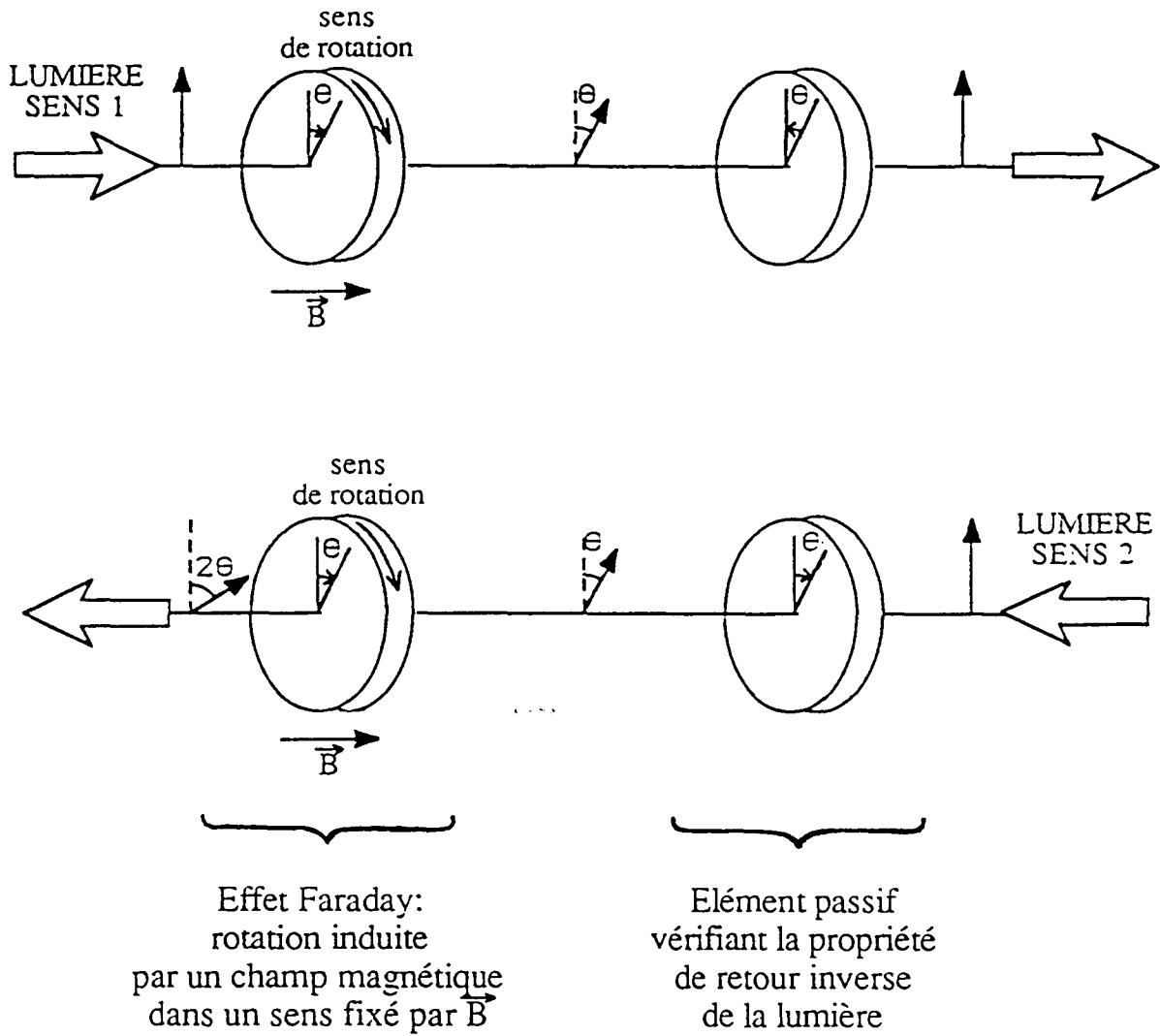


Fig. 1-8 . Schéma de principe du système unidirectionnel ou diode optique.

cavité. Dans notre cavité, la diode optique est composée d'un verre paramagnétique (Hoya FR5) de 10mm dans un champ magnétique permanent de 3kGauss et d'une lame de quartz à pouvoir rotatoire de 0.56mm. Les caractéristiques de ces matériaux sont :

- constante de Verdet du verre Hoya FR5 à $1.08\mu\text{m}$:
 $71.10^{-3} \text{ Gauss}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$
- pouvoir rotatoire du quartz à $1.08\mu\text{m}$: $6.087^\circ \text{mm}^{-1}$.

La rotation θ est dans ce cas de 4° . Les deux éléments sont taillés pour être utilisés à l'incidence de Brewster, afin de réduire les pertes par réflexion.

Remarque :

D'autres systèmes ayant les mêmes propriétés de rotation de polarisation que la lame de quartz auraient pu être utilisés, par exemple une lame demi-onde à $1.08\mu\text{m}$ ou un système de trois miroirs non coplanaires [23].

Notre diode optique a été mise en place dans la cavité et a permis d'obtenir un fonctionnement quasi unidirectionnel (rapport entre la puissance de sortie dans les 2 sens supérieur à 50). Toutefois les pertes occasionnées par les éléments optiques (réflexions, absorption dans le verre paramagnétique, compensation imparfaite entre les deux angles de rotation) n'ont pas permis de récupérer en fonctionnement unidirectionnel la somme des puissances obtenues dans les deux sens en l'absence de diode optique. Par contre, ceci a permis de rendre le laser spontanément monomode longitudinal au maximum de sa courbe de fluorescence ($1.055\mu\text{m}$), dans le cas où le gain n'est pas trop fort (pompage modéré).

Remarque :

Le cristal de LNA a dû être incliné légèrement afin de dévier les réflexions sur ses faces qui, même faibles, ont tendance à favoriser le mauvais sens de rotation. Ceci sera également vrai lorsqu'on introduira d'autres éléments dans la cavité, tels les Fabry-Perot, qu'il faudra également incliner.

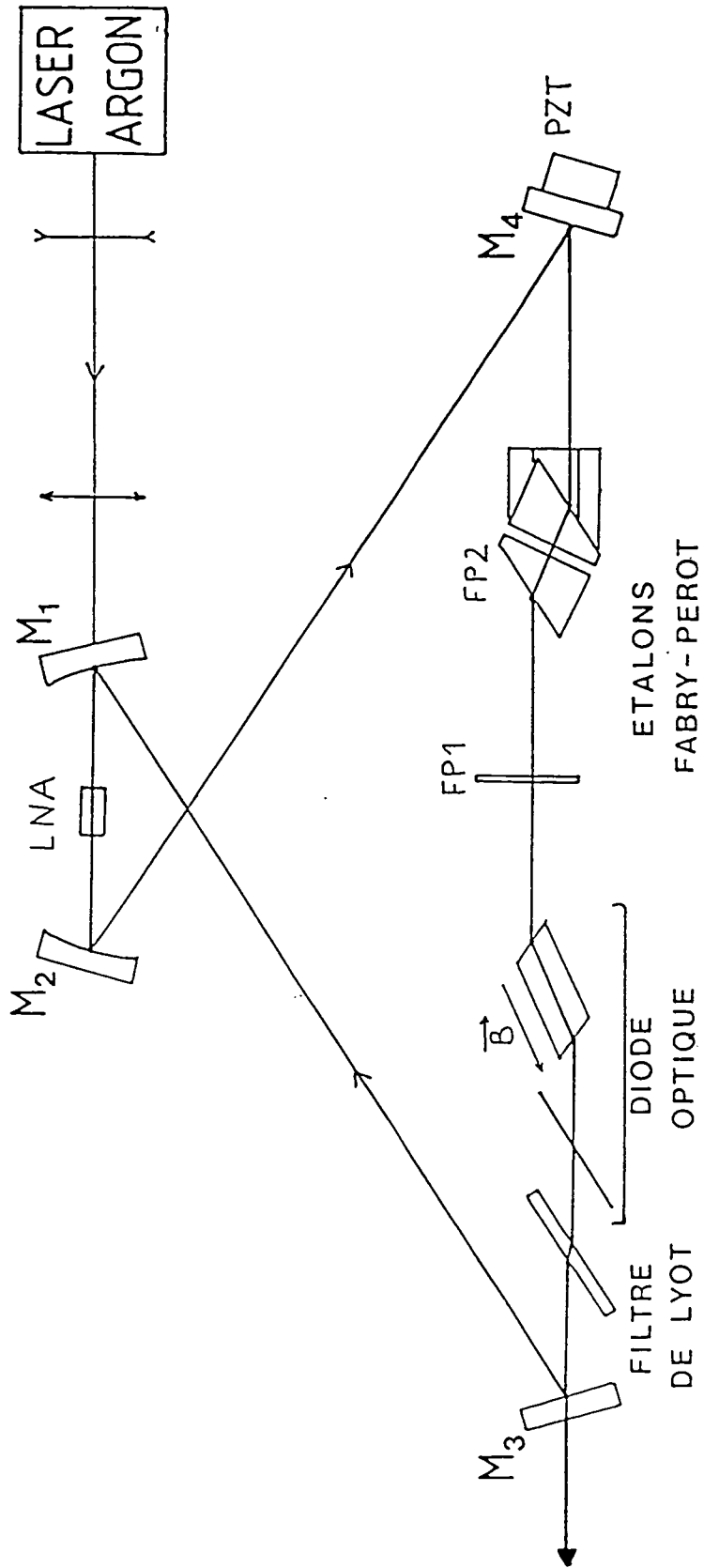


Fig. I-9 . Cavité laser avec ses éléments sélectifs.

I. B. 3. Sélection en fréquence

Telle que nous l'avons décrite jusqu'à maintenant, la cavité laser contient le cristal de LNA et la diode optique et émet sur un seul mode longitudinal au maximum de la courbe de gain (fluorescence) du LNA, soit $\lambda=1.055\mu\text{m}$. Pour atteindre la fréquence de résonance de l'hélium, il faut ajouter dans la cavité des éléments sélectifs en fréquence. Le produit de leurs transmissions spectrales par le gain du LNA ne doit sélectionner qu'un seul mode à $1.083\mu\text{m}$. Nous allons décrire les filtres que nous avons utilisés dans l'ordre croissant de sélectivité. La figure I-9 montre la cavité laser avec la diode optique et tous les éléments sélectifs.

Remarque:

Nous appellerons plus sélectif un élément dont les pics de transmission en fonction de la fréquence sont plus étroits. A finesse donnée (rapport entre la largeur d'un pic et la distance entre deux pics), les éléments les plus sélectifs "localement" présenteront des pics plus rapprochés.

a) Le filtre de Lyot

La première sélection à faire pour atteindre la raie de résonance de l'hélium à partir du spectre d'émission du LNA est de supprimer la raie la plus intense à $1.055\mu\text{m}$.

On utilise pour cela un filtre biréfringent à une seule lame, du type filtre de Lyot. Il s'agit d'une lame de quartz taillée parallèlement à l'axe optique et placée à l'incidence de Brewster pour éviter les pertes par réflexion. La biréfringence du quartz provoque un déphasage $(2\pi/\lambda)(n_e - n_o)e$ qui dépend de la longueur d'onde (n_e et n_o sont les indices extraordinaire et ordinaire du milieu biréfringent, e est l'épaisseur de la lame). Cette lame placée à incidence normale entre deux polariseurs parallèles, donne un spectre de transmission cannelé, de contraste 1 si l'axe optique de la lame est à 45° de l'axe des polariseurs (c'est le filtre de Lyot original). Si maintenant on incline cette lame, le déphasage va faire intervenir l'indice extraordinaire correspondant à la direction de propagation de la lumière dans la lame. Cet indice va dépendre non seulement de l'angle d'incidence sur la lame mais aussi de l'angle entre l'axe optique et

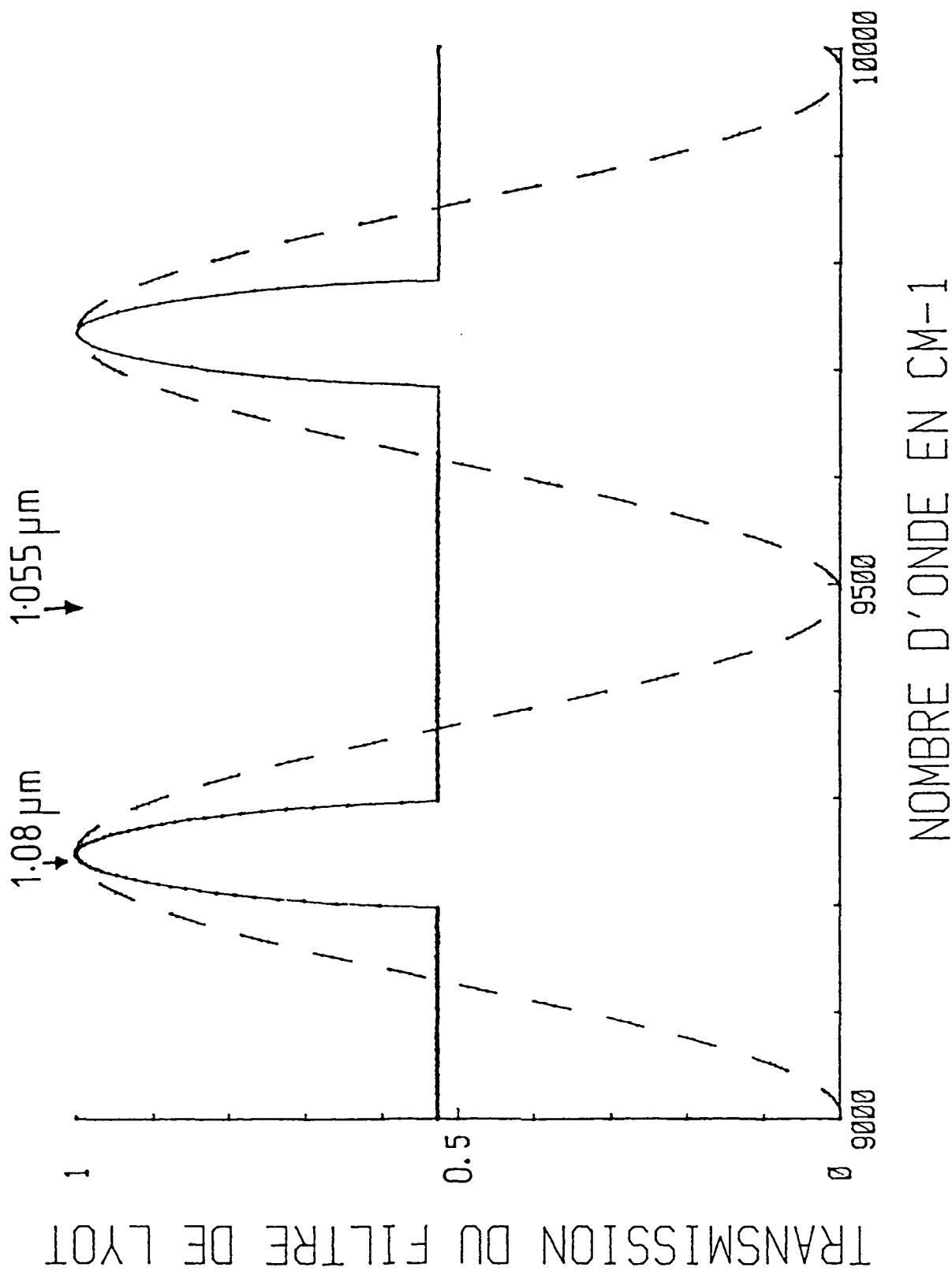


Fig. 1.10. Transmission spectrale du filtre de Lyot utilisé dans le laser LNA. Il s'agit d'une lame biréfringente d'épaisseur 2.3 mm placée à l'incidence de Brewster, dans une cavité laser contenant trois autres éléments à Brewster (lamme de quartz à pouvoir rotatoire, verre Faraday, Fabry-Perot épais). Le calcul de sa transmission est fait dans l'appendice n° 2. La courbe en pointillé représente la transmission de la même lame entre polariseurs parallèles.

la direction de propagation de la lumière. On pourra par conséquent faire varier le déphasage et donc déplacer les pics de transmission, en tournant la lame biréfringente autour de sa normale.

Dans une cavité laser, cette lame biréfringente n'est plus placée entre polariseurs parallèles mais au milieu d'éléments placés à l'incidence de Brewster, dans un plan horizontal, qui créent des pertes (de l'ordre de 15% par élément) sur la polarisation verticale. Pour calculer la transmission spectrale de cette lame biréfringente, dans une cavité contenant un nombre p d'éléments à l'incidence de Brewster, il faut d'abord calculer les polarisations propres de ce système, c'est-à-dire celles qui restent inchangées après un tour de cavité. Il suffit ensuite de calculer les pertes sur ces polarisations propres (c'est-à-dire les valeurs propres correspondantes) : les pertes les plus faibles donneront la transmission spectrale de la lame et la polarisation propre correspondante sera celle du faisceau émis par le laser.

Ce calcul, présenté par A. BLOOM en 1974 [24], a été repris dans notre cas précis dans l'appendice n°2, en y ajoutant le calcul du déphasage provoqué par une lame biréfringente sous une incidence quelconque. Le spectre de transmission obtenu est présenté figure 1-10 pour une lame de quartz d'épaisseur 2.3mm à l'incidence de Brewster, placée dans une cavité contenant 3 autres éléments à Brewster (il s'agit des deux lames de la diode optique et du filtre Fabry-Perot épais dont nous parlerons plus loin). Le résultat est notablement différent du spectre de transmission d'une même lame placée entre polariseurs parallèles (courbe en pointillé sur la fig. 1-10). La lame biréfringente utilisée dans une cavité est en fait plus sélective que la même lame placée entre polariseurs parallèles. Par contre, le contraste du spectre diminue. L'épaisseur de la lame a été choisie de sorte que l'écart entre les deux raies du LNA ($1.055\mu\text{m}$ et $1.081\mu\text{m}$) corresponde à peu près à la demi-période des pics. On pourrait tirer parti des zones où la transmission est indépendante de λ pour resserrer les pics jusqu'à ce que $1.055\mu\text{m}$ corresponde au bord d'une de ces zones : le rapport des pertes entre les deux longueurs d'onde serait inchangé tandis que la largeur des pics serait plus petite. On pourrait prendre par exemple

une épaisseur de 4mm pour avoir une meilleure sélectivité autour de $1.08\mu\text{m}$, tout en continuant à éliminer la raie à $1.055\mu\text{m}$.

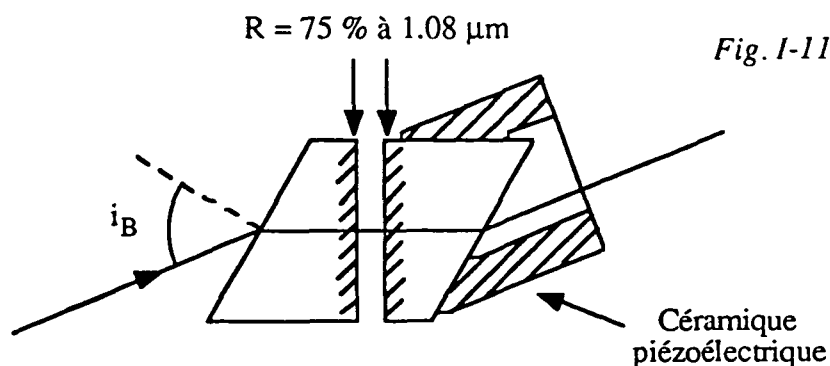
b) L'étalon Fabry-Perot mince

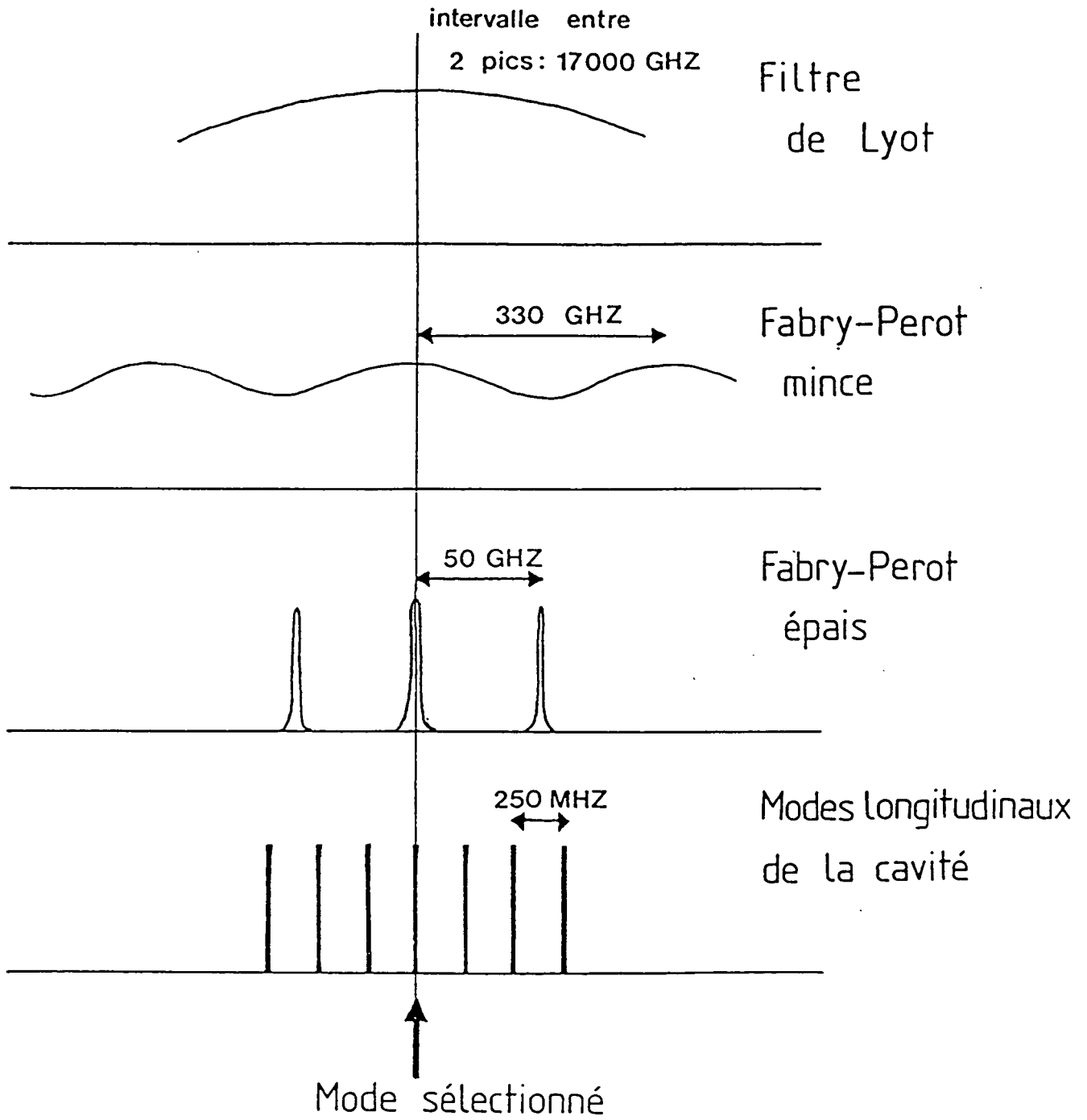
Pour atteindre la longueur d'onde de résonance de l'hélium, $1.083\mu\text{m}$, à l'intérieur de la raie du LNA centrée à $1.0815\mu\text{m}$ (soit un écart de l'ordre de 400GHz), il faut un élément sélectif qui s'oppose à l'effet de diminution du gain. Le filtre de Lyot à une lame qui vient d'être décrit n'étant pas suffisamment sélectif à cette échelle-là (écart entre deux pics : 17000GHz), on utilise un étalon Fabry-Perot de coefficient de réflexion 4% et d'intervalle spectral libre 330GHz. Il s'agit simplement d'une lame de verre non traitée d'épaisseur 0.3mm placée au voisinage de l'incidence normale. Le réglage fin de la position de ses maxima en fonction de λ est obtenu en modifiant légèrement l'angle d'incidence. Cet étalon mince a comme second rôle de sélectionner un seul pic de transmission du Fabry-Perot épais que nous allons décrire maintenant.

c) Le filtre Fabry-Perot épais

La dernière étape de la sélection en fréquence consiste à favoriser un seul mode longitudinal de la cavité par rapport à ses plus proches voisins distants de 250MHz (c/L). Cette fonction pourrait être remplie par le Fabry-Perot mince dont la sélectivité est presque suffisante : le laser est monomode mais a tendance à sauter d'un mode à l'autre. Mais, pour atteindre une longueur d'onde précise puis balayer autour de cette valeur, il faudrait soit une régulation en température de l'étalon mince, soit un réglage de son orientation extrêmement sensible.

Nous avons choisi d'utiliser un second Fabry-Perot plus sélectif formé d'une lame d'air de 3mm comprise entre les faces internes de deux prismes à Brewster placés comme indiqué sur la figure I-11.





Fig; I-12 . Etapes successives de la sélection en fréquence.

Les deux faces internes sont réfléchissantes à 75% à $1.08\mu\text{m}$, d'où une finesse théorique de 11. L'intervalle spectral libre vaut 50GHz. Les faces externes sont taillées à l'incidence de Brewster pour éviter les pertes par réflexion.

L'épaisseur de ce Fabry-Perot est réglable grâce à une céramique piézoélectrique sur laquelle est monté l'un des prismes. Ceci permet de régler précisément l'épaisseur du Fabry-Perot pour atteindre la longueur d'onde désirée. On peut ensuite asservir cette épaisseur pour que le maximum de transmission coïncide avec le mode longitudinal de la cavité qui a été sélectionné (cet asservissement est décrit plus loin en C.3.a). Enfin lors d'un balayage du mode de la cavité, le même pic de transmission du Fabry-Perot le suivra, en principe sur les 50GHz d'intervalle spectral libre. Dans notre cas, la plage de balayage continu est limitée à 1.7GHz par la céramique piézoélectrique réglant la longueur de la cavité.

Le schéma de la figure I-12 permet de résumer les étapes successives de la sélection en fréquence.

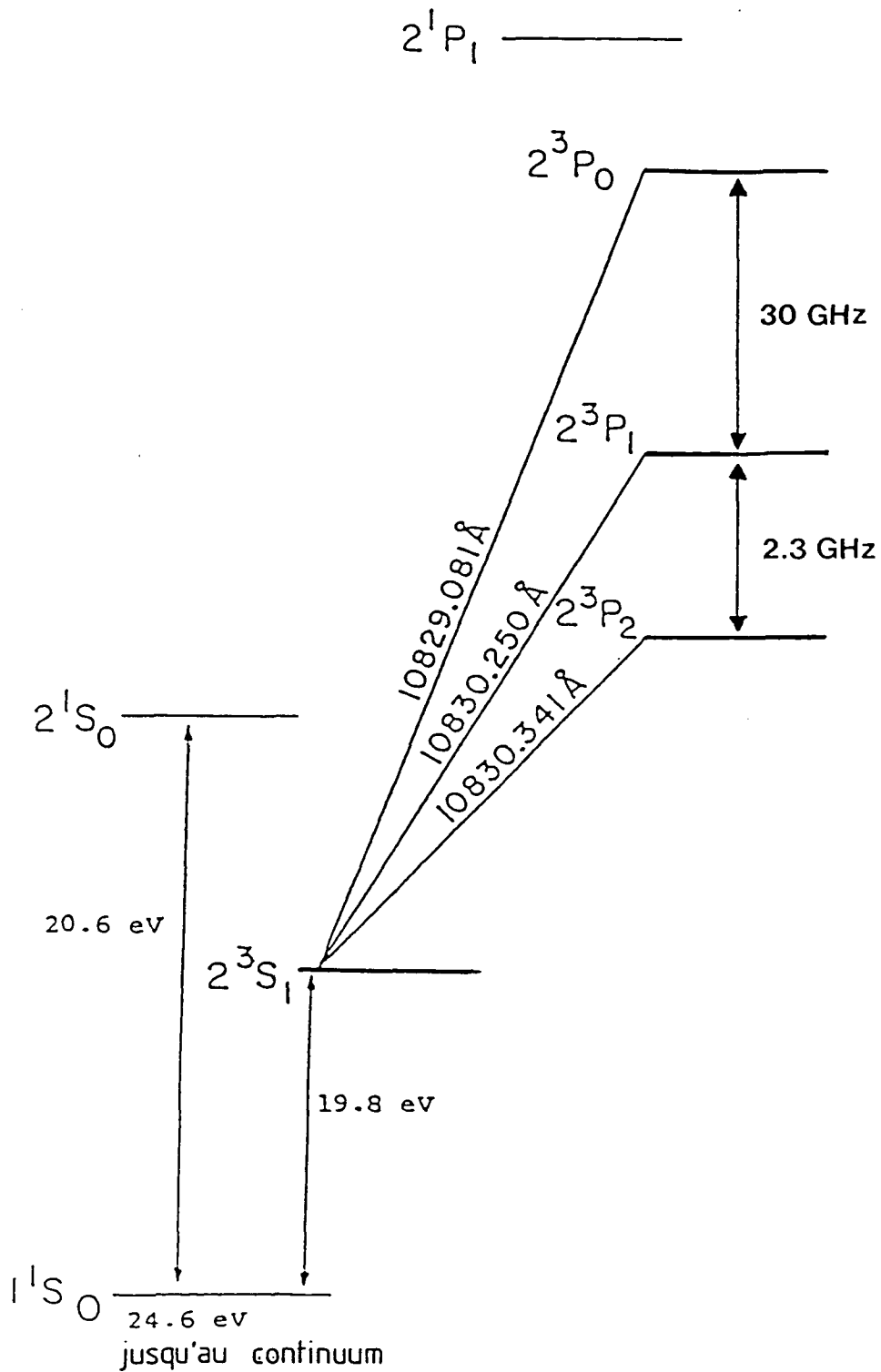


Fig. I-13 . Schéma des trois transitions $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_{0,1,2}$ avec les longueurs d'onde correspondantes et les écarts de structure fine.

1. B. 4. Performances du laser LNA

Le laser décrit dans les trois paragraphes précédents a été mis en place sur une table optique en marbre. Le laser de pompe à argon ionisé (Spectra 171 réglé sur la raie verte à 514.5nm) est placé sur un support différent, pour éviter de transmettre ses vibrations au laser LNA.

L'analyse spectrale du faisceau de sortie est faite d'une part par un lambdamètre réalisé par les ateliers du laboratoire qui mesure la longueur d'onde moyenne, d'autre part par une cavité Fabry-Perot confocale qui permet d'observer les modes longitudinaux. La longueur de cette cavité de finesse 300 et d'intervalle spectral libre 1.5GHz est balayée en permanence. Elle permet de vérifier le fonctionnement monomode du laser. L'utilisation simultanée de ces deux appareils, lambdamètre et analyseur de modes, permet de régler les différents éléments sélectifs pour obtenir un fonctionnement monomode en résonance avec l'une au choix des trois raies $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_{0,1,2}$ de l'hélium 4 (fig. 1-13).

La puissance de sortie du laser au voisinage de ces raies de résonance a été mesurée en fonction de la puissance de pompage incidente sur le cristal de LNA (longueur 10mm suivant l'axe optique, dopage 10% au néodyme). Elle est représentée sur la figure 1-14. Le coupleur de sortie utilisé (miroir plan M_3 , voir fig. 1-9) réfléchit 96% à $1.08\mu\text{m}$. Le seuil d'oscillation assez élevé (1.2 watt) pourrait être abaissé en augmentant le coefficient de réflexion de M_3 . Le rendement (pente au-delà du seuil) de 2.4% pourrait probablement être amélioré en diminuant ce coefficient de réflexion. Une étude détaillée en fonction des coupleurs de sortie serait intéressante, mais elle nécessite plusieurs miroirs de coefficients de réflexion différents, ce dont nous ne disposons pas.

Des modifications peuvent être apportées à ce laser en vue d'autres utilisations. Nous venons de parler de l'optimisation du couplage selon que l'on veut un seuil plus faible ou une puissance de sortie plus élevée. La puissance de pompage, que nous avons limitée à 3.5 watts pour ne pas détériorer le cristal, pourrait être augmentée à condition de refroidir le cristal par une circulation d'eau. Ce problème peut également être résolu en utilisant d'autres sources de pompage pour lesquelles l'absorption est

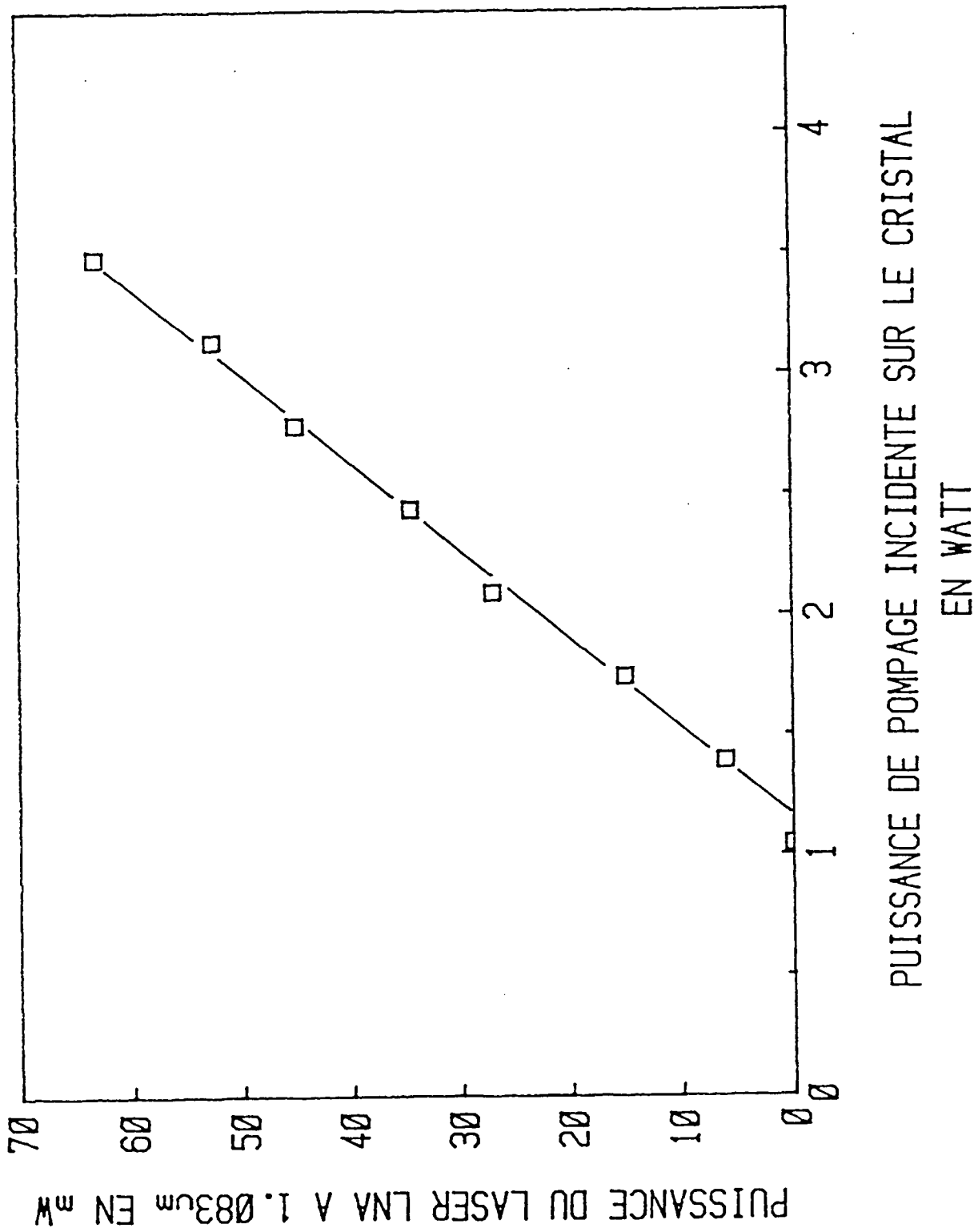


Fig. 1-14 . Puisseance de sortie du laser LNA à 1.083 μm en fonction de la puissance de pompage.
Le taux de couplage de sortie vaut 4%.

plus forte (voir § B.1). Rappelons enfin que d'autres longueurs d'onde sont accessibles grâce à la largeur importante des raies de fluorescence du LNA. Notre laser, pompé par 3.5 watts de vert, permet par exemple de balayer environ 6nm autour de $1.081\mu\text{m}$ en tournant le filtre de Lyot.

Pour nos expériences, la puissance nécessaire est déterminée par l'intensité de saturation de la transition $2^3\text{S} \rightarrow 2^3\text{P}$ de l'hélium 4, qui vaut $0.16\text{mW}/\text{cm}^2$. De ce point de vue, les performances obtenues (60mW à $1.083\mu\text{m}$ pour 3.5 watts de pompe) sont donc satisfaisantes. Les contraintes sur la pureté spectrale du laser étaient plus strictes : nous allons maintenant décrire comment elles ont été satisfaites.

I. C. STABILISATION EN FREQUENCE DU LASER

Les expériences de refroidissement de l'hélium 4 que nous décrivons dans le chapitre II utilisent l'interaction des atomes avec des ondes laser quasi-résonnantes sur la transition 2^3S (métastable) $\rightarrow 2^3P$. Nous verrons que la fréquence de ces ondes laser doit être stabilisée nettement mieux que la largeur naturelle Γ de l'état excité 2^3P ($\Gamma/2\pi = 1.6\text{MHz}$). On veut également pouvoir décaler cette fréquence d'une quantité connue (d'une fraction de Γ à quelques Γ) de part et d'autre de la résonance.

Le but de cette partie est de décrire la stabilisation en fréquence du laser LNA qui vient d'être présenté dans les parties A et B. Un paragraphe préliminaire C.0 sera consacré à quelques rappels sur l'analyse harmonique d'un signal aléatoire et la définition de la densité spectrale de bruit. Dans un premier paragraphe C.1 seront commentées les caractéristiques initiales du laser : spectres de bruit d'amplitude et de bruit de fréquence en l'absence de stabilisation. Un paragraphe C.2 sera consacré à de brefs rappels sur les asservissements et sur le type de circuits utilisés. Une partie essentielle d'un asservissement est la réalisation du signal d'erreur, qui va donner l'écart à la situation idéale et donc permettre de s'y verrouiller. L'asservissement sera d'autant meilleur que le rapport signal sur bruit du signal d'erreur sera plus grand. Pour isoler le signal utile du bruit et fabriquer le signal d'erreur, on a utilisé en général une méthode de modulation et démodulation à la même fréquence Ω (détection synchrone). Une première méthode utilise des fréquences de modulation de l'ordre du kilohertz, et sera décrite dans le paragraphe C.3. Elle a permis d'atteindre les performances requises et a d'ailleurs été utilisée pour toutes les premières expériences. Toutefois ses limites, notamment sa sensibilité aux perturbations acoustiques, nous ont conduit à mettre en oeuvre une méthode de modulation à plus haute fréquence, au-delà du mégahertz, qui a donné de meilleures performances de stabilité et qui est utilisée actuellement. Le changement de fréquence de modulation implique des modifications de principe aussi bien que technologiques qui seront présentées dans le paragraphe C.4. Nous terminerons sur une estimation de la largeur de raie du laser obtenue par cet asservissement et nous envisagerons un certain nombre d'améliorations possibles.

I. C. 0. Analyse harmonique d'un signal aléatoire. Densité spectrale de bruit

Nous allons rappeler dans ce paragraphe quelques notions d'analyse harmonique qui nous seront utiles par la suite.

Considérons une fonction aléatoire du temps $\epsilon(t)$, que nous supposons stationnaire et de valeur moyenne nulle. Afin de caractériser la "rapidité" de ses fluctuations, on va en faire l'analyse spectrale.

Pour éviter les difficultés liées au fait que $|\epsilon(t)|$ n'est pas intégrable (elle est stationnaire), on peut tronquer la fonction $\epsilon(t)$ sur un intervalle de mesure T , et la répéter périodiquement [25]. La fonction obtenue, notée $\epsilon^T(t)$, se décompose en série de Fourier :

$$\epsilon^T(t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} a_k e^{i2\pi f_k t} \quad (I-7)$$

avec $f_k = k \frac{2\pi}{T}$. A la limite $T \rightarrow \infty$, $\epsilon^T(t)$ coïncide avec $\epsilon(t)$.

Dans le développement (I-7), les coefficients a_k sont des variables aléatoires qui, du fait de la stationnarité de $\epsilon(t)$, sont non corrélées :

$$\langle a_k a_{k'}^* \rangle = |a_k|^2 \delta_{kk'} \quad (I-8)$$

La fonction $\epsilon(t)$ est donc décomposée en une somme de sinusoïdes incohérentes. La quantité

$$S_{\epsilon}^T(f_k) = \frac{|a_k|^2}{1/T}$$

tend, pour $T \rightarrow \infty$, vers une limite

$$S_{\epsilon}(f_k) = \lim_{T \rightarrow \infty} S_{\epsilon}^T(f_k)$$

qui s'appelle la densité spectrale de bruit. Si $\epsilon(t)$ est une tension, cette densité spectrale s'exprime en $V^2 \cdot Hz^{-1}$. Cette quantité est mesurable avec un analyseur de spectre. Elle permet d'exprimer l'écart quadratique moyen de $\epsilon(t)$, puisque, à partir de (I-7) et (I-8), on obtient :

$$\langle \epsilon^2(t) \rangle = \sum_k |a_k|^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\epsilon}(f) df$$

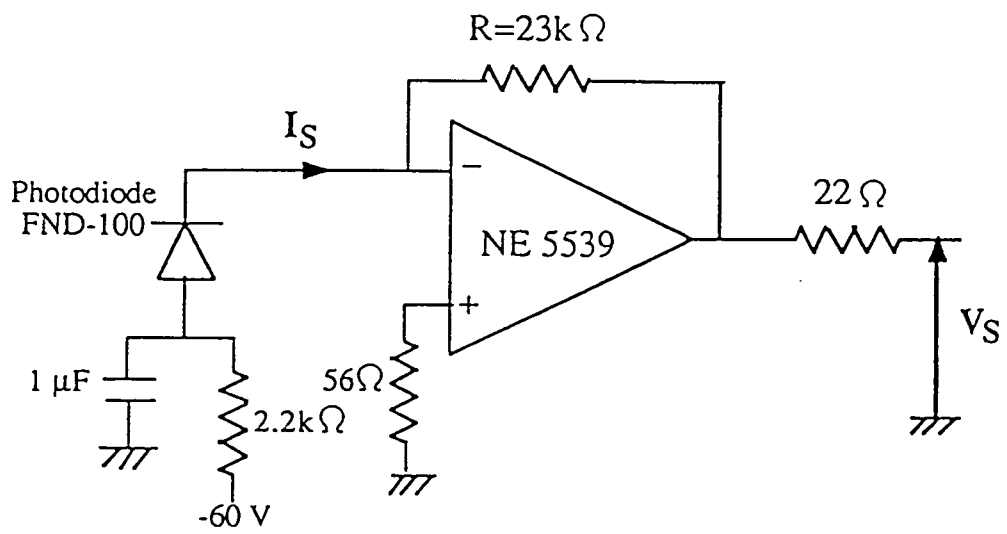


Fig. I-15 . Schéma électronique du détecteur rapide.

I. C. 1. Spectres de bruit d'amplitude et de fréquence du laser non asservi

Afin de limiter les vibrations, le laser LNA a été construit sur un marbre d'épaisseur 15cm et découplé du sol par des plots en caoutchouc. Le laser à argon de pompe a été installé sur une table séparée afin d'éviter de transmettre au laser LNA les vibrations liées à la circulation d'eau et à la décharge. Cette table était également découplée du sol par des plots en caoutchouc. Le bras de levier entre la sortie du laser à argon et le laser LNA a été minimisé pour limiter le déplacement du point de focalisation du faisceau de pompe par rapport au cristal de LNA.

Dans ces conditions, on a mesuré les spectres de bruit d'amplitude et de fréquence du laser non asservi.

a) Bruit d'amplitude

C'est un paramètre important qui va limiter le rapport signal sur bruit obtenu sur les asservissements. Pour obtenir son spectre, on a envoyé une partie de la puissance du laser sur une photodiode rapide (modèle FND100 de EG&G) suivi d'un amplificateur rapide (ampli op. NE 5539 monté en convertisseur courant-tension). Le schéma électronique de l'ensemble est présenté sur la figure I-15. La sensibilité de la photodiode à $1.08\mu\text{m}$ est de l'ordre de 0.1 Ampères/Watt, le gain de l'amplificateur (résistance de charge équivalente) de $15 \cdot 10^3$ Volt/Ampère et la bande passante supérieure à 30MHz. Le spectre de bruit de la tension de sortie de ce système de détection est obtenu par deux appareils différents suivant le domaine de fréquence étudié : jusqu'à 100kHz, on a utilisé un analyseur de spectre numérique (Dynamic Signal Analyser HP3562A) dont la bande passante d'analyse dépend de la plage de fréquence analysée (cette bande passante est toujours inférieure à 200Hz); pour les fréquences plus élevées, de 10kHz à 3500MHz, on a utilisé un analyseur de spectre analogique classique réalisant l'hétérodynage entre le signal et un filtre de largeur fixée (qui détermine la bande passante d'analyse) dont la fréquence centrale balaie le spectre (analyseur Advantest TR4131).

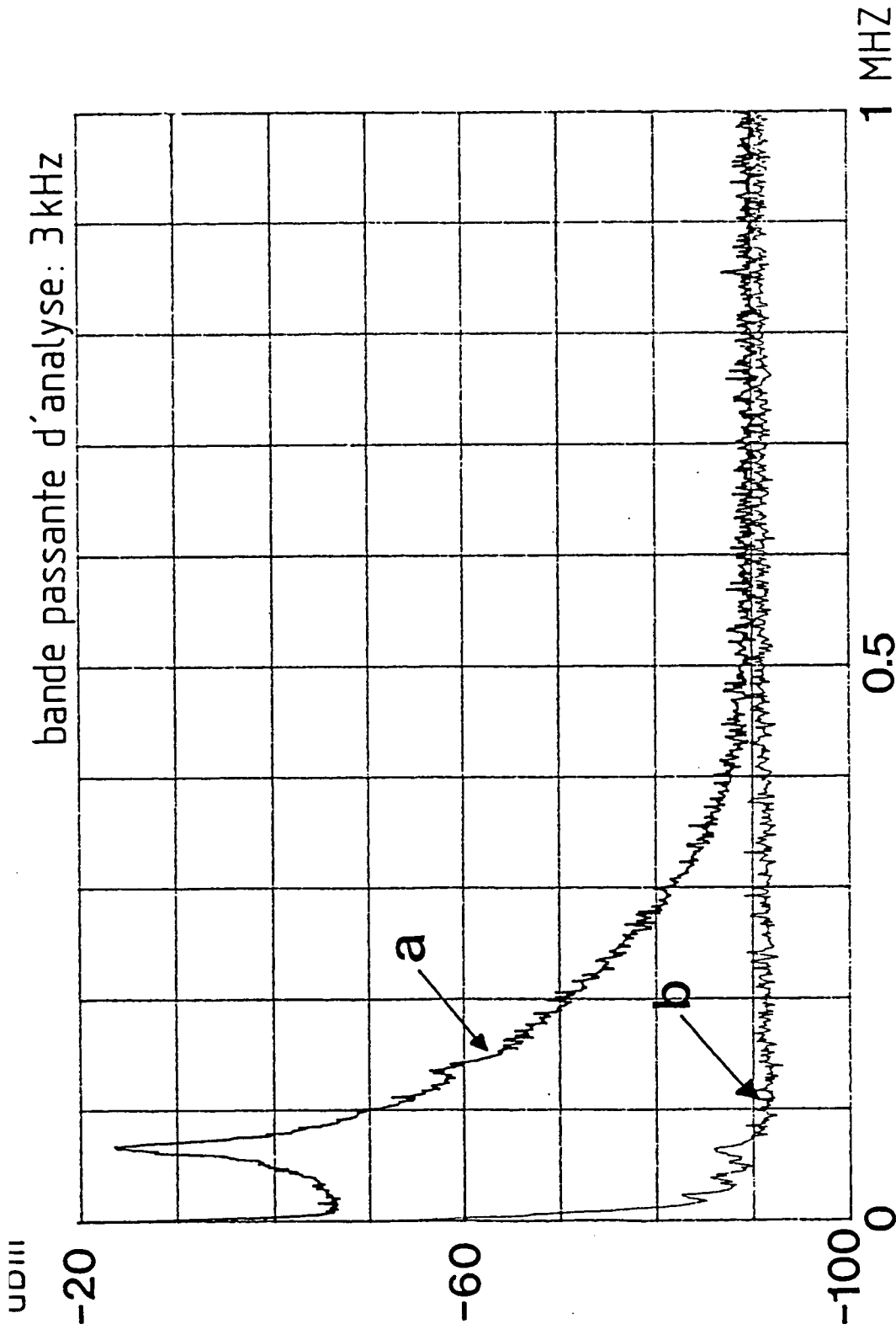


Fig. I-16 . a) Spectre de bruit d'amplitude du laser LNA.

b) Bruit de détection.

L'ordonnée est donnée en dBm, unité logarithmique de puissance (0dBm = 1mW sur une charge de 50Ω).
 Pour obtenir la densité spectrale de puissance en volt^2/Hz , il faut diviser par la bande passante d'analyse.

La figure I-16 montre le spectre de bruit d'amplitude du laser entre 10kHz et 1MHz, obtenu sur l'analyseur Advantest avec une bande passante d'analyse de 3kHz. Le signal continu en sortie du système de détection (photodiode + ampli) était de 1.5 volt. La seconde courbe, quasiment constante, représente le bruit en l'absence de signal lumineux (il contient le bruit d'obscurité de la photodiode et le bruit de l'amplificateur). On voit apparaître deux caractéristiques intéressantes sur le spectre de bruit d'amplitude du laser :

- un pic de bruit aux alentours de 70kHz, qui correspond à une oscillation de relaxation dont la période est déterminée par le temps de pompage nécessaire pour obtenir l'inversion de population dans le milieu actif. Ce processus a lieu surtout dans les systèmes à 3 niveaux, mais on le rencontre aussi dans les systèmes à 4 niveaux comme le Néodyme. On observe d'ailleurs à peu près la même fréquence de relaxation dans le Nd:YAG [2e].
- au-delà de 500kHz, le bruit d'amplitude devient constant, légèrement supérieur au bruit en l'absence de signal lumineux. La différence correspond à peu près au bruit de photons calculé pour un signal moyen de 1.5 volt. Ce calcul est détaillé ci-dessous.

Analyse quantitative du spectre de bruit (fig. I-16)

On peut montrer que la densité spectrale de puissance de bruit (en $V^2 \cdot Hz^{-1}$) en sortie de l'amplificateur, correspondant au bruit de photons ("shot noise") s'écrit :

$$(S_v)_{ph} = 2ev\eta R \quad (I-9)$$

où e est la charge de l'électron,
 v est la tension continue correspondant au signal lumineux,
 η est le rendement quantique à $1.08\mu\text{m}$ de la photodiode
 FND 100,
 et R est la résistance équivalente de l'amplificateur monté en
 convertisseur courant-tension ($R = 15\text{ k}\Omega$).

η s'exprime en fonction de la sensibilité s en A/W de la photodiode :

$$\eta = s \frac{h\nu}{e} = 1.15 s \approx 0.12 \text{ à } 1.08 \mu\text{m} \quad (\text{I-10})$$

Finalement pour un signal continu v de 1.5 volt, on a :

$$(S_v)_{\text{ph}} = 9.10^{-16} \text{ V}^2 \cdot \text{Hz}^{-1} \quad (\text{I-11})$$

Par ailleurs, on a mesuré le spectre de puissance de bruit en sortie de l'amplificateur avec et sans signal lumineux, avec une bande passante d'analyse $B = 3\text{kHz}$ (fig. I-16). Les puissances de bruit sont données en dBm, unité qui est définie par :

$$10 \text{ Log } P(\text{mW}) = P(\text{dBm})$$

Ceci se transforme en tension en prenant une résistance de charge de 50Ω (qui est celle de l'analyseur de spectre)

$$P(\text{watt}) = \frac{[V(\text{volt})]^2}{50(\text{ohm})}$$

En l'absence de signal lumineux, on mesure une puissance de bruit quasiment constante égale à -91 dBm dans une bande d'analyse de 3kHz , soit une densité spectrale de puissance :

$$(S_v)_a = 1.3 \cdot 10^{-14} \text{ V}^2 \cdot \text{Hz}^{-1} \quad (\text{I-12})$$

Ce bruit contient le bruit de l'amplificateur et le bruit d'obscurité de la photodiode FND 100.

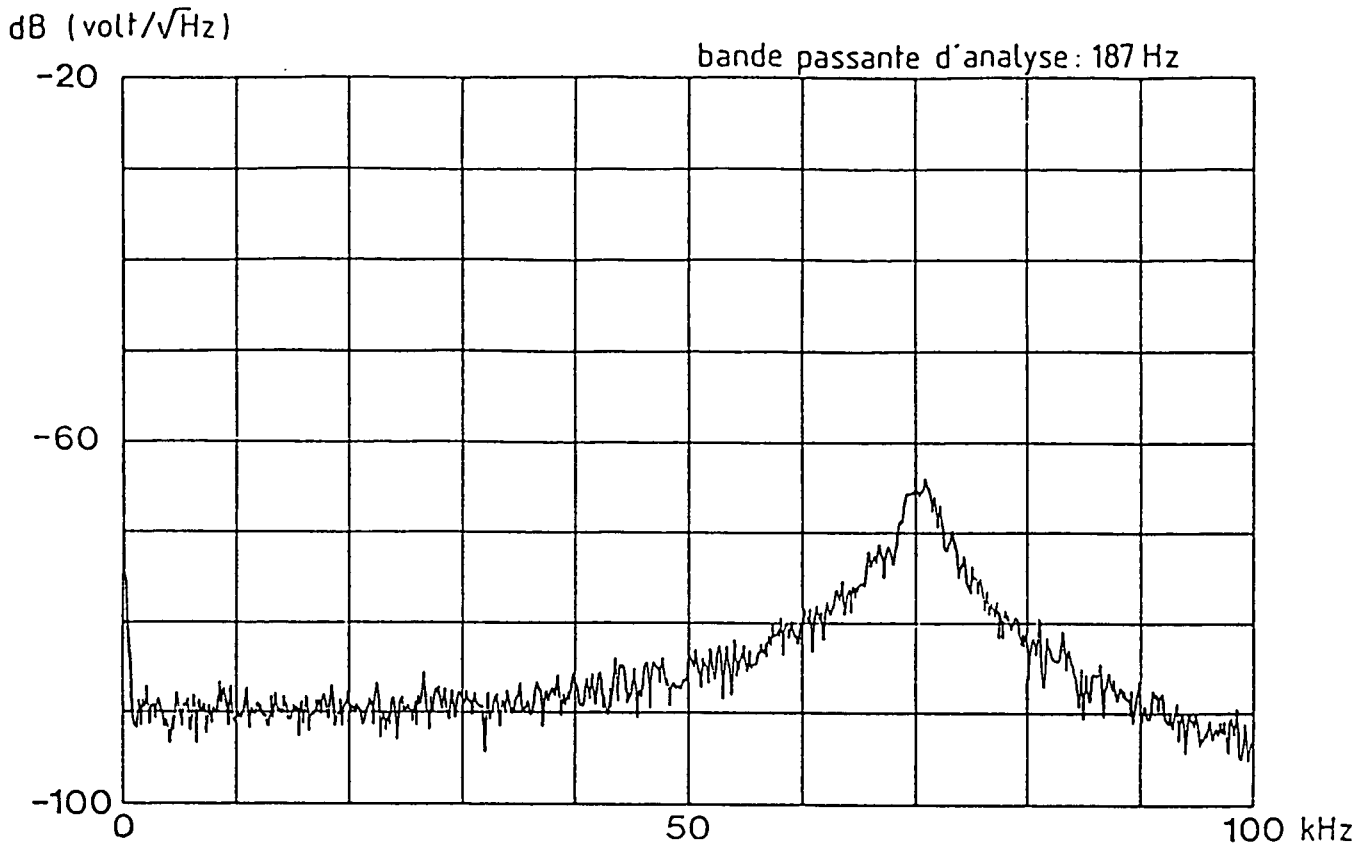


Fig. I-17a . Spectre de bruit d'amplitude du laser LNA entre 0 et 100 kHz.

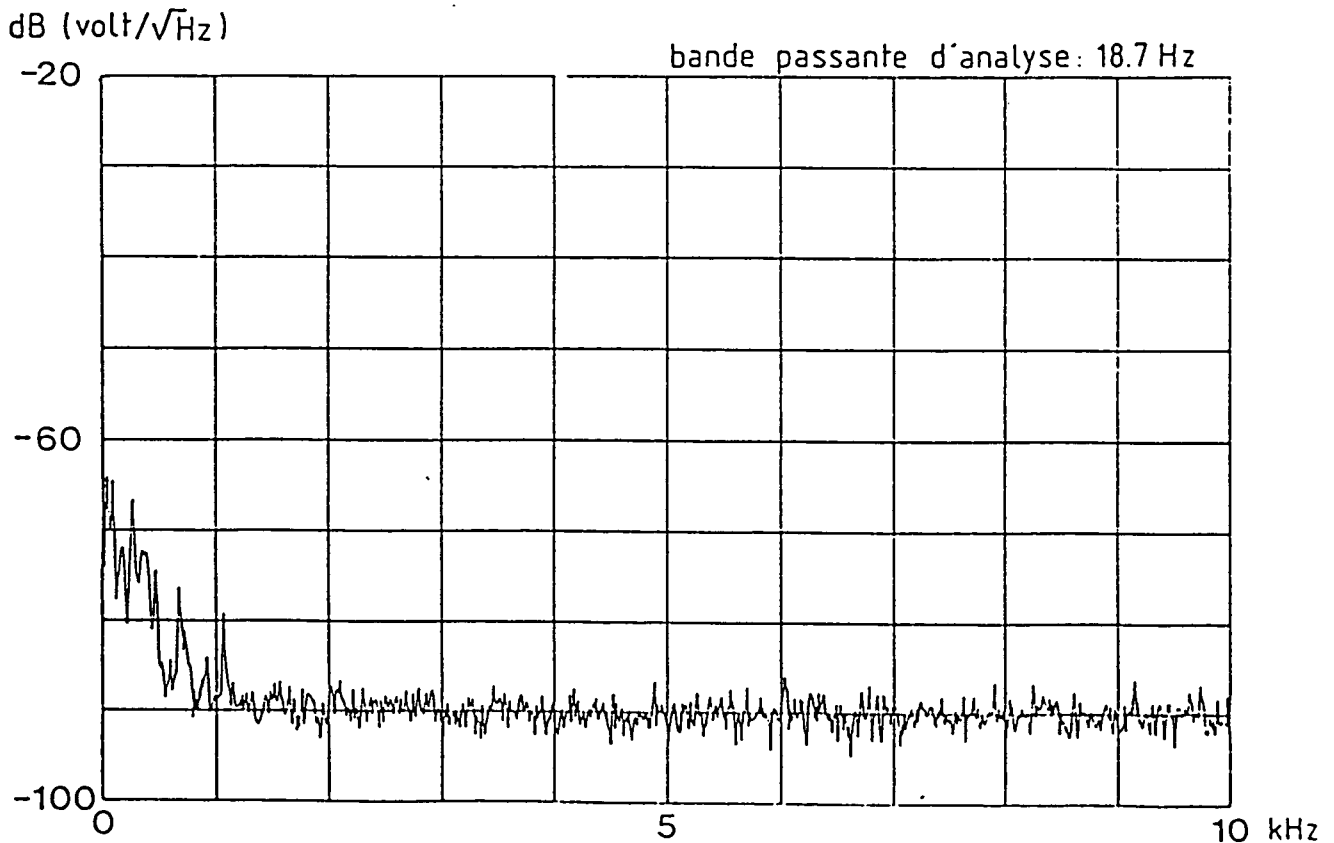


Fig. I-17b . Spectre de bruit d'amplitude du laser LNA entre 0 et 10 kHz.

Pour les deux spectres I-17, l'ordonnée est logarithmique, en $\text{V} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. Il s'agit donc de la racine carrée de la densité spectrale de puissance exprimée en $\text{V}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$.

En présence de lumière, la puissance de bruit au-delà de 500kHz est quasiment constante égale à -90 dBm, dans la même bande d'analyse de 3kHz ($(S_v)_{\text{total}} = 1.7 \cdot 10^{-14} \text{ V}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$). Cette puissance de bruit est la somme des densités spectrales de puissance du bruit d'amplificateur $(S_v)_a$ et du bruit lié au signal $(S_v)_s$:

$$(S_v)_{\text{total}} = (S_v)_a + (S_v)_s \quad (\text{I-13})$$

La contribution du signal lumineux vaut donc :

$$(S_v)_s = 4 \cdot 10^{-15} \text{ V}^2 \cdot \text{Hz}^{-1} \approx (S_v)_{\text{ph}} \quad (\text{I-14})$$

On voit finalement que le bruit d'amplitude du laser au-delà de 500kHz est bien de l'ordre du bruit de photons calculé plus haut (éq. (I-11)).

Nous avons également envoyé le signal de sortie du système de détection sur l'analyseur basse fréquence pour détailler le spectre entre 0 et 100kHz (fig. I-17a : attention, l'ordonnée est logarithmique, en $\text{volt}/\sqrt{\text{Hz}}$). On retrouve l'oscillation de relaxation à 70kHz. Plus en détail encore, la figure I-17b donne le bruit d'amplitude entre 0 et 10kHz. Elle montre un bruit plus important aux très basses fréquences (en-dessous de 1kHz). Au-delà de 1kHz, le bruit est quasiment constant jusqu'à 10kHz, et même jusqu'à 100kHz si l'on exclut l'oscillation de relaxation. Les causes essentielles de ce bruit technique (autre que le bruit fondamental de photons) sont :

- les vibrations mécaniques relatives des montures des différents éléments optiques qui sont fixées séparément sur la dalle en granit;
- les fluctuations de position du point de focalisation du faisceau de pompage;
- les fluctuations d'amplitude du laser de pompe.

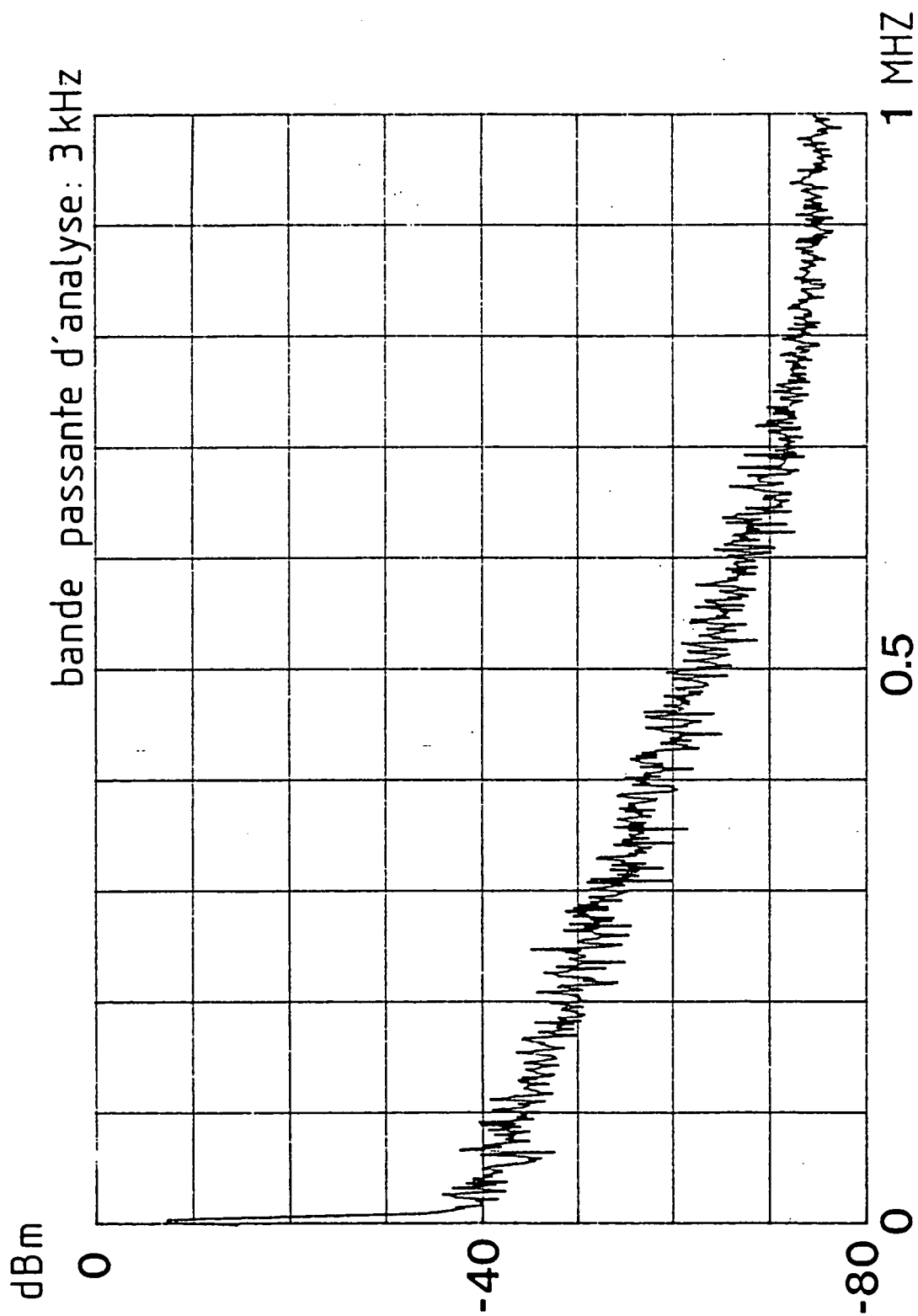


Fig. I-18 . Spectre de bruit d'amplitude du laser Argon.

L'ordonnée est donnée en dBm, unité logarithmique de puissance (0dBm = 1mW sur une charge de 50Ω). Pour obtenir la densité spectrale de puissance en volt 2 /Hz, il faut diviser par la bande passante d'analyse.

Nous avons d'ailleurs enregistré le spectre de bruit d'amplitude du laser à Argon avec les mêmes systèmes de détection et d'analyse et le même niveau de signal continu (mais la sensibilité de la FND 100 à 514nm est plus grande, de l'ordre de 0.3 A.W^{-1}). Ce spectre est présenté sur la figure I-18. Il contient plus de bruit à haute fréquence que le spectre du laser à LNA, probablement à cause de la décharge dans le gaz.

Ces observations sont importantes pour améliorer le rapport signal sur bruit des signaux détectés, notamment pour les asservissements. On aura intérêt à utiliser une fréquence de modulation pour laquelle le bruit d'amplitude du laser est faible. Par exemple, dans la zone de fréquence entre 2 et 20kHz, la tension équivalente au bruit d'amplitude (en $\text{V.Hz}^{-1/2}$) est 10^4 fois plus faible que le signal continu (cf. fig. I-17) : cette zone de fréquence sera utilisée pour les asservissements dits "à basse fréquence" décrits dans le paragraphe C.3. Le bruit d'amplitude minimum (bruit de photons) est atteint au-delà de 500kHz (cf. fig. I-16) : on peut alors obtenir un très bon rapport signal sur bruit, comme nous le verrons dans la technique de modulation à haute fréquence (15MHz) décrite au paragraphe C.4.

b) Bruit de fréquence

Le spectre de bruit de fréquence du laser non asservi donne des informations intéressantes sur la raie laser dont il s'agit de réduire la largeur.

Ce spectre est obtenu par analyse spectrale de l'intensité transmise par un Fabry-Perot confocal dont la longueur était réglée pour être à la moitié de la transmission maximale. On a alors une conversion des fluctuations de fréquence du laser en fluctuations d'intensité avec une pente inversement proportionnelle à la largeur d'un pic d'Airy du Fabry-Perot. On a utilisé un Fabry-Perot en Invar de finesse 100 et d'intervalle spectral libre 750MHz, d'où une pente de conversion de $100/750 \text{ MHz}^{-1}$ à mi hauteur. Le signal transmis est détecté par le même système photodiode FND 100 + amplificateur utilisé pour l'analyse du bruit d'amplitude.

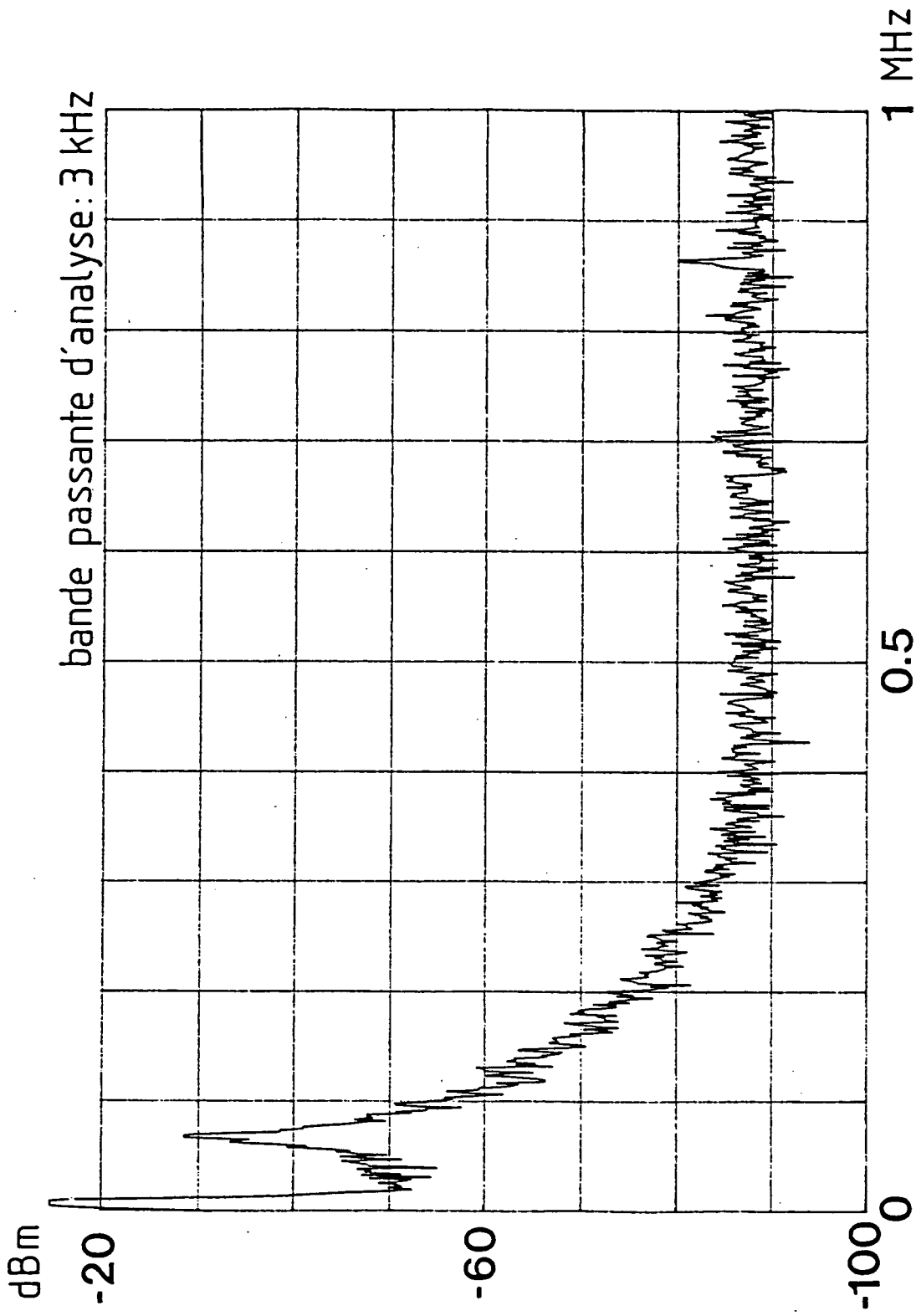


Fig. I-19 . Spectre de bruit de fréquence du laser LNA mesuré sur le flanc d'un Fabry-Perot.

Cette méthode a deux inconvénients. D'une part, elle mesure les fluctuations de fréquence de l'ensemble laser LNA + Fabry-Perot confocal d'analyse : ce n'est pas trop gênant ici car les fluctuations du Fabry-Perot qui est massif et en Invar sont négligeables devant les fluctuations de fréquence du laser non asservi. D'autre part, une partie du signal mesuré est due aux fluctuations d'amplitude du laser qui n'ont pas été compensées : on peut estimer cette contribution à partir d'un spectre de bruit d'amplitude du laser obtenu pour le même niveau de signal continu sur le même système de détection.

La figure I-19 montre le spectre de bruit de fréquence (et d'amplitude) du laser obtenu pour un signal continu de 0.5 volt. Dans ces conditions, la contribution du bruit d'amplitude est du même ordre de grandeur que la contribution du bruit de fréquence, sauf au-delà de 400kHz où on atteint le bruit de photons. On retrouve la même allure pour le spectre de bruit de fréquence que pour le spectre de bruit d'amplitude de la figure I-16. Ceci peut s'expliquer en partie par les effets non-linéaires dans le cristal de LNA : son indice de réfraction varie avec l'intensité, d'où une variation de la longueur optique de la cavité, donc de la fréquence du laser.

On peut relier le spectre de bruit de fréquence du laser à sa largeur de raie γ_{laser} . Pour cela, on peut écrire le champ laser (supposé ici sans fluctuations d'amplitude) :

$$\xi(t) = \xi_0 e^{i[\omega_0 t + \varphi(t)]} \quad (\text{I-15})$$

où la fréquence instantanée du laser vaut :

$$\nu_L(t) = \omega_L(t)/2\pi = (\omega_0 + \dot{\varphi}(t))/2\pi \quad (\text{I-16})$$

Les fluctuations de fréquence du laser, représentées par $\dot{\varphi}(t)/2\pi$, sont transformées en fluctuations de tension sur la photodiode par l'intermédiaire de la pente du pic d'Airy du Fabry-Pérot. Soit p cette pente en volt/Hz, on aura donc des fluctuations de tension :

$$\epsilon(t) = p \cdot \dot{\varphi}(t) / 2\pi \quad (\text{I-17})$$

$\epsilon(t)$ est une fonction aléatoire du temps, de valeur moyenne nulle, que nous supposons stationnaire. Pour un système de détection parfait, la largeur de raie du laser, définie comme l'écart quadratique moyen de la fréquence instantanée (I-16), vaut :

$$\gamma_{\text{laser}} = \frac{1}{p} \left[\langle \epsilon^2(t) \rangle \right]^{1/2} \quad (\text{I-18})$$

Cette définition est en fait peu utilisable, d'une part parce que le système de détection a en fait une bande passante finie, d'autre part parce qu'il a un bruit propre. Pour caractériser correctement le bruit de fréquence du laser, on effectue l'analyse spectrale de la fonction $\epsilon(t)$.

L'analyse harmonique (cf. § I.C.0) de la fréquence instantanée $\nu_L(t) = \omega_L(t)/2\pi$, conduit à caractériser les fluctuations de $\nu_L(t)$ par la densité spectrale de bruit de fréquence $S_\nu(f)$, qui s'exprime en $\text{Hz}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ (les premiers Hz étant relatifs à la fréquence laser, et les deuxièmes à la vitesse de fluctuation de cette fréquence laser). On pourrait donc exprimer la largeur de raie par :

$$\gamma_{\text{laser}} = \int_{-\infty}^{+\infty} S_\nu(f) df \quad (\text{I-19})$$

Mais on n'a accès qu'à $S_\epsilon(f)$ (densité spectrale de bruit de $\epsilon(t)$), qui n'est proportionnel à $S_\nu(f)$ que dans la bande passante B du détecteur. En définitive, on ne pourra déterminer que la largeur de raie du laser dans la bande passante B :

$$\gamma_{\text{laser}}^{(B)} = \frac{1}{p} \left[\int_{-B}^B S_\epsilon(f) df \right]^{1/2} \quad (\text{I-20})$$

La figure I-19 présente $S_\epsilon(f)$, en échelle logarithmique. La transformation en échelle linéaire montre que la contribution essentielle à la largeur de raie correspond aux fréquences basses. Or l'analyseur de spectre utilisé ne fournit une mesure fiable que pour les fluctuations de fréquence supérieure à 10kHz. On ne peut donc déduire de ce spectre la largeur de raie du laser non asservi. Nous évaluerons par la suite cette largeur, de l'ordre du mégahertz, sur des spectres réalisés avec l'autre analyseur de spectre.

Remarques :

- (i) Du fait de la réalité de $\epsilon(t)$, $S_\epsilon(-f) = S_\epsilon(f)$, et les analyseurs de spectre ne donnent en général que la partie positive de $S_\epsilon(f)$. La formule (I-19) est alors remplacée par :

$$\gamma_{\text{laser}}^{(B)} = \frac{1}{P} \left[\int_0^B 2S_\epsilon(f) df \right]^{1/2}$$

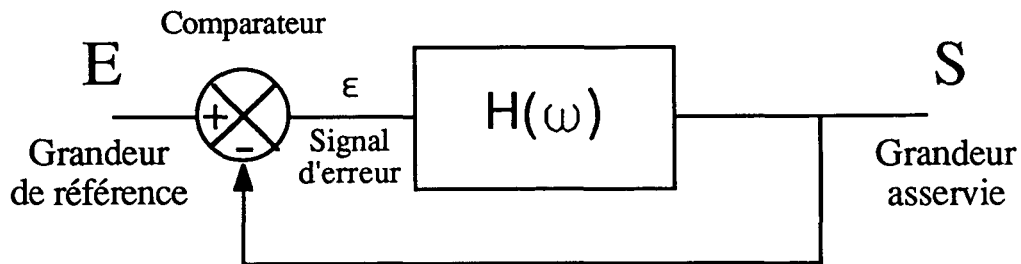
En fait les analyseurs de spectre commerciaux donnent souvent directement $2S_\epsilon(f)$; dans toute la suite, on calculera donc la largeur de raie à partir de l'intégrale du spectre de bruit mesuré :

$$\gamma_{\text{laser}}^{(B)} = \frac{1}{P} \left[\int_0^B S_\epsilon(f) df \right]^{1/2} \quad (\text{I-21})$$

- (ii) Ce calcul n'est valable que si les fluctuations de tension $\epsilon(t)$ reflètent les fluctuations de fréquence $\Psi(t)/2\pi$ du laser. Ceci suppose implicitement qu'on n'est limité ni par le bruit d'amplitude du laser, ni par le bruit de détection (bruit d'amplificateur), ni par le bruit de photons. Nous verrons plus loin le cas où l'asservissement est suffisamment efficace pour réduire le bruit de fréquence du laser au niveau du bruit d'amplificateur ou du bruit de photons.

1.C.2. Principes généraux des asservissements

Le but d'un asservissement consiste à maintenir une grandeur S identique à une grandeur de référence E qui peut être fixe ou variable. On représente en général le schéma fonctionnel d'un asservissement linéaire de la façon suivante :



La fonction de transfert en boucle fermée d'un tel asservissement vaut :

$$T(\omega) = \frac{S(\omega)}{E(\omega)} = \frac{H(\omega)}{1 + H(\omega)} \quad (I-22)$$

$H(\omega)$ est le gain en boucle ouverte ou gain au bout d'un tour. Le but de l'asservissement étant d'obtenir $S = E$, on voit qu'on aura intérêt à avoir un gain en boucle ouverte $H(\omega)$ le plus grand possible. On peut discuter des propriétés d'un asservissement à partir de la connaissance de $H(\omega)$. La première propriété essentielle est la stabilité. Pour qu'une boucle d'asservissement devienne instable, c'est-à-dire se mette à osciller, deux conditions doivent être satisfaites :

- l'amplitude doit augmenter après chaque tour, ce qui se traduit ici par un gain par tour $|H(\omega)|$ supérieur ou égal à 1;
- la phase doit être inchangée (à 2π près) au bout d'un tour : le changement de signe au niveau du comparateur imposant un déphasage de π , il faut qu'il y ait un autre déphasage de π au niveau de $H(\omega)$.

Ces deux conditions (analogues aux conditions d'oscillation d'une cavité laser par exemple) se traduisent en électronique par le critère de Nyquist : un asservissement devient instable lorsque simultanément le module de $H(\omega)$ vaut 1 et sa phase vaut $-\pi$.

Dans les circuits électroniques simples comme ceux que nous utilisons, les fonctions de transfert ont toujours une forme du type :

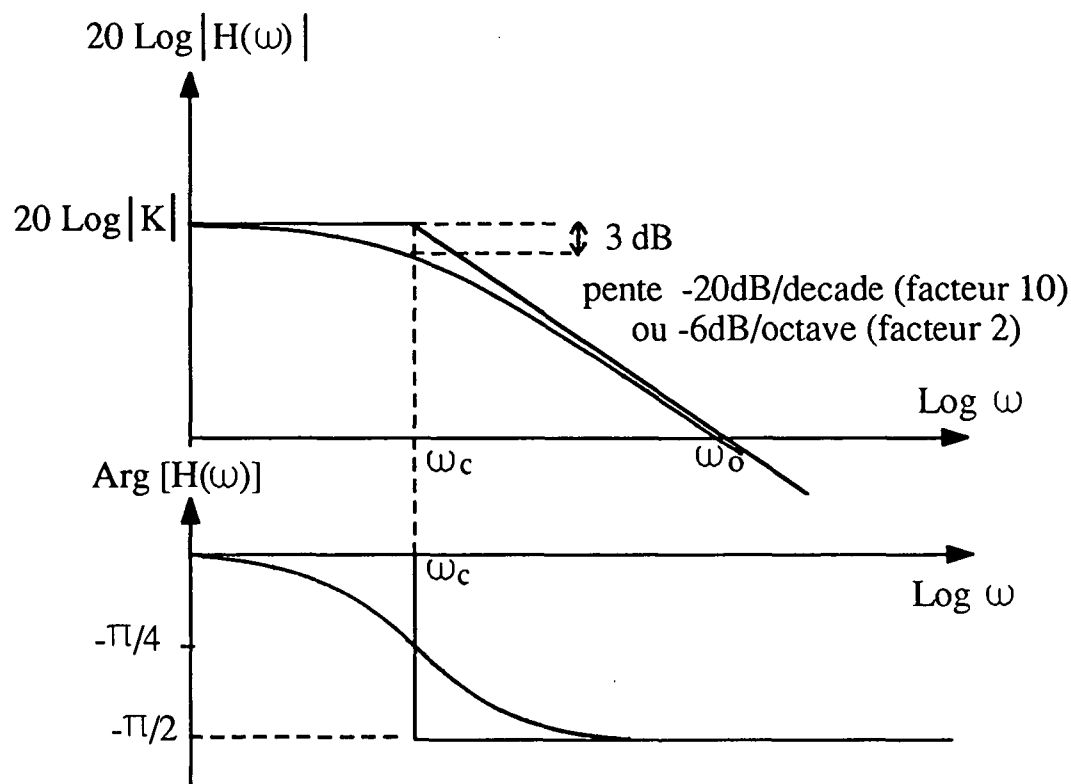
$$T(j\omega) = K_0 \frac{\prod_i \left[1 + j \frac{\omega}{\omega_i} \right]^{m_i}}{\prod_k \left[1 + j \frac{\omega}{\omega_k} \right]^{n_k}} \quad (I-23)$$

où m_i et n_k sont entiers ou demi-entiers. La réponse en phase de ces systèmes est entièrement déterminée par leur réponse en amplitude. Ceci va donc permettre de caractériser leur stabilité uniquement par l'allure de $|T(\omega)|$ donc de $|H(\omega)|$.

Une représentation commode pour illustrer la stabilité de ces systèmes est donnée par les diagrammes de Bode : $20 \text{ Log } |H(\omega)|$ et $\text{Arg } [H(\omega)]$ en fonction de ω . Par exemple, une fonction de transfert du type :

$$H(\omega) = \frac{K}{1 + j \frac{\omega}{\omega_c}}$$

sera représentée par :



Les paramètres caractéristiques de ces courbes sont :

- le gain statique $K=H(0)$ positif (phase correspondante = 0)
- la fréquence de coupure ω_c
- la fréquence à gain unité ω_0
- la pente de la courbe $20 \text{ Log } |H(\omega)|$ en $\omega = \omega_0$: -6dB/octave correspond à un déphasage de $-\pi/2$ entre $H(0)$ et $H(\omega_0)$.

Cette fonction de transfert correspond à un système stable puisque dans toute la zone entre $\omega = 0$ et $\omega = \omega_0$ où le gain $|H(\omega)|$ est supérieur à 1, la phase est comprise entre 0 et $-\pi/2$.

On peut définir des paramètres analogues pour toutes les fonctions de transfert. Une pente au gain unité inférieure à -12dB/octave correspond à une phase comprise entre 0 (en $H(0)$) et au minimum $-\pi$ en $H(\omega_0)$ dans toute la plage où le gain $|H(\omega)|$ est supérieur à 1 : cette condition garantit la stabilité de la boucle d'asservissement. On veut également que l'asservissement soit précis, c'est-à-dire que l'erreur statique :

$$E(\omega = 0) - S(\omega = 0) = \frac{E(\omega = 0)}{1 + H(0)} \quad (\text{I-24})$$

soit la plus petite possible. Ceci se traduit par un gain statique $K = H(0)$ le plus grand possible. Enfin, la rapidité de l'asservissement croît avec ω_0 , ce qui signifie d'une part que les perturbations plus lentes que ω_0 seront corrigées et, d'autre part, que les modifications volontaires de la grandeur de référence E seront bien reproduites jusqu'à une fréquence de l'ordre de ω_0 .

L'ensemble de ces critères conduit à choisir une fonction de transfert $H(\omega)$ dont la réponse en amplitude présente une pente de -9dB/octave jusqu'à une fréquence ω_0 la plus élevée possible, avec une fréquence de coupure ω_c la plus basse possible. Cette pente garantit une marge de sécurité sur la stabilité, tandis que les deux autres fréquences assurent un gain statique élevé et une bonne rapidité. Une réponse en amplitude de ce type correspond à une fonction de transfert :

$$H(\omega) = \frac{K}{\left[1 + j \frac{\omega}{\omega_c} \right]^{3/2}} \quad (\text{I-25})$$

Nous avons utilisé pour réaliser cette fonction un correcteur inspiré de celui de J. HALL, couramment utilisé dans les asservissements laser. Il comprend un intégrateur (pour augmenter le gain statique), un filtre pour ajuster la pente à -9dB/octave et un amplificateur haute tension (on veut en général réagir sur des céramiques piézoélectriques). Le détail de ces éléments ainsi que leurs fonctions de transfert sont présentés par exemple dans la référence [27]. Le boîtier correcteur, réalisé au laboratoire, permet également d'ajouter au signal une tension continue, une modulation ou une rampe, ce qui est très commode pour la génération et l'observation des signaux d'erreur. On dispose également d'un réglage fin du gain global (ce qui revient à faire une translation verticale de toute la courbe de réponse en amplitude). Ceci permet de s'approcher du seuil d'instabilité de

la boucle : on peut alors mesurer la fréquence d'oscillation, qui donne une valeur supérieure à la bande passante de l'asservissement. Pour garder un système stable, on reviendra suffisamment en-dessous de ce seuil.

Dans la réalisation pratique d'un asservissement, la fonction de transfert en boucle ouverte $H(\omega)$ va être le produit des fonctions de transfert du correcteur et des autres éléments utilisés : céramiques piézoélectriques, photodétecteurs, amplificateurs ou détecteurs synchrones. Pour que l'asservissement conserve ses qualités, il faut que les fréquences de coupure introduites par ces éléments soient beaucoup plus grandes que la fréquence à gain unité ω_0 du correcteur (ω_0 de l'ordre du mégahertz). Nous verrons que ceci est rarement réalisé. En général, la bande passante de l'asservissement sera limitée par l'élément de plus basse fréquence de coupure.

I. C. 3. Stabilisation de la fréquence du laser LNA par des méthodes de modulation à basse fréquence

Les méthodes d'asservissement présentées dans ce paragraphe sont utilisées pour de très nombreux lasers, par exemple des lasers à colorant commerciaux. Nous les avons regroupées sous la dénomination de "*méthodes de modulation à basse fréquence*" car deux d'entre elles utilisent pour générer leur signal d'erreur une détection synchrone à une fréquence de modulation relativement basse, de l'ordre de quelques kilohertz. Ce domaine de fréquence implique des techniques plus faciles à mettre en oeuvre (modulation appliquée sur des céramiques piézoélectriques, photo-détecteurs "ordinaires", etc.) que la méthode de modulation à haute fréquence (au-delà du mégahertz) que nous décrivons dans le paragraphe suivant C. 4. Par contre, le rapport signal sur bruit du signal d'erreur sera limité par le bruit d'amplitude du laser qui est encore important à quelques kilohertz (une discussion détaillée sur ce point a été faite dans le paragraphe C. 1).

La stabilisation de la fréquence du laser LNA se fait en trois étapes :

- (i) asservissement en mode interne : le maximum de transmission du Fabry-Perot épais intracavité est asservi pour coïncider avec le même mode longitudinal de la cavité lorsque la fréquence de ce mode dérive ou est balayée volontairement (cet asservissement a déjà été évoqué lors de la description du Fabry-Perot épais, en B. 3. c). Notons que ceci ne contribue pas à réduire les fluctuations de fréquence du laser. Il s'agit simplement de garantir un fonctionnement monomode;

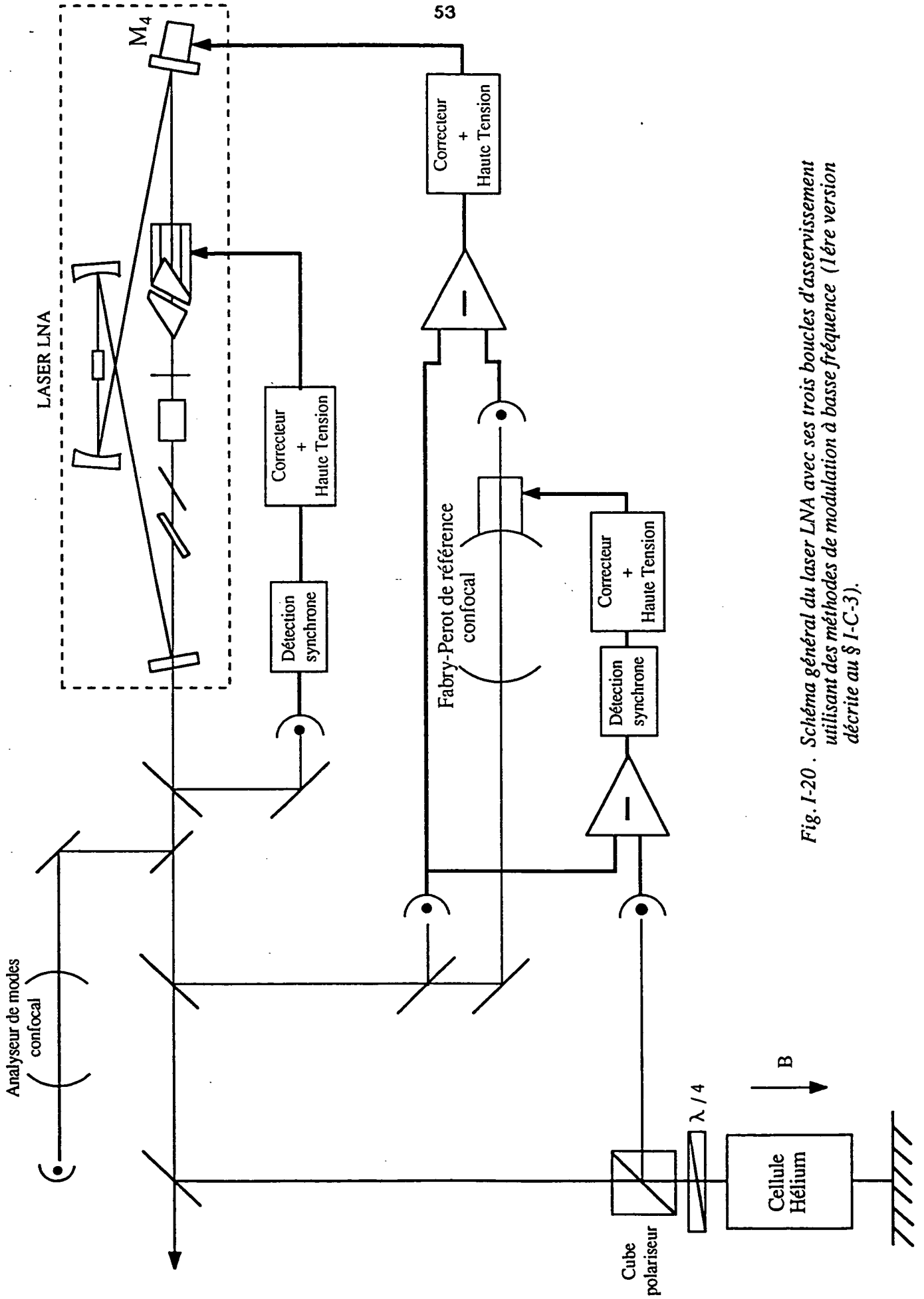


Fig. I-20 . Schéma général du laser LNA avec ses trois boucles d'asservissement utilisant des méthodes de modulation à basse fréquence (1ère version décrite au § I-C-3).

- (ii) asservissement de la fréquence du laser sur la fréquence de transmission d'une cavité Fabry-Perot confocale massive en Invar (cavité externe), beaucoup plus stable que la cavité du laser;
- (iii) asservissement de la fréquence du laser sur la fréquence de transition atomique $2^3S \rightarrow 2^3P$ de l'hélium 4, obtenue par absorption saturée dans une cellule à décharge. Cette résonance atomique peut être déplacée par effet Zeeman en appliquant un champ magnétique sur la cellule.

Un schéma général des trois étapes d'asservissement est représenté figure 1-20.

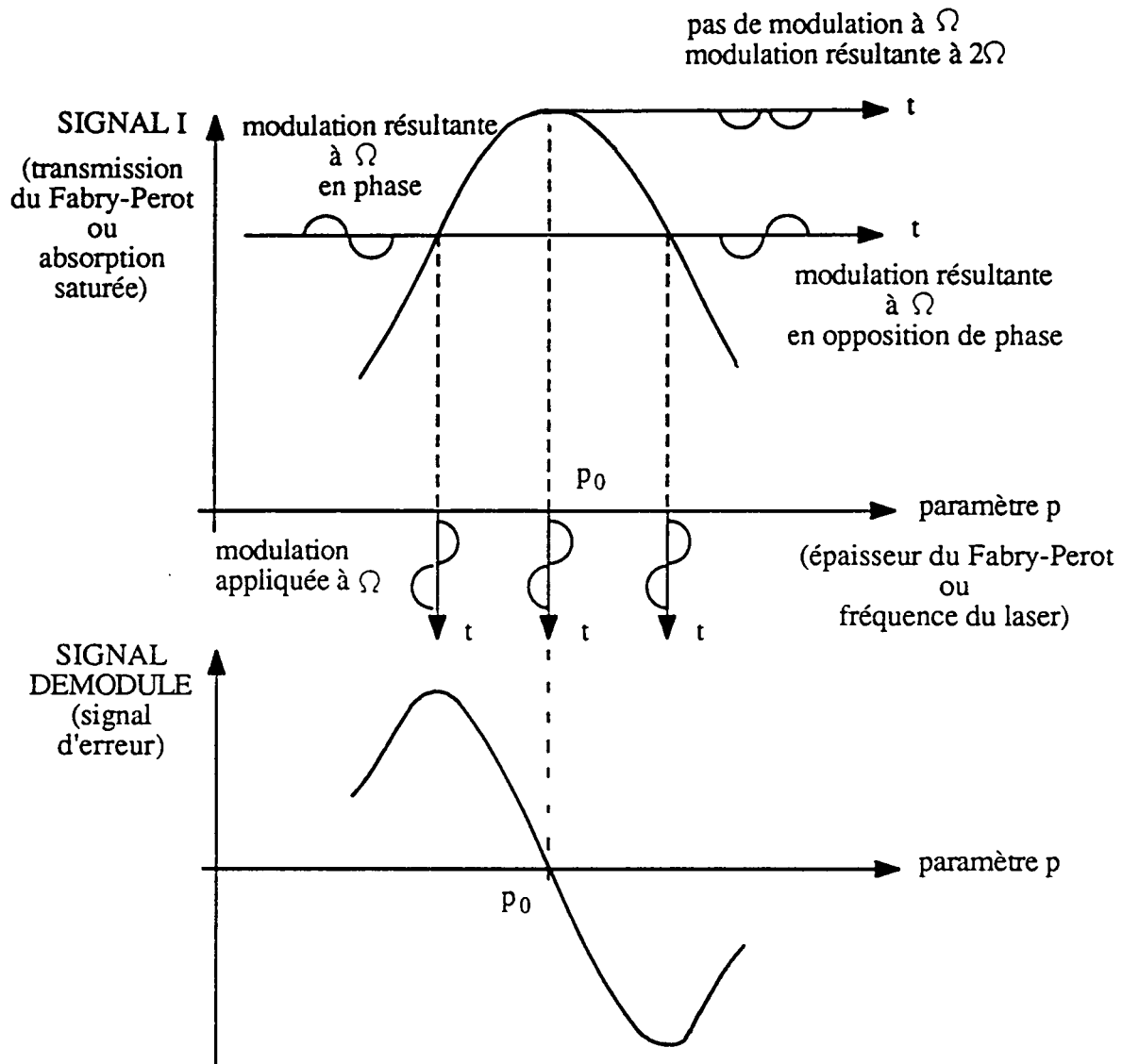
Après une description générale des deux méthodes utilisées pour générer un signal d'erreur, nous décrivons plus en détail les trois étapes successives d'asservissement ainsi que la méthode de réglage du désaccord par effet Zeeman.

a) Méthodes de génération d'un signal d'erreur

Notre but est de décrire ici les deux méthodes que nous avons utilisées :

- l'asservissement sur un maximum, par exemple le pic de transmission d'un Fabry-Perot (asservissement en mode interne) ou une raie d'absorption saturée;
- l'asservissement sur un flanc, par exemple la mi-hauteur d'un pic de transmission d'une cavité Fabry-Perot confocale.

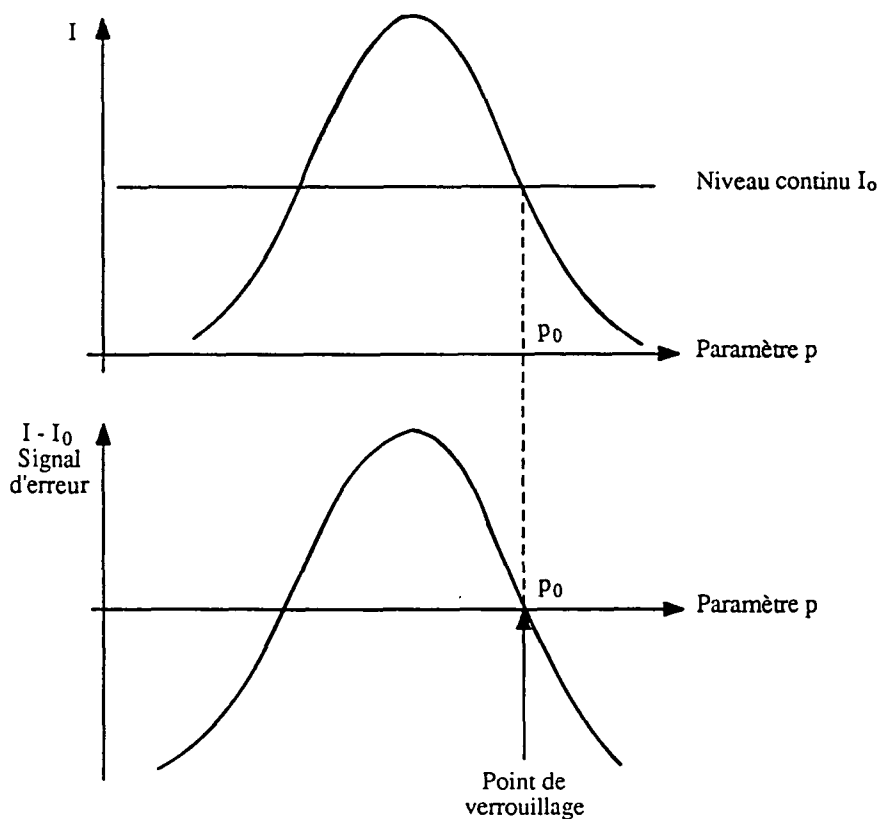
La première méthode utilise une modulation suivie d'une détection synchrone. On dispose d'une réponse en cloche représentant la variation d'un signal I que l'on va mesurer en fonction du paramètre p que l'on va asservir. Il s'agit par exemple de l'intensité transmise par un Fabry-Pérot en fonction de son épaisseur ou bien d'une raie d'absorption saturée en fonction de la fréquence du laser. On peut illustrer la méthode de modulation par la figure suivante :



Le paramètre p est modulé à une fréquence Ω de quelques kilohertz, avec une amplitude de modulation faible devant la largeur de la courbe $I(p)$. On détecte ensuite l'amplitude de la composante à la même fréquence Ω dans le signal I en effectuant le produit de ce signal et du signal de référence dans une détection synchrone à Ω . On obtient à peu près la dérivée du pic, qui s'annule à la valeur $p = p_0$ correspondant au maximum : c'est le signal d'erreur.

Souvent, les courbes en cloche $I(p)$ se reproduisent de façon périodique (par exemple les pics d'Airy d'une cavité Fabry-Perot). On a alors sur le signal démodulé plusieurs points de verrouillage stables. Si le système s'écarte de sa position p_0 de moins qu'une demi-période, il pourra revenir à sa position initiale au bout d'un certain temps car le signal d'erreur aura gardé le même signe. Dans le cas contraire, il ira se verrouiller sur le point suivant correspondant au maximum d'une autre courbe $I(p)$. La distance entre deux pics étant en général assez grande, la dynamique de ce type d'asservissement est bonne. Par contre, sa bande passante est limitée par la fréquence de modulation Ω : en effet, toute perturbation plus rapide que Ω ne sera pas vue par l'asservissement et donc ne sera pas corrigée.

Dans la seconde méthode, on n'utilise plus de modulation mais on fabrique directement un signal d'erreur à partir de la courbe en cloche $I(p)$. On soustrait du signal I un niveau continu correspondant à la mi-hauteur du pic, et on obtient un signal d'erreur comme suit :

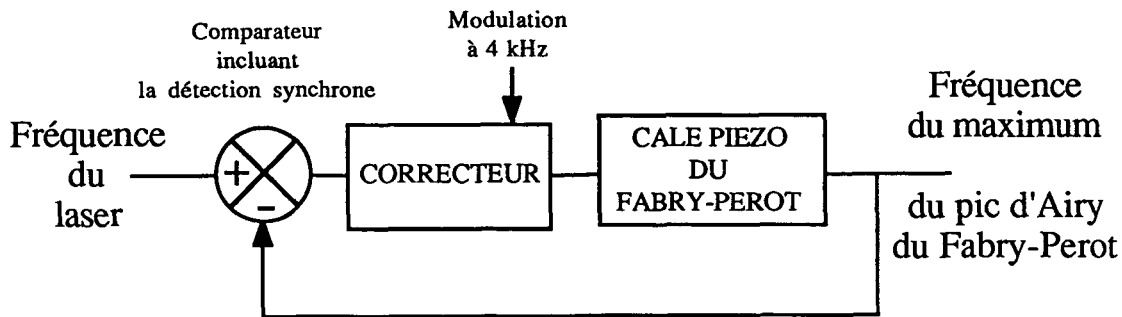


Cette méthode a l'avantage de la simplicité (pas de détection synchrone) et sa bande passante n'est pas limitée par une fréquence de modulation. Par contre sa dynamique n'est pas très grande : dès qu'on s'écarte du point de verrouillage p_0 au-delà du sommet du pic, le signal d'erreur change de signe et amène le point de verrouillage sur le pic suivant. D'autre part cet asservissement ne permet pas de se verrouiller au sommet du pic de transmission, ce qui ne convient pas par exemple pour un Fabry-Perot à l'intérieur d'une cavité laser.

Enfin, un inconvénient de cet asservissement vient du fait que le point de verrouillage p_0 dépend de l'amplitude du signal I lorsque le niveau continu I_0 est constant. Par conséquent, les variations d'amplitude de I vont provoquer une modification du point de verrouillage p_0 . Ce problème n'existait pas avec l'autre méthode puisqu'on se verrouillait au sommet de la courbe $I(p)$. On peut cependant le résoudre (ou du moins l'atténuer) si le niveau continu I_0 a exactement les mêmes fluctuations d'amplitude que I .

b) Asservissement en mode interne

Ce asservissement n'a pas pour but de réduire le bruit de fréquence du laser mais de maintenir le laser monomode longitudinal lorsque sa fréquence varie. Ces variations, volontaires ou non, n'excédant pas 1 ou 2GHz, il est inutile d'asservir le filtre de Lyot ou l'étalon mince qui gardent une transmission quasiment constante égale à 1 sur cette plage. Seul le Fabry-Perot épais d'intervalle spectral libre 50GHz doit être asservi pour qu'à tout instant la fréquence d'un de ses maxima de transmission coïncide avec la fréquence du laser. Pour cela, on va agir sur la céramique piézoélectrique commandant l'épaisseur du Fabry-Perot (voir figure I-11). Le signal d'erreur (dont la réalisation est détaillée plus loin) est appliqué à l'entrée du boîtier correcteur décrit plus haut (§ C.2). La haute tension de sortie du correcteur, incluant une modulation à 4kHz, commande la céramique piézoélectrique du Fabry-Perot intracavité. On peut représenter cet asservissement selon le schéma-type suivant :



Pour obtenir un signal d'erreur proportionnel à l'écart entre la fréquence du laser ν_0 et la fréquence ν_m du maximum du pic d'Airy du Fabry-Perot, on a utilisé la première méthode décrite dans le paragraphe a). On module l'épaisseur du Fabry-Perot (paramètre p), ce qui provoque une modulation de sa transmission. Il va en résulter une modulation de la puissance de sortie du laser. Cette puissance est détectée par une photodiode (voir figure I-20). La tension de sortie de cette photodiode est démodulée dans une détection synchrone et fournit un signal d'erreur qui s'annule en changeant de signe lorsque la fréquence d'un pic d'Airy du Fabry-Perot coïncide avec la fréquence du laser. Le signal détecté par la photodiode contient également les fluctuations d'intensité du laser, qui vont déformer le signal utile. On a donc choisi une fréquence de modulation de 4kHz où ce bruit d'amplitude est faible (voir figures I-17 et discussion au paragraphe C.1.a). Cette fréquence reste néanmoins en-dessous de la première résonance de la céramique piézoélectrique du Fabry-Perot. Ce point est très important pour la stabilité de l'asservissement car autour d'une résonance la phase de la réponse de la céramique varie de π (or on a vu au paragraphe C.2 la nécessité de ne pas faire varier la phase du système de plus de π).

Le rapport signal sur bruit obtenu sur le signal d'erreur est déterminé non seulement par le bruit d'amplitude du laser à 4kHz, mais aussi par l'amplitude du signal à 4kHz appliqué sur l'intensité du laser. Or on a voulu réduire au maximum l'amplitude de la modulation appliquée au

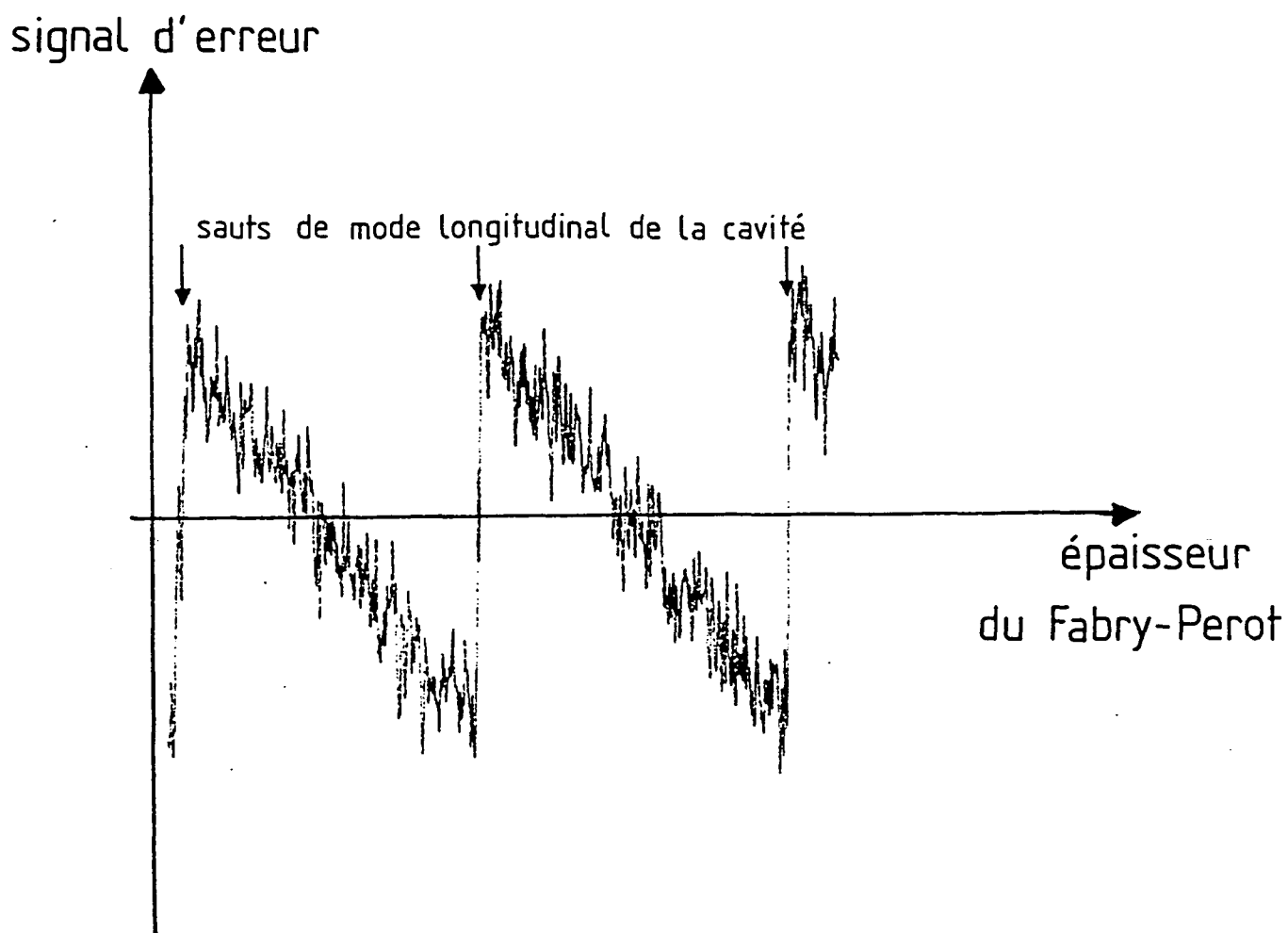


Fig. I-21 . Signal d'erreur de l'asservissement en mode interne obtenu en balayant l'épaisseur du Fabry-Perot à air interne à la cavité.

Fabry-Perot car elle provoque une modulation de fréquence du laser : en effet, une modification de l'épaisseur du Fabry-Perot va induire un changement de trajet optique dans la cavité de $(2N-1)\lambda$ ($N=10$ est la finesse du Fabry-Perot, donc à peu près le nombre d'aller-retour entre les miroirs). On s'est donc limité à une modulation de l'ordre de 0.5% sur l'intensité du laser, et il est alors nécessaire de moyennner le signal d'erreur pendant 1ms pour obtenir un rapport signal sur bruit de 4. Le signal d'erreur obtenu dans ces conditions en fonction de l'épaisseur du Fabry-Perot (balayée lentement) est présenté sur la figure I-21.

Valeurs numériques

La courbe de bruit d'amplitude du laser (§ C.1, figure I-17b) donne une tension équivalente au bruit (en volt/ $\sqrt{\text{Hz}}$) égale à 10^{-4} fois le niveau continu sur la photodiode. Dans notre cas, le signal utile à 4kHz vaut 0.5% du signal d'amplitude total sur la photodiode et la bande passante vaut $b = (1/4\tau) = 250\text{Hz}$ (constante de temps $\tau = 1\text{ms}$). On en déduit un rapport signal sur bruit :

$$\frac{S}{B} = \frac{0.5\%}{10^{-4} \times \sqrt{250}} = 3$$

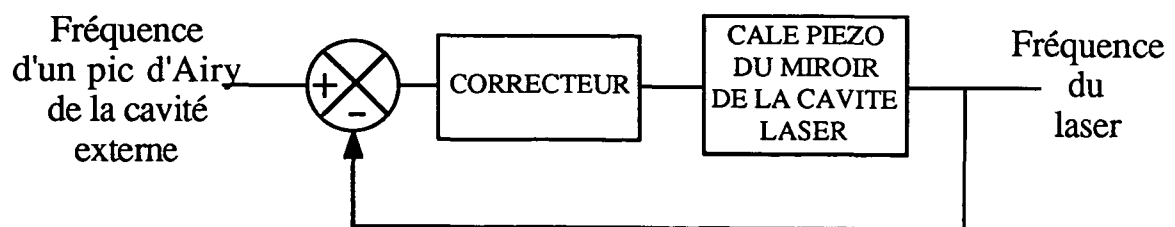
qui correspond bien à la courbe I-21.

La constante de temps de filtrage, introduite au niveau de la détection, va limiter la bande passante de cet asservissement à 250Hz. En situation asservie, on a pu balayer sans sauts de mode la fréquence du laser jusqu'à 1.5GHz par seconde. Ceci est tout à fait satisfaisant pour compenser les dérives du laser ou pour balayer volontairement sa fréquence, par exemple lorsqu'on veut observer la raie d'absorption saturée dans l'hélium 4.

c) Asservissement de la fréquence du laser sur la cavité externe

Il s'agit maintenant de réduire le bruit de fréquence du laser dont le spectre en régime non asservi a été présenté au paragraphe C. 1. b. Pour cela, on va asservir la fréquence du laser sur une fréquence de transmission d'une cavité externe plus stable. Cette cavité est de type Fabry-Perot confocal composée de deux miroirs sphériques de rayons de courbure 100mm, réfléchissants à 99% à $1.08\mu\text{m}$ et distants de 100mm. Dans une cavité de ce type, le faisceau revient sur lui-même après deux aller-retour, d'où un intervalle spectral libre $(c/4L) = 750\text{MHz}$ et une finesse théorique $((\pi\sqrt{R^2})/(1-R^2)) \approx 150$ (formule habituelle où l'on remplace R par R^2 car il y a deux fois plus de réflexions). En fait, les imperfections des miroirs et les défauts d'alignement conduisent à une finesse observée de l'ordre de 100. L'un des miroirs est collé sur une céramique piézoélectrique qui permet de modifier la longueur de la cavité (ce qui nous sera utile par la suite). L'ensemble est fixé dans une monture compacte en Invar (matériau de faible dilatation thermique). Notons que la céramique piézoélectrique dégrade la stabilité de cette cavité (à cause de sa dilatation thermique liée aux courants de fuite).

La grandeur de référence de cet asservissement est donc une des fréquences de transmission de la cavité externe et la grandeur à asservir est la fréquence d'émission du laser. On réagit sur celle-ci en changeant la longueur de la cavité laser par l'intermédiaire d'une céramique piézo-électrique sur laquelle est collée l'un des miroirs (miroir plan M_4) de la cavité (voir fig. I-20). Le schéma fonctionnel de cet asservissement est proche du précédent.



On utilise toujours le boîtier correcteur décrit précédemment pour réaliser la fonction de transfert optimale (pente de -9dB/octave). La différence avec l'asservissement précédent vient de la réalisation du signal d'erreur. On a utilisé ici la seconde méthode décrite au paragraphe a), où l'on utilise directement la courbe de transmission du Fabry-Perot en fonction de la fréquence comme signal d'erreur. On se place à la mi-hauteur d'un pic (où la pente est la plus grande) et on soustrait un signal indépendant de la fréquence pour se ramener autour de zéro. Comme nous l'avons déjà dit, cette méthode a l'avantage de la simplicité et de l'absence de modulation. Par contre sa dynamique, c'est-à-dire l'amplitude des fluctuations qui peuvent être corrigées, est limitée par la largeur d'un pic de transmission du Fabry-Perot, puisqu'au-delà du sommet le signal d'erreur change de signe. On n'a donc pas intérêt pour cette méthode à utiliser un Fabry-Perot de trop grande finesse.

D'autre part, les fluctuations d'amplitude du laser vont modifier la position du point de verrouillage de l'asservissement. Ceci va réintroduire artificiellement du bruit de fréquence dans toute la bande passante de l'asservissement. Pour éliminer ce défaut, on soustrait du signal transmis par la cavité externe un signal proportionnel à l'intensité du laser. Les fluctuations d'intensité se compenseront à condition d'utiliser deux photodiodes rigoureusement identiques, avec les mêmes amplificateurs de même bande passante. On a également intérêt à ajuster optiquement les flux lumineux reçus pour que les photodiodes travaillent dans les mêmes conditions de linéarité. Nous avons utilisé deux photodiodes Hamamatsu S1336-5BK (dont toutes les caractéristiques sont identiques, y compris la surface sensible), suivies du même montage amplificateur. On observe alors une réduction du bruit d'amplitude global (observé à l'oscilloscope) d'un facteur 50.

On a donc verrouillé la fréquence du laser sur une des fréquences de transmission de la cavité Fabry-Perot de référence par la méthode qui vient d'être décrite. On observe très nettement l'amplitude du signal d'erreur (visualisé à l'oscilloscope) diminuer lorsqu'on augmente le gain de la boucle d'asservissement. On peut d'ailleurs évaluer cette amplitude

à partir de la valeur de la pente du pic de transmission du Fabry-Perot. Cette pente est d'autant plus grande que le pic est plus étroit (dans notre cas la demi-largeur à mi-hauteur d'un pic vaut 8MHz environ). Pour un très faible gain de boucle (ce qui correspond quasiment au laser non asservi), on mesure un signal d'erreur dont l'excursion maximale (de l'ordre de la largeur de raie) est d'environ 1MHz. Si on augmente le gain, le signal d'erreur diminue jusqu'à ce que l'asservissement se mette à osciller à 7.8kHz environ. Ceci signifie que la somme des déphasages introduit par les éléments de la boucle d'asservissement a atteint $-\pi$ à 7.8kHz. Il est probable que ces déphasages soient surtout introduits au niveau du boîtier correcteur et de la céramique piézoélectrique. Nous avons choisi un gain de boucle juste inférieur au gain correspondant à l'oscillation. On peut alors mesurer un signal d'erreur d'excursion maximale 100kHz, soit un gain d'un ordre de grandeur par rapport au laser non asservi. Si on observe plus attentivement ce signal d'erreur à l'oscilloscope, on s'aperçoit qu'il contient essentiellement deux fréquences, 500Hz et 4kHz, responsables chacune pour moitié de l'amplitude du signal observé. La fréquence la plus basse, 500Hz, correspond probablement à une vibration mécanique: la fréquence de 4kHz est provoquée par la modulation du Fabry-Perot épais intracavité, nécessaire à l'asservissement en mode interne (qui maintient le laser monomode) : rappelons que cette modulation de l'épaisseur du Fabry-Perot induit une modification de la longueur optique de la cavité laser, donc une modulation de la fréquence du laser (voir § b précédent).

Une analyse spectrale plus quantitative du signal d'erreur peut être réalisée avec l'analyseur de spectre basse fréquence décrit au paragraphe C.1. La figure I-22 montre les spectres du signal d'erreur dans le cas non corrigé (courbe 22a) et dans le cas de correction maximale (courbe 22b). On note la réduction du bruit grâce à l'asservissement jusqu'à une fréquence de 1.5kHz environ, où les deux courbes se rejoignent : la correction n'est donc efficace qu'à basse fréquence (la bande passante de l'asservissement est forcément inférieure à la fréquence d'oscillation de 7.8kHz). D'autre part, on retrouve sur les deux courbes le bruit de fréquence à 4kHz lié à la modulation du Fabry-Perot intracavité.

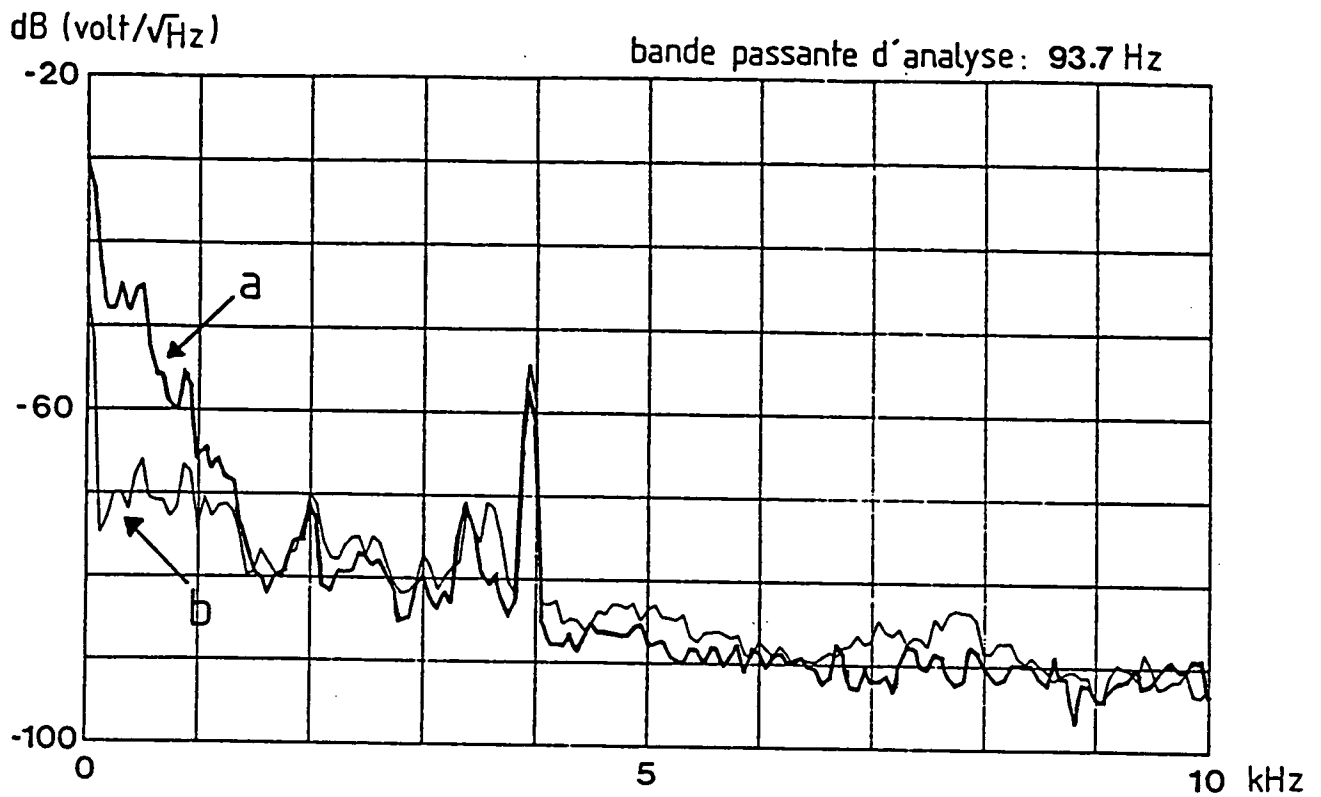


Fig. I-22 . Spectre de bruit du signal d'erreur de l'asservissement de la fréquence du laser sur la cavité externe (a) en boucle ouverte
(b) en boucle fermée avec le maximum de gain.

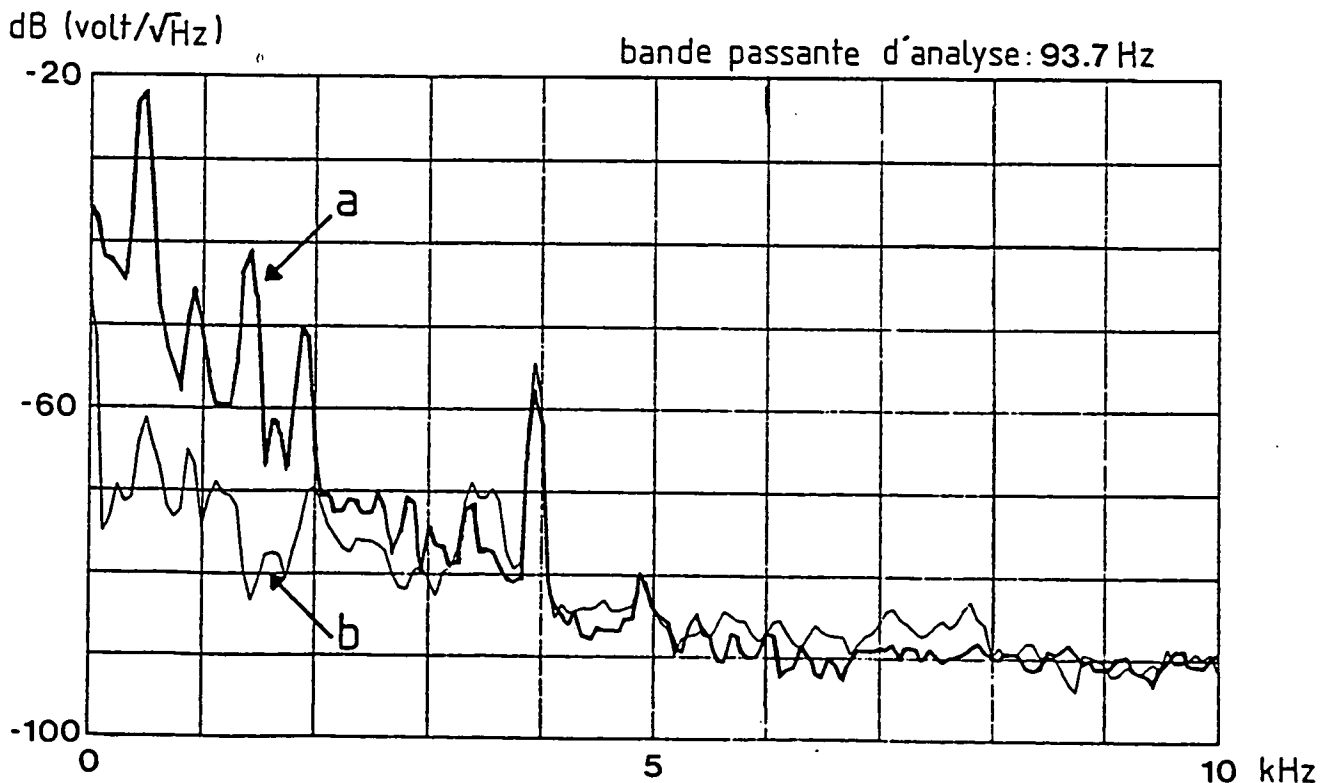


Fig. I-23 . Idem fig. I-22 mais avec bruit de voix dans la pièce.

On a également mesuré les spectres obtenus en présence de perturbations acoustiques, c'est-à-dire lorsque plusieurs personnes parlent dans la pièce : la figure 1-23 montre les spectres obtenus dans le cas non corrigé (23a) et dans le cas de correction maximale (23b). On note sur le spectre (a) des perturbations importantes à 500Hz et ses harmoniques (1, 1.5 et 2kHz) qui sont très bien corrigées par l'asservissement. En fait, ce bruit de fréquence acoustique reflète l'écart entre la fréquence du laser et celle du pic d'Airy du Fabry-Perot externe. On ne peut donc pas distinguer les vibrations acoustiques du laser de celles de la cavité externe. L'asservissement va donc reproduire les perturbations acoustiques de la cavité de référence sur la fréquence du laser.

De façon générale, le signal d'erreur de l'asservissement caractérise la qualité de la recopie des fluctuations de la longueur optique de la cavité de référence (supposées faibles) sur la fréquence du laser. Plus précisément, cette recopie se fera dans la bande passante de l'asservissement qui est ici de quelques kilohertz. Pour caractériser la stabilité de fréquence du laser, obtenue grâce à cet asservissement, il faut donc préciser deux choses :

- d'une part la qualité de l'asservissement,
- d'autre part la stabilité de la référence.

L'effet de l'asservissement est donné par l'écart entre les spectres de bruit dans les cas corrigé ou non (1-22a et b, 1-23a et b). On a vu (cf. formule (1-21)) qu'on pouvait relier la largeur de raie du laser à l'intégrale du spectre de bruit de fréquence mesuré en volt²/Hz :

$$\gamma_{\text{laser}} = \frac{1}{p} \left[\int_0^B S_{\epsilon}(f) df \right]^{1/2}$$

où p est la pente de conversion à mi-hauteur du pic d'Airy du Fabry-Perot en volt/Hz

B est la bande passante de détection

$S_{\epsilon}(f)$ est la densité spectrale de bruit de fréquence du laser en volt²/Hz

On peut appliquer cela aux spectres obtenus en l'absence d'asservissement: on va alors trouver la largeur de raie de l'ensemble laser non asservi + cavité de référence. Les intégrales ont été calculées dans une bande passante de 4kHz, car l'essentiel du bruit est à basse fréquence (l'oscillation de relaxation à 70kHz, que l'on a mesuré par ailleurs, correspond à une largeur de l'ordre de 50kHz, donc négligeable). Ce calcul donne une largeur de 0.3MHz environ pour le spectre 22a, et une largeur de 1.4MHz pour le spectre 23a, en présence de bruit acoustique dans la pièce. Notons que ces valeurs, assez faibles, ne correspondent pas exactement au laser non asservi, mais plutôt à un asservissement à très faible gain, de façon à maintenir le signal moyen de transmission à mi-hauteur du pic d'Airy du Fabry-Perot externe. Ceci revient à dire que les fluctuations de fréquence inférieures à quelques Hz, qui peuvent contribuer de façon importante à la largeur de raie du laser, sont déjà en partie réduites par l'asservissement sur les courbes (a).

Pour les spectres 22b et 23b obtenus avec la correction maximale par l'asservissement, les deux intégrales entre 0 et 4kHz donnent la même valeur, à savoir 60kHz environ. Il faut, dans ce cas, tenir compte en plus du pic de relaxation à 70kHz, ce qui conduit finalement à une largeur de 80kHz. On retrouve une valeur comparable aux 100kHz qui avaient été mesurés à partir du signal d'erreur observé à l'oscilloscope. Cette largeur caractérise la qualité de l'asservissement.

Il est maintenant intéressant d'évaluer la stabilité de la cavité de référence. Ses causes d'instabilité sont les vibrations mécaniques, les effets thermiques, les variations de pression et les perturbations acoustiques. La dérive thermique, mesurée par rapport à la référence atomique, est assez faible, de l'ordre de 2MHz en 10 minutes, grâce à la climatisation de la pièce et à la faible dilatation thermique de l'Invar. Les variations de pression ont un effet sur l'indice de l'air donné par la loi de Gladstone :

$$n-1 = \alpha P, \quad (\text{I-26})$$

avec $\alpha \sim 3 \cdot 10^{-9} \text{ Pa}^{-1}$ dans les conditions habituelles de température et d'humidité.

La fréquence d'ordre k transmise par la cavité Fabry-Perot confocale de longueur L vaut :

$$\nu = k \frac{c}{4nL} \quad (\text{I-27})$$

D'où une variation de fréquence :

$$\frac{d\nu}{\nu} = - \frac{dn}{n} = - \frac{dn}{n-1} \cdot \frac{n-1}{n} = - \frac{dP}{P} \cdot 3 \cdot 10^{-4}$$

$$\frac{d\nu}{dP} \sim - 1\text{MHz/Pascal} \quad \text{à } \lambda = 1 \mu\text{m} \quad (\text{I-28})$$

Pour un bruit acoustique courant (bruit de voix par exemple), on a une variation de pression de 1 à 100 Pascal, d'où une variation de fréquence importante, de 1 à 100MHz. Ce calcul n'est valable que si la longueur d'onde acoustique est supérieure à la longueur du trajet optique dans la cavité de référence ($4L = 40\text{cm}$), c'est-à-dire pour des fréquences acoustiques inférieures à 1.5kHz. Pour des fréquences plus élevées, la variation de pression est moyennée sur un trajet optique et l'effet est atténué.

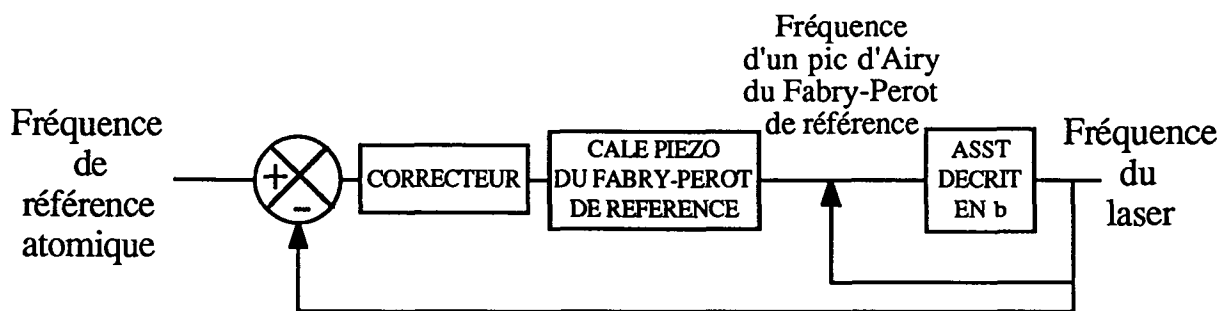
Remarque :

L'effet des perturbations acoustiques sur la cavité de référence aurait pu être réduit en plaçant cette cavité dans une enceinte sous vide.

Finalement la fréquence du laser est bien stabilisée à court terme, à condition que les perturbations acoustiques ne soient pas trop grandes. Par contre les dérives lentes, de température ou de pression, sont gênantes : il a donc fallu asservir la fréquence du laser à long terme sur une raie atomique. Nous allons décrire cet asservissement dans le paragraphe suivant.

d) Asservissement sur la raie atomique

On veut maintenant s'affranchir des dérives à long terme de la fréquence du laser, induites par les dérives de la fréquence de transmission de la cavité de référence sur laquelle la fréquence du laser est asservie. Pour cela, on prend comme référence absolue une fréquence de transition atomique. La grandeur à asservir est la fréquence du laser, que l'on commande indirectement par la longueur de la cavité Fabry-Perot de référence (céramique piézoélectrique sur laquelle est collé l'un de ses miroirs sphériques). Le schéma de principe de l'asservissement est le suivant :



La fréquence de référence atomique est donnée par une raie d'absorption saturée dans une cellule à décharge contenant de l'hélium 4 métastable. La cellule que nous avons utilisée est un cylindre de 120mm de long et 30mm de diamètre remplie à 0.1Torr d'hélium.

On applique un champ oscillant radiofréquence (5 à 10MHz) intense entre les deux extrémités de la cellule, ce qui provoque une décharge. Des atomes d'hélium 4 sont donc en permanence excités par collision électronique et certains retombent par cascade radiative ou collision avec d'autres atomes sur le niveau triplet métastable 2^3S_1 . C'est à partir de ce niveau que se fait la transition à $1.08\mu\text{m}$. La valeur élevée du champ radiofréquence est obtenue grâce à un circuit résonnant représenté sur la figure 1-24.

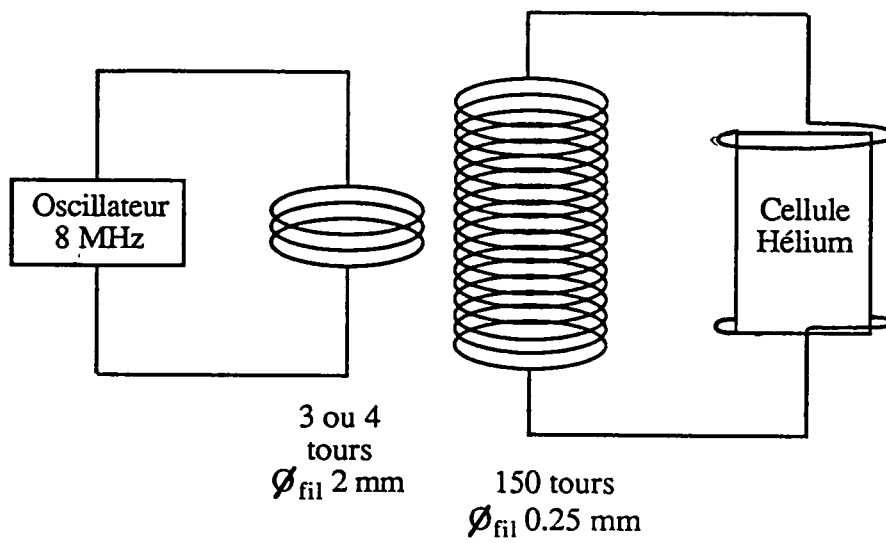


Fig. I-24 . Circuit de décharge résonnant utilisé pour créer des atomes métastables dans la cellule d'Hélium.

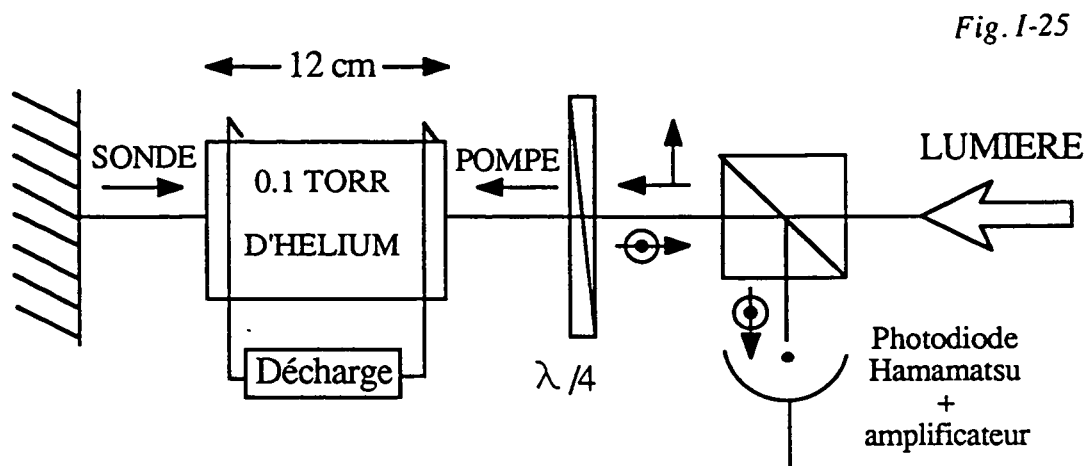
On pourrait utiliser le signal d'absorption linéaire obtenu par simple passage du faisceau dans la cellule. Toutefois l'effet Doppler est important pour des atomes aussi légers (largeur totale standard à $e^{-1/2}$: $(2/\lambda) \sqrt{k_B T/M} \approx 1.5 \text{GHz}$), ce qui donne une mauvaise précision sur la position du centre. On utilise par conséquent un montage d'absorption saturée qui va nous donner une raie dont la largeur peut être de l'ordre de la largeur naturelle Γ de l'état excité 2^3P ($\Gamma/2\pi = 1.6 \text{MHz}$). L'absorption saturée a été étudiée en détail [28, 29] et très souvent utilisée dans la stabilisation de lasers [30]. Rappelons que dans cette méthode, une cellule est éclairée par deux ondes planes de même fréquence ω_L se propageant en sens opposés. A cause de l'effet Doppler, chaque onde est résonnante avec des atomes différents : ceux à vitesse $v = (\omega_L - \omega_{at})/k$ pour une onde, ceux à vitesse $-v$ pour l'autre (ω_{at} est la fréquence propre des atomes). Dans le cas où la fréquence du laser ω_L est égale à la fréquence atomique ω_{at} , les deux ondes sont résonnantes avec les atomes de vitesse nulle (plus exactement de projection $\vec{k} \cdot \vec{v}$ nulle). Dans cette situation, si l'une des ondes sature la transition (on l'appelle la pompe), l'autre (la sonde) va voir une diminution de son absorption. Cette condition n'étant remplie que sur une largeur Γ autour de la fréquence atomique, on obtient une raie très étroite sur le signal d'absorption de la sonde. En réalité, des phénomènes d'élargissement homogène (par puissance lumineuse et par collisions) vont élargir cette raie. La largeur à mi-hauteur de la raie élargie par saturation est donnée par [29] :

$$\Gamma' = \sqrt{2\omega_1^2 + \Gamma^2} \quad (I-29)$$

où ω_1 est la fréquence de Rabi associée à l'onde saturante, et Γ est la largeur naturelle du niveau excité.

La contribution des collisions dans une cellule d'hélium a été évaluée dans la référence [31] à $20 \pm 5 \text{MHz/Torr}$. Dans notre situation expérimentale (cellule remplie à 0.1Torr), l'élargissement par saturation prédominera toujours et la largeur de raie se déduira de la formule (I-29).

Le montage d'absorption saturée que nous avons utilisé est le suivant :



L'onde sonde est simplement obtenue par réflexion de la pompe sur un miroir. L'ensemble du cube polariseur et de la lame $\lambda/4$ permet de réaliser une polarisation circulaire au niveau de la cellule, de sorte que l'onde sonde est totalement réfléchiée sur la voie à 90° du polariseur (voir fig. I-25) : on récupère ainsi toute la puissance sur le détecteur et on évite un retour optique néfaste dans le laser. Dans cette configuration, l'onde sonde est moins intense que l'onde pompe à cause de l'absorption du milieu atomique, soit environ 70% dans notre cas sur la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$ (cela peut varier suivant l'efficacité de la décharge).

Pour obtenir le signal d'erreur, proportionnel à l'écart entre la fréquence définie par la raie d'absorption saturée et la fréquence du laser, on utilise la première méthode de modulation qui a été présentée au début de cette partie (§ a), et qui a déjà été utilisée pour l'asservissement en mode interne (§ b). Ici on applique une modulation sur la fréquence du laser, on fait une détection synchrone du signal d'absorption saturée et on vient réagir sur la longueur de la cavité Fabry-Perot de référence qui contrôle la fréquence du laser. On obtient à la sortie de la détection synchrone le signal dérivé (dans le cas d'une faible amplitude de modulation) de la raie d'absorption saturée, qui va servir de signal d'erreur pour l'asservissement. La modulation est appliquée sur la longueur de la cavité laser, par l'intermédiaire de la céramique piézoélectrique du miroir M_4 . La fréquence de modulation a été choisie à 6.3kHz, en-dessous de la fréquence de résonance de la céramique.

La raie d'absorption saturée dérivée ainsi obtenue doit être moyennée pendant un temps assez long ($\tau = 10\text{ms}$) au niveau de la détection synchrone pour réduire l'effet du bruit d'amplitude du laser. Cette constante de temps a été choisie pour que le bruit d'amplitude soit inférieur au bruit de fréquence du laser converti en fluctuations d'amplitude, par l'intermédiaire de la raie d'absorption saturée. La bande passante de l'asservissement est alors limitée à 25Hz ($B = 1/4\tau$), ce qui ne permet pas de corriger les fluctuations acoustiques de la cavité de référence (dont les fréquences sont de quelques centaines de Hz). Le rapport signal sur bruit dans 25Hz est de l'ordre de 15. Pour augmenter cette bande passante, il faut améliorer le rapport signal sur bruit de la raie d'absorption saturée. Un premier moyen évident est d'augmenter le signal, en augmentant la quantité de modulation appliquée sur la fréquence du laser jusqu'à une amplitude optimale qui vaut environ 0.7 fois la largeur de raie Γ' ($\Gamma'/2\pi \approx 12\text{MHz}$). Mais cette modulation, appliquée sur la longueur de la cavité, se retrouve sur la fréquence du faisceau utilisé pour les expériences. Elle provoque alors un élargissement de la largeur de raie du laser que l'on veut justement rendre inférieure à une fraction de Γ ($\Gamma/2\pi = 1.6\text{MHz}$).

Nous avons donc plutôt tenté de réduire le bruit, qui correspond essentiellement au bruit d'amplitude du laser. Comme précédemment, nous avons soustrait du signal d'absorption saturée reçu par la photodiode un signal d'intensité du laser reçu sur une autre photodiode. Le bruit d'amplitude du laser est compensé à condition que les deux photodiodes soient identiques, suivies d'amplificateurs identiques. Ici cette condition est moins stricte que pour l'asservissement sur la cavité externe puisqu'il suffit que les deux systèmes de détection aient la même réponse dans une bande passante plus petite (25Hz , voire 250Hz) autour de la fréquence de modulation. Nous avons utilisé deux photodiodes identiques, mais elles étaient placées sur des faisceaux distants l'un de l'autre. Pour éviter que les déplacements des faisceaux par rapport aux photodiodes ne provoquent des fluctuations artificielles d'intensité, différentes pour les deux faisceaux, nous les avons focalisés sur les surfaces sensibles des photodiodes (supposées homogènes). Moyennant toutes ces précautions, nous avons gagné un facteur 10 sur le rapport signal sur bruit de la raie d'absorption saturée, ce qui nous a permis de réduire la constante de temps de

signal d'erreur

(raie d'absorption saturée dérivée)

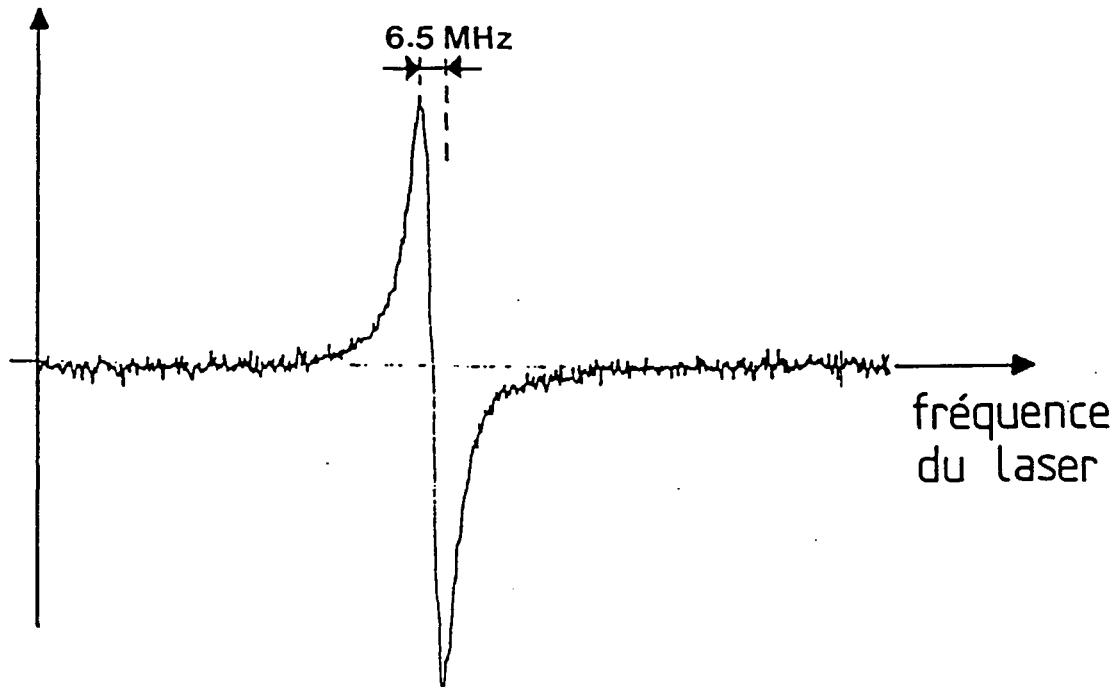


Fig. I-26 . Signal d'erreur de l'asservissement du laser sur la raie atomique.
La bande passante, imposée par la détection synchrone, vaut 250 Hz.
La fréquence du laser est modulée à 6.3 kHz, avec une amplitude de 600 kHz.

moyennage à 1ms (bande passante $B = 250\text{Hz}$). Un exemple de raie ainsi obtenue est présenté sur la figure I-26. Le rapport signal sur bruit est de l'ordre de 50. La largeur entre les sommets vaut environ 7MHz, ce qui correspond à une largeur totale à mi-hauteur de la raie lorentzienne de 12MHz (essentiellement lié à l'élargissement par puissance lumineuse).

Dans ces conditions, on asservit la fréquence du laser sur celle de la raie d'absorption saturée. On constate une réduction de l'amplitude du signal d'erreur lorsqu'on augmente le gain dans la boucle. On est limité en gain par l'apparition d'une oscillation à 250Hz liée à la constante de temps (1ms) de la détection synchrone. On peut se placer juste en-dessous de ce gain maximal et mesurer approximativement (à l'oscilloscope) l'écart quadratique moyen du signal d'erreur résiduel. Cet écart caractérise la qualité de l'asservissement. Dans les conditions de fonctionnement choisies, il vaut environ 400kHz. La modulation appliquée dans ce cas correspond à une excursion maximale de 600kHz. Avec moins de modulation, le rapport signal sur bruit aurait été moins bon et le signal d'erreur résiduel plus grand. On est donc parvenu à un compromis pour que la largeur de raie du laser soit la plus petite possible.

Pour résumer, on peut récapituler les différentes contributions à la largeur de raie du laser lorsqu'il est asservi, en fonction du domaine de fréquence :

- de 0 à 250Hz, le bruit correspond au signal d'erreur résiduel de l'asservissement sur la raie atomique, soit 400kHz;
- de quelques Hz à environ 10kHz, on a les 100kHz d'erreur de recopie du laser sur la cavité Fabry-Perot externe;
- aux fréquences acoustiques inférieures à 1.5kHz, il y a les variations de fréquence de la cavité de référence, qui dépendent du niveau de bruit dans la pièce;
- à 6.3kHz, on a 600kHz de modulation de fréquence appliquée sur le laser;
- à 70kHz, l'oscillation de relaxation, qui n'est pas corrigée par les asservissements, correspond à 50kHz.

Une évaluation grossière de la largeur de raie totale, en l'absence de bruit acoustique, peut être obtenue en prenant la somme quadratique de ces contributions : on obtient finalement une largeur de l'ordre de 750kHz, qui est en grande partie due à la modulation appliquée. Ceci montre la limite d'une méthode où la modulation est appliquée sur la fréquence du laser. Une possibilité aurait été de moduler la fréquence atomique par effet Zeeman, en plongeant la cellule dans un champ magnétique modulé. Nous avons essayé cette solution, mais il était difficile d'obtenir une modulation d'amplitude et de fréquence suffisamment grandes. Nous avons plutôt choisi d'améliorer le système en modulant uniquement la fréquence du faisceau laser utilisé pour l'absorption saturée. Cette méthode a déjà été évoquée et sera détaillée dans la partie I.C.4.

Finalement, nous avons mis en oeuvre deux asservissements, l'un sur une cavité Fabry-Perot, l'autre sur une raie atomique, qui ont permis d'obtenir un laser très stable à long terme et dont la largeur de raie est de l'ordre de 750kHz ($\approx 1/2 \times \Gamma/2\pi$). Le paragraphe suivant va montrer qu'on peut également décaler la fréquence moyenne du laser d'une quantité connue. Ce laser nous a permis de réaliser de façon satisfaisante toutes les premières expériences de refroidissement de l'Hélium.

Remarque :

Nous avons pu constater expérimentalement la nécessité des deux asservissements. Une expérience de "pousse-atome" sur le jet atomique, tentée avant l'asservissement du laser sur la raie atomique, n'a pu donner de résultats reproductibles à cause de la dérive lente de la fréquence du laser. Nous avons par ailleurs essayé d'asservir directement le laser sur la raie atomique sans passer par l'intermédiaire de la cavité externe : la largeur de raie du laser asservi est beaucoup plus grande, car les fluctuations plus rapides que 250Hz ne sont plus corrigées.

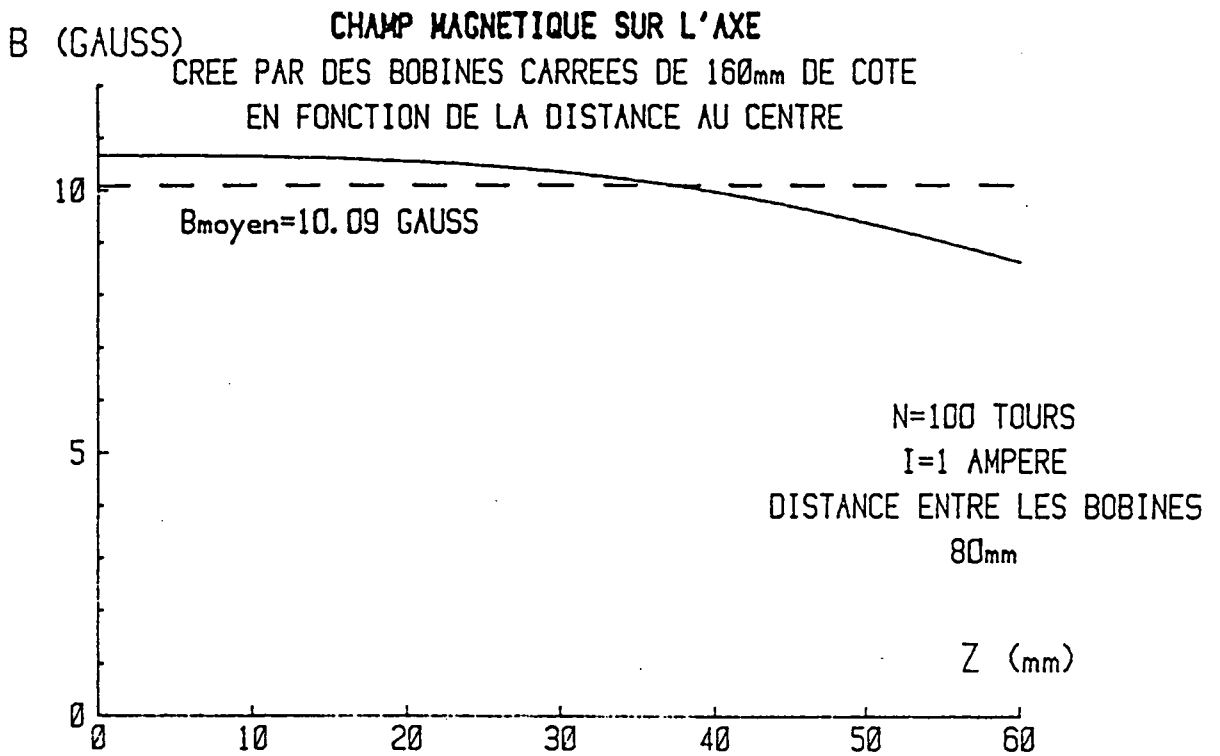


Fig. I-27 . Calcul du champ magnétique appliqué sur la cellule d'Hélium.

e) Réglage du désaccord du laser par rapport à la fréquence atomique en champ nul

Comme nous le verrons au chapitre II, les expériences de refroidissement nécessitent le décalage de la fréquence du laser d'une quantité connue, d'une fraction de Γ à quelques Γ ($\Gamma/2\pi = 1.6\text{MHz}$ est la largeur naturelle du niveau excité). Pour cela, la fréquence du laser est verrouillée sur la raie d'absorption saturée, et la raie atomique est déplacée par effet Zeeman. On place la cellule dans un champ magnétique à peu près uniforme créé par deux bobines de Helmholtz parcourues par un courant réglable. Les bobines utilisées sont des carrés de 160mm de côté comportant chacune 100 spires. La distance entre les deux bobines est de 80mm. Le calcul du champ sur l'axe dans cette configuration est présenté sur la figure I-27. On trouve un champ, moyenné sur 120mm (longueur de la cellule), de 10 Gauss/Ampère. Nous avons par ailleurs mesuré ce champ in situ à l'aide d'un Gaussmètre (la précision était limitée par la longueur de la sonde de l'ordre du centimètre) : les résultats obtenus en fonction de la distance au centre sont donnés sur la figure I-28a et le champ moyen sur 120mm en fonction du courant sur la figure I-28b. On mesure un champ de 9 Gauss/Ampère, plus faible que le champ calculé, probablement à cause du moyennage sur une certaine zone verticale autour de l'axe.

Remarque :

La distance entre les bobines n'a pas été optimisée pour obtenir un champ le plus homogène possible sur toute la longueur de la cellule. Une distance plus grande (de l'ordre de 110mm) aurait permis d'avoir un écart quadratique moyen minimal, de 3% de la valeur du champ. Dans notre cas (distance de 80mm), on a environ 6% d'écart relatif. Cette inhomogénéité se traduit par un écart de 6% sur l'effet Zeeman suivant la répartition des atomes dans la cellule; ceci peut provoquer des dissymétries sur la raie. Cet effet sera négligeable pour des décalages de un ou deux Γ car il reste inférieur au bruit de fréquence résiduel du laser. Par contre, pour des décalages importants, on pourra avoir des écarts de l'ordre de Γ . Nous verrons à la fin de ce paragraphe une autre méthode qui évite ce problème.

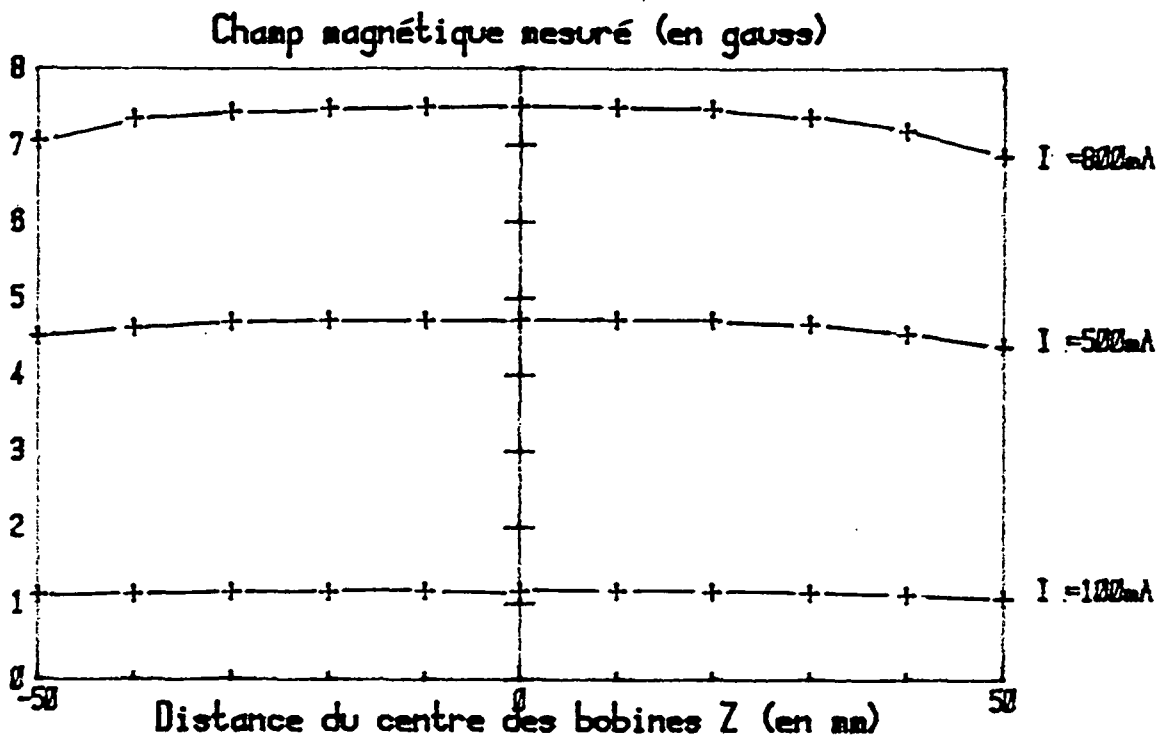


Fig. I-28a . Champ magnétique mesuré sur l'axe des bobines de Helmholtz pour différents courants I .

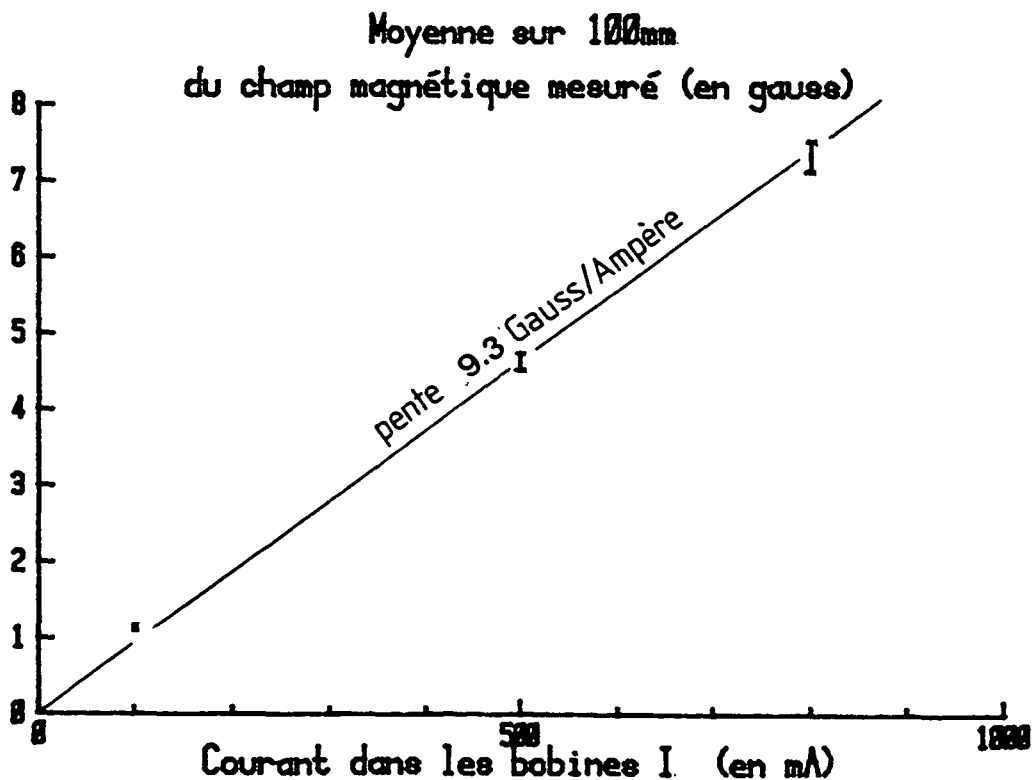
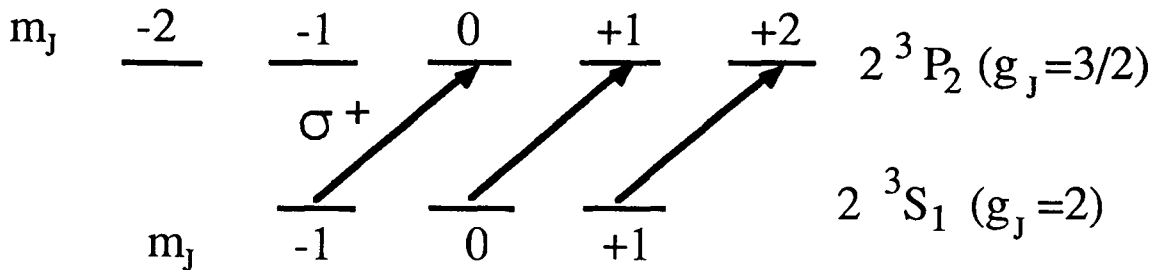


Fig. I-28b . Moyenne sur 100 mm du champ mesuré sur l'axe en fonction du courant dans les bobines. Les barres d'erreur correspondent à deux fois l'écart quadratique moyen mesuré sur 100 mm.

Pour connaître le décalage de fréquence lié au champ magnétique, il faut connaître les transitions Zeeman en jeu. On s'est placé en polarisation σ^+ grâce au polariseur et à la lame quart d'onde placés avant la cellule (voir fig.1-25). Pour la transition $2^3S(J=1) \rightarrow 2^3P(J=2)$ par exemple, trois transitions sont possibles :



Les facteurs de Landé valent $g_J = 2$ pour le niveau inférieur et $g_J = 3/2$ pour le niveau supérieur. Les variations de fréquence avec le champ magnétique \vec{B} sont différentes pour chaque transition :

- 2.8. MHz/Gauss pour $m_J = -1 \rightarrow m_J = 0$
- 2.1 MHz/Gauss pour $m_J = 0 \rightarrow m_J = +1$
- 1.4 MHz/Gauss pour $m_J = +1 \rightarrow m_J = +2$

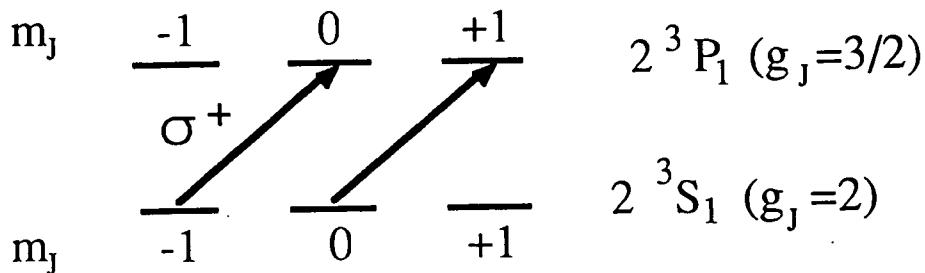
La répartition des atomes entre les trois sous-niveaux Zeeman du niveau inférieur va dépendre de deux phénomènes concurrents :

- d'une part le pompage optique qui ramène tous les atomes vers le sous-niveau $m_J = 1$;
- d'autre part la création de nouveaux atomes métastables par la décharge, qui sont équirépartis entre les trois sous-niveaux.

En pratique, le deuxième phénomène est prépondérant et la répartition des atomes est quasi-uniforme dans les trois sous-niveaux. Pour un champ magnétique faible, les trois raies correspondantes ne seront pas résolues : on va avoir une variation de fréquence moyenne qui va dépendre des probabilités de transition différentes en σ^+ à partir de ces trois sous-niveaux (données par les carrés de coefficients de Clebsch-Gordan : 1/6, 1/2 et 1 respectivement). On trouve une variation moyenne de fréquence

$$\frac{6}{10} \left[\frac{1}{6} \times 2.8 + \frac{1}{2} \times 2.1 + 1.4 \right] = 1.7 \text{ MHz/Gauss}$$

Pour un champ magnétique assez grand pour résoudre les trois raies, on aura trois points de verrouillage différents. Si l'on prend garde à se verrouiller sur la raie $m_J = +1 \rightarrow m_J = +2$, on retrouvera la dépendance de la fréquence avec une pente de 1.4MHz/Gauss. Un raisonnement analogue pour la transition $2^3S(J=1) \rightarrow 2^3P(J=1)$



donne une variation de l'ordre de 2.5MHz/Gauss pour les champs magnétiques faibles (2.8MHz/Gauss et 2.1MHz/Gauss avec des coefficients de Clebsch-Gordan de 1/2) et une variation de 2.1MHz/Gauss pour les champs élevés si l'on choisit la transition $m_J = 0 \rightarrow m_J = +1$.

D'un point de vue expérimental, on a besoin de connaître précisément la valeur du désaccord du laser, notamment pour les faibles champs magnétiques. La répartition des populations dans les sous-niveaux Zeeman étant mal connue (elle dépend des conditions de décharge), nous avons mesuré le décalage de la raie d'absorption saturée en fonction du courant dans les bobines pour les deux transitions $2^3S_{J=1} \rightarrow 2^3P_{J=2}$ (figure I-29a) et $2^3S_{J=1} \rightarrow 2^3P_{J=1}$ (figure I-29b). Cette mesure a été faite en balayant lentement la fréquence du laser non asservi sur la raie atomique pour décrire le profil de la raie dérivée : on enregistre successivement les profils avec et sans champ magnétique et on mesure l'écart entre leurs points de croisement à zéro (qui sont les points de verrouillage du laser). Cette mesure est délicate car le laser n'est pas asservi sur la raie et il dérive lentement : on a donc fait les mesures le plus rapidement possible, en enregistrant le profil de la raie sans \vec{B} , avec \vec{B} , puis à nouveau sans \vec{B} pour évaluer la dérive. Compte-tenu de ces précautions, on a tracé les courbes I-29 sur lesquelles on retrouve à peu près les pentes évaluées par le calcul, en prenant la valeur mesurée du champ magnétique de

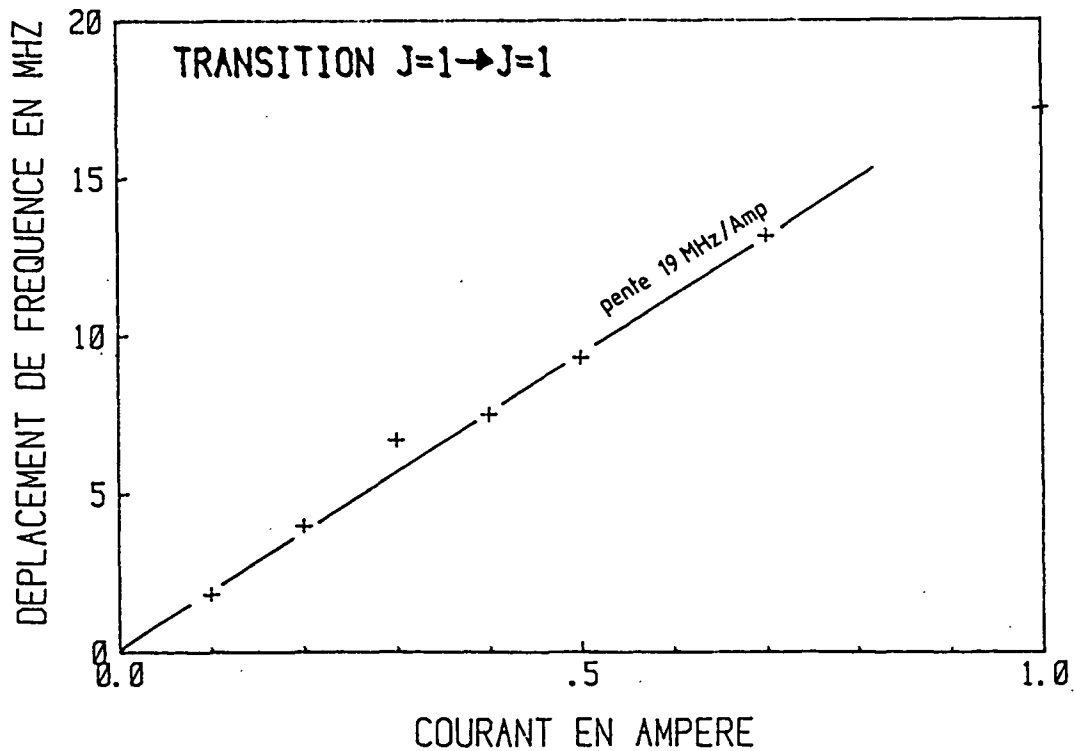
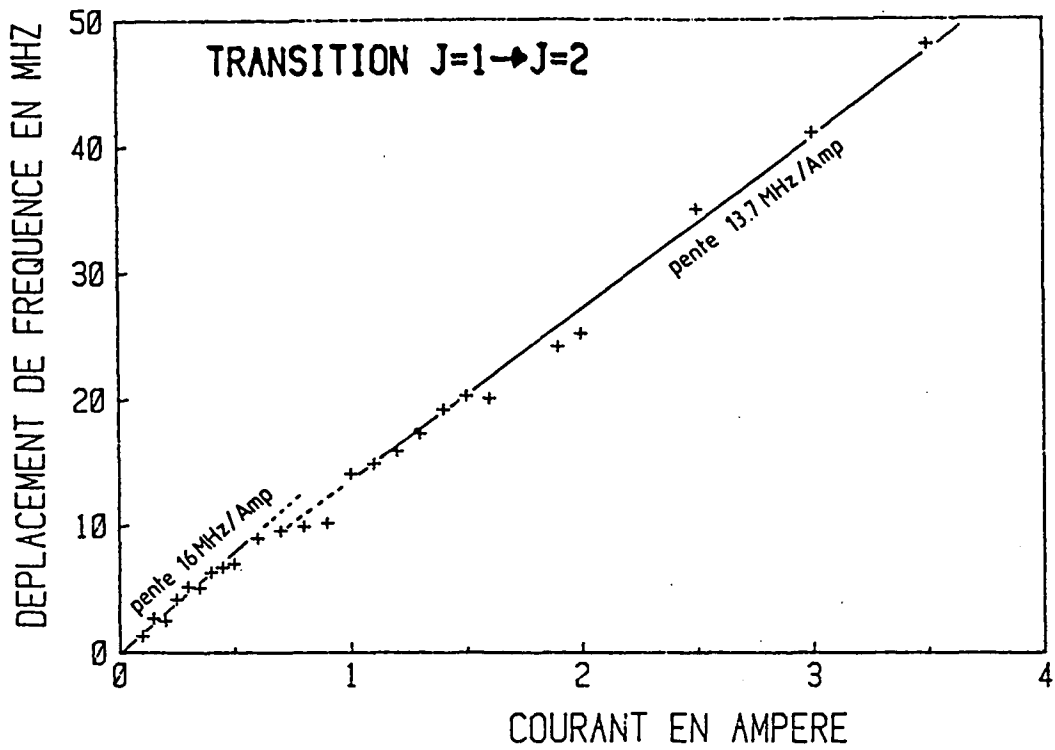


Fig. I-29. Décalages de fréquence du laser mesurés en fonction du courant circulant dans les bobines (a) pour la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$.
 (b) pour la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1$.
 Le champ magnétique mesuré est donné sur la figure I.28b : 9.3 Gauss/A.
 Les pentes de 16 MHz/A, 13.7 MHz/A et 19 MHz/A correspondent respectivement à 1.7 MHz/G, 1.5 MHz/G et 2 MHz/G.

9 Gauss/Ampère. Sur la courbe I-29a, on note les deux pentes de 16MHz/A (1.8MHz/Gauss) et 13.7MHz/A (1.5MHz/Gauss) avec un changement de pente autour de 600mA. Pour la transition $J=1 \rightarrow J=1$ (courbe 29b), on n'a pas fait de mesure au-delà de 1 ampère, où commence seulement le changement de pente. En-dessous de cette valeur, la pente mesurée est de l'ordre de 19MHz/A (2.1MHz/Gauss). Un exemple de raies résolues sur la transition $J=1 \rightarrow J=2$ est présenté sur la figure I-30 pour un courant de 1.6 ampère ($B_{moyen} = 14.5$ Gauss). Cette méthode de calibration du décalage en fréquence est suffisante si l'on reproduit toujours les mêmes conditions, notamment pour la décharge.

Un autre problème se pose : la connaissance exacte du désaccord zéro du laser par rapport à la raie atomique en champ nul. Lorsqu'il n'y a pas de courant dans les bobines, il reste le champ magnétique terrestre. Il faut donc appliquer un certain courant dans les bobines pour compenser ce champ terrestre dans la direction des faisceaux. Jusqu'à maintenant, la valeur de courant correspondant au désaccord zéro était évaluée sur les expériences de refroidissement transverse du jet atomique : par exemple, sachant qu'une mélasse optique refroidit les atomes si le désaccord est négatif et les chauffe s'il est positif, on peut trouver le régime intermédiaire pour lequel le désaccord est nul en observant le profil de vitesses transverses du jet atomique.

Finalement, cette méthode de réglage du désaccord est simple, mais elle dépend de paramètres pas très bien contrôlés comme les conditions de décharge. Elle nécessite par conséquent un réétalonnage assez fréquent. La meilleure solution serait de se placer en champ magnétique nul de sorte que les transitions Zeeman correspondent toutes à la même fréquence. Il faut dans ce cas compenser le champ magnétique terrestre au niveau de la cellule et effectuer le décalage en fréquence par une autre méthode. On peut utiliser l'effet acousto-optique pour décaler la fréquence du faisceau laser utilisé pour l'absorption saturée. Nous avons en projet d'utiliser deux modulateurs acousto-optiques faisant des décalages de signes opposés pour pouvoir se ramener autour du désaccord zéro.

signal d'erreur
(raie d'absorption saturée dérivée)

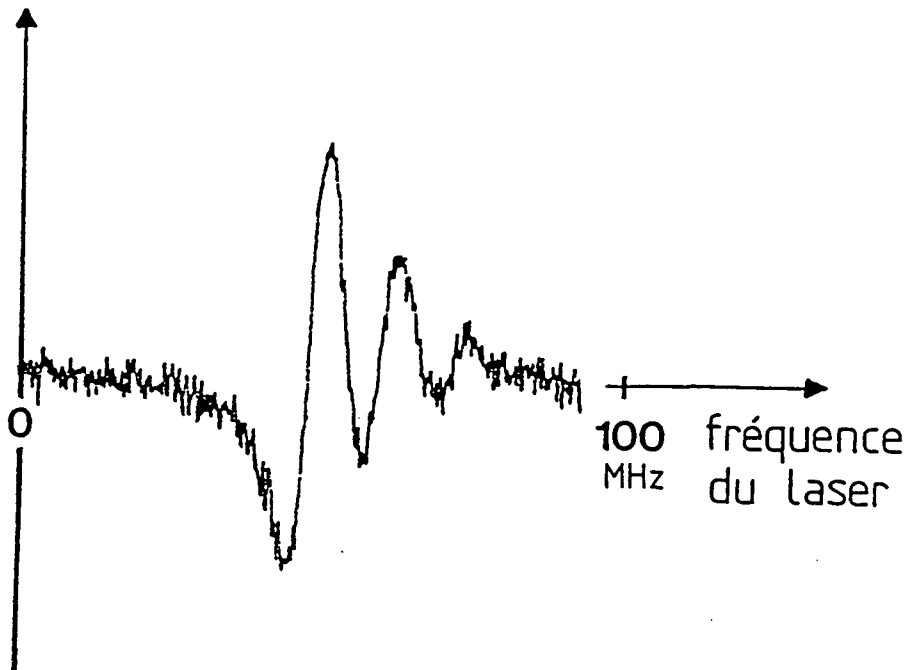


Fig. I-30 . Raie d'absorption saturée dérivée obtenue pour un champ magnétique appliqué sur la cellule de 14.5 Gauss (courant de 1.6 A). On observe les trois transitions Zeeman possibles en polarisation σ^+ sur la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$.

I. C. 4. Asservissement par modulation haute fréquence

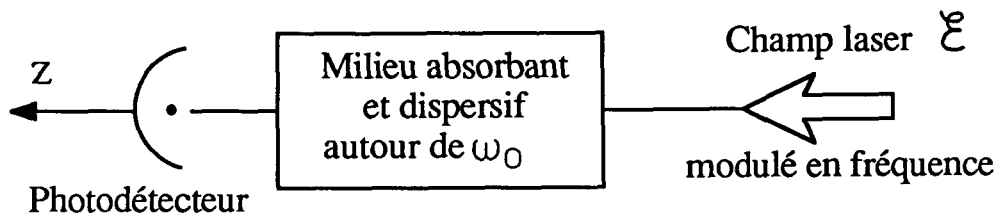
Le laser LNA stabilisé par les techniques exposées dans le précédent paragraphe C.3 a été utilisé de façon satisfaisante pour toutes les expériences réalisées jusqu'en septembre 1988 et présentées dans le chapitre II. Toutefois certains problèmes (grande sensibilité acoustique, modulation à 6.3kHz appliquée sur le laser lui-même, absence de correction du bruit de fréquence au-delà de quelques kilohertz) nous ont conduit à modifier le système de stabilisation en fréquence (l'asservissement du Fabry-Perot interne à la cavité n'est pas concerné). On veut augmenter la bande passante de l'asservissement sur la raie d'absorption saturée, ce qui permettra notamment de s'affranchir de l'asservissement sur la cavité de référence. Jusqu'ici, cette bande passante était limitée par le bruit d'amplitude du laser à la fréquence de modulation de 6.3kHz : on était obligé d'intégrer le signal de sortie de la détection synchrone pendant au moins 1ms pour avoir un bon rapport signal sur bruit. On va maintenant se placer à une fréquence de modulation suffisamment haute pour que le bruit d'amplitude du laser se limite au bruit de photons, c'est-à-dire dans notre cas au-delà de 500kHz (voir le spectre de bruit d'amplitude du laser fig. I-16). De plus, le temps de réponse de l'asservissement pourra être d'autant plus court que la fréquence de modulation est élevée. Nous avons choisi une fréquence de modulation de 15MHz. Cette technique de modulation à haute fréquence a déjà été utilisée pour s'asservir sur des raies atomiques [32] ou sur des cavités Fabry-Perot [33].

L'utilisation d'une fréquence de modulation supérieure à la largeur de la raie d'absorption saturée implique une interprétation des signaux différente de celle qui a été vue au § I.C.3c [34, 36]. Nous rappellerons cette interprétation dans un paragraphe a), et nous l'appliquerons à notre cas particulier. Les trois paragraphes suivants seront consacrés à la description des trois principaux éléments du montage : le modulateur électrooptique qui permet d'atteindre des fréquences de plusieurs dizaines de mégahertz, le photodétecteur rapide et le système de détection hétérodyne (mélangeur + filtres). Enfin, nous présenterons les signaux expérimentaux obtenus par cette technique et l'effet sur la stabilisation en fréquence du laser.

a) Principe de la modulation haute fréquence

Dans l'image simple utilisée au paragraphe précédent, la modulation de fréquence appliquée sur le flanc de la raie d'absorption saturée était transformée en modulation d'intensité. On obtenait ainsi, dans la limite d'une amplitude de modulation faible, le signal dérivé de la raie d'absorption saturée. Cette image n'est valable que si le temps de réponse des atomes Γ^{-1} (prenant en compte la largeur naturelle, l'effet des collisions et de la saturation) est petit devant la période $2\pi/\Omega$ à laquelle on module la fréquence du laser. Cette condition n'est plus remplie dans le cas d'une modulation à haute fréquence. Nous allons en donner maintenant une interprétation mieux adaptée [35].

Considérons d'abord un schéma d'absorption ordinaire du type suivant :



Le champ électromagnétique incident ξ , de fréquence ω_L modulée à la fréquence Ω , peut s'écrire :

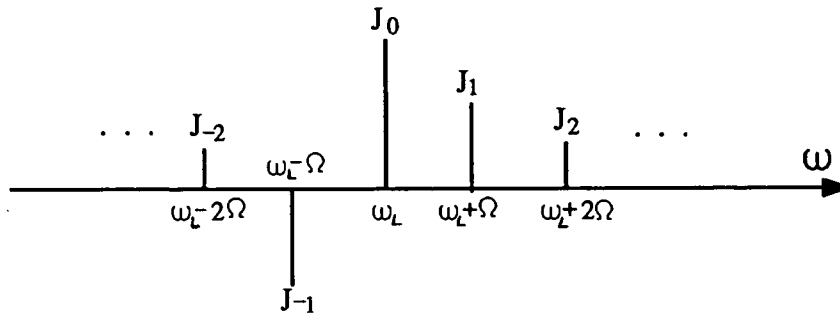
$$\xi = \xi_0 \exp \left[i \left(kz - \omega_L t - \frac{m}{\Omega} \sin \Omega t + \varphi_0 \right) \right] \quad (\text{I-30})$$

Il s'agit ici d'une onde modulée en phase : l'indice de modulation de phase vaut m/Ω et la fréquence de modulation est Ω . Ceci est bien équivalent à une modulation de fréquence (dérivée de la phase : $(d\varphi/dt) = \omega_L + m\cos\Omega t$), d'indice de modulation de fréquence m .

On peut réécrire ξ en fonction de ses composantes de Fourier :

$$\xi = \xi_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n \left(\frac{m}{\Omega} \right) \exp i \left[kz + \varphi_0 - (\omega_L + n\Omega)t \right] \quad (\text{I-31})$$

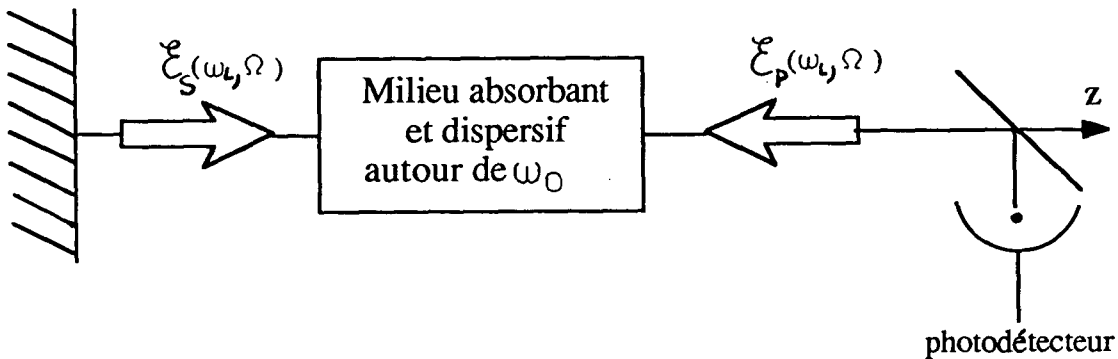
où J_n est la fonction de Bessel d'ordre n . Compte-tenu de la relation $J_n = (-1)^n J_{-n}$ entre les fonctions de Bessel, le spectre de \mathcal{E} peut être représenté par une série de pics :



On s'intéresse au signal mesuré par le photodétecteur. En l'absence de milieu absorbant ou dispersif, ce signal est proportionnel à $|\mathcal{E}|^2$, donc constant. Ceci traduit simplement le fait que le détecteur n'est sensible qu'à l'intensité du champ électromagnétique. On peut réinterpréter ce résultat en tenant compte de la décomposition de Fourier de \mathcal{E} . Si on s'intéresse aux termes de fréquence Ω dans $|\mathcal{E}|^2 = \mathcal{E} \cdot \mathcal{E}^*$, on va trouver une somme de produits de fonctions de Bessel du type $J_n J_{n+1}$. Ces termes vont se compenser deux à deux car $J_{-n} J_{-n-1} = (-1)^n J_n (-1)^{n+1} J_{n+1} = -J_n J_{n+1}$. On trouve bien une contribution nulle à la fréquence Ω .

Supposons maintenant que le milieu absorbant (et dispersif) est résonnant avec l'une des composantes de \mathcal{E} , par exemple $\omega_0 = \omega_L + n\Omega$. La composante J_n de \mathcal{E} verra son amplitude (et sa phase) modifiées par le milieu absorbant (et dispersif), ce qui créera un déséquilibre entre les termes $J_n J_{n+1}$ et $J_{-n} J_{-n-1}$. La compensation n'aura plus lieu et il y aura donc un signal à la fréquence Ω qui résultera à la fois de l'absorption (modification de l'amplitude) et de la dispersion (modification de la phase). Pour un choix judicieux de la phase de démodulation à Ω , ce signal donne un signal d'erreur qui s'annule en changeant de signe au voisinage de ω_0 .

Appliquons maintenant cette description à un montage d'absorption saturée du type que nous utiliserons :



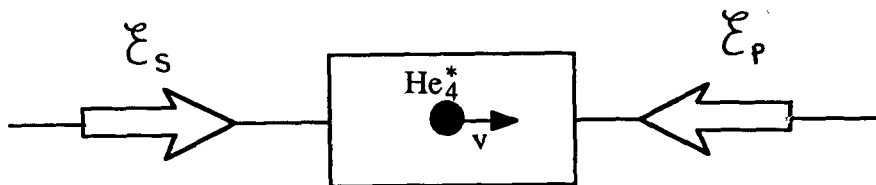
Les ondes pompe et sonde, représentées par leurs champs électriques \mathcal{E}_P et \mathcal{E}_S respectivement, sont à la même fréquence ω_L et modulées en phase à la même fréquence Ω . Les deux champs s'écrivent :

$$\mathcal{E}_P = \mathcal{E}_P^0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n \left(\frac{m}{\Omega} \right) \exp \left\{ i \left[kz + \varphi_P - (\omega_L + n\Omega)t \right] \right\}$$

$$\mathcal{E}_S = \mathcal{E}_S^0 \sum_{q=-\infty}^{+\infty} J_q \left(\frac{m}{\Omega} \right) \exp \left\{ i \left[kz + \varphi_S - (\omega_L + q\Omega)t \right] \right\}$$

(I-32)

Il s'agit maintenant de voir comment le milieu absorbant va modifier le signal à la fréquence Ω . On va d'abord retrouver l'effet de l'absorption ordinaire pour un double passage dans la cellule. Il va s'y ajouter l'effet de l'absorption saturée : on peut l'interpréter de façon simple comme une diminution de l'absorption sur l'onde \mathcal{E}_S lorsque les deux ondes pompe et sonde sont en résonance avec les mêmes atomes du milieu absorbant. Considérons donc les atomes ayant une vitesse v suivant l'axe des lasers :



A cause de l'effet Doppler, ils seront résonnants avec la composante J_n de \mathcal{E}_p lorsque :

$$\omega_L + n\Omega = \omega_0 - kv$$

De même, ils seront résonnants avec la composante J_q de \mathcal{E}_S lorsque :

$$\omega_L + q\Omega = \omega_0 + kv$$

Finalement, on aura un signal d'absorption saturée à chaque fois que :

$$\omega_L = \omega_0 - (q + n) \frac{\Omega}{2} \quad (\text{I-33})$$

à condition qu'il y ait dans le milieu absorbant des atomes à la vitesse v correspondante.

Pour déterminer l'allure (amplitude et phase) de ces raies à 0, $\pm\Omega/2, \pm\Omega$, etc., il faut utiliser une description plus précise du phénomène d'absorption saturée qui fait intervenir des interférences entre les ondes pompe et sonde. A la limite des champs lasers faibles et dans l'hypothèse d'une fréquence de modulation grande devant la largeur de raie ($\Omega \gg \Gamma'$, où Γ' tient compte de la largeur naturelle, des collisions et de la saturation), le signal d'absorption saturée s'écrit (formule 3-63 de la référence [35]) :

$$s = \sum_{n,q,q'} \text{Re} \left\{ J_n \left(\frac{m}{\Omega} \right) J_n^* \left(\frac{m}{\Omega} \right) J_q \left(\frac{m}{\Omega} \right) J_{q'}^* \left(\frac{m}{\Omega} \right) \right. \\ \times \exp [i(q-q')\Omega t] \times \frac{K}{\Gamma'/2} \\ \left. \times \frac{1}{\Gamma'/2 - i \left[(\omega_L - \omega_0) + (n+q') \frac{\Omega}{2} \right]} \right\} \quad (\text{I-34})$$

où K contient l'effet de la polarisation du laser et de la structure des niveaux et où Γ' est la largeur totale à mi-hauteur de la raie.

La partie de ce signal qui nous intéresse est à la fréquence Ω : il s'agit des termes de S qui correspondent à $|q-q'|=1$. On peut l'écrire :

$$S_{\Omega} = \frac{2K}{\Gamma'} \sum_{n,q} \operatorname{Re} \left[J_n J_n^* J_{q+1} J_q^* \frac{1}{\frac{\Gamma'}{2} - i \left[(\omega_L - \omega_0) + (n+q) \frac{\Omega}{2} \right]} e^{i\Omega t} \right] \\ + \frac{2K}{\Gamma'} \sum_{n,q} \operatorname{Re} \left[J_n J_n^* J_{q-1} J_q^* \frac{1}{\frac{\Gamma'}{2} - i \left[(\omega_L - \omega_0) + (n+q) \frac{\Omega}{2} \right]} e^{-i\Omega t} \right] \quad (\text{I-35})$$

Si on pose $k = n+q$

$$S_{\Omega} = \frac{2K}{\Gamma'} \operatorname{Re} \sum_k (l_k + id_k) (E_k e^{i\Omega t} + F_k e^{-i\Omega t}) \quad (\text{I-36})$$

avec :

$$E_k = \sum_n J_n J_n^* J_{k-n+1} J_{k-n}^* \quad (\text{I-37})$$

$$F_k = \sum_n J_n J_n^* J_{k-n-1} J_{k-n}^* \quad (\text{I-38})$$

$$l_k + id_k = \frac{1}{\frac{\Gamma'}{2} - i \left[(\omega_L - \omega_0) + k \frac{\Omega}{2} \right]} \quad (\text{I-39})$$

Notons que :

$$l_k = \frac{\Gamma'/2}{\Gamma'^2/4 + \left[(\omega_L - \omega_0) + k \frac{\Omega}{2} \right]^2} \quad (\text{I-40})$$

est un profil d'absorption centré en $\omega_L = \omega_0 - k\Omega/2$, de largeur totale à mi-hauteur Γ' .

$$d_k = \frac{\omega_L - \omega_0 + k\Omega/2}{\Gamma'^2/4 + \left[(\omega_L - \omega_0) + k \frac{\Omega}{2} \right]^2} \quad (\text{I-41})$$

est un profil de dispersion centré en $\omega_L = \omega_0 - k\Omega/2$ et de largeur Γ' .

Remarque :

En partant de (I-37), on peut calculer :

$$E_{-k} = \sum_n J_n J_n^* J_{-k-n+1} J_{-k-n}^*$$

En changeant n en $(-n)$:

$$E_{-k} = \sum_n J_{-n} J_{-n}^* J_{-k+n+1} J_{-k+n}^*$$

D'après la propriété générale des fonctions de Bessel,

$J_{-n} = (-1)^n J_n$, on a :

$$\begin{aligned} E_{-k} &= \sum_n (-1)^{n+n+k-n-1+k-n} J_n J_n^* J_{k-n-1} J_{k-n}^* \\ &= - \sum_n J_n J_n^* J_{k-n-1} J_{k-n}^* \end{aligned}$$

D'où finalement d'après (I-38) :

$$E_{-k} = -F_k \quad (\text{I-42})$$

En réalité, on ne détecte pas directement le signal S_Ω mais on fait le produit du signal S par un signal sinusoïdal de référence à la fréquence Ω et on filtre toutes les fréquences supérieures ou égales à Ω . Selon la phase relative des deux signaux, on obtient le profil d'absorption ou de dispersion du milieu atomique.

Pour un signal de référence en $\cos \Omega t$, on obtient :

$$\begin{aligned} A &= S \times \cos \Omega t \\ &= S \times \frac{e^{i\Omega t} + e^{-i\Omega t}}{2} \end{aligned}$$

A partir de l'expression de S donnée en (I-36), les termes à fréquence nulle dans A (qui sont les seuls termes de fréquence inférieure à Ω) s'écrivent :

$$A_0 = \frac{K}{\Gamma'} \sum_k l_k (E_k + F_k) \quad (I-43)$$

Ce signal est une somme de profils d'absorption l_k centrés en $\omega_L = \omega_0 - k\Omega/2$ et de largeur Γ' : c'est le signal d'absorption saturée. L'expression des composantes l_k est donnée en (I-40) : leur amplitude est une combinaison de fonctions de Bessel ($E_k + F_k$). Pour un signal de référence déphasé de $\pi/2$, on obtient :

$$\begin{aligned} D &= S \times \sin \Omega t \\ &= S \times \frac{e^{i\Omega t} - e^{-i\Omega t}}{2i} \end{aligned}$$

D'après (I-36), les termes à fréquence nulle dans D s'écrivent :

$$D_0 = \frac{K}{\Gamma'} \sum_k d_k (F_k - E_k) \quad (I-44)$$

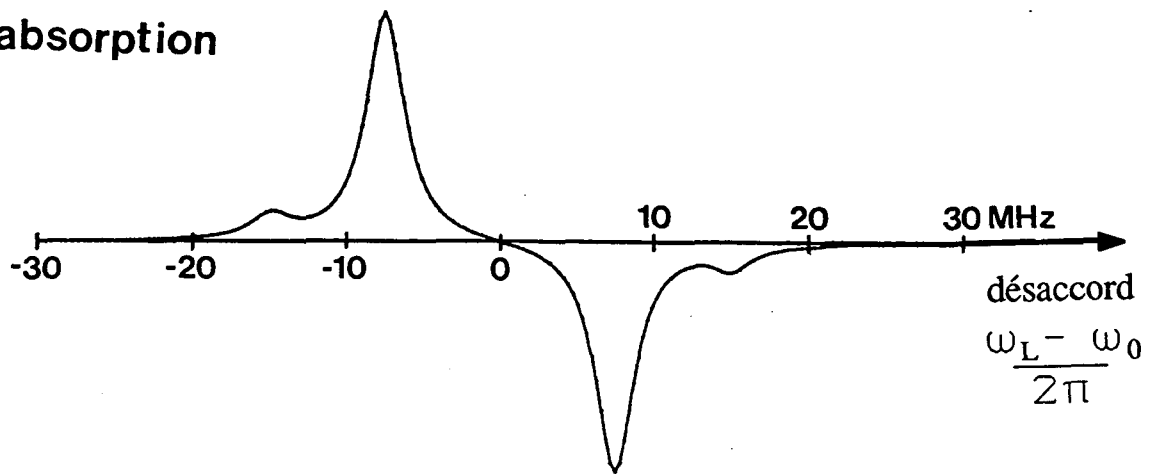
Le signal D_0 est une somme de profils de dispersion d_k centrés en $\omega_L = \omega_0 - k\Omega/2$ et de largeur Γ' : c'est le signal de dispersion saturée. L'expression des composantes d_k est donnée en (I-41) : leur amplitude est une combinaison de fonctions de Bessel ($F_k - E_k$).

On peut calculer l'amplitude des raies des signaux d'absorption et de dispersion dans le cas d'un indice de modulation de phase m/Ω faible. Cette condition est d'autant plus facilement remplie que la fréquence de modulation Ω est grande. On peut alors se limiter aux composantes de Bessel $J_0(m/\Omega)$, $J_1(m/\Omega)$ et $J_{-1}(m/\Omega)$. Les amplitudes des différentes raies en absorption ($E_k + F_k$) et en dispersion ($F_k - E_k$) sont calculées à partir des expressions (I-37), (I-38) et (I-42). Elles sont résumées dans le tableau suivant :

Position des raies $\omega_0 - k\Omega/2$	Absorption	Dispersion
$\omega_0 - \Omega$	$J_0^3 J_1^3$	$J_0^3 J_1^3$
$\omega_0 - \frac{\Omega}{2}$	$J_0^3 J_1^3$	$J_0^3 J_1^3 - 2J_0^3 J_1^3$
ω_0	0	$-2J_0^3 J_1^3 + 2J_0^3 J_1^3$
$\omega_0 + \frac{\Omega}{2}$	$-J_0^3 J_1^3$	$J_0^3 J_1^3 - 2J_0^3 J_1^3$
$\omega_0 + \Omega$	$-J_0^3 J_1^3$	$J_0^3 J_1^3$

On dispose maintenant de tous les éléments qui permettent de calculer les formes des signaux d'absorption et de dispersion saturées. Nous avons fait ce calcul avec des paramètres proches de nos conditions expérimentales : les figures 1-31 montrent les signaux d'absorption (courbe a) et de dispersion (courbe b) pour un indice de modulation de phase $m/\Omega = 0.6$, une fréquence de modulation $\Omega = 15\text{MHz}$ et une largeur $\Gamma'/2\pi = 3\text{MHz}$. L'indice $m/\Omega = 0.6$ correspond à l'amplitude maximale pour la composante à ω_0 du signal de dispersion (on ne tient pas compte des fonctions de Bessel d'ordre 2, qui sont encore négligeables à cet indice de modulation). La largeur $\Gamma'/2\pi = 3\text{MHz}$ correspond à la largeur homogène donnée par la formule (1-29) pour une pression de 0.1 Torr d'Hélium dans la cellule et pour une fréquence de Rabi $\omega_1 = \Gamma/\sqrt{2}$ par onde (Γ est la largeur naturelle du niveau excité). Le profil de dispersion 1-31b présente une raie impaire centrée en $\omega_L = \omega_0$ qui peut servir de signal d'erreur pour l'asservissement.

a) absorption



b) dispersion

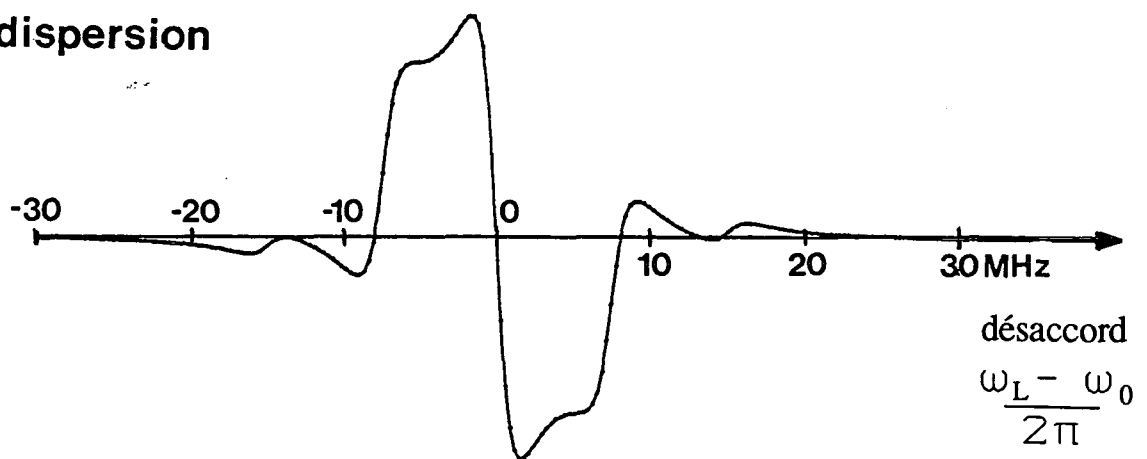


Fig. I-31 . Raies d'absorption saturée (a) et de dispersion saturée (b) calculées pour:
 - une largeur totale de la raie $\Gamma' = 3$ MHz,
 - une fréquence de modulation $\Omega = 15$ MHz,
 - un indice de modulation de phase $m / \Omega = 0.6$.

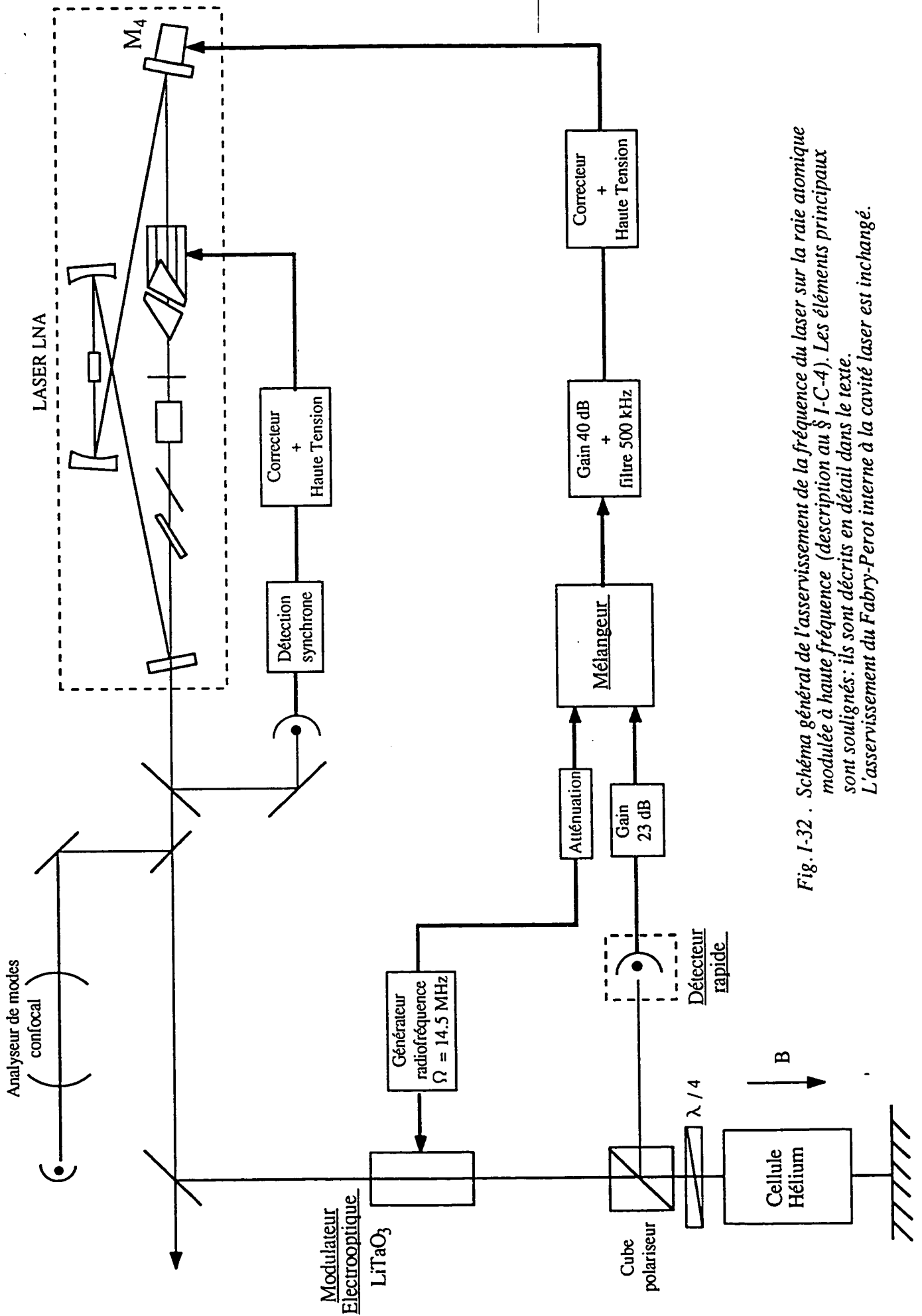


Fig. I-32 . Schéma général de l'asservissement de la fréquence du laser sur la raie atomique modulée à haute fréquence (description au § I-C-4). Les éléments principaux sont soulignés: ils sont décrits en détail dans le texte. L'asservissement du Fabry-Perot interne à la cavité laser est inchangé.

Dans le montage expérimental utilisé pour l'asservissement, on a été amené à augmenter la puissance des ondes lasers afin que les signaux détectés soient grands devant le bruit de détection. Pour comparer les profils calculés aux profils mesurés, il faudrait tenir compte de la saturation importante des raies (fréquence de Rabi $\omega_1 \approx 8\Gamma$). On se trouve dans une situation où $\Gamma'/2\pi$ (25MHz environ) est du même ordre de grandeur que la fréquence de modulation Ω . Nous ne ferons pas ici le calcul correspondant à ce cas, mais nous admettrons que les profils obtenus se déduisent qualitativement des précédents en tenant compte du fait que la raie a une largeur effective $\Gamma'/2\pi$ de l'ordre de 25MHz. Les diverses composantes à $\omega_0 \pm k\Omega/2$ ne sont donc plus résolues, ce qui explique la raie unique observée sur les signaux expérimentaux (voir plus loin fig. I-36).

Nous allons maintenant décrire le montage expérimental qui est représenté sur la figure I-32. Par rapport au montage d'absorption saturée en modulation basse fréquence, il y a trois modifications importantes :

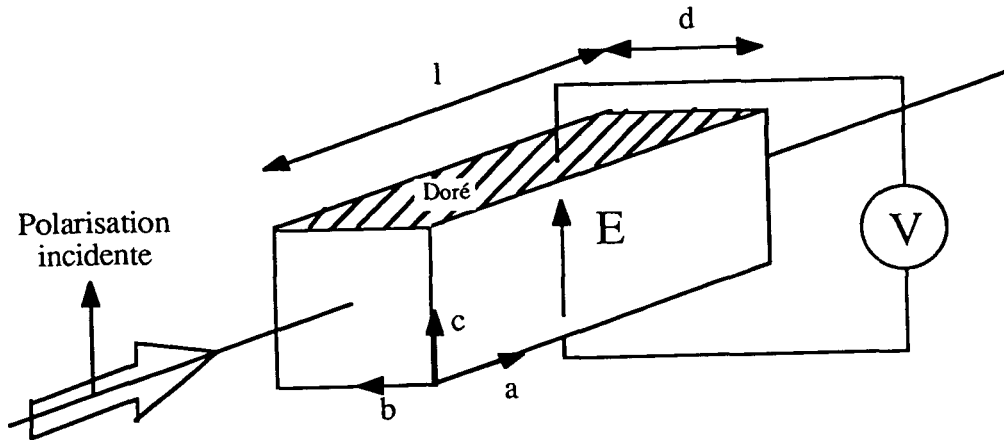
- la modulation à haute fréquence (14.5MHz) est appliquée grâce à un modulateur électrooptique;
- la détection doit être plus rapide, ce qui va poser des problèmes de bruit;
- la démodulation à 15MHz ne se fait plus avec une détection synchrone mais avec un mélangeur radiofréquence.

Ces trois éléments nouveaux vont être détaillés dans les trois paragraphes qui suivent.

b) Le modulateur électrooptique

L'effet électrooptique en jeu est l'effet Pockels, qui se traduit par une variation linéaire de l'indice de réfraction d'un cristal sous l'action d'un champ électrique. On peut ainsi modifier le trajet optique de la lumière transmise, donc sa phase. En modulant le champ électrique appliqué, on peut obtenir des modulations de phase très rapides.

Nous avons utilisé un cristal de tantalate de Lithium LiTaO_3 , de section $5 \times 5 \text{ mm}$ et de longueur 12.5 mm . Ce cristal est biréfringent d'axe optique c contenu dans le plan de la face d'entrée. Les deux faces orthogonales à c ont été recouvertes de couches d'or qui servent d'électrodes. La configuration est la suivante :



Le champ électrique \vec{E} est appliqué entre les deux électrodes, parallèlement à l'axe optique c du cristal. Il en résulte une modification des indices de réfraction ordinaire et extraordinaire du milieu, mais l'axe optique reste l'axe c . Cette modification s'exprime en fonction des coefficients électrooptiques du cristal :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{n_a^2} = \frac{1}{n_o^2} + r_{13} E \\ \frac{1}{n_b^2} = \frac{1}{n_o^2} + r_{13} E \\ \frac{1}{n_c^2} = \frac{1}{n_e^2} + r_{33} E \end{array} \right. \quad (\text{I-45})$$

où les indices et les coefficients électrooptiques sont donnés dans les tables [37] :

$$\begin{aligned}
 n_o &= 2.134 \\
 n_e &= 2.138
 \end{aligned}
 \left. \vphantom{\begin{aligned} n_o &= 2.134 \\ n_e &= 2.138 \end{aligned}} \right\} \text{ à } 1 \mu\text{m}$$

$$\begin{aligned}
 r_{13} &= 7.10^{-12} \text{ m.V}^{-1} \\
 r_{33} &= 30.3. 10^{-12} \text{ m.V}^{-1}
 \end{aligned}
 \tag{I.46}$$

A champ électrique nul, $n_a = n_b = n_o$ est l'indice ordinaire et $n_c = n_e$ est l'indice extraordinaire. La polarisation de la lumière incidente sur le cristal est choisie linéaire suivant l'axe optique c du cristal, de sorte qu'elle est inchangée à la sortie. Il n'y aura donc pas de modification de son intensité à la traversée d'éléments polarisants qui peuvent être placés dans la suite du montage. On a uniquement une modification de la phase de la lumière transmise, proportionnelle au trajet optique $n_c l$ parcouru. A la condition généralement vérifiée que le champ appliqué E soit petit devant $(1/n_e^2 r_{33})$ (qui est de l'ordre de 7Gigavolts/m), on peut écrire :

$$n_c = n_e - \frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E$$

On en déduit une variation de phase à la traversée du cristal de longueur l qui vaut :

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} l (n_c - n_e) = - \frac{\pi}{\lambda} n_e^3 r_{33} V \frac{l}{d} \tag{I-47}$$

où $V = Ed$ est la tension appliquée sur le cristal. Compte-tenu des valeurs numériques (I-46) et des dimensions du cristal, il faudra une tension de 1473 volts pour faire un déphasage de π ; et pour obtenir un indice de modulation de phase de 0.6, il faut moduler la tension entre +280V et -280V.

Remarque :

Les indices élevés du LiTaO_3 conduisent à des facteurs de réflexion de Fresnel de 13%. Ceci va provoquer des interférences entre le faisceau directement transmis et celui transmis après deux réflexions sur les faces du cristal électrooptique; lors de la modulation de la longueur optique du cristal, on obtiendra donc une modulation d'amplitude. Pour réduire ce phénomène qui va provoquer un signal parasite après démodulation, il faut incliner suffisamment le cristal pour que les faisceaux ne se recouvrent pas, ou mieux, traiter antireflet les faces du cristal (éventuellement les deux solutions sont nécessaires).

Pour obtenir une tension de plusieurs centaines de Volts modulée à haute fréquence, on utilise un circuit résonnant dans un montage schématisé sur la fig. I-33 :

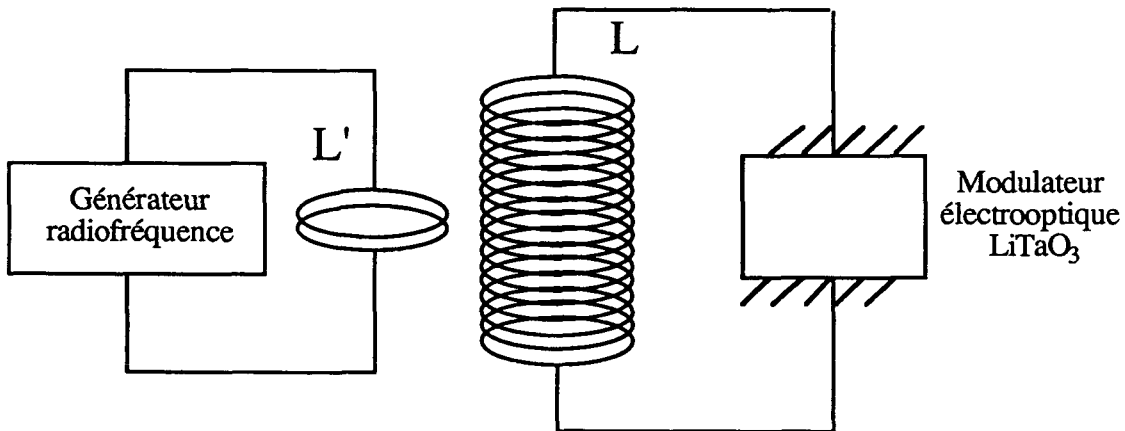


Fig. I-33

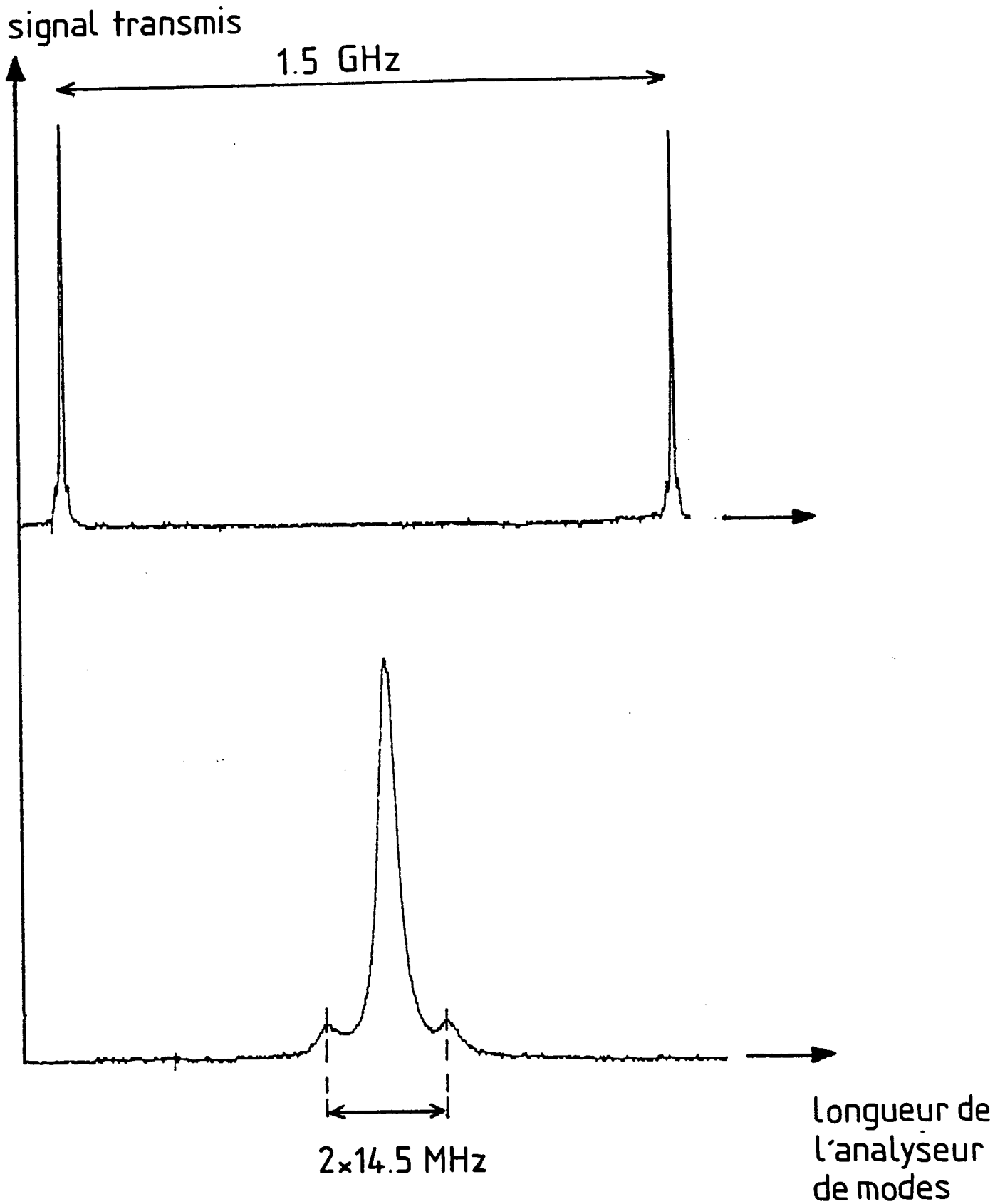


Fig. I-34 . Transmission de l'analyseur de modes lorsque la fréquence du laser est modulée à 14.5 MHz. On voit apparaître les bandes latérales correspondant aux fonctions de Bessel J_1^2 et J_{-1}^2 . On en déduit l'indice de modulation de phase $m / \Omega = 0.6$.

Les bobines du primaire (L') et du secondaire (L) ont été enroulées sur le même tube en céramique de diamètre 22mm, à encoches espacées régulièrement (ce qui est important pour réduire la capacité inter-spires). Le secondaire est formé de 45 spires sur une longueur totale de 45mm, sur lesquelles sont enroulées les deux spires du primaire. Le circuit secondaire a une fréquence de résonance de 14.5MHz, qui dépend de l'inductance L , de la capacité répartie entre les spires et de la capacité du modulateur. Le coefficient de surtension Q est de l'ordre de 10.

Remarque :

Le modulateur électrooptique et son circuit résonnant ont dû être placés dans une boîte métallique pour réduire le rayonnement radiofréquence qui perturbe les autres circuits électroniques.

L'effet de la modulation de phase peut être observé sur l'analyseur de modes confocal représenté sur la fig.1-32 et déjà utilisé auparavant (il s'agit d'un Fabry-Perot confocal commercial d'intervalle spectral libre 1.5GHz). Grâce à une bonne adaptation de mode entre le faisceau laser et le mode transverse de la cavité, on a obtenu des pics de largeur 5MHz (finesse de l'ordre de 300). Cela permet de distinguer les bandes latérales à ± 14.5 MHz provoquées par la modulation de fréquence. La figure 1-34 montre un exemple de spectre obtenu : on voit les pics correspondant à J_0^2 , J_1^2 et J_{-1}^2 ; on peut en déduire l'indice de modulation de phase $m/\Omega=0.6$.

c) Le système de détection rapide

Le faisceau laser, dont la fréquence est modulée grâce au modulateur électrooptique qui vient d'être décrit, est utilisé dans le montage d'absorption saturée représenté sur la figure 1-25 (c'est le même que précédemment). Le signal d'absorption saturée reçu par le photodétecteur est le signal S dont l'expression a été donnée par la formule (1-34). On veut détecter les composantes de S à la fréquence de modulation Ω (S_Ω donné par la formule (1-36)); il faut donc un système de détection rapide ($\Omega = 14.5$ MHz).

Le système de détection rapide que nous avons utilisé a déjà été en partie décrit au § I.C.1 : il nous a permis de mesurer les spectres de bruit d'amplitude et de fréquence du laser non asservi entre 0 et 1MHz. Il est constitué d'une photodiode rapide (FND-100) dont le courant de sortie attaque un amplificateur opérationnel rapide (NE 5539) câblé en convertisseur courant-tension. Le schéma électronique de l'ensemble est représenté sur la figure I-35a, dans la version utilisée pour l'asservissement. Le gain du convertisseur en Volt/Ampère est donné par la résistance équivalente de contre-réaction qui vaut $R = 81k\Omega$. Les caractéristiques principales de la photodiode sont reproduites sur la figure I-35b (données du fabricant EG&G). Notons que sa bande passante est importante (350MHz) bien que sa surface sensible soit assez grande ($5.1mm^2$). Sa sensibilité à $1.08\mu m$ est de $0.15A/W$ sur la courbe de réponse spectrale, mais nous avons mesuré une valeur plus faible, de l'ordre de $0.1A/W$. L'ensemble du système de détection a finalement une bande passante supérieure à 20MHz (limitée par la valeur de la résistance R de contre-réaction) et une sensibilité de $8.1volt/mW$.

Il est important de discuter de la qualité de ce détecteur en termes de bruit de détection. En effet, rappelons que l'intérêt d'utiliser une fréquence de modulation élevée vient du fait que le bruit d'amplitude du laser a atteint le bruit de photons à cette fréquence : on peut ainsi obtenir un très bon rapport signal sur bruit sur la raie d'absorption saturée. On ne pourra profiter pleinement de cet avantage que si le détecteur ne rajoute pas de bruit supplémentaire. Par conséquent, on veut que le bruit propre du détecteur soit inférieur au bruit de photons du signal (tout au moins dans une certaine bande passante autour de la fréquence de détection de 14.5MHz). On peut écrire cette condition en termes de densités spectrales de puissance de bruit :

$$(S_v)_{\text{détecteur}} \leq (S_v)_{\text{photons}} \quad (I-48)$$

La densité spectrale de puissance de bruit de photons s'exprime, en fonction de la tension de signal V_S , par :

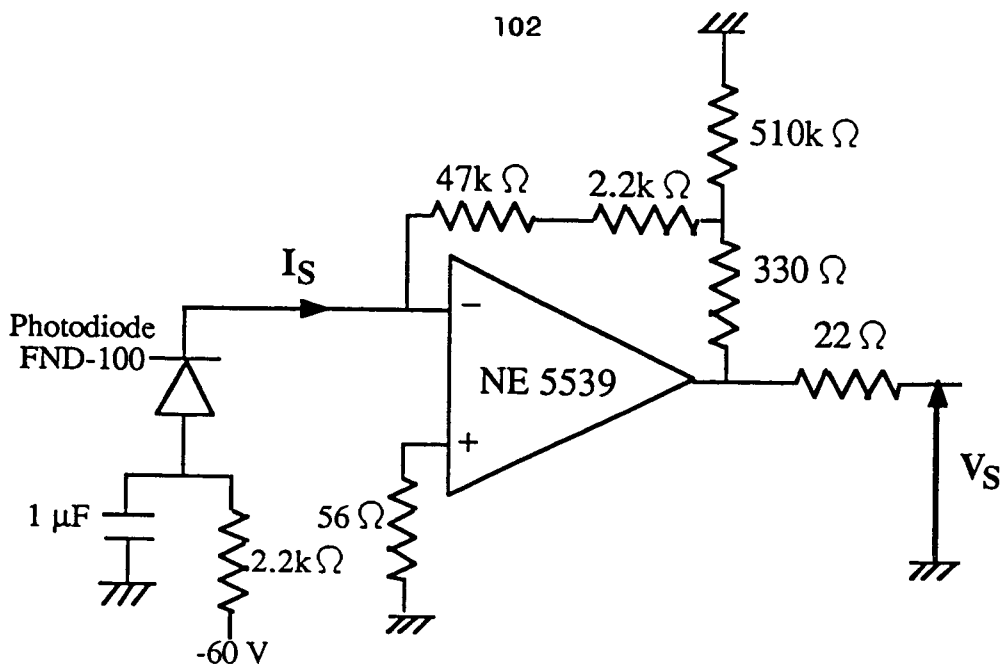


Fig. I-35a . Schéma électronique du détecteur rapide utilisé pour détecter la raie d'absorption saturée modulée à 14.5 MHz.

Typical Performance Characteristics: At 90 V Bias

Characteristic	Typical Value	Conditions or Units
Active Area	5.1	Sq. mm
Wavelength Range	350-1100	Nanometers
Bandwidth	350	Megahertz
Responsivity	0.62	A/W at 900 nm
Rise Time (10-90%)	<1	Nanosecond at 500
Operating Voltage	90	Volts
Breakdown Voltage	>125	Volts
Capacitance	8.5	Picofarads
Series Resistance	35	Ohms
Dark Current	<100	Nanoamperes
Noise Current	1.8×10^{-13}	Amperes/Hz ^{1/2} at 1 kHz
NEP (0.90, 10 MHz, 1 Hz)	2.9×10^{-13}	Watts/Hz ^{1/2}
Operating Temperature		
FND-100	-55 to +125	°C
FOD-100	-55 to +70	°C
Linearity	± 2	% Over 7 Decades
Package Style		
FND-100	TO-5	
FOD-100	AMP 530525-1	

Typical Spectral Response

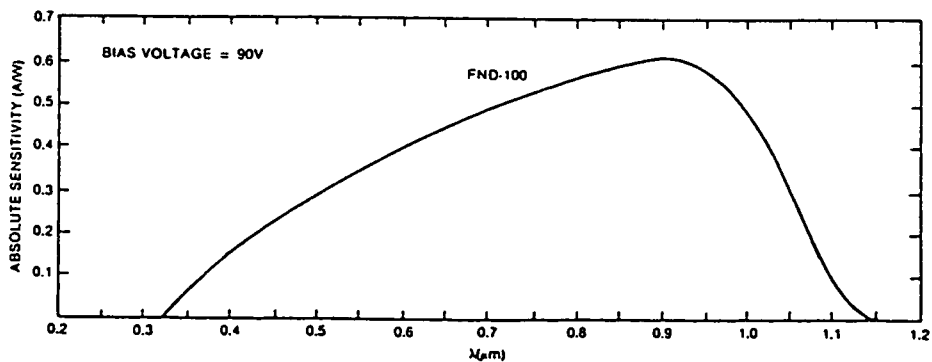


Fig. I-35b . Caractéristiques de la photodiode rapide FND-100 utilisée dans le détecteur de la figure I-35a.

$$(S_v)_{ph} = 2eV_S \eta R \quad (\text{en } V^2 \cdot \text{Hz}^{-1}) \quad (\text{I-49})$$

où e est la charge de l'électron, η le rendement quantique de la photodiode FND 100 à $1.08 \mu\text{m}$ ($\eta \approx 0.12$), et R est le gain de l'amplificateur ($R \approx 81 \text{k}\Omega$).

La condition (I-48) s'écrit alors sous la forme :

$$V_S \geq \frac{1}{2e\eta R} (S_v)_{\text{dét}} \quad (\text{I-50})$$

On a donc une tension de signal minimale à partir de laquelle on sera limité par le bruit de photons. On peut réécrire cette condition en terme de puissance lumineuse incidente sur la photodiode :

$$P_S = \frac{V_S}{sR} \quad (\text{I-51})$$

où s est la sensibilité de la photodiode en A/W ($s = (e/h\nu)\eta$) et R est le gain de l'amplificateur. La condition (I-50) devient :

$$P_S \geq \frac{(S_v)_{\text{dét}}}{2 \cdot h\nu \cdot s^2 \cdot R^2} \quad (\text{I-52})$$

* calcul de la puissance minimale pour détecter le bruit de photons dans le cas où le bruit du détecteur est égal au bruit Johnson des résistances

Le bruit Johnson est le bruit de détection minimum qu'on peut espérer avec ce montage. On peut exprimer la densité spectrale de bruit Johnson (en $V^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$) par :

$$(S_v)_{\text{Johnson}} = 4k_B TR \quad (\text{I-53})$$

où R est la résistance équivalente de contre-réaction de l'amplificateur opérationnel (c'est la principale résistance du montage). La condition (I-52) s'écrit alors :

$$P_S \geq \frac{2k_B T}{h\nu \cdot s^2 \cdot R} \quad (\text{I-54})$$

Dans ce cas, plus la résistance R est grande, plus les signaux détectables peuvent être faibles: la limite à la valeur de R sera imposée par la fréquence des signaux que l'on veut détecter, puisque la bande passante de détection est inversement proportionnelle à R. Par exemple pour R = 81kΩ, la puissance minimale vaut 0.05mW.

* calcul de la puissance minimale détectable dans le cas expérimental

Dans notre système de détection, le bruit propre du détecteur est plus grand que le bruit Johnson des résistances. On l'a mesuré en masquant la photodiode et en envoyant la tension de sortie du détecteur dans un analyseur de spectre. On trouve, au voisinage de 14.5MHz, une densité spectrale de bruit :

$$(S_v)_{\text{dét}} = 9 \cdot 10^{-14} \text{ V}^2 \cdot \text{Hz}^{-1} \quad (\text{I-55})$$

Or le calcul du bruit Johnson par la formule (I-53) avec R = 81kΩ donne (à T = 300K) :

$$(S_v)_{\text{Johnson}} = 1.3 \cdot 10^{-15} \text{ V}^2 \cdot \text{Hz}^{-1} \quad (\text{I-56})$$

De plus, le bruit propre du détecteur à 14.5MHz ne varie quasiment pas quand on change la valeur de la résistance équivalente R (on a essayé R = 33kΩ et R = 81kΩ). Ce bruit peut provenir de l'amplificateur opérationnel ou de parasites extérieurs (rayonnement du circuit d'excitation du modulateur électrooptique par exemple). Dans ces conditions, la puissance minimale détectable avec R = 81kΩ se calcule à partir de la formule (I-52) et de la valeur mesurée (I-55) :

$$P_S \geq 3.5 \text{ mW} \quad (\text{I-57})$$

Nous verrons que cette condition n'a pas été remplie expérimentalement : la puissance lumineuse incidente sur la photodiode est de l'ordre de 0.1mW, ce qui entraîne que le bruit propre du détecteur est environ 6 fois plus grand que le bruit de photons (exprimés en volt/ $\sqrt{\text{Hz}}$). Rappelons que dans le cas d'une modulation de fréquence à 6.3kHz, le

bruit d'amplitude du laser était 1000 fois plus grand que le bruit de photons (voir § I.C.1) : cette nouvelle technique nous a donc permis de réduire le bruit (en $V \cdot Hz^{-1/2}$) d'un facteur 170.

Pour améliorer encore le rapport signal sur bruit en gardant la même puissance $P_S = 0.1mW$, on pourrait :

- réduire le bruit de détection, en essayant d'en déterminer l'origine (notamment en améliorant les blindages) ;
- augmenter la résistance de contre-réaction R , mais cela réduirait la bande passante : il faudrait alors travailler avec une fréquence de modulation Ω plus faible (il suffit qu'elle soit supérieure à 500kHz pour que le bruit d'amplitude du laser ait atteint le bruit de photons).

d) Démodulation : obtention du signal d'erreur

Il s'agit maintenant d'extraire du signal de sortie du détecteur rapide les composantes à la fréquence de modulation Ω . On utilise l'équivalent en radiofréquence de la détection synchrone : un mélangeur suivi d'un filtre. Le mélangeur est un élément non linéaire qui réalise le produit du signal d'absorption saturée S issu du détecteur rapide et du signal de référence à la fréquence de modulation Ω . Nous avons utilisé un mélangeur de fréquence Mini-Circuits (modèle ZAD-1) qui demande des signaux d'entrée de l'ordre de 7dBm (soit 0.5 volt) : c'est pourquoi les amplitudes des signaux à multiplier sont ajustées soit par amplification, soit par atténuation (voir schéma complet fig. I-32).

La phase relative du signal et de la référence est réglable par la longueur des câbles coaxiaux qui amènent les signaux jusqu'au mélangeur : en effet à 15MHz, la longueur d'onde dans un câble coaxial standard vaut 13m ; on obtiendra donc un déphasage de π avec un câble de 6.5m, ce qui est raisonnable. On peut ainsi détecter soit l'absorption soit la dispersion saturées en changeant la phase de $\pi/2$ (voir le calcul dans la partie a).

Le signal de sortie du mélangeur est ensuite filtré pour ne conserver que les basses fréquences : un premier filtrage est effectué par

l'amplificateur de gain 100 placé juste après le mélangeur (voir fig.1-32) qui a une bande passante de 500kHz: un second filtrage sera effectué par l'ensemble du boîtier correcteur et de la céramique piézoélectrique du laser sur laquelle on va réagir.

Le signal utile pour l'asservissement est le signal de dispersion saturée démodulé et filtré qui est impair par rapport à la fréquence atomique ω_0 . Ce signal est donc envoyé comme signal d'erreur à l'entrée du boîtier correcteur. Celui-ci fournit la haute tension qui pilote la céramique piézoélectrique montée sur le miroir plan M_4 de la cavité laser. On peut alors augmenter le gain de boucle et observer la réduction du signal d'erreur jusqu'au niveau du bruit de détection. Si on augmente encore le gain, la boucle se met à osciller à 7.8kHz. On retrouve la même fréquence d'oscillation que pour l'asservissement du laser sur la cavité externe (§ 1.C.3c) : comme précédemment, ceci signifie que les déphasages accumulés dans la boucle à cette fréquence atteignent $-\pi$; cela confirme également que ces déphasages sont introduits par le boîtier correcteur et la céramique piézoélectrique, qui sont communs aux deux asservissements.

e) Résultats expérimentaux

Rappelons les conditions expérimentales :

- * la fréquence du faisceau laser est modulée à $\Omega = 14.5\text{MHz}$ avec une amplitude $m = 9\text{MHz}$. L'indice de modulation de phase $m/\Omega = 0.6$ a été choisi pour avoir le signal d'absorption saturée le plus grand possible. Notons tout de suite l'avantage de cette technique de modulation appliquée uniquement sur le faisceau utile pour l'absorption saturée : on peut effectivement atteindre l'indice de modulation optimum sans pour autant élargir la raie laser. Ceci est un progrès important par rapport à l'asservissement décrit précédemment (§ 1.C.3) où la largeur de raie laser était en grande partie due à la modulation appliquée sur la longueur de la cavité.
- * le système de détection rapide a un bruit propre assez important ($9.10^{-14} \text{V}^2.\text{Hz}^{-1}$). Ceci nous a conduit à utiliser un signal lumineux de l'ordre de 0.1mW sur la photodiode, ce qui -compte-tenu de l'absorption dans la cellule et des pertes sur les

signal d'erreur
(raie d'absorption saturée)

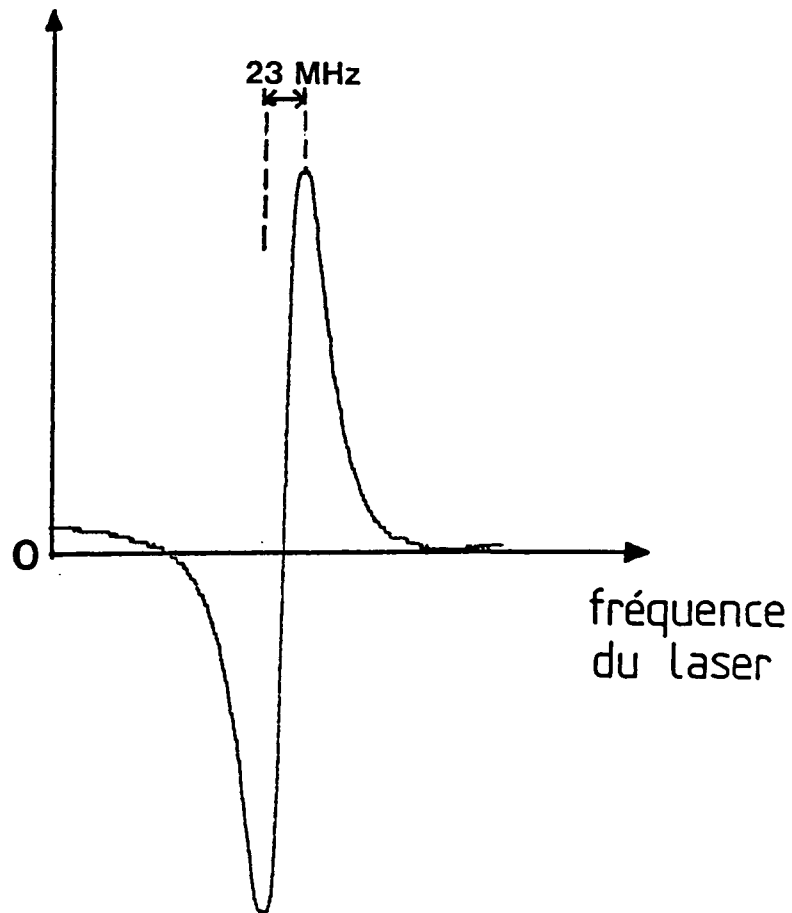


Fig. I-36 . Raie d'absorption saturée obtenue en modulation à haute fréquence (14.5MHz) , dans une bande passante limitée à 25 Hz. Le rapport signal sur bruit vaut 2600.

différentes interfaces- correspond à une intensité de 20mW/cm^2 sur la cellule. La largeur de raie homogène est alors essentiellement liée à l'élargissement par puissance lumineuse et vaut environ 20MHz.

Dans ces conditions, les différentes composantes des raies d'absorption et de dispersion saturées qui ont été calculées plus haut ne sont plus résolues. On obtient finalement dans les deux cas une raie unique élargie, centrée à ω_0 fréquence atomique. Expérimentalement, on ajuste la phase de démodulation jusqu'à obtenir la raie dont la pente autour de ω_0 est la plus grande possible. Cette raie va servir de signal d'erreur. La figure I-36 montre un exemple de raie obtenue à la sortie du système de démodulation (juste avant le boîtier correcteur) et filtrée volontairement pour limiter la bande passante à 25Hz. Ceci permet de la comparer au signal obtenu en modulation basse fréquence (voir § I.C.3c) lorsqu'on moyennait pendant 10ms. On obtenait précédemment un rapport signal sur bruit de l'ordre de 15 dans une bande passante de 25Hz; on obtient maintenant un rapport signal sur bruit de 2600 dans la même bande passante, soit 170 fois plus grand. Cet écart correspond exactement à l'écart entre le bruit d'amplitude du laser à 7kHz qui limitait l'asservissement précédent, et le bruit de détection du système actuel (en $\text{V}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$). Ceci signifie qu'on pourrait encore gagner un facteur 6 sur le rapport signal sur bruit en abaissant le bruit du détecteur au niveau du bruit de photons. Grâce à ce très bon rapport signal sur bruit, on n'est plus obligé de moyenner aussi longtemps que précédemment le signal d'erreur. La bande passante ne sera donc plus fixée par ce moyennage. Elle sera alors limitée par l'oscillation de la boucle d'asservissement à 7.8kHz : dans cette bande passante d'environ 4kHz, le rapport signal sur bruit du signal d'erreur vaudra encore 200. On peut donc asservir directement le laser sur la raie atomique sans passer par un asservissement intermédiaire sur une cavité externe. Quant aux perturbations acoustiques, qui posaient problème précédemment, elles pourront être parfaitement corrigées.

f) Analyse spectrale du signal d'erreur. Estimation de la largeur de raie laser

Nous avons injecté le signal d'erreur obtenu avec ce très bon

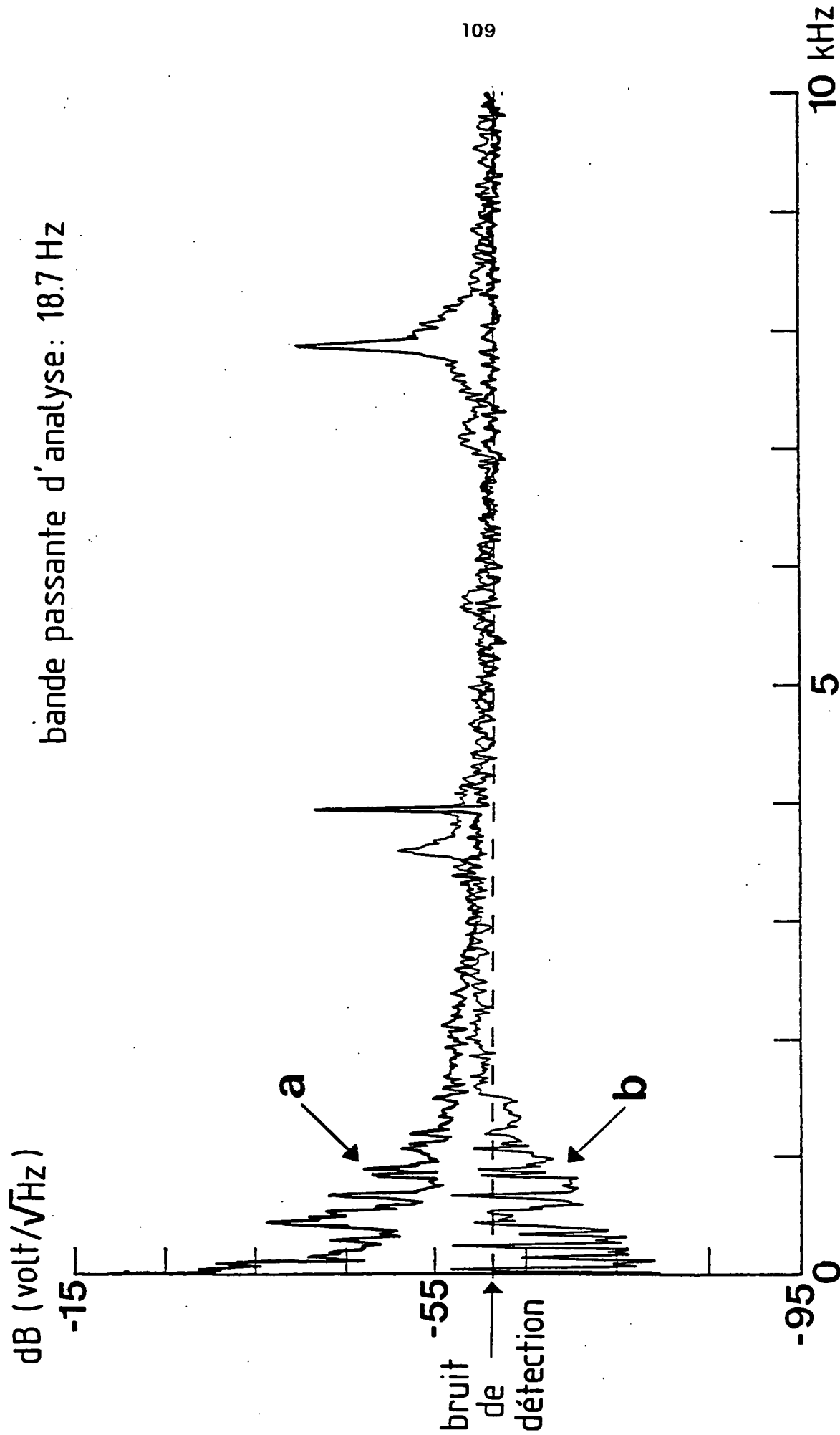


Fig. I-37 . Spectre de bruit du signal d'erreur de l'asservissement de la fréquence du laser sur la raie d'absorption saturée modulée à haute fréquence (a) en boucle ouverte (b) en boucle fermée avec le gain maximal. Le trait pointillé correspond au bruit de détection, quasiment constant entre 0 et 10 kHz.

rapport signal sur bruit dans la boucle d'asservissement. Nous avons alors analysé spectralement ce signal dans le cas non-correcté (gain de boucle très faible) et dans le cas de correction maximale (à la limite d'oscillation de la boucle). Les spectres obtenus sont présentés sur les figures I-37a et b respectivement. On a également mesuré le spectre obtenu en l'absence de signal lumineux : il est représenté en pointillé sur la figure I-37. Il est constant dans la plage analysée (0 à 10kHz) et vaut $9 \cdot 10^{-4}$ volt/ $\sqrt{\text{Hz}}$. Cette valeur correspond à peu près au bruit du système de détection multiplié par les gains des amplificateurs qui suivent.

* Analyse spectrale du signal d'erreur dans le cas du laser non asservi (fig. I-37a)

Cette analyse spectrale est utile par comparaison au cas du laser asservi pour voir l'effet de l'asservissement. C'est également la première vraie mesure du bruit de fréquence du laser. En effet, on mesure un écart par rapport à une référence absolue de fréquence et avec un bruit d'amplitude réduit au bruit de photons. La limite de cette mesure est le bruit de détection qui est supérieur au bruit que l'on veut mesurer au-delà de 4kHz. On ne voit donc sur la figure I-37a que le bruit de fréquence du laser jusqu'à 4kHz. On peut en déduire la largeur de raie du laser non-asservi dans une bande passante de 0 à 4kHz grâce à la formule (I-21) démontrée au § I.C.1 :

$$\gamma_{\text{laser}} = \frac{1}{p} \int_0^{B=4\text{kHz}} S_{\epsilon}(f) df$$

Ici p est la pente du signal d'erreur en volt/Hz et $S_{\epsilon}(f)$ est la densité spectrale de bruit représentée sur la figure I-37a. On obtient une largeur de raie en boucle ouverte de 0.5MHz dans une bande passante de 4kHz. On retrouve une valeur similaire à celles mesurées précédemment sur le flanc de la cavité externe, qui variaient de 0.3 à 1.4MHz suivant le niveau de bruit acoustique. Il apparaît également sur ce spectre des pics de bruit entre 400Hz et 1kHz qui confirment la sensibilité du laser aux perturbations acoustiques.

* Analyse spectrale du signal d'erreur dans le cas du laser asservi avec le gain maximum (fig. I-37b)

Jusqu'à 3kHz environ, le bruit de fréquence du laser est parfaitement corrigé par l'asservissement qui le ramène même en-dessous du bruit de détection. Ceci revient en fait à réinjecter en partie ce bruit de détection sur la fréquence du laser. Au-delà de 3kHz, on retrouve le bruit de détection, sauf pour certaines valeurs de fréquence : modulation du Fabry-Perot intracavité à 4kHz et résonances de la boucle d'asservissement à 7.8kHz ainsi qu'à 25kHz (qui n'est pas visible sur ce spectre). On retrouve la même bande passante (imposée par ces résonances) que pour l'asservissement du laser sur la cavité externe : on a donc atteint le but fixé, qui était d'obtenir la même qualité d'asservissement que précédemment, mais cette fois sur une référence absolue.

* Estimation de la largeur de raie laser

Dans le cas où le laser est asservi, la largeur de raie laser ne peut être déduite du spectre de bruit de fréquence mesuré (fig. I-37b) car on est limité par le bruit de détection. Ce spectre nous donne cependant un certain nombre d'informations intéressantes :

- (i) Dans la bande passante [0.2kHz], le spectre de bruit du signal d'erreur est inférieur au bruit du détecteur : l'asservissement corrige aussi le bruit du détecteur, ce qui revient en fait à réinjecter en partie ce bruit sur la fréquence du laser. On peut majorer le bruit de fréquence réel du laser dans cette bande passante par le bruit du détecteur (-61dB ou $9 \cdot 10^{-4} \text{ volt} / \sqrt{\text{Hz}}$). Compte-tenu de la pente du signal d'erreur de 1.1volt/MHz, on en déduit une majoration de la largeur de raie du laser dans la bande passante [0.2kHz] :

$$\gamma_{\text{laser}} [0.2\text{kHz}] \leq 40\text{kHz} \quad (\text{I-58})$$

- (ii) Un certain nombre de pics apparaissent au-dessus du bruit du détecteur. On peut identifier ces pics et calculer leur contribution à la largeur de raie.
- . à 4kHz, c'est la modulation appliquée sur le Fabry-Perot intracavité; elle correspond à une largeur de 70kHz;
 - . à 7.8kHz et 25kHz, ce sont des résonances de la boucle d'asservissement dont l'amplitude dépend du gain de boucle; elles contribuent dans notre cas pour 70kHz et 150kHz respectivement;
 - . à 70kHz, il y a toujours l'oscillation de relaxation dans le cristal de LNA dont la contribution avait été évaluée à 50kHz.
- (iii) Pour toutes les autres fréquences pour lesquelles le spectre du signal d'erreur est égal au bruit de détection, on peut simplement affirmer que la densité spectrale de bruit de fréquence du laser S_f est inférieure au bruit du détecteur, c'est-à-dire :

$$S_f \leq \left[\frac{9 \cdot 10^{-4} \text{ V} \cdot \text{Hz}^{-1/2}}{1.1 \text{ V} \cdot \text{MHz}^{-1}} \right]^2$$

$$S_f \leq 0.7 \text{ kHz}^2 \cdot \text{Hz}^{-1} \quad (\text{I-59})$$

Une façon grossière de majorer la largeur de raie laser dans une bande passante donnée est de faire la somme quadratique des contributions incluses dans cette bande passante, parmi celles qui viennent d'être énumérées.

Un autre moyen d'estimer cette largeur de raie est de mesurer les fluctuations de fréquence du laser asservi sur le flanc de l'analyseur de modes (Fabry-Perot confocal d'intervalle spectral libre 1.5GHz et de finesse 300). En ne tenant pas compte des dérives lentes liées au Fabry-Perot, on a évalué le bruit de fréquence à 150kHz. Cette mesure donne un ordre de grandeur de la largeur de raie laser dans une bande passante fixée par le détecteur utilisé, soit environ 100kHz.

En conclusion, cette technique de modulation à haute fréquence nous permet d'asservir le laser LNA sur une raie atomique et de stabiliser sa fréquence à mieux qu'un dixième de la largeur naturelle de la transition ($\Gamma/2\pi = 1.6\text{MHz}$). Le laser, utilisé dans cette version depuis quelques mois, montre aussi une plus grande commodité d'emploi car il peut rester verrouillé pendant plusieurs heures; ceci est dû d'une part à une meilleure correction des perturbations acoustiques, d'autre part à une plus grande dynamique : rappelons que l'asservissement sur la cavité externe décrochait dès qu'on s'écartait du point de verrouillage de plus de la largeur d'un pic (8MHz) tandis que le nouvel asservissement a un signal d'erreur plus large (25MHz) et qui garde le bon signe même au-delà de cette largeur.

g) Améliorations possibles

L'étude détaillée des caractéristiques des asservissements a permis de mettre en évidence un certain nombre d'améliorations possibles. Certaines d'entre elles ont été évoquées au cours de ce chapitre et nous allons résumer ici :

- (i) Augmentation de la bande passante de l'asservissement : par exemple avec une double boucle d'asservissement réagissant sur deux céramiques piézoélectriques, l'une lente et de grande dynamique, l'autre petite et rapide [3e].
- (ii) Amélioration du rapport signal sur bruit de la raie d'absorption saturée : pour cela plusieurs possibilités
 - réduction du bruit de détection
 - augmentation de la puissance incidente sur la photodiode
 - réduction de la saturation des atomes de la cellule en dilatant le faisceau pour réduire l'intensité (ceci devrait augmenter la pente de la raie démodulée).
- (iii) Décalage en fréquence mieux contrôlé par deux modulateurs acoustooptiques placés par exemple sur le faisceau utilisé pour l'absorption saturée.

- (iv) Mesure du désaccord absolu du laser par rapport à la fréquence atomique en champ nul : cette mesure est actuellement faite au niveau de l'interaction du laser avec le jet atomique (cf. § I.C.3d). Pour connaître le désaccord nul à partir de la raie atomique en cellule, il faudrait :
- compenser le champ magnétique terrestre au niveau de la cellule;
 - réduire tous les effets systématiques qui décalent le point zéro de la raie démodulée, essentiellement la modulation d'amplitude et les rayonnements électromagnétiques parasites.
- (v) Enfin, il serait intéressant de mesurer le bruit de fréquence résiduel du laser LNA asservi en analysant le signal de battement entre deux lasers LNA identiques. Cette mesure est en cours, un second laser LNA ayant été réalisé.

CHAPITRE II

REFROIDISSEMENT TRANSVERSE D'UN JET D'HELIUM METASTABLE

Nous allons décrire dans ce chapitre les expériences de refroidissement radiatif qui ont été réalisées au laboratoire sur des atomes neutres d'hélium 4 métastable. Nous avons choisi de commencer par des expériences en géométrie transverse : jet atomique éclairé à angle droit par une ou deux ondes lasers. Cette configuration transverse à une dimension, qui ne devait être qu'une première étape de familiarisation avec les problèmes relatifs à l'hélium, s'est avérée très fructueuse pour des raisons que nous exposerons dans une première partie A.

Les toutes premières expériences de déflexion d'atomes d'hélium ont commencé en juillet 1987 avec un jet atomique qui nous avait été prêté par l'équipe du Professeur HABERLAND à Fribourg, et avec un laser LNA qui n'était pas encore asservi sur la raie atomique. Parallèlement aux expériences de refroidissement, le laser et le jet atomique ont été améliorés, de sorte que les expériences qui se poursuivent actuellement utilisent un nouveau jet atomique réalisé au laboratoire et un laser LNA asservi sur la raie atomique avec une largeur de raie de l'ordre de 100kHz (décrit dans le chapitre I). Ceci explique les différences de conditions expérimentales, qui seront précisées pour chaque expérience, par rapport au montage expérimental actuel. Ce montage sera décrit dans la partie B de ce chapitre.

Dans la partie C, nous rappellerons le principe du refroidissement sur un modèle d'atome à deux niveaux. L'étude théorique de ce système a donné lieu à une littérature détaillée [39-42, 45, 46], et nous nous contenterons d'en rappeler les principaux résultats. Nous avons tenté de vérifier expérimentalement ces résultats théoriques sur une transition atomique très proche d'un système à deux niveaux : en effet, sur la transition $2^3S(J=1) \rightarrow 2^3P(J=2)$ de l'hélium 4, éclairée par une onde laser σ_+ résonnante, les atomes s'accumulent par pompage optique sur la transition à deux niveaux $2^3S_1(m=+1) \rightarrow 2^3P_2(m=+2)$. Ces expériences, commencées au début de 1988, sont devenues particulièrement importantes lorsque des développements récents ont montré l'existence de nouveaux mécanismes de refroidissement dans les systèmes atomiques à plus de deux niveaux [6-8, 53, 54]. Il a alors été particulièrement important de savoir que la théorie était bien vérifiée lorsqu'on n'avait que deux niveaux. L'étude de

ces nouveaux mécanismes est d'ailleurs actuellement en cours au laboratoire, toujours sur des expériences transverses à une dimension, mais avec des configurations de polarisation telles qu'on fasse intervenir plusieurs sous-niveaux. Ces expériences ne seront pas décrites ici, car elles ne sont pas encore terminées.

La partie D sera consacrée à une variante du pousse-atome classique en onde plane décrit au début de la partie C. Cette technique, qui utilise des ondes lasers convergentes, nous a semblé intéressante, notamment dans le cas de l'hélium 4, pour séparer le jet d'atomes métastables du jet d'atomes fondamentaux. Nous en présenterons les avantages ainsi que quelques résultats expérimentaux.

Enfin, la partie E sera consacrée à un mécanisme de refroidissement à la fois nouveau et très différent des mécanismes précédents, qui nous a permis de refroidir des atomes d'hélium 4 en-dessous de l'énergie de recul d'un seul photon. Ce mécanisme est basé sur un piégeage cohérent de population -ou résonance noire- observé en 1976 dans l'équipe du Professeur GOZZINI à Pise [56]. Nous ferons une présentation simple de ce phénomène, en y ajoutant la sélectivité en vitesse qui nous a permis d'en faire un processus de refroidissement. L'étude théorique détaillée de ce processus a fait l'objet d'une publication qui doit paraître en novembre 1989 [57]. Nous discuterons les différences importantes de ce nouveau mécanisme par rapport aux autres processus de refroidissement utilisant les forces radiatives. Une démonstration expérimentale a été réalisée au printemps 1988 après que les premiers résultats numériques aient montré l'efficacité du refroidissement. Ces résultats ont fait l'objet d'une lettre qui sera reproduite ici. Nous mettrons enfin l'accent sur les contraintes expérimentales qu'il a fallu satisfaire pour observer ce piégeage cohérent de population sélectif en vitesse.

II. A. INTERET DU REFROIDISSEMENT TRANSVERSE

II. A. 1. Définition du refroidissement à une dimension

Considérons un ensemble d'atomes de masse M dont les vitesses sont réparties suivant une distribution de Maxwell-Boltzmann :

$$f(\vec{v}) = f(v_x, v_y, v_z) = \left[\frac{M}{2\pi k_B T} \right]^{3/2} \exp \left[- \frac{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{2k_B T/M} \right] \quad (\text{II-1})$$

La vitesse quadratique moyenne suivant x est donnée par :

$$\overline{v_x^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} v_x^2 f(v_x, v_y, v_z) dv_x = \frac{k_B T}{M} \quad (\text{II-2})$$

La distribution (II-1) étant isotrope, la vitesse quadratique moyenne vaut :

$$\overline{v^2} = 3 \overline{v_x^2} = \frac{3 k_B T}{M} \quad (\text{II-3})$$

On retrouve une énergie cinétique moyenne :

$$\frac{1}{2} M \overline{v^2} = \frac{3}{2} k_B T \quad (\text{II-4})$$

ou encore pour un seul degré de liberté :

$$\frac{1}{2} M \overline{v_x^2} = \frac{1}{2} k_B T \quad (\text{II-5})$$

On peut récrire (II-1) sous la forme :

$$f(v_x, v_y, v_z) = \left[\frac{M}{2\pi k_B T} \right]^{3/2} \exp \left[- \frac{v_x^2}{2k_B T/M} \right] \cdot \exp \left[- \frac{v_y^2}{2k_B T/M} \right] \cdot \exp \left[- \frac{v_z^2}{2k_B T/M} \right]$$

Par extension, pour une répartition de vitesses non isotrope de la forme :

$$f(v_x, v_y, v_z) = K \exp \left[-\frac{v_x^2}{2 \overline{v_x^2}} \right] \cdot \exp \left[-\frac{v_y^2}{2 \overline{v_y^2}} \right] \cdot \exp \left[-\frac{v_z^2}{2 \overline{v_z^2}} \right] \quad (\text{II-7})$$

on définira des "températures" suivant chaque direction $i = x, y, z$ par :

$$k_B T_i = M \overline{v_i^2} \quad (\text{II-8})$$

$\sqrt{\overline{v_i^2}}$ est la vitesse quadratique moyenne suivant l'axe i .

Remarque :

Dans le cas isotrope ($\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2}$), (II-7) est équivalent à (II-6) et (II-8) à (II-2) avec $T_x = T_y = T_z = T$.

Pour une distribution gaussienne autour d'une vitesse moyenne non nulle :

$$f(v_x, v_y, v_z) = K \exp \left[-\frac{(v_x - v_{ox})^2}{2\sigma_x^2} \right] \exp \left[-\frac{(v_y - v_{oy})^2}{2\sigma_y^2} \right] \exp \left[-\frac{(v_z - v_{oz})^2}{2\sigma_z^2} \right]$$

les "températures" à une dimension seront définies par :

$$k_B T_i = M \sigma_i^2 \quad (i = x, y, z) \quad (\text{II-9})$$

σ_i est l'écart quadratique moyen de la vitesse suivant l'axe i , ou encore la demi-largeur à $e^{-1/2}$ de la distribution de vitesses suivant i .

Le refroidissement à une dimension consiste donc à réduire la largeur de la distribution de vitesses suivant une direction.

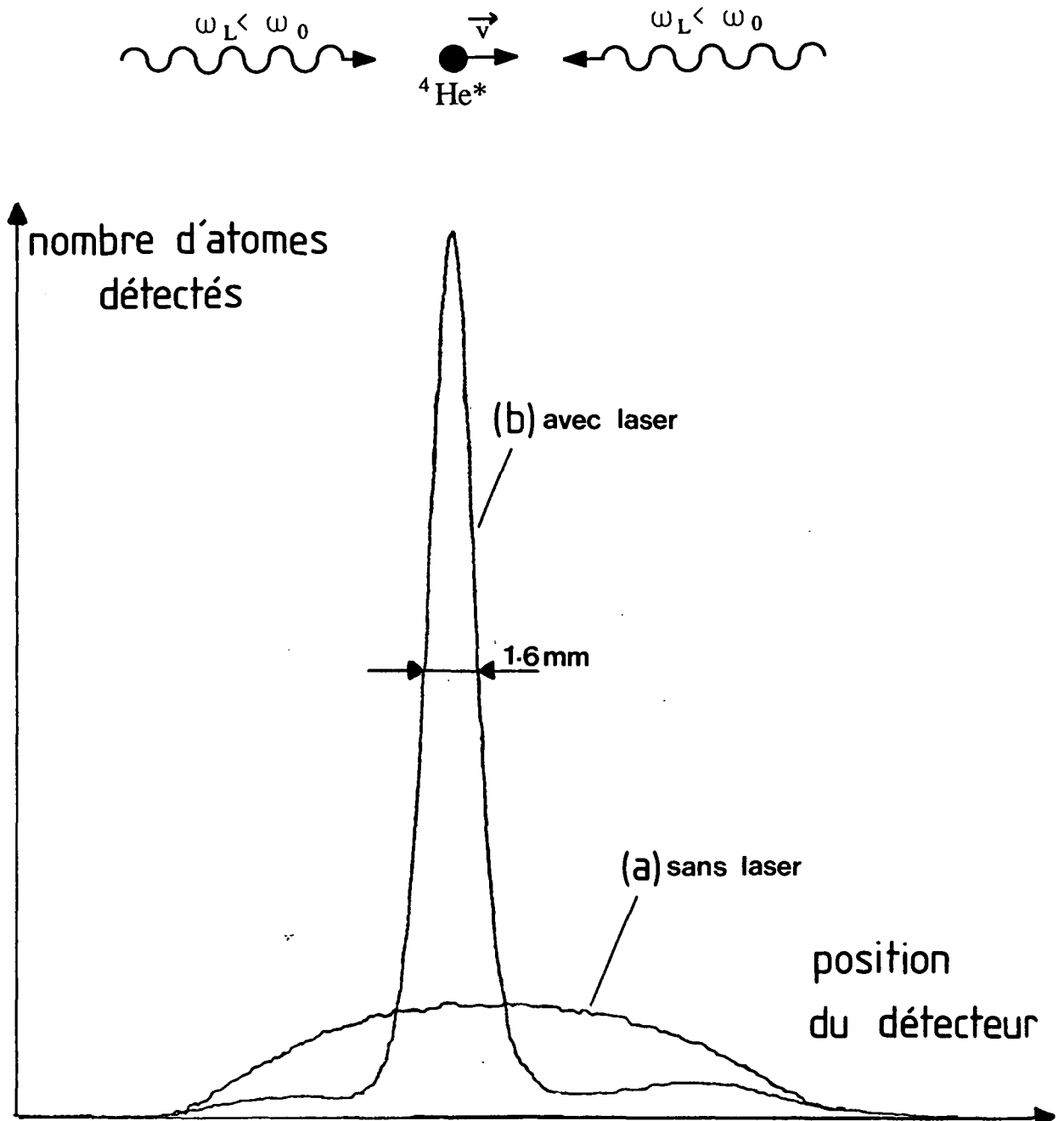


Fig. II-1 . Profil transverse de position des atomes d' ${}^4\text{He}^*$
 (a) en l'absence de laser
 (b) en appliquant une mélasse optique transverse
 à une dimension suivant le schéma de principe
 représenté au-dessus.

Les deux ondes laser, d'intensité 2mW/cm^2 (fréquence de rabi $\omega_1 = 2.5\Gamma$),
 sont désaccordées en-dessous de résonance ($\Delta = -1.5\Gamma$).

Les atomes sont détectés à 2.3m de la zone d'interaction avec les lasers, grâce
 à un multiplicateur d'électrons précédé d'une fente de 1mm de large.

On obtient, grâce à la mélasse optique, un gain d'un facteur 8 sur l'intensité
 sur l'axe du jet d' ${}^4\text{He}^*$, accompagné d'un affinement du profil. La largeur du
 profil (b) est limitée par l'étendue transverse du jet au niveau de l'interaction.

II. A. 2. Applications du refroidissement transverse

Les techniques de refroidissement transverse, à une ou deux dimensions, sont intéressantes pour les expériences utilisant des jets atomiques, par exemple pour les études de collisions jet sur jet ou jet sur surface. Le refroidissement transverse permet en effet d'obtenir des jets collimatés et intenses, à comparer aux méthodes de collimation par des fentes qui ne permettent pas d'augmenter l'intensité du jet. Nous avons par exemple démontré, grâce à une mélasse optique (voir § II. C. 2), un gain de près d'un ordre de grandeur sur l'intensité sur l'axe de notre jet d'hélium métastable, avec un affinement de la distribution des vitesses d'un ordre de grandeur également (voir fig. II-1). Notons également l'intérêt du pousse-atome, amélioré grâce à l'utilisation d'une onde convergente (§ II. D), pour séparer les atomes d'hélium 4 métastable des atomes dans l'état fondamental.

II. A. 3. Intérêt des expériences à une dimension pour l'étude des mécanismes de refroidissement

L'étude des phénomènes physiques à une dimension est très souvent, pour les expériences comme pour les théories, une première étape qui permet de comprendre les phénomènes et d'interpréter les résultats. Ceci s'applique aussi bien au cas de la résonance noire décrite dans la partie E, qu'à la compréhension récente des nouveaux mécanismes de refroidissement faisant intervenir des configurations particulières de polarisation du faisceau laser (ce dernier point sera évoqué en conclusion).

Un autre avantage du refroidissement à une dimension est lié à la méthode de détection. La mesure de la température se ramène en fait à une mesure de profil de vitesses transverses (voir § II. A. 1). Or il est beaucoup plus facile de mesurer un profil de vitesses transverses suivant une direction x en balayant un détecteur parallèlement à x (voir méthode d'analyse des vitesses § II. B. 6), que de mesurer des vitesses à trois dimensions surtout lorsqu'elles sont très faibles. En effet, dans le cas où le décalage Doppler correspondant est petit devant la largeur naturelle de la raie de fluorescence, les méthodes de spectroscopie Doppler habituelles sont inutilisables, et il faut avoir recours à des méthodes sophistiquées de temps de vol [6, 7].

II. B. MONTAGE EXPERIMENTAL

Toutes les expériences sur les atomes d'hélium 4 métastable présentées ici correspondent au refroidissement transverse à une dimension qui vient d'être défini. La géométrie de ces expériences est la suivante :

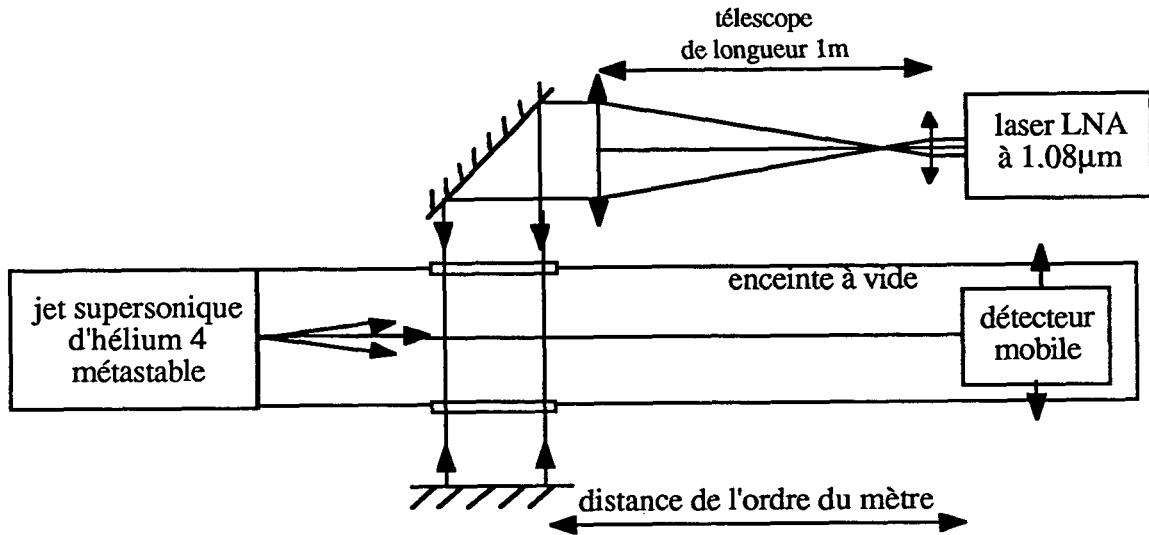


Fig. II-2 . Schéma général des expériences de refroidissement transverse.

Dans un premier paragraphe B.1, nous donnerons les caractéristiques de la transition atomique utilisée pour le refroidissement laser de l'hélium 4. Les atomes sont obtenus dans le niveau inférieur de cette transition (état métastable triplet) sous la forme d'un jet atomique dont nous décrivons les principales caractéristiques dans le paragraphe B.2. Ils interagissent avec un (ou deux) faisceau(x) laser(s) croisant le jet atomique à angle droit. Ces faisceaux sont issus du laser LNA qui a été décrit dans le chapitre I. Les caractéristiques géométriques des faisceaux seront données dans le paragraphe B.3. Le réglage de la polarisation, qui est un paramètre important, sera présenté en B.4. La détection des atomes métastables sera décrite en B.5; enfin, la méthode d'analyse des vitesses transverses sera discutée au paragraphe B.6.

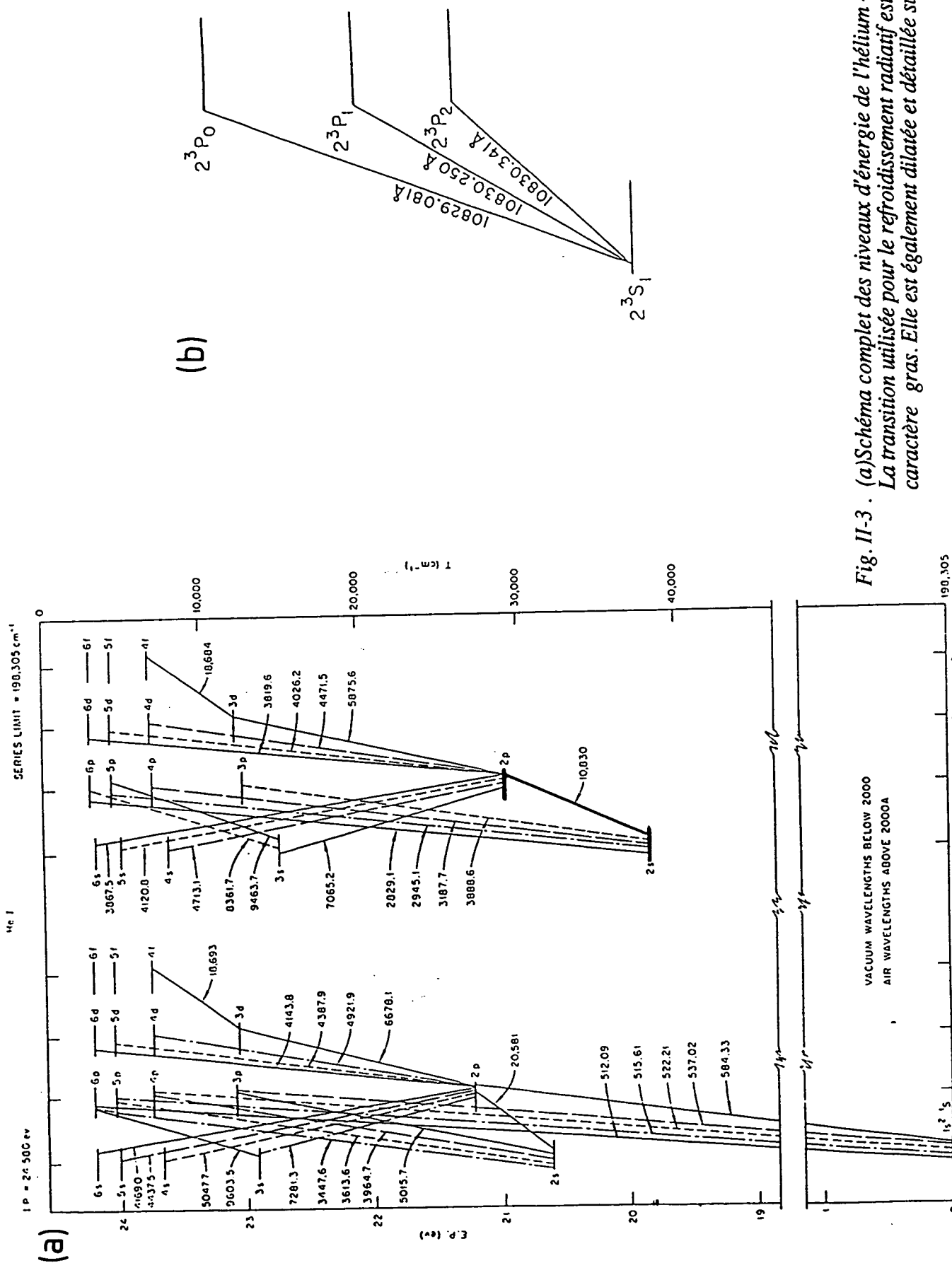


Fig. II-3 . (a) Schéma complet des niveaux d'énergie de l'hélium 4. La transition utilisée pour le refroidissement radiatif est représentée en caractère gras. Elle est également dilatée et détaillée sur la figure (b).

II. B. 1. La transition utilisée

La transition atomique sur laquelle va être effectué le refroidissement est représentée en caractère gras sur le schéma complet des niveaux de l'hélium 4 ci-contre (fig. II-3a). Il s'agit de la transition à $\lambda = 1.083 \mu\text{m}$ du niveau métastable triplet $2^3S_{J=1}$ vers le multiplet 2^3P dont les niveaux ont pour moment cinétique total $J = 0, 1$ ou 2 . Cette transition présente les qualités requises pour le refroidissement laser, à savoir la possibilité pour un même atome d'absorber un grand nombre de photons. En effet c'est une transition fermée :

- le niveau inférieur métastable 2^3S a une durée de vie de plusieurs heures (transition très interdite vers l'état fondamental)
- le niveau supérieur 2^3P ne peut se désexciter que vers 2^3S (la désexcitation vers le niveau fondamental 1^1S est très peu probable car elle nécessite un retournement de spin).

De plus, le niveau inférieur n'a pas de structure hyperfine (contrairement aux alcalins comme Na ou Cs), ce qui évite le problème du pompage optique vers d'autres niveaux hyperfins. Les valeurs des moments cinétiques J pour les deux niveaux sont également intéressantes : d'une part elles sont assez faibles ($J \leq 2$) ce qui réduit le nombre de sous-niveaux Zeeman (et donc la complexité des calculs et des interprétations) ; d'autre part les trois possibilités pour le niveau supérieur $J=0, 1$ ou 2 conduisent à des configurations de niveaux différentes : par exemple la transition $J=1 \rightarrow J=2$ éclairée en lumière polarisée σ^+ se ramène par pompage optique à un système à deux niveaux (cf. § II.C), tandis que la transition $J=1 \rightarrow J=1$ éclairée par une onde σ^+ et une onde σ^- (cas de la résonance noire) est équivalente à un système à trois niveaux de forme Λ (cf. § II.E).

Enfin il est intéressant de noter certains paramètres importants pour le refroidissement et spécifiques de cette transition dans l'hélium 4 :

- l'intensité de saturation de cette transition, correspondant à une fréquence de Rabi $\omega_1 = \Gamma / \sqrt{2}$, est très faible :

$$I_S = 0.16 \text{ mW/cm}^2$$

(à comparer à 6.3 mW/cm^2 pour Na ou 1.1 mW/cm^2 pour Cs)

- la "vitesse de recul" (changement de vitesse lors de l'absorption ou l'émission d'un photon) est grande :

$$v_R = \frac{\hbar k}{M} = 9.2 \text{ cm/s}$$

(à comparer à 3cm/s pour Na ou 3.5mm/s pour Cs)

- la vitesse correspondant à un effet Doppler égal à la largeur naturelle n'est pas très grande par rapport à v_R :

$$\frac{\Gamma/k}{\hbar k/M} = \frac{\hbar \Gamma}{\hbar^2 k^2 / M} \approx 19$$

(à comparer à 200 pour Na et 1000 pour Cs). On se trouve alors à la limite de validité des théories semi-classiques, qui supposent ce rapport grand [43, 44]

- la température limite du "refroidissement Doppler" est faible :

$$T_D \sim \frac{\hbar \Gamma}{2k_B} = 38 \text{ } \mu\text{K}$$

(240 μK pour Na, 120 μK pour Cs).

On est dans un cas où la vitesse limite correspondant au "refroidissement Doppler"

$$v_D = \sqrt{\frac{k_B T_D}{M}} = \sqrt{\frac{\hbar \Gamma}{2M}} = 28 \text{ cm/s}$$

n'est pas très grande devant la vitesse v_R correspondant au recul d'un seul photon (on retrouve le fait que les théories semi-classiques ne sont pas vraiment valables).

L'ensemble de ces paramètres montre finalement la possibilité de faire avec l'hélium 4 métastable des expériences de refroidissement radiatif dans des conditions très différentes de celles du césium (expériences menées parallèlement au laboratoire), en particulier d'atteindre des régimes où une théorie quantique est nécessaire.

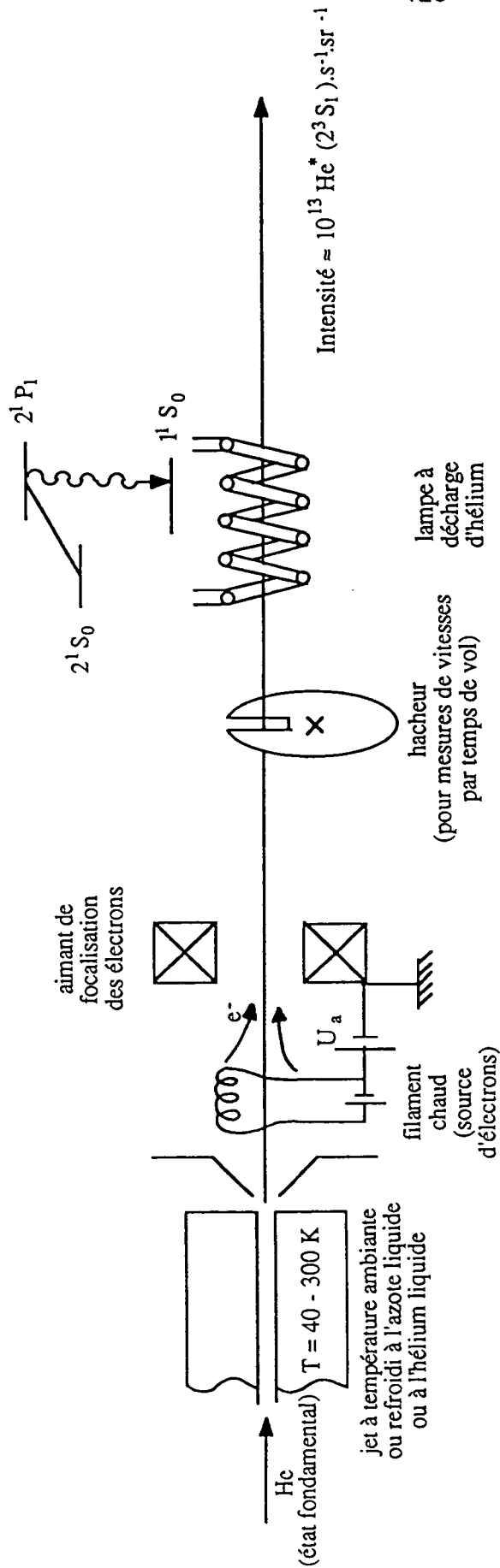


Fig. II-4 . Schéma du jet atomique d'hélium 4 métastable. Un jet supersonique d'hélium dans l'état fondamental, qui peut être refroidi à l'azote ou à l'hélium liquide, est excité par des électrons accélérés et collimatés par un champ magnétique. On obtient ainsi des atomes dans les deux états métastables, singulets et triplets. La lampe à décharge permet de désexciter les métastables singulets vers l'état fondamental par pompage optique. On obtient ainsi un jet d'hélium 4 dans l'état métastable triplet dont l'intensité sur l'axe est de l'ordre de 10^{13} atomes $\cdot s^{-1} \cdot sr^{-1}$. Le hacheur est utilisé pour mesurer les vitesses longitudinales par temps de vol.

II. B. 2. Le jet atomique

Les expériences de refroidissement de l'hélium 4 ont commencé avec un jet atomique supersonique qui nous avait été prêté par l'équipe du Professeur HABERLAND à Fribourg. Elles se poursuivent depuis un an avec un jet du même modèle qui a été réalisé par les ateliers du laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure. Le schéma de principe de ce jet atomique est représenté sur la figure II-4. On réalise une détente supersonique d'hélium 4 dans l'état fondamental 1^1S_0 , généralement refroidi à la température de l'azote liquide. Ces atomes sont ensuite excités par bombardement électronique et se désexcitent en cascade vers le niveau fondamental et les deux niveaux métastables, singulet 2^1S_1 et triplet 2^3S_1 . Une lampe à décharge à hélium les réexcite optiquement : par pompage optique, les atomes tombés dans l'état singulet métastable vont retourner dans l'état fondamental, tandis que les métastables triplets ne peuvent rejoindre l'état fondamental dont le moment cinétique de spin est différent. On obtient alors un jet ne contenant plus que des atomes dans l'état fondamental et des triplets métastables 2^3S_1 dans un rapport de l'ordre de 10^{-6} . On mesure une intensité sur l'axe d'environ 10^{13} triplets métastables par seconde et par stéradian.

La distribution des vitesses longitudinales des atomes du jet est déterminée par plusieurs paramètres :

- la température des atomes fondamentaux injectés initialement (ils peuvent être à température ambiante, refroidis à l'azote liquide ou même à l'hélium liquide)
- la détente supersonique entre le trou percé dans l'enceinte et l'écorceur conique percé en son sommet
- le sens de déplacement des électrons qui bombardent les atomes pour les ioniser
- l'énergie de ces électrons.

De plus, certains atomes métastables sont obtenus par échange de métastabilité lors d'une collision atome fondamental/atome métastable, au lieu du processus direct d'excitation vers l'état métastable.

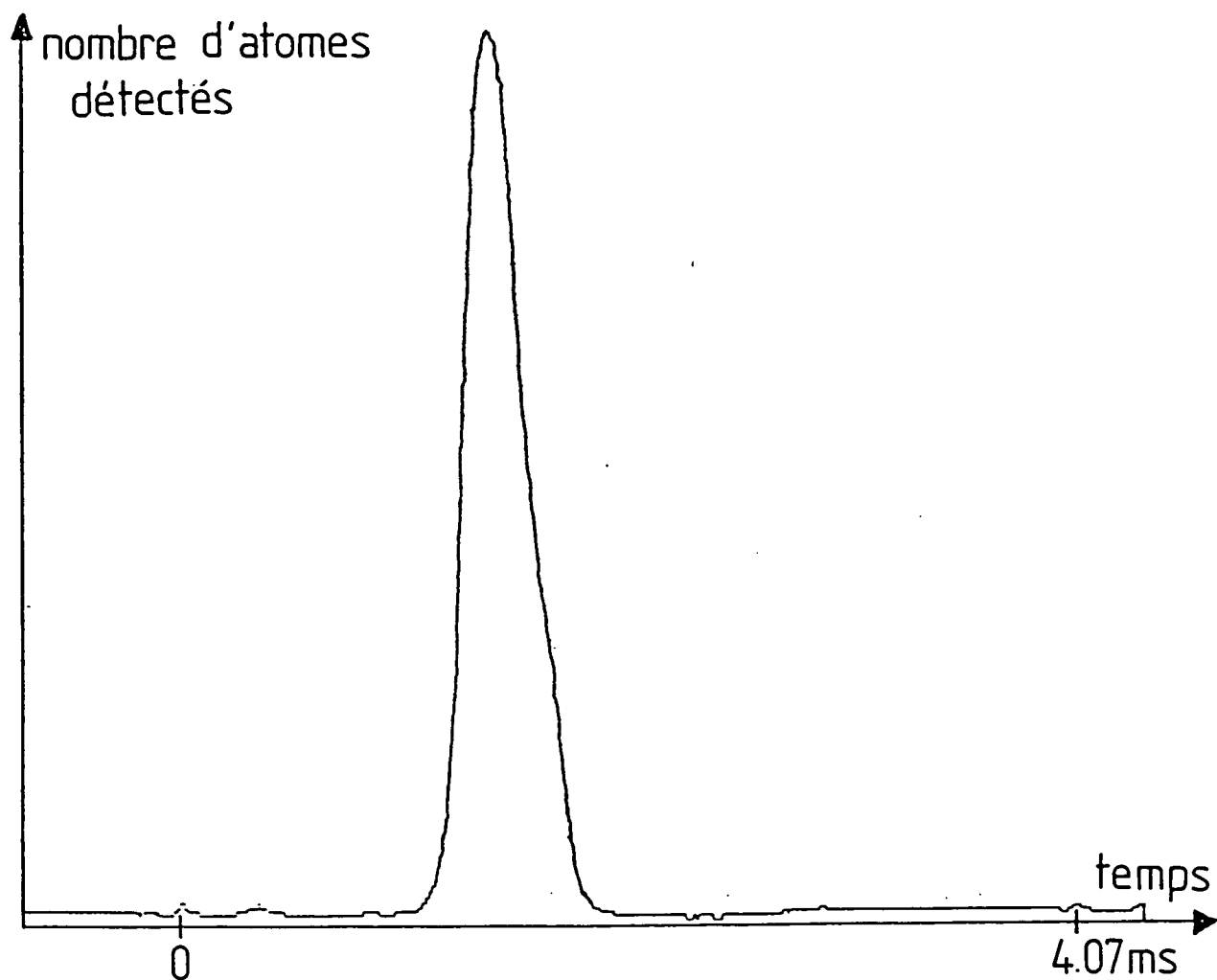


Fig. II-5 . Exemple de profil de vitesses longitudinales du jet d'hélium 4 métastable obtenu par mesure de temps de vol. La courbe représente le nombre d'atomes détectés en fonction du temps de vol, pour un jet refroidi à l'azote liquide ($T=77K$) excité par des électrons d'énergie 27eV se déplaçant dans le même sens que les atomes. L'origine des temps correspond au temps d'arrivée des photons qui sont émis lors de l'excitation électronique. La distance du hacheur au détecteur est de 1.85m. On en déduit une vitesse longitudinale moyenne de 1270 m/s avec une dispersion $\Delta V/V$ de l'ordre de 10%.

Tous ces paramètres conduisent à des distributions de vitesses longitudinales plus complexes que pour un jet supersonique d'atomes fondamentaux dont on attendrait une dispersion faible (par rapport à un jet effusif) autour d'une valeur moyenne de vitesse qui dépend de la température. Par des techniques de temps de vol (en utilisant le hacheur représenté sur la figure II-4), on mesure le profil de vitesses longitudinales dans les conditions de chaque expérience. La figure II-5 montre un exemple de temps de vol obtenu pour un jet refroidi à l'azote liquide ($T = 77\text{K}$) et une énergie des électrons de 27eV (proche du seuil d'excitation de 20eV). Les électrons se déplacent dans le même sens que le jet atomique. On obtient un pic correspondant à un profil de vitesses longitudinales centré en 1270m/s et avec une dispersion $\Delta v_L = 120\text{m/s}$ (demi-largeur à $e^{-1/2}$).

II. B. 3. Les faisceaux lasers

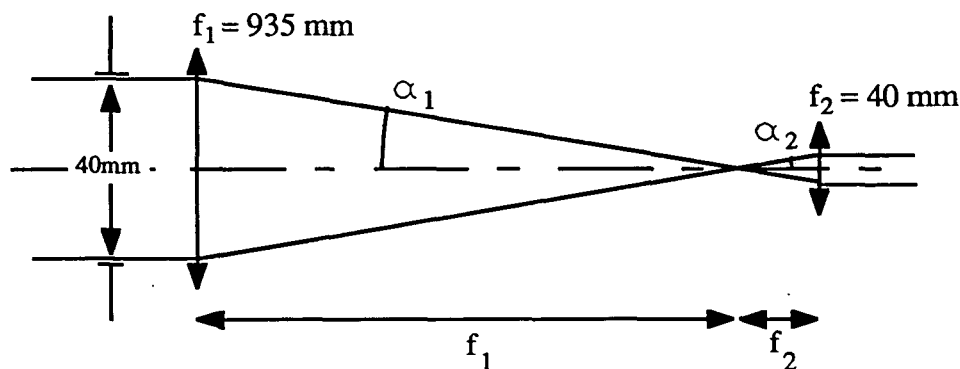
Les faisceaux lasers qui vont interagir avec le jet atomique sont issus du laser à LNA qui a été décrit dans le chapitre I. Rappelons-en les principales caractéristiques :

- sa longueur d'onde peut être asservie sur l'une quelconque des trois raies correspondant aux transitions $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_{0,1,2}$ de l'hélium 4,
- sa largeur de raie était de l'ordre de 750kHz (la moitié de la largeur naturelle de la transition utilisée) pour toutes les expériences qui seront décrites dans ce chapitre (elle est actuellement inférieure à 150kHz),
- sa fréquence peut être décalée d'une quantité connue de part et d'autre de chaque transition atomique (en appliquant un champ magnétique sur la cellule de référence),
- la divergence du faisceau de sortie (demi-angle) est de l'ordre de 0.8mrad avec un astigmatisme de 30%,
- la polarisation en sortie du laser est horizontale et linéaire à 10^{-3} près (rapport des intensités suivant les deux polarisations orthogonales),
- la puissance de sortie est de l'ordre de 60mW lorsqu'on pompe avec 4 Watts sur la raie verte d'un laser à argon.

Le faisceau de sortie du laser est dilaté à l'aide d'un télescope afocal formé de deux lentilles convergentes plan-convexes de focales 40mm et 935mm (parfois différentes pour certaines expériences). Ceci permet d'obtenir un waist W_0 ("col" du faisceau) très gros, de l'ordre de 55mm (rayon à I_{\max}/e^2). La répartition d'intensité est alors raisonnablement uniforme sur une grande longueur d'interaction avec le jet (l'intensité a chuté de 25% à 20mm du centre du faisceau). Ce waist se trouve au niveau de la zone d'interaction (à environ 1m de la deuxième lentille); la longueur de Rayleigh $\pi W_0^2/\lambda$ correspondante vaut 8km. L'onde pourra donc être considérée comme plane à condition que l'aberration sphérique ou un défaut de mise au point du télescope ne la déforme pas de manière significative. On peut évaluer l'aberration sphérique des deux lentilles plan-convexes sous la forme d'un défaut de mise au point :

$$\epsilon = f_1 \alpha_1^2 + f_2 \alpha_2^2$$

où f_1 et f_2 sont les focales des deux lentilles et α_1 et α_2 sont les angles maximaux d'incidence des rayons sur les lentilles.



Pour un faisceau dilaté de diamètre 40mm, $\alpha_1 = \alpha_2 \approx 2 \cdot 10^{-2}$ rd et ϵ vaut 0.4mm (essentiellement dû à la lentille de plus grande focale), ce qui conduit à un rayon de courbure de 2.3km au niveau de la zone d'interaction. L'utilisation de deux lentilles convergentes, bien que moins favorable, du point de vue des aberrations (mais on vient de voir qu'elles sont très faibles), qu'un télescope formé d'une divergente et d'une convergente, permet d'avoir un foyer réel où l'on peut éventuellement placer un trou de filtrage. Ce trou a une autre utilité dans le cas où l'onde plane est rétrofléchée par un miroir plan : il permet de régler très précisément la superposition des deux ondes

aller et retour (mieux que 10^{-4} rd avec un trou de $200\mu\text{m}$ de diamètre) ainsi que la mise au point du télescope (défaut de mise au point inférieur à 2.5mm avec un trou de $200\mu\text{m}$). Ces arguments seront repris en détail au § I.E.3, car ils étaient essentiels pour l'expérience de "résonance noire".

II. B. 4. Le réglage des polarisations

Toutes les expériences de refroidissement que nous allons décrire par la suite nécessitent des polarisations parfaitement définies pour le faisceau laser, éventuellement différentes pour les faisceaux aller et retour (lorsqu'on rétroréfléchit le faisceau avec un miroir). Par exemple dans toute la partie C, un système à deux niveaux est obtenu à partir d'une transition $J = 1 \rightarrow J = 2$ par pompage optique avec des ondes de polarisation circulaire σ_+ .

Or dans le schéma expérimental (voir fig.II-2), pour une question d'encombrement, il a été nécessaire de couder le faisceau laser juste avant la zone d'interaction à l'aide d'un miroir plan à 45° d'incidence. Mais un tel miroir provoque, entre les polarisations parallèle et orthogonale à son plan d'incidence, un déphasage qui dépend de l'angle d'incidence : il nous a donc fallu mettre au point une méthode de réglage de la polarisation au niveau de la zone d'interaction.

Le but de ce paragraphe est de décrire les méthodes de réglage et de contrôle des polarisations que nous avons utilisées. Elles sont basées sur une propriété générale que nous énoncerons ici et qui est démontrée en appendice (n°3). Elle sera ensuite appliquée aux configurations de polarisation qui nous intéressent.

Auparavant, pour éviter les confusions, nous allons rappeler la terminologie des polarisations en optique et en physique atomique.

a) Terminologie des polarisations

En optique, le sens de rotation des polarisations circulaires ou elliptiques est défini par rapport à la direction de propagation de la lumière :

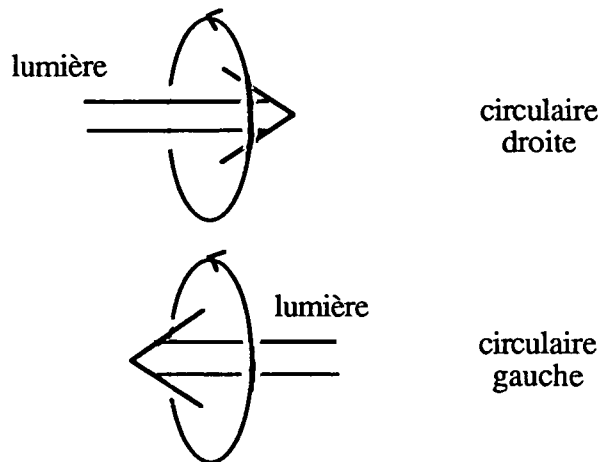


Fig. II-6 . Terminologie des polarisations en optique.

Il s'agit donc en fait de l'hélicité.

En physique atomique, les polarisations sont définies par rapport à une direction fixe qui peut être le champ magnétique lorsqu'il y en a un ou bien un axe choisi arbitrairement. Il s'agit donc d'un sens de rotation, indépendant de la direction de propagation de la lumière.

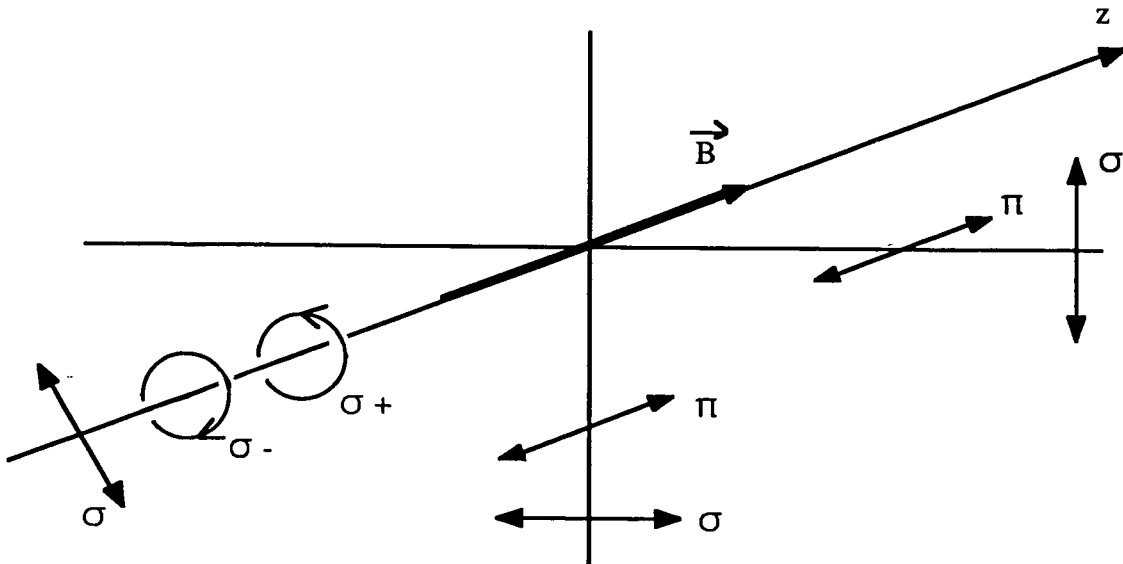


Fig. II-7 . Terminologie des polarisations en physique atomique.

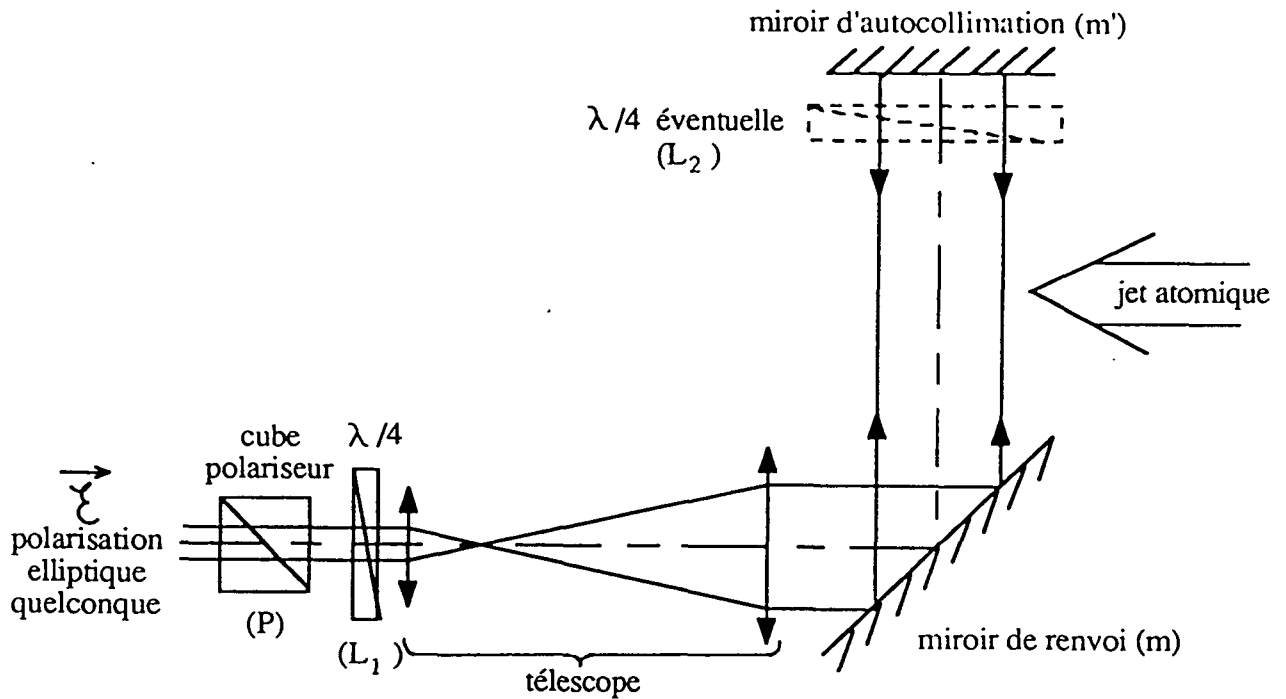


Fig. II-8. Schéma du traitement optique du faisceau laser:

- dilatation par un télescope afocal
- réglage de la polarisation par un cube polariseur suivi d'une lame quart d'onde (éventuellement une seconde lame quart d'onde pour que la polarisation de l'onde réfléchie puisse être différente de celle de l'onde aller).

La difficulté du réglage des polarisations vient de l'utilisation du miroir m à 45° , nécessaire pour une question d'encombrement, et qui modifie la polarisation.

Prenons un exemple où la différence apparaît clairement : l'onde se propage en polarisation σ_+ ou circulaire droite suivant la direction des z croissants, puis se réfléchit sur un miroir. La lumière réfléchie est toujours σ_+ du point de vue de la physique atomique puisque le sens de rotation n'a pas changé. Par contre, le sens de propagation de la lumière ayant été inversé, la polarisation devient circulaire gauche au sens des opticiens.

Dans toute la suite, étant donné qu'on s'intéresse à des interactions avec atomes, le langage de la physique atomique sera adopté : dans l'exemple ci-dessus, on dira donc qu'on est toujours en polarisation σ_+ .

b) Situation expérimentale

On dispose d'un faisceau polarisé linéairement à la sortie du laser LNA mais qui, après de multiples réflexions en incidence oblique, est de polarisation elliptique. Le trajet optique de ce faisceau est schématisé sur la figure II-8.

Rappelons que le miroir de renvoi (m), nécessaire pour une question d'encombrement, provoque un déphasage inconnu à la réflexion sous l'incidence 45° . Le miroir d'autocollimation (m'), utilisé à incidence normale, ne modifie pas la polarisation.

Remarque :

Pour éviter de perdre trop de puissance lors du passage de la polarisation elliptique $\vec{\mathcal{E}}$ à travers le polariseur, on a utilisé une lame demi-onde qui ramène le grand axe de l'ellipse dans la direction du polariseur. La polarisation elliptique $\vec{\mathcal{E}}$ étant en pratique très aplatie, on n'aura que peu de pertes au niveau du cube polariseur (P). Toutefois il faut prendre garde, lors des réglages de polarisations où l'on tourne le polariseur, de tourner également la lame demi-onde.

Notre but est de pouvoir réaliser et contrôler les configurations de polarisations suivantes, au niveau de la zone d'interaction :

- (i) l'onde aller et l'onde retour sont polarisées σ_+
- (ii) l'onde aller et l'onde retour sont linéaires parallèles
- (iii) l'onde aller est polarisée en σ_+ , l'onde retour en σ_-
- (iv) l'onde aller est linéaire, l'onde retour est linéaire orthogonale.

Les situations (i) et (ii) correspondent aux mêmes polarisations à l'aller et au retour : elles sont donc réalisables avec un miroir d'autocollimation (m') placé juste après la zone d'interaction. Nous discuterons de ces situations en premier lieu. Au contraire, les cas (iii) et (iv) correspondent à des polarisations "orthogonales" à l'aller et au retour : leur réalisation s'obtient à partir des situations précédentes (i) et (ii) en ajoutant une lame quart d'onde entre la zone d'interaction et le miroir d'autocollimation (m'). Nous étudierons ces deux derniers cas dans un deuxième temps.

La méthode a priori la plus simple pour régler la polarisation de l'onde aller au niveau de la zone d'interaction serait de placer un polariseur suivi d'une lame quart d'onde entre le miroir de renvoi (m) et la zone d'interaction. Mais nous ne disposons pas d'éléments de ce type d'un diamètre supérieur à celui du faisceau à cet endroit (de 40 à 80mm). Il faut donc être capable de produire avant le télescope, là où les faisceaux font quelques millimètres de diamètre, la polarisation elliptique qui, transformée par le miroir incliné (m), donne la polarisation souhaitée. A l'aide du cube polariseur (P) et de la lame $\lambda/4$ (L_1), on peut produire n'importe quelle polarisation elliptique. Il faut alors trouver un critère pour régler l'orientation de ces deux éléments.

Nous présenterons plus loin un tel critère, basé sur des propriétés très générales de la polarisation lors du retour inverse de la lumière. Auparavant, pour rendre plus concrets les raisonnements généraux, nous allons analyser les transformations subies par la polarisation dans des cas particuliers.

On voit par exemple immédiatement que, si le polariseur (P) et l'une des lignes neutres de la lame $\lambda/4$ (L_1) sont parallèles ou perpendiculaires au plan d'incidence sur le miroir (m), la polarisation reste linéaire à la réflexion sur le miroir (m). On obtient donc la configuration (ii) (en l'absence de la lame quart d'onde (L_2)). Remarquons que, dans ce cas, l'onde retour est totalement transmise par le polariseur (P).

Considérons maintenant le cas où l'on veut une onde aller de polarisation σ_+ . Il faut produire, avant le miroir (m), une polarisation elliptique dont l'ellipticité dépend du déphasage à la réflexion, et dont les axes sont à 45° du plan d'incidence sur le miroir. Les lignes neutres de la lame quart d'onde (L_1) doivent donc être à 45° du plan d'incidence sur (m). L'ellipticité voulue sera obtenue en choisissant convenablement l'orientation du polariseur (P). Nous pourrions maintenant montrer que, si l'onde aller est bien polarisée σ_+ dans la zone d'interaction et se réfléchit sur le miroir (m') (pas de lame (L_2)), alors l'onde retour est totalement éteinte à travers le polariseur (P). Cette propriété fournit un critère de réglage du polariseur (P). Elle résulte en fait des propriétés très générales du retour inverse de la polarisation qui sont démontrées dans l'appendice N°3.

L'intérêt de ces propriétés générales est qu'elles ne dépendent pas de la biréfringence du miroir (m) ou de tout autre élément (biréfringent ou à pouvoir rotatoire naturel) situé entre les éléments de réglage ((P) et (L_1)) et la zone d'interaction. Nous allons donc raisonner sur un système (S) comprenant à la fois la lame (L_1), le télescope et le miroir (m). On peut alors schématiser notre montage expérimental (fig. II-8) sous la forme suivante :

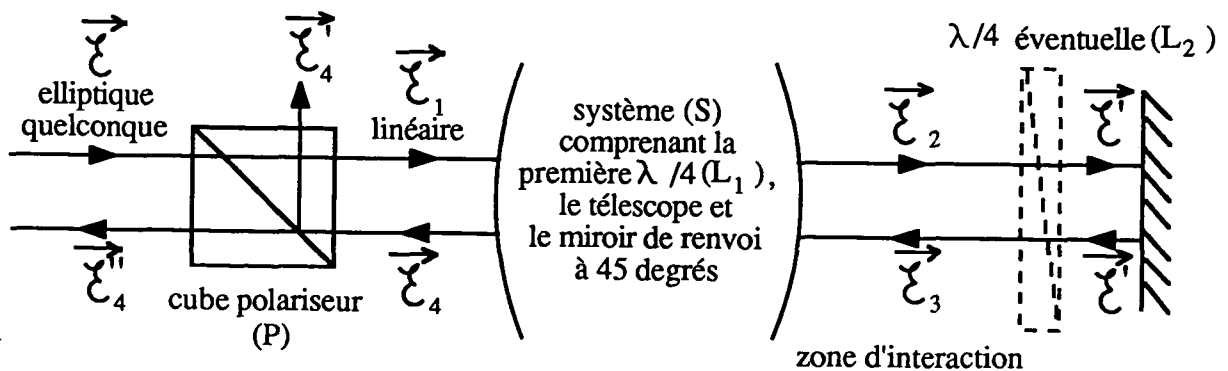


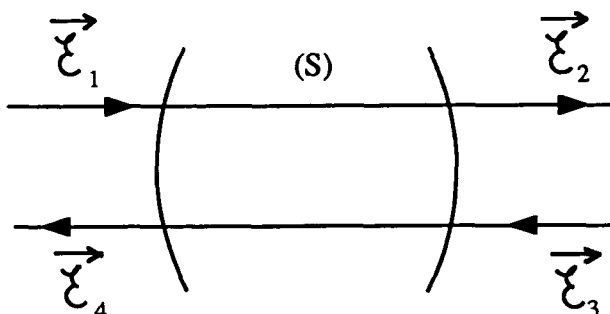
Fig. II-9 .

Les critères de réglage qu'on va obtenir vont être du type extinction de \vec{e}_4 ou de \vec{e}_4' . Ils vont nous permettre de régler l'orientation de (P) et de (L_1) par tâtonnements successifs. Il est intéressant, pour faciliter ce

réglage, de tenir compte des raisonnements précédents (orientation de la lame quart d'onde par rapport au plan d'incidence du miroir). Signalons que nous avons vérifié expérimentalement chaque réglage, en analysant la polarisation juste avant la zone d'interaction.

c) Propriétés de retour inverse de la polarisation

On a démontré dans l'appendice n°3 que dans la situation suivante :



où (S) ne contient que des lames biréfringentes et des lames à pouvoir rotatoire naturel, il existe une relation matricielle entre les polarisations $\vec{\xi}_1$ et $\vec{\xi}_2$ d'une part, $\vec{\xi}_3$ et $\vec{\xi}_4$ d'autre part, faisant intervenir la même matrice unitaire M.

Ces relations s'écrivent dans une base orthonormée (x,y) :

$$\begin{bmatrix} \xi_{2x} \\ \xi_{2y} \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} \xi_{1x} \\ \xi_{1y} \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} \xi_{4x} \\ \xi_{4y} \end{bmatrix}^* = M^{-1} \begin{bmatrix} \xi_{3x} \\ \xi_{3y} \end{bmatrix}^*$$

On en a déduit deux propriétés dans le cas particulier où $\vec{\xi}_1$ est linéaire et où $\vec{\xi}_2$ est rétro-réfléchi en $\vec{\xi}_3 = \vec{\xi}_2$:

* Propriété n°1 (formule (A3.33) de l'appendice n°3)

$$\vec{\xi}_1 = \vec{\xi}_4 \text{ linéaire} \iff \vec{\xi}_2 = \vec{\xi}_3 \text{ linéaire}$$

* Propriété n°2 (formule (A3.39) de l'appendice n°3)

$$\vec{\xi}_4 \perp \vec{\xi}_1 \text{ linéaire} \iff \vec{\xi}_2 = \vec{\xi}_3 \text{ circulaire}$$

d) Procédures de réglages en $\sigma^+\sigma^+$ et en linéaire/linéaire parallèles

Si on assimile le miroir de renvoi à 45° à une lame biréfringente (ce qui est justifié s'il n'a pas de pertes dépendant de la polarisation), on peut appliquer les propriétés ci-dessus à notre situation expérimentale schématisée sur la figure II-9. Reprenons les deux premières configurations de polarisation que l'on veut réaliser.

(i) L'onde aller et l'onde retour sont polarisées en σ_+ au niveau de la zone d'interaction, autrement dit :

$$\vec{\xi}_2 = \vec{\xi}_3 \text{ est circulaire.}$$

Ceci est obtenu sans lame quart d'onde (L_2) entre la zone d'interaction et le miroir d'autocollimation. D'autre part, d'après la propriété n°2, cette situation est équivalente à :

$$\vec{\xi}_4 \text{ linéaire orthogonale à } \vec{\xi}_1.$$

La procédure de réglage consiste donc à tourner successivement le polariseur (P) et la lame quart d'onde (L_1) (incluse dans (S)) jusqu'à ce que le retour $\vec{\xi}_4$ à travers le polariseur soit éteint. Il s'agit d'une procédure très sensible (extinction réalisée à mieux que 10^{-3} , même 10^{-4} avec des précautions).

(ii) L'onde aller et l'onde retour sont polarisées linéairement et parallèles, autrement dit :

$$\vec{\xi}_2 = \vec{\xi}_3 \text{ est linéaire.}$$

Il n'y a pas non plus besoin de lame quart d'onde entre la zone d'interaction et le miroir d'autocollimation. En utilisant cette fois-ci la propriété n°2, on a la condition équivalente :

$$\vec{\mathcal{E}}_4 = \vec{\mathcal{E}}_1 \text{ est linéaire.}$$

La procédure de réglage consiste donc à éteindre la composante $\vec{\mathcal{E}}_4$ réfléchi à 90° par le cube polariseur, ce qui est encore un critère très sensible.

e) Procédures de réglage des configurations σ_+/σ_- et linéaire/linéaire orthogonales

Nous allons maintenant décrire les situations qui nécessitent l'utilisation d'une lame quart d'onde supplémentaire (L_2) entre la zone d'interaction et le miroir d'autocollimation.

Cas (III) : l'onde aller est polarisée en σ_+ et l'onde retour en σ_- , ce qui se traduit par :

$$\begin{aligned} \vec{\mathcal{E}}_2 & \text{ circulaire droite} \\ \vec{\mathcal{E}}_3 & \text{ circulaire gauche} \end{aligned}$$

Les sens droit et gauche sont définis par rapport aux mêmes axes Ox, Oy et ne dépendent pas du sens de propagation de la lumière.

On suppose qu'on part d'une situation réglée en σ_+/σ_+ (cas (i)) et que l'on place la lame quart d'onde (L_2) entre la zone d'interaction et le miroir d'autocollimation. Quelle que soit l'orientation de cette lame, la polarisation $\vec{\mathcal{E}}_1$ au niveau du miroir va être linéaire, et la polarisation $\vec{\mathcal{E}}_3$ sera circulaire gauche. On peut le démontrer directement, mais il est instructif de le retrouver à partir de la propriété (A3.29) de l'appendice n°3 appliquée au système formé uniquement de la lame quart d'onde supplémentaire : la polarisation au niveau du miroir étant linéaire, (A3.29) nous dit que $\vec{\mathcal{E}}_3^* = \vec{\mathcal{E}}_2$. Comme $\vec{\mathcal{E}}_2$ est circulaire droite, $\vec{\mathcal{E}}_3$ est circulaire gauche.

La procédure de réglage de cette configuration consiste donc à régler en σ_+/σ_+ selon la méthode décrite plus haut puis à ajouter une lame quart d'onde, placée entre la zone d'interaction et le miroir d'autocollimation et orientée de façon quelconque.

Remarque :

On est finalement dans une situation où \vec{E}' est linéaire au niveau du miroir de renvoi, ce qui implique que \vec{E}_1 et \vec{E}_4 sont linéaires parallèles. En présence de la lame quart d'onde supplémentaire (L_2), la situation $\vec{E}_1 = \vec{E}_4$ linéaire se produit également dans d'autres situations, par exemple lorsque les deux polarisations au niveau de la zone d'interaction sont linéaires parallèles entre elles et parallèles à l'un des axes de la lame quart d'onde. La condition \vec{E}_4 linéaire parallèle à \vec{E}_1 est donc nécessaire mais pas suffisante : ce n'est pas un critère de réglage suffisant pour savoir que \vec{E}_2 est σ_+ et \vec{E}_1 σ_- . Nous verrons le problème que cela pose lorsque la lame $\lambda/4$ supplémentaire est placée sous vide et ne peut être enlevée (cf. § II. E. 3. d).

Cas (iv) : L'onde aller et l'onde retour ont des polarisations linéaires et orthogonales, c'est-à-dire :

$$\begin{aligned} \vec{E}_2 &\text{ linéaire} \\ \vec{E}_3 &\text{ linéaire orthogonale.} \end{aligned}$$

On suppose qu'on s'est placé par la méthode (ii) dans le cas où les deux polarisations \vec{E}_2 et \vec{E}_3 sont linéaires parallèles. On ajoute alors une lame quart d'onde entre la zone d'interaction et le miroir d'autocollimation, telle que ses axes fassent un angle de 45° avec la polarisation \vec{E}_2 . On obtient alors une polarisation \vec{E}' circulaire au niveau du miroir d'autocollimation. On peut donc appliquer la propriété n°2 (A3.39) au système formé de la seule lame quart d'onde, et on obtient :

$$\vec{E}_3 \text{ linéaire orthogonale à } \vec{E}_2,$$

ce qui est le résultat recherché.

On peut également appliquer la même propriété au système (S) + lame quart d'onde, ce qui donne :

$$\vec{E}_4 \text{ linéaire orthogonale à } \vec{E}_1.$$

Réciproquement si \vec{E}_4 est linéaire orthogonale à \vec{E}_1 , \vec{E}' au niveau du miroir est circulaire, et on a bien \vec{E}_2 orthogonale à \vec{E}_3 . Ceci nous donne un critère de réglage de l'orientation de la lame quart d'onde supplémentaire.

La procédure de réglage complète est finalement la suivante :

- on règle la situation (ii) où les polarisations sont linéaires parallèles au niveau de la zone d'interaction;
- on ajoute une lame quart d'onde entre la zone d'interaction et le miroir d'autocollimation que l'on oriente jusqu'à ce que la composante \vec{E}_4 de \vec{E}_4 , transmise par le polariseur, soit éteinte.

Remarque :

En présence de lame quart d'onde supplémentaire entre la zone d'interaction et le miroir d'autocollimation, la situation (iv) est la seule pour laquelle \vec{E}_4 est linéaire orthogonale à \vec{E}_1 . En effet \vec{E}_4 linéaire orthogonale à \vec{E}_1 est équivalent, d'après la propriété n°2 appliquée au système global (S) + lame quart d'onde, à \vec{E}' circulaire. Et la seule polarisation qui est transformée en circulaire par une lame quart d'onde est une polarisation linéaire placée à 45° des axes neutres de la lame : \vec{E}_2 est par conséquent linéaire et d'après la propriété n°2 appliquée à la lame quart d'onde, \vec{E}_3 est linéaire orthogonale.

Cette fois-ci, en présence de la lame $\lambda/4$ supplémentaire, la condition \vec{E}_4 linéaire orthogonale à \vec{E}_1 est une condition nécessaire et suffisante pour que \vec{E}_2 et \vec{E}_3 soient linéaires orthogonales. C'est donc un critère de réglage adapté même lorsque la $\lambda/4$ supplémentaire est sous vide et ne peut être manipulée : dans ce cas, tous les réglages se font à l'extérieur, c'est-à-dire avec le cube polariseur et la première lame $\lambda/4$ (placés avant le télescope).

On peut récapituler les méthodes de réglage des quatre configurations de polarisation dans le tableau suivant :

Configuration de polarisation	$\lambda/4$ supplémentaire	Extinction	
		sur le retour direct	sur la voie à 90°
σ_+/σ_+	non	oui	-
lin // lin	non	-	oui
σ_+/σ_-	oui	-	oui
lin \perp lin	oui, réglée à 45° de la polarisation linéaire	oui	-

II. B. 5. Le système de détection

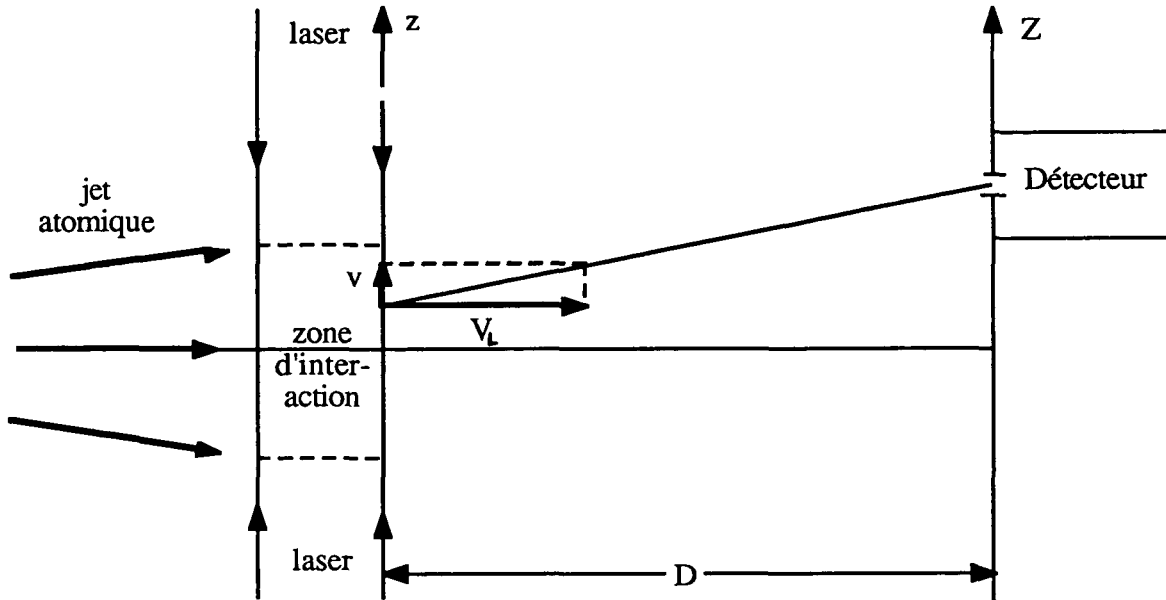
Les atomes d'hélium métastable sont détectés à plus d'un mètre de la zone d'interaction à l'aide d'un multiplicateur d'électrons. Ils sont ionisés au contact de la première dynode métallique; l'électron arraché à l'atome est ensuite accéléré et multiplié par la série d'électrodes. Cette méthode permet de distinguer les atomes métastables des atomes fondamentaux qui ne sont pas ionisés. Pour les métastables, le rendement en nombre d'électrons primaires par atome ayant heurté la dynode est estimé à 50%.

Pour définir plus précisément la zone sensible, la première dynode du multiplicateur d'électrons est précédée d'une fente verticale de quelques centaines de microns de largeur. L'ensemble du détecteur se déplace horizontalement, parallèlement à la direction des faisceaux lasers, grâce à un moteur pas à pas (96 pas par mm).

II. B. 6. Méthode d'analyse des vitesses transverses

a) Position du problème

La géométrie de l'expérience est la suivante :



Un atome sortant de la zone d'interaction à la position z et avec la vitesse transverse v sera détecté en Z si :

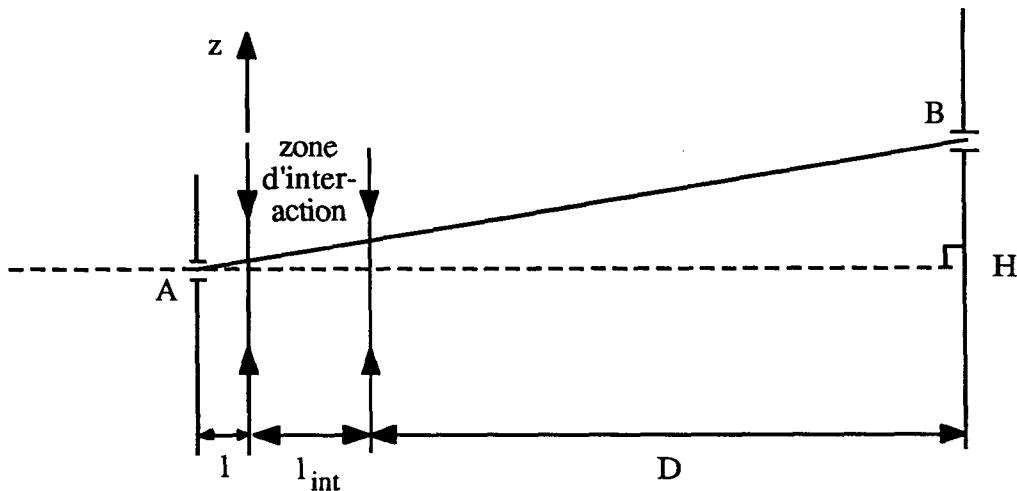
$$Z = z + \frac{v}{V_L} D$$

où V_L est sa vitesse longitudinale, supposée ici parfaitement définie. Le signal mesuré par le détecteur, qui est un nombre d'atomes en fonction de la position Z , donne donc une information composée, fonction de la position z et de la vitesse transverse v des atomes en sortie de la zone d'interaction. Si la distance D est très grande devant la largeur initiale (suivant z) du jet, la distance Z sera quasiment proportionnelle à v . Mais dans notre situation expérimentale typique ($D \sim 1\text{m}$, $v/V_L \sim 10^{-3}$ et $z =$ quelques mm), les deux termes sont du même ordre de grandeur. Il est par conséquent nécessaire de fixer z par une fente d'analyse placée au niveau de la zone d'interaction pour pouvoir mesurer une véritable distribution de vitesses transverses.

De plus, on veut non seulement connaître la vitesse transverse des atomes en sortie de la zone d'interaction, mais aussi leur vitesse transverse initiale (à l'entrée dans la zone d'interaction) pour pouvoir en déduire l'effet des ondes laser. Nous allons présenter la méthode d'analyse que nous avons utilisée. Nous verrons l'importance de la position de la fente d'analyse par rapport à la zone d'interaction et l'influence de la largeur des fentes sur la résolution en vitesse transverse.

b) Principe de l'analyse des vitesses transverses

Considérons la situation suivante où une fente d'analyse A est placée juste avant la zone d'interaction :



Si les distances l et l_{int} sont très petites devant D , on peut négliger le déplacement suivant z d'un atome entre le point A et la sortie de la zone d'interaction. On peut alors calculer la vitesse transverse de l'atome par :

$$v = v_L \cdot \frac{BH}{AH} \quad (\text{II-10})$$

où v_L est la vitesse longitudinale. Le point B est la position où l'atome est détecté : si on occulte les faisceaux laser, on obtient la vitesse transverse initiale; si l'atome a interagi avec les faisceaux, on obtient la vitesse transverse finale.

La détermination de v par la formule (II-10) nécessite de connaître V_L et de repérer le point H.

La mesure de la vitesse longitudinale V_L est faite par une méthode de temps de vol (voir § II.B.2 sur le jet atomique). La distribution des vitesses obtenue pour l'ensemble des atomes dépend des paramètres du jet : elle est typiquement centrée à 1300m/s avec une dispersion de $\pm 10\%$. Ceci implique une incertitude sur la vitesse transverse, calculée à partir de la valeur moyenne de V_L , de l'ordre de 10%. Le second paramètre à déterminer est la position du point H pour une position A donnée de la fente d'analyse. L'axe AH est la perpendiculaire aux faisceaux laser passant par A. Pour le matérialiser, on peut utiliser l'interaction des atomes avec les faisceaux. On réalise une mélasse optique très efficace (c'est-à-dire avec un fort coefficient de friction, voir § II.C) qui ramène très rapidement à zéro la vitesse transverse atomique. Dans ces conditions, les atomes sont détectés en un point B très proche de H. L'écart entre les 2 points est de l'ordre de $|v_i/V_L|$ où v_i est la vitesse transverse initiale de l'atome. Pour minimiser cet écart, on a intérêt à repérer le point H correspondant à une position A de la fente d'analyse pour laquelle la vitesse initiale est très faible. On en déduira tous les autres couples (A,H) correspondant à des vitesses initiales plus grandes, d'après la mesure du déplacement des fentes d'analyse et de détection.

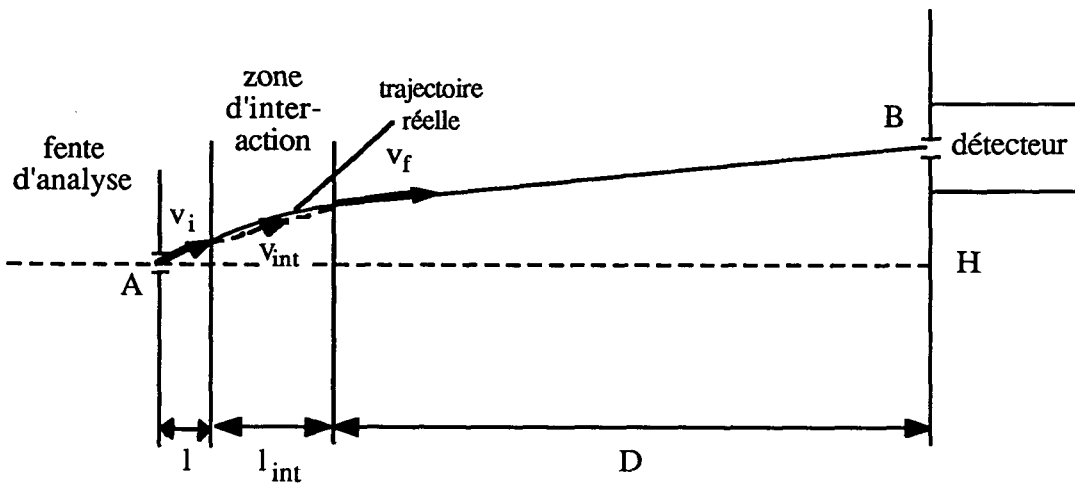
Nous disposons à présent de tous les éléments pour calculer la vitesse transverse v d'un atome par la formule (II-10). Nous savons déjà que v ne pourra être connu à mieux que 10%, à cause de la dispersion des vitesses longitudinales. Nous allons maintenant évaluer l'erreur sur v compte-tenu des distances l et l_{nt} non nulles.

c) Incertaince sur la vitesse transverse lorsque la fente d'analyse est placée avant la zone d'interaction

Il faut distinguer la mesure de la vitesse transverse initiale de celle de la vitesse finale.

Pour mesurer la vitesse initiale, on occulte les faisceaux laser. La vitesse transverse est donnée de manière exacte par la formule (II-10), les seules sources d'incertitude étant la dispersion de la vitesse longitudinale et l'erreur sur la position de H qui ont été évaluées au paragraphe précédent.

Intéressons-nous maintenant à la vitesse transverse finale, dans le cas d'une mélasse optique qui ne ramène pas forcément les atomes à une vitesse transverse nulle. Un atome passant en A avec une vitesse transverse initiale v_i va sortir de la zone d'interaction avec une vitesse transverse v_f non nulle, après un trajet dans la mélasse optique avec une vitesse variable, comprise entre v_i et v_f , que l'on peut modéliser par une vitesse transverse moyenne constante v_{int} .



La distance BH vaut alors :

$$BH = \frac{v_i}{V_L} l + \frac{v_{int}}{V_L} l_{int} + \frac{v_f}{V_L} D$$

ce que l'on peut écrire :

$$BH = \frac{v_f}{V_L} (l + l_{int} + D) + \frac{v_i - v_f}{V_L} l + \frac{v_{int} - v_f}{V_L} l_{int}$$

L'application de la formule (II-10) va donner une valeur approchée v'_f de la vitesse transverse finale :

$$v'_f = v_L \frac{BH}{AH} = v_L \cdot \frac{BH}{1+l_{int}+D}$$

L'écart $\Delta v_f = v'_f - v_f$ entre la valeur calculée par (II-10) et la valeur réelle vaut donc :

$$\Delta v_f = \frac{v_L}{1 + l_{int} + D} \left[\frac{v_i - v_f}{v_L} l + \frac{v_{int} - v_f}{v_L} l_{int} \right]$$

On peut majorer cette erreur sachant que :

$$0 \leq v_f \leq v_{int} \leq v_i$$

On obtient :

$$0 \leq \Delta v_f \leq \frac{v_L}{1 + l_{int} + D} \cdot \frac{v_i}{v_L} (1 + l_{int})$$

ou encore :

$$0 \leq \Delta v_f \leq v_i \frac{1 + l_{int}}{1 + l_{int} + D}$$

On voit bien que cette erreur est négligeable si l et l_{int} sont très petits devant D . Dans nos conditions expérimentales typiques ($l \approx 50\text{mm}$, $l_{int} = 40\text{mm}$, $D \approx 1.4\text{m}$) et pour une vitesse initiale de 1m/s , l'erreur Δv_f est inférieure à 6cm/s .

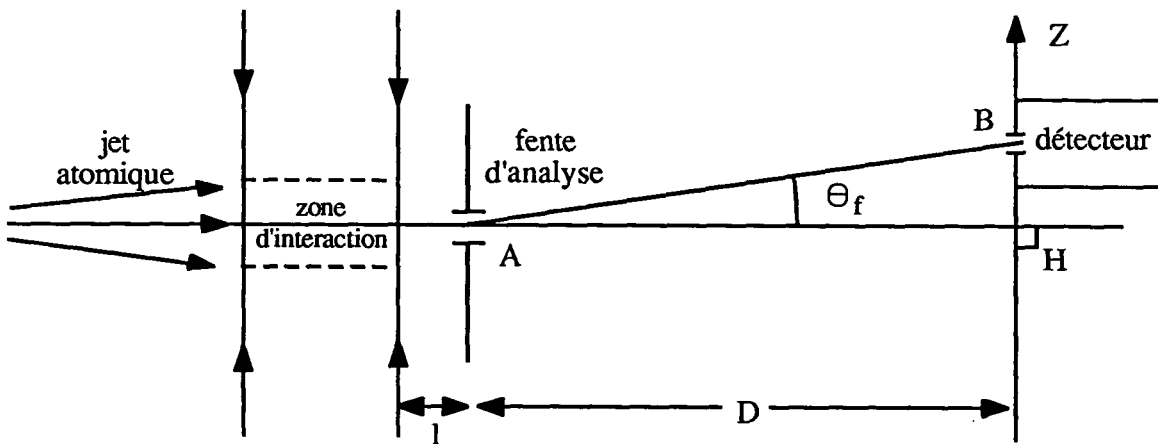
Finalement lorsque la fente d'analyse est placée avant la zone d'interaction, la mesure basée sur la formule (II-10) a l'avantage de déterminer précisément la distribution des vitesses transverses initiales (à la dispersion sur la vitesse longitudinale près), tandis que la vitesse finale est connue avec une incertitude de l'ordre de 6cm/s . Notons également que le nombre total d'atomes détectés avec ou sans faisceaux laser est constant.

Cette méthode d'analyse a été utilisée par exemple pour l'étude de la force moyenne exercée par une mélasse en fonction de la vitesse initiale (étude en cours, qui n'est pas présentée dans ce mémoire). Par contre la résolution en vitesse transverse finale est insuffisante pour l'étude des températures limites dans les "mélasses Doppler" (cf. § II.C.4) où la longueur d'interaction est plus grande (80mm), ainsi que pour l'étude du

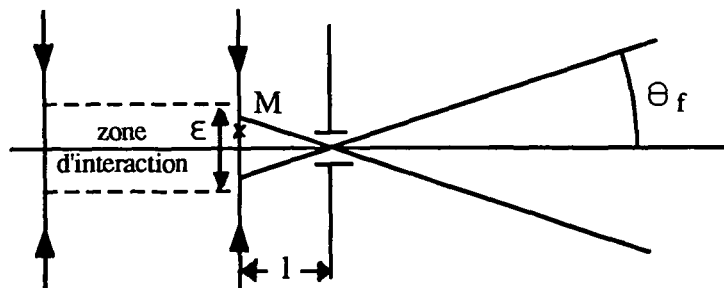
refroidissement par "résonance noire" (cf. § II. E) où l'on veut une résolution bien meilleure que la vitesse de recul liée à l'absorption ou l'émission d'un photon. Dans ces deux cas, on a choisi une géométrie différente, où la fente d'analyse est placée après la zone d'interaction.

d) Fente d'analyse placée après la zone d'interaction

La géométrie de détection est donc la suivante :



Dans cette situation l'angle θ_f donne accès à la vitesse transverse (formule (II-10)) des atomes dont on est sûr qu'ils sont passés en A. Le point H ayant été repéré par la même méthode que pour la fente avant la zone d'interaction, la position B du détecteur donne directement l'angle θ_f . On a donc avec la formule (II-10) une vraie mesure de la vitesse transverse au point A. Pour pouvoir appliquer cette méthode à notre problème, il faut d'abord vérifier que la distribution des vitesses au point A correspond à la distribution des vitesses transverses à la sortie de la zone d'interaction.



A priori la distribution des vitesses en A est une moyenne des distributions aux points M en sortie de la zone d'interaction, sur une étendue de l'ordre de :

$$\epsilon = 2l \operatorname{tg} \theta_f$$

Si ces distributions sont toutes identiques, la distribution en A ou en M sera la même. Dans notre montage, l est de l'ordre de 50mm et les plus grands angles mesurés valent 10^{-3} rd (soit des vitesses transverses de 1m/s), d'où $\epsilon = 0.1$ mm. On a vérifié qu'en translatant la fente d'analyse parallèlement aux faisceaux laser sur quelques ϵ , le profil mesuré est translaté de la même quantité et sa forme est inchangée. La distribution des vitesses finales mesurée en A correspond donc à la vraie distribution des vitesses finales. Les seules causes d'incertitude restent la dispersion des vitesses longitudinales (d'où $\Delta v/v \approx 10\%$) et la convolution par les fentes (voir paragraphe suivant). Sur des vitesses transverses faibles (environ 20cm/s) et avec des fentes suffisamment étroites (100 μ m, ou même 50 μ m), on peut obtenir une incertitude sur v inférieure aux 6cm/s de la géométrie précédente (fente avant la zone d'interaction). Cette méthode a donc été utilisée par exemple pour la démonstration du refroidissement en-dessous de l'énergie de recul liée à un seul photon (cf. § II.E). Par contre, cette géométrie ne donne pas directement la distribution initiale des vitesses transverses correspondant à la distribution finale observée en présence des lasers. En effet, les atomes sont déviés par les faisceaux laser au cours de l'interaction. Certains passent à travers la fente A alors qu'ils n'y passaient pas en l'absence d'interaction. Le nombre total d'atomes détectés n'est donc pas le même avec ou sans faisceaux laser. On peut cependant, si nécessaire, faire une correction sur la distribution mesurée sans faisceaux laser, en utilisant un modèle de la source d'atomes, basé sur des mesures.

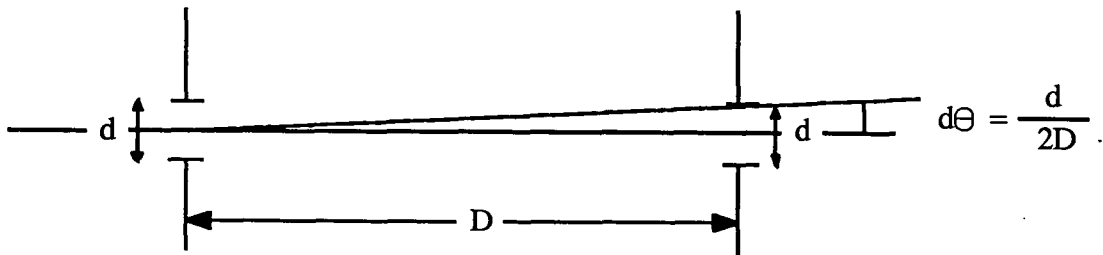
e) Effet de la largeur des fentes

Reprenons l'expression de base de la détermination de la vitesse transverse v (formule (II-10)) :

$$v = v_L \cdot \frac{BH}{AH} \approx v_L \cdot \theta$$

où θ est l'angle entre AH et BH, toujours très petit. On a vu l'incertitude sur v liée à la dispersion des vitesses longitudinales ($\Delta V_L/V_L \approx 10\%$). L'incertitude angulaire va, elle, être déterminée par la largeur des fentes d'analyse et de détection. Supposons ces fentes identiques et de largeur d . Comme elles sont distantes d'environ D (on néglige les distances l et l_{int} sur les figures précédentes), la résolution angulaire (demi-largeur à mi-hauteur de la convolution des fentes) est de :

$$d\theta = \frac{d}{2D}$$



La résolution en vitesse transverse associée à cette résolution angulaire vaut :

$$dv = v_L d\theta = v_L \cdot \frac{d}{2D}$$

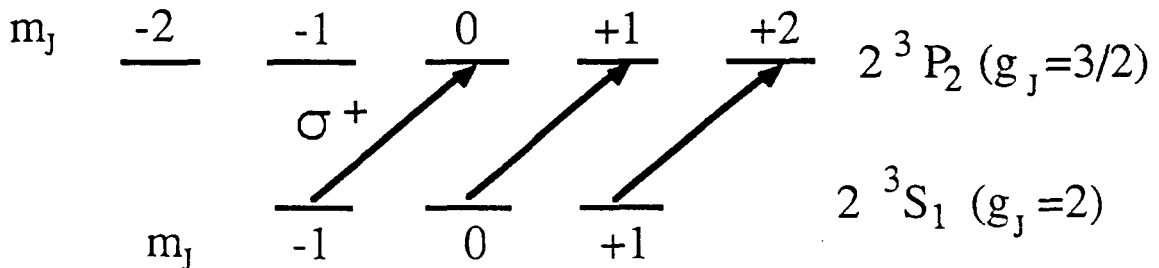
Par exemple pour des atomes de vitesse longitudinale $v_L = 1300\text{m/s}$ (refroidis à l'azote liquide) et des fentes de $100\mu\text{m}$ distantes de 1.4m , la résolution due aux fentes vaut :

$$dv = 1300 \cdot \frac{10^{-4}}{2 \times 1.4} \approx 5 \text{ cm/s.}$$

Cette incertitude sera égale à celle liée à la dispersion des vitesses longitudinales pour $v = 50\text{cm/s}$. En-dessous de cette vitesse, on a $dv = 5\text{cm/s}$ (effet de la largeur des fentes). Au-dessus, c'est la dispersion sur la vitesse longitudinale qui prédomine et $dv/v \approx 10\%$.

II. C. REFROIDISSEMENT RADIATIF D'UN ATOME A DEUX NIVEAUX [39-42, 45, 46]

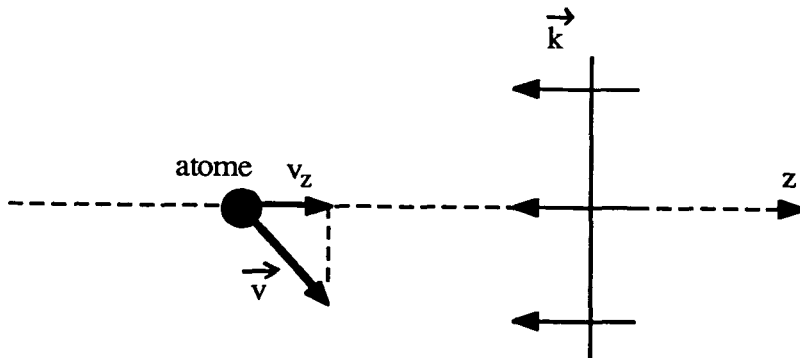
Dans ce paragraphe, nous allons considérer un modèle d'atome à deux niveaux d'énergie, avec une durée de vie τ^{-1} pour le niveau excité e. Ce modèle simple est une bonne approximation d'un système réel où un atome d'hélium 4 dans l'état métastable triplet 2^3S_1 est éclairé par une onde laser, polarisée en σ_+ et accordée sur la transition $2^3S(J=1) \rightarrow 2^3P(J=2)$:



En effet, le pompage optique accumule les atomes dans le système à deux niveaux $2^3S_1(m=+1) \rightarrow 2^3P_2(m=+2)$. La durée de vie du niveau excité vaut $\tau^{-1}=100\text{ns}$.

II. C. 1. Force de pression de radiation

Considérons un atome de fréquence de transition ω_0 éclairé par une onde plane de fréquence ω_L proche de ω_0 , se propageant suivant l'axe z :



Cet atome va pouvoir absorber un photon laser et réémettre un photon par émission spontanée (cycle de fluorescence). Faisons un bilan de quantité de mouvement sur une succession de N cycles de fluorescence :

- l'absorption de N photons de quantité de mouvement $\hbar\vec{k}$ va conduire à un recul $N\hbar\vec{k}$ de l'atome;
- l'émission spontanée ayant une probabilité égale suivant deux directions opposées, elle a un effet moyen nul sur la quantité de mouvement de l'atome.

Finalement la quantité de mouvement d'un atome ayant subi N cycles de fluorescence va être modifiée de $N\hbar\vec{k}$, d'où une force moyenne :

$$\langle \vec{F} \rangle = \frac{dN}{dt} \hbar\vec{k} \quad (\text{II-10bis})$$

dN/dt représente le nombre moyen de cycles de fluorescence par unité de temps. Pour un atome au repos, il vaut :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1+s_0} \quad (\text{II-11})$$

s_0 est le paramètre de saturation pour l'atome au repos :

$$s_0 = \frac{\omega_1^2 / 2}{\delta^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (\text{II-12})$$

où ω_1 est la fréquence de Rabi associée à l'onde laser, $\delta = \omega_L - \omega_0$ est le désaccord entre les fréquences du laser et de l'atome et Γ est la largeur naturelle du niveau excité de la transition atomique.

Pour un atome de vitesse \vec{v} , il faut tenir compte de l'effet Doppler en remplaçant δ par $\delta - \vec{k} \cdot \vec{v}$. La force moyenne de pression de radiation exercée par une onde plane de vecteur \vec{k} sur un atome de vitesse \vec{v} s'écrit alors :

$$\langle \vec{F} \rangle = \hbar\vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{s+1} \quad (\text{II-13a})$$

où le paramètre de saturation s vaut :

$$s = \frac{\omega_1^2 / 2}{(\delta - \vec{k} \cdot \vec{v})^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (\text{II-13b})$$

On peut représenter cette force moyenne, de direction \vec{z} , en fonction de la vitesse v_z de l'atome (projection de \vec{v} sur l'axe \vec{z}), par exemple pour un désaccord négatif ($\delta < 0$) et un vecteur d'onde $\vec{k} = -k\vec{z}$:

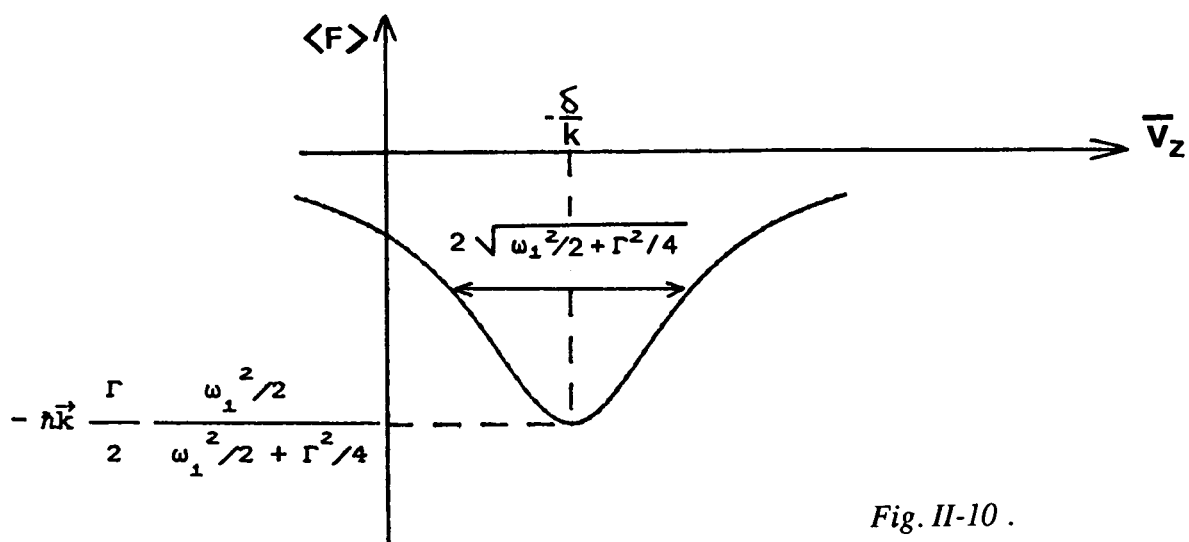


Fig. II-10.

C'est une lorentzienne centrée en $-\delta/k$ et de demi-largeur à mi-hauteur $\sqrt{\omega_1^2/2 + \Gamma^2/4}$. La force est d'autant plus grande que l'onde est résonnante avec les atomes (δ proche de 0). Elle est négative pour les atomes de vitesse $v_z > 0$: elle va donc ralentir les atomes qui se propagent en sens opposé à l'onde laser.

Ordre de grandeur :

Pour une onde laser intense ($\omega_1 \gg \Gamma$ d'où $s \gg 1$), la force s'écrit simplement :

$$\langle \vec{F} \rangle = \hbar\vec{k} \frac{\Gamma}{2}$$

Pour un atome d'hélium 4 métastable, cette force est 50 000 fois supérieure à la force de gravitation. Elle peut permettre d'arrêter un jet atomique initialement à 1000m/s sur une distance de l'ordre du mètre.

II. C. 2. Mélasse optique

Nous nous placerons désormais dans le cas d'ondes lasers peu intenses ($\omega_1 \ll \Gamma$, d'où $s \ll 1$). On montre alors [47] que l'on peut ajouter indépendamment les forces de pression de radiation lorsque plusieurs ondes agissent simultanément. Nous verrons au § II. C. 4 le cas général.

a) Principe

Considérons un atome éclairé par deux ondes planes de directions opposées et de même fréquence ω_L légèrement inférieure à ω_0 :

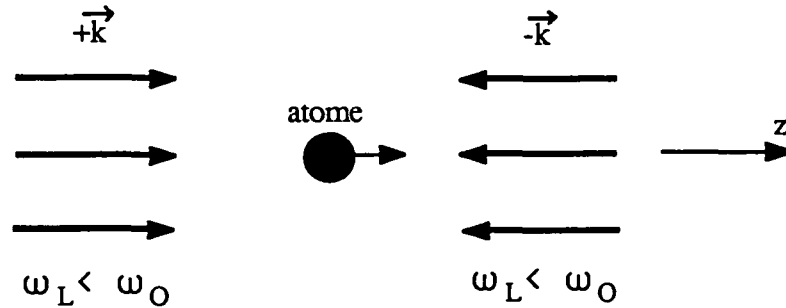


Fig. II-11 .

Si l'atome est au repos ($v_z = 0$), les deux forces de pression de radiation exercées par les ondes $+\vec{k}$ et $-\vec{k}$ se compensent. Si l'atome a une vitesse $v_z > 0$, l'onde $-\vec{k}$ se rapproche de résonance par effet Doppler tandis que l'onde $+\vec{k}$ s'en éloigne. La force de pression de radiation liée à l'onde $-\vec{k}$ prédomine, ce qui ralentit l'atome. De même, si l'atome a une vitesse $v_z < 0$, c'est l'onde $+\vec{k}$ qui va être la plus proche de résonance, d'où une force de pression de radiation suivant \vec{k} qui ralentit aussi l'atome. Finalement, la vitesse de l'atome va être réduite suivant \vec{k} quel que soit le sens de déplacement de l'atome. Si on place trois paires d'ondes planes de ce type suivant les trois directions de l'espace, on peut réduire la vitesse de l'atome quelle que soit sa direction.

Remarque :

L'effet physique qui rend ce phénomène dépendant de la vitesse de l'atome étant l'effet Doppler, la mélasse optique est communément appelée mélasse Doppler; de même la température limite de ce processus est souvent appelée limite Doppler.

b) Force de friction

Pour des ondes peu intenses, on peut ajouter indépendamment l'effet des deux ondes. La force résultante moyenne est donc la somme des deux pressions de radiations :

$$\langle \vec{\mathcal{F}} \rangle = \langle \vec{F} (+\vec{k}) \rangle + \langle \vec{F} (-\vec{k}) \rangle$$

D'après l'expression (II-13a), cette force s'écrit :

$$\langle \vec{\mathcal{F}} \rangle = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \left[\frac{s_+}{s_+ + 1} - \frac{s_-}{s_- + 1} \right]$$

où s_{\pm} est le paramètre de saturation de l'onde $\pm \vec{k}$. Puisqu'on s'est placé dans le cas $s \ll 1$ pour chaque onde, on a :

$$\langle \vec{\mathcal{F}} \rangle = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} (s_+ - s_-)$$

D'où, d'après (II-13b) :

$$\langle \vec{\mathcal{F}} \rangle = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{\omega_1^2}{2} \left[\frac{1}{(\delta - \vec{k} \cdot \vec{v})^2 + \Gamma^2/4} - \frac{1}{(\delta + \vec{k} \cdot \vec{v})^2 + \Gamma^2/4} \right] \quad (\text{II-14})$$

On peut représenter $\langle \vec{\mathcal{F}} \rangle$ en fonction de la vitesse v_z de l'atome comme la différence des deux forces de pression de radiation (ici $\delta < 0$) :

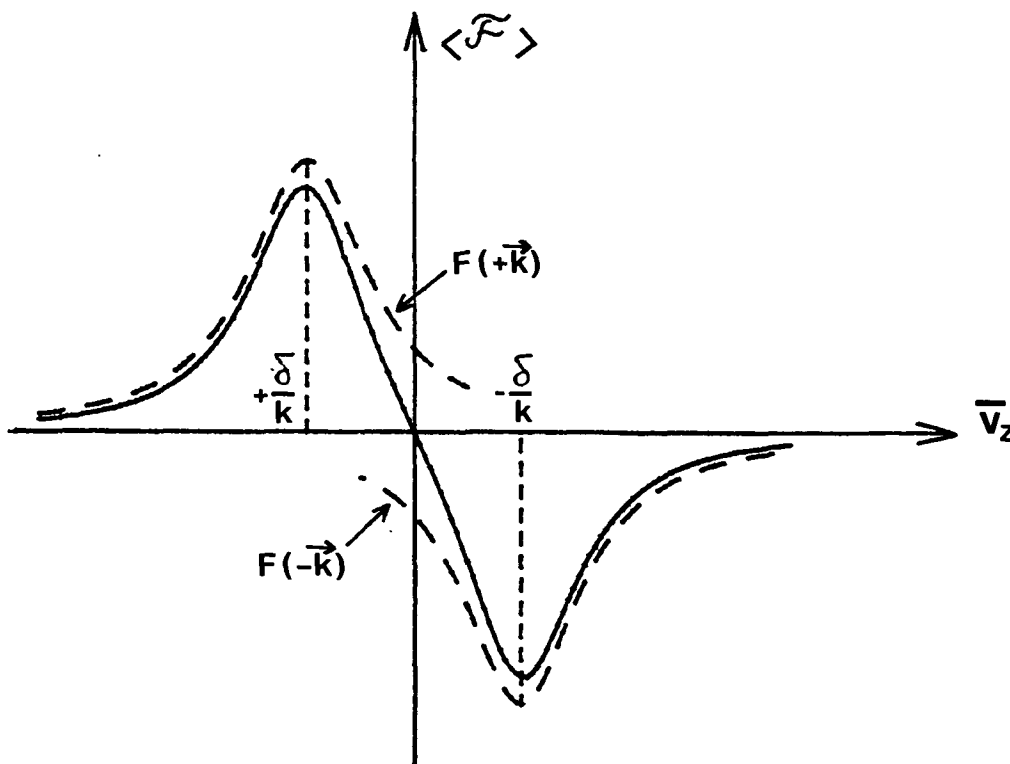


Fig. II-12 .

On voit apparaître une plage linéaire autour de $v_z=0$ qui correspond à une force de friction moyenne :

$$\langle \mathcal{F}(v_z) \rangle = -M \gamma v_z \quad \text{avec } \gamma > 0 \quad (\text{II-15})$$

Cette force s'oppose au mouvement quel que soit le sens de déplacement de l'atome. La variation d'énergie cinétique suivant z sous l'action de cette force moyenne vaut :

$$\frac{dE_{cz}}{dt} = \langle \mathcal{F}(v_z) \rangle \cdot v_z = -M \gamma v_z^2 = -2 \gamma E_{cz} < 0 \quad (\text{II-16})$$

Cette énergie diminue, donc les atomes sont refroidis suivant la direction z .

On peut calculer le coefficient de friction γ en développant l'expression (II-14) de $\langle \mathcal{F} \rangle$ au 1er ordre en kv_z/δ :

$$\langle \vec{\mathcal{F}} \rangle = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{\omega_1^2/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4} \left[1 + \frac{2kv_z\delta}{\delta^2 + \Gamma^2/4} - \left[1 - \frac{2kv_z\delta}{\delta^2 + \Gamma^2/4} \right] \right]$$

$$\langle \vec{\mathcal{F}} \rangle = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{\omega_1^2/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4} \cdot \frac{4k\delta}{\delta^2 + \Gamma^2/4} v_z$$

On voit bien qu'il n'y aura friction que pour $\delta < 0$. Le coefficient de friction γ s'écrit d'après (II-15) :

$$\gamma = - \frac{\hbar k^2}{M} \cdot \omega_1^2 \Gamma \cdot \frac{\delta}{(\delta^2 + \Gamma^2/4)^2} \quad (\text{II-17})$$

Pour une intensité laser donnée (ω_1 fixé), la friction maximale est obtenue pour $\delta = -\Gamma/(2\sqrt{3})$ et vaut :

$$\gamma_{\max} = - \frac{9}{2\sqrt{3}} \frac{\hbar k^2}{M} \frac{\omega_1^2}{\Gamma^2} \quad (\text{II-17bis})$$

Par contre la plage de capture de la force de friction augmente avec le désaccord. En effet la force $\langle \mathcal{F} \rangle$ n'a une valeur importante que dans un intervalle de vitesse de l'ordre de $2\delta/k$ autour de zéro. Il y a donc un compromis à faire entre le coefficient de friction et la plage de capture.

Remarque :

Pour l'hélium 4 métastable, la plage de capture correspondant à $\delta = -\Gamma/2$ vaut :

$$\Delta v = 2 \frac{|\delta|}{k} = \frac{\Gamma}{k} = \frac{\Gamma}{2\pi} \cdot \lambda \quad (\text{II-18})$$

$$\Delta v = 1.6 \text{ m/s}$$

Cette plage correspond à la vitesse pour laquelle l'atome sort de résonance avec l'onde laser à cause de l'effet Doppler. Elle est plus étroite pour ${}^4\text{He}^*$ que pour Cs (4m/s) ou Na (6m/s). Nous verrons dans la partie D comment on peut maintenir l'atome plus longtemps en résonance dans certains cas.

c) Diffusion de l'impulsion atomique : chauffage

Nous avons mis l'accent dans ce qui précède sur le fait que nous calculions une force moyenne. En fait, la force radiative \mathcal{F} fluctue autour de la valeur moyenne que nous venons de calculer. Nous allons indiquer l'origine de ces fluctuations et les caractériser par un coefficient de diffusion. Cette diffusion provoque un chauffage qui va s'opposer au refroidissement dû à la force de friction moyenne.

Deux phénomènes physiques induisent des fluctuations de la force radiative. Tout d'abord le recul aléatoire de l'atome, lors de l'émission spontanée d'un photon, provoque une marche au hasard dans l'espace des quantités de mouvement. Cette marche au hasard est centrée autour de la valeur moyenne $\langle \vec{p} \rangle$ de la quantité de mouvement de l'atome, mais elle provoque une diffusion autour de cette valeur moyenne. Cette diffusion est analogue au mouvement brownien d'une particule lourde (l'atome) dans un bain de photons. On peut la caractériser par la variance de la quantité de mouvement :

$$\langle \Delta \vec{p}^2 \rangle = \langle |\vec{p} - \langle \vec{p} \rangle|^2 \rangle$$

Comme pour le mouvement brownien, la variance $\langle \Delta \vec{p}^2 \rangle$ augmente linéairement avec le temps. Il lui correspond une énergie cinétique supplémentaire de l'atome $\langle \Delta \vec{p}^2 \rangle$ qui augmente aussi linéairement avec le temps : il y a donc chauffage.

L'autre cause de fluctuation de la force radiative provient du caractère statistique des processus d'absorption. Le nombre N de photons absorbés pendant un temps t est une variable aléatoire qui fluctue autour de sa valeur moyenne $\langle N \rangle$. La quantité de mouvement gagnée par absorption pendant un temps t , qui vaut $(N_+ - N_-) \hbar \vec{k}$, fluctue donc autour de la valeur moyenne calculée plus haut. On a là encore une diffusion de la quantité de mouvement, qui se traduit par un chauffage.

Il est possible de calculer l'accroissement de la variance $\Delta \vec{p}^2$ de la quantité de mouvement correspondant aux deux phénomènes physiques qui viennent d'être évoqués. On peut écrire, dans la base (z, x, y) où z est la direction des faisceaux lasers :

$$\frac{d}{dt} \langle \Delta p_{ii}^2 \rangle = 2 D_{ii} \quad (i = x, y, z) \quad (\text{II-19})$$

où les D_{ii} sont les éléments diagonaux d'un tenseur de diffusion D qui vaut :

$$D = \frac{\Gamma}{2} s_0 \hbar^2 k^2 \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} + \frac{\Gamma}{2} s_0 \hbar^2 k^2 \begin{bmatrix} \overline{\cos^2 \Theta} & 0 & 0 \\ 0 & \overline{\sin^2 \Theta \cos^2 \Psi} & 0 \\ 0 & 0 & \overline{\sin^2 \Theta \sin^2 \Psi} \end{bmatrix}$$

(II-20)

Le premier terme représente la contribution des fluctuations de $(N_+ - N_-)$, qui a un effet uniquement suivant la direction z des faisceaux lasers. Le second terme est dû au recul aléatoire lors de l'émission spontanée : Θ et Ψ sont les angles polaires du photon émis, et les moyennes se font sur le diagramme de rayonnement du dipôle. Pour une émission isotrope, les trois moyennes angulaires valent $1/3$. Pour un dipôle oscillant selon Ox , elles valent $2/5$ suivant z et y et $1/5$ suivant x .

d) Température limite

Considérons maintenant un ensemble d'atomes avec une distribution de quantité de mouvement $\mathcal{P}(p_z)$, soumis à une mélasse suivant la direction z . L'effet combiné du refroidissement dû à la friction et du chauffage dû à la diffusion va conduire à un régime stationnaire : on montrera plus loin (§ II.C.3) qu'il correspond à une distribution $\mathcal{P}(p_z)$ de Maxwell-Boltzmann centrée en $p_z=0$. On peut d'ores et déjà évaluer la température limite correspondant au régime stationnaire. Ecrivons l'énergie cinétique suivant z de l'ensemble des atomes :

$$E_{cz} = \int dp_z \mathcal{P}(p_z) \frac{p_z^2}{2M}$$

La variation d'énergie cinétique peut s'écrire en fonction de la force radiative $\mathcal{F}(p_z)$:

$$\frac{dE_{cz}}{dt} = \int dp_z \mathcal{P}(p_z) \mathcal{F}(p_z) \frac{p_z}{M}$$

On peut remplacer $\mathcal{F}(p_z)$ par sa valeur moyenne $\langle \mathcal{F}(p_z) \rangle$, à condition de rajouter le terme de diffusion (II-19), qui est pratiquement indépendant de p_z (cf. formule (II-20)). On obtient donc :

$$\frac{dE_{cz}}{dt} = \int dp_z \mathcal{P}(p_z) \langle \mathcal{F}(p_z) \rangle \frac{p_z}{M} + \frac{D_{zz}}{M}$$

Au voisinage de $p_z = 0$ (valeur moyenne de $\mathcal{P}(p_z)$), la force moyenne est la force de friction $-\gamma p_z$ (formule (II-15)). On obtient finalement :

$$\frac{dE_{cz}}{dt} = -2\gamma \int dp_z \mathcal{P}(p_z) \frac{p_z^2}{2M} + \frac{D_{zz}}{M}$$

$$\frac{dE_{cz}}{dt} = -2\gamma E_{cz} + \frac{D_{zz}}{M}$$

En régime stationnaire, les deux termes dus à la friction et à la diffusion se compensent pour donner une énergie cinétique constante égale à :

$$E_{cz} = \frac{D_{zz}}{2M\gamma}$$

On peut, à partir de là, définir une température d'équilibre suivant z par :

$$E_{cz} = \frac{1}{2} k_B T_z$$

On obtient ainsi l'expression de la température limite (à une dimension) :

$$k_B T_z = \frac{D_{zz}}{My}$$

D'après (II-17) et (II-20) :

$$k_B T_z = -\hbar\Gamma \frac{\overline{1+\cos^2\theta}}{8} \left[\frac{2\delta}{\Gamma} + \frac{\Gamma}{2\delta} \right]$$

La température la plus basse ("limite Doppler") est obtenue pour $\delta = -\Gamma/2$ (ce qui ne correspond pas à la friction maximale). Elle est donnée par :

$$k_B T_{z \min} = \hbar\Gamma \frac{\overline{1+\cos^2\theta}}{4} \quad (\text{II-24})$$

Dans le cas d'ondes laser polarisées σ_+ par rapport à l'axe z, l'émission spontanée dans la direction z se fait avec une probabilité :

$$\overline{\cos^2\theta} = \frac{2}{5} \quad (\text{II-25})$$

D'où une température limite à une dimension :

$$k_B T_{z \min} = \frac{7}{20} \hbar\Gamma \quad (\text{II-26})$$

Pour l'hélium 4 métastable refroidi sur la transition $2^3S \rightarrow 2^3P$ ($\Gamma/2\pi = 1.6\text{MHz}$), cette limite vaut :

$$T_{z \min} = 27 \mu\text{K} \quad (\text{II-27})$$

Remarques :

- (i) Pour une émission spontanée isotrope ($\overline{\cos^2\theta} = 1/3$), on aurait trouvé :

$$k_B T_{z \min} = \frac{\hbar\Gamma}{3} \quad (\text{II-28})$$

qui est très peu différent de l'expression (II-26).

- (ii) Dans le cas d'une mélasse à 3 dimensions (6 ondes laser), il faut prendre

. $D_{zz} + D_{xx} + D_{yy}$ au lieu de D_{zz}

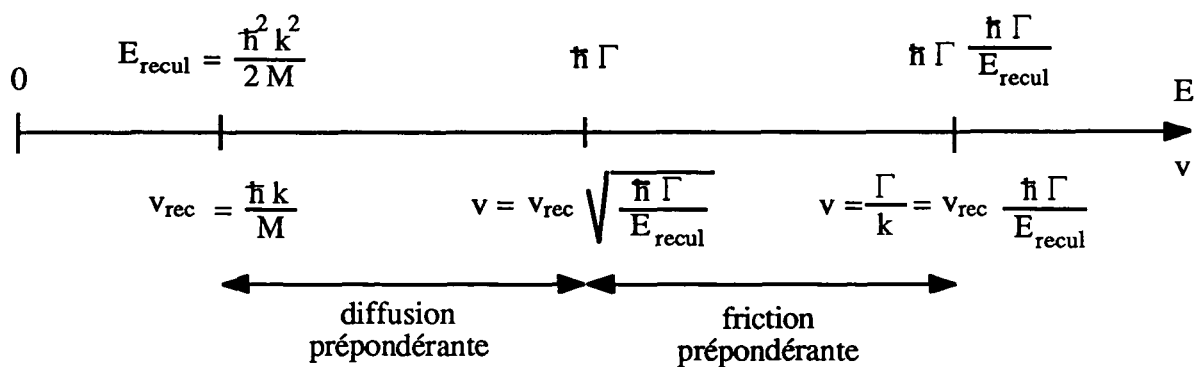
. $E_c = \frac{3}{2} k_B T$ au lieu de $\frac{1}{2} k_B T$

On trouve alors :

$$k_B T_{\min} = \frac{\hbar\Gamma}{2} \quad (\text{II-29})$$

Cette température limite est plus élevée qu'à une dimension où une partie de l'échauffement des atomes est réparti dans les 2 autres dimensions.

On peut récapituler les énergies importantes intervenant dans le processus de refroidissement, ainsi que les températures et les vitesses correspondantes, sur le schéma suivant :



Les valeurs numériques correspondantes pour l'hélium 4 métastable, le sodium et le césium sont reportées dans le tableau ci-dessous (T défini par $Mv^2/2 = k_B T/2$) :

	Recul d'un photon $v_{\text{rec}} = \hbar k/M$	Limite Doppler à une dimension $k_B T = 7\hbar\Gamma/20$	Effet Doppler égal à la largeur naturelle $k v = \Gamma$
$^4\text{He}^*$	$v = 9.2 \text{ cm/s}$ $T = 4 \text{ } \mu\text{K}$	$v = 24 \text{ cm/s}$ $T = 27 \text{ } \mu\text{K}$	$v = 1.6 \text{ m/s}$ $T = 1.2 \text{ mK}$
Na	$v = 3 \text{ cm/s}$ $T = 2.5 \text{ } \mu\text{K}$	$v = 24 \text{ cm/s}$ $T = 0.17 \text{ mK}$	$v = 5.9 \text{ m/s}$ $T = 96 \text{ mK}$
Cs	$v = 3.5 \text{ mm/s}$ $T = 0.2 \text{ } \mu\text{K}$	$v = 7.4 \text{ cm/s}$ $T = 88 \text{ } \mu\text{K}$	$v = 4.4 \text{ m/s}$ $T = 320 \text{ mK}$

II. C. 3. Equation d'évolution de la distribution de vitesses

a) Intérêt

La température limite qui vient d'être établie correspond à l'état d'équilibre de la distribution de vitesses des atomes (distribution de Maxwell-Boltzmann). Il est également intéressant de connaître l'évolution temporelle vers l'équilibre de cette distribution de vitesses. En effet, considérons une expérience de refroidissement transverse d'un jet d'hélium 4 métastable sur la transition $2^3S \rightarrow 2^3P$ ($\Gamma/2\pi = 1.6\text{MHz}$). Le temps typique de refroidissement est de l'ordre de γ^{-1} où γ est le coefficient de friction donné par la formule (II-17). Pour un désaccord $\delta = -\Gamma/2\sqrt{3}$, γ est maximal (formule (II-17bis)) et on a :

$$\gamma^{-1} = \left[\frac{9}{2\sqrt{3}} \frac{\hbar k^2}{M} \frac{\omega_1^2}{\Gamma^2} \right]^{-1}$$

Pour atteindre la température limite de $27\mu\text{K}$, il faut que les ondes soient très peu intenses; considérons par exemple deux ondes de fréquence de Rabi :

$$\omega_1 = 0.1 \Gamma$$

Le temps typique de refroidissement vaut alors :

$$\gamma^{-1} = 38 \frac{M}{\hbar k^2} \approx 77 \text{ } \mu\text{s}$$

Pour des atomes de vitesse longitudinale 1300m/s, cela correspond à une longueur d'interaction :

$$l_{\text{int}} \approx 10 \text{ cm}$$

Pour atteindre le régime stationnaire, il faut un temps égal à plusieurs γ^{-1} , donc une très grande longueur d'interaction, qu'il est difficile de réaliser expérimentalement. Pour pouvoir confronter théorie et expérience, il faut donc s'intéresser au régime transitoire.

b) Modèle théorique ; équation de Fokker-Planck

On veut écrire l'équation d'évolution temporelle de la distribution $\mathcal{P}(p_z, t)$ de quantité de mouvement suivant z de l'ensemble des atomes soumis à la force radiative (on notera désormais $p_z = p$ par commodité). $\mathcal{P}(p, t)$ représente pour un atome la probabilité d'avoir la quantité de mouvement p à l'instant t . Pour calculer l'évolution temporelle de $\mathcal{P}(p, t)$, on peut, moyennant certaines hypothèses, assimiler l'atome à une particule brownienne subissant des collisions dans un bain de photons. On peut alors écrire l'évolution de $\mathcal{P}(p, t)$ sous la forme d'une équation de Fokker-Planck [41-44, 49, 50] :

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathcal{P}(p, t) = \gamma \frac{\partial}{\partial p} p \mathcal{P}(p, t) + D \frac{\partial^2}{\partial p^2} \mathcal{P}(p, t) \quad (\text{II-30})$$

γ et D sont les coefficients de friction et de diffusion définis et calculés précédemment (éqs. (II-15) et (II-19)). On peut récrire cette équation sous la forme d'une équation de continuité :

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathcal{P}(p, t) = - \frac{\partial}{\partial p} J(p, t) \quad (\text{II-31})$$

où $J(p, t)$ est un courant défini par :

$$J(p, t) = -\gamma p \mathcal{P}(p, t) - D \frac{\partial}{\partial p} \mathcal{P}(p, t) \quad (\text{II-32})$$

c) Solution stationnaire

La distribution stationnaire $\mathcal{P}_{st}(p, t)$ est donnée par :

$$J(p, t) = 0 = -\gamma p \mathcal{P}_{st}(p, t) - D \frac{\partial}{\partial p} \mathcal{P}_{st}(p, t) \quad (\text{II-33})$$

D'où :

$$\mathcal{P}_{st}(p, t) = \mathcal{P}_o \exp \left[-\frac{\gamma p^2}{2D} \right] \quad (\text{II-34})$$

On obtient une distribution gaussienne que l'on peut écrire :

$$\mathcal{P}_{st}(p, t) = \mathcal{P}_o \exp \left[-\frac{p^2/2M}{k_B T} \right] \quad (\text{II-35})$$

avec $k_B T = \frac{D}{M\gamma}$ (II-36)

On retrouve bien la température d'équilibre calculée au paragraphe II.C.2d.

d) Solution générale

On peut calculer analytiquement la solution de l'équation de Fokker-Planck correspondant à un pic de Dirac $\delta(p-p_0)$ à l'instant initial $t=0$, c'est-à-dire la fonction de Green du problème :

$$\frac{2\pi D}{\gamma} (1 - e^{-2\gamma t})^{-1/2} \exp \left[-\frac{\gamma}{2D} \frac{(p-p_0 e^{-\gamma t})^2}{1 - e^{-2\gamma t}} \right] \quad (\text{II-37})$$

Dans le cas d'une distribution initiale ayant une certaine largeur, on peut utiliser cette solution pour écrire le résultat sous forme d'un produit de convolution. Le résultat final devra en général être calculé numériquement. Le recours à une résolution numérique étant indispensable, nous avons plutôt choisi d'intégrer pas à pas l'équation (II-30) à partir de la distribution initiale. On a ainsi accès à la distribution à tout moment ultérieur, ce qui permet une comparaison théorie-expérience pendant le régime transitoire.

II.C.4. Hors de l'approximation des faibles intensités

Lorsque l'intensité des ondes lasers devient grande (paramètre de saturation s supérieur à 0.5), on ne peut plus ajouter indépendamment l'effet des deux ondes se propageant en sens inverse. Des processus absorption-émission stimulée peuvent redistribuer de façon cohérente les photons entre ces deux ondes. Ceci donne une nouvelle force, appelée "force dipolaire". Il est encore possible dans ce cas d'utiliser une équation de Fokker-Planck pour calculer l'évolution de la distribution de vitesses, à condition de prendre comme coefficients de friction et de diffusion les valeurs prenant en compte la force dipolaire. Nous avons utilisé l'expression exacte de ces coefficients, donnée dans la thèse d'Etat de J. DALIBARD [46], pour interpréter nos expériences. Ils ont également été calculés par GORDON et ASHKIN [40].

Remarque :

Il est également possible de calculer la force moyenne $\langle \mathcal{F}(v) \rangle$ quelle que soit l'intensité des ondes et quelle que soit la vitesse des atomes [47, 48]. A basse intensité, la force est bien égale à la somme des pressions de radiation, tandis qu'à très haute intensité, elle peut devenir freinante pour $s > 0$ et chauffante pour $s < 0$, ce qui est le contraire de la "mélasse Doppler". Cette mélasse, appelée "mélasse stimulée", a été observée pour la première fois au laboratoire de l'ENS sur le jet de césium [51]. Signalons que nous avons également testé cette nouvelle méthode de refroidissement sur notre jet d'hélium. Le faisceau laser était beaucoup moins dilaté que précédemment (environ 20 fois moins). On avait donc une intensité plus élevée (fréquence de Rabi $\omega_1 \approx 18\Gamma$) mais une longueur d'interaction de 5mm seulement. Il n'y avait pas de première fente d'analyse F_1 , et la seconde fente F_2 faisait 1mm de large. La figure II-13 montre les profils obtenus :

- sans laser (courbe a)
- avec laser $\Delta = +5\Gamma$ (courbe b)
- avec laser $\Delta = -5\Gamma$ (courbe c)

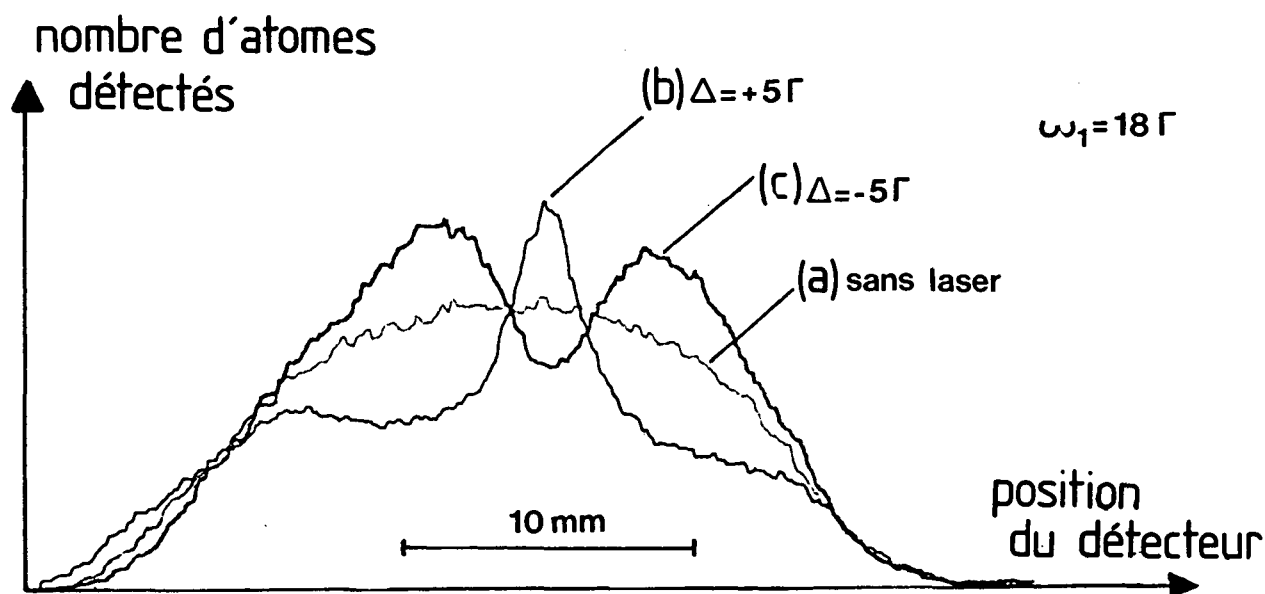


Fig. II-13 . Mélasses stimulées [51].

Profil atomique transverse obtenu à 2.3m de la zone d'interaction:

(a) sans laser,

(b) avec laser intense désaccordé vers le bleu ($\Delta = +5\Gamma$),

(c) avec laser intense désaccordé vers le rouge ($\Delta = -5\Gamma$).

Les atomes sont éclairés transversalement par deux ondes de même désaccord et de fréquence de Rabi $\omega_1 = 18\Gamma$. Une fente de 1mm de large est placée devant le détecteur, tandis que le faible diamètre du jet atomique au niveau de la zone d'interaction (2mm) joue le rôle de fente d'analyse.

Les atomes sont refroidis pour un désaccord positif (bleu) et expulsés pour désaccord négatif (rouge): c'est l'inverse du refroidissement par "mélasses Doppler". De plus ce processus agit pour un temps d'interaction très court : 2 à 3 μ s pour cette expérience.

On voit bien l'effet de refroidissement pour le désaccord positif et de chauffage (expulsion) pour le désaccord négatif. Ces effets sont très efficaces puisqu'ils agissent après un temps d'interaction de 2 ou $3\mu\text{s}$ (vitesse longitudinale moyenne de l'ordre de 2000m/s dans cette expérience).

II. C. 5. Etude expérimentale de la vitesse à une dimension

a) Schéma de l'expérience

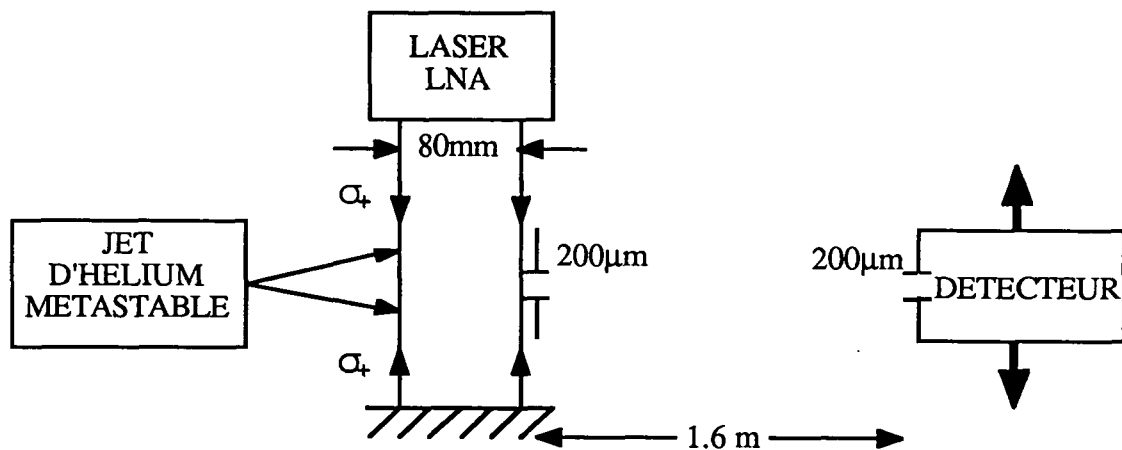


Fig. II-14 .

Il s'agit d'une mélasse optique transverse réalisée par rétro réflexion d'une onde laser plane. Les différents éléments du montage ont été décrits au paragraphe II. B. Les deux fentes de $200\mu\text{m}$ permettent de faire une analyse précise des profils de vitesses finals.

nombre
d'atomes
détectés

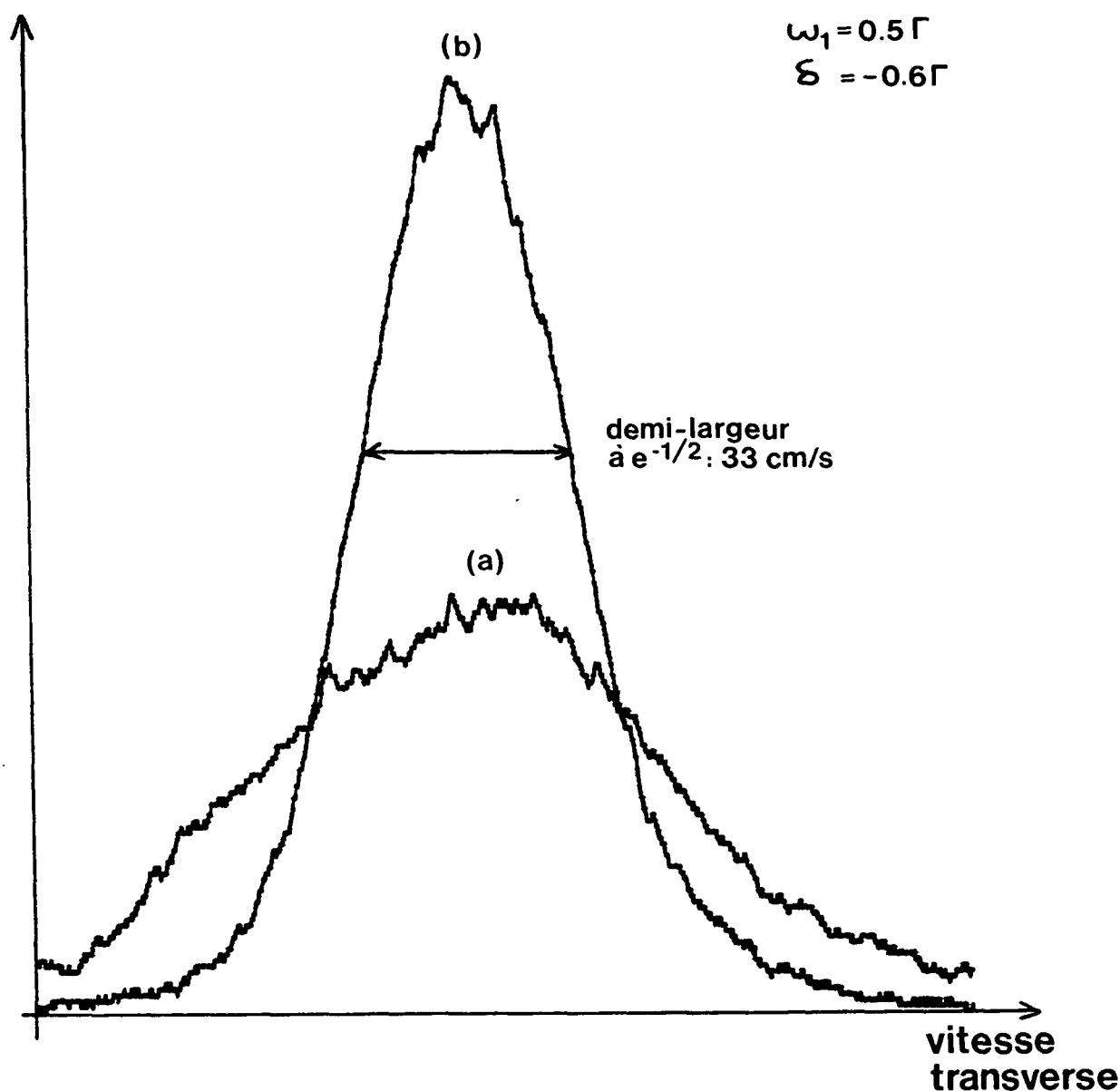


Fig. II-15. Distribution de vitesses transverses (nombre d'atomes détectés en fonction de la vitesse transverse):

(a) en l'absence de laser,

(b) en appliquant une mélasse optique formée de deux ondes σ_+ , pendant un temps d'interaction de $600\Gamma^{-1}$.

L'intensité (fréquence de Rabi $\omega_1 = 0.5 \Gamma$) et le désaccord ($\delta = -0.6 \Gamma$) des deux ondes ont été optimisés pour obtenir la distribution la plus étroite possible.

A partir d'une distribution initiale (a) de vitesse quadratique moyenne 50 cm/s (demi-largeur à $e^{-1/2}$), on obtient une distribution finale (b) de vitesse quadratique moyenne 33 cm/s correspondant à une température de $53 \mu\text{K}$.

b) Conditions expérimentales

Cette expérience est réalisée sur un jet d'hélium 4 refroidi à l'azote liquide ($T=77K$). La distribution de vitesses longitudinales est centrée en $V_L = 1360m/s$. Le faisceau laser est résonnant ou quasi-résonnant avec la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$ de l'hélium 4 ($\lambda=1083,034nm$). Il est dilaté pour atteindre un waist ("col" du faisceau) de 110mm au niveau de la zone d'interaction. Le diamètre de la seconde lentille du télescope limite le diamètre du faisceau à 80mm : au bord de cette zone, l'intensité du faisceau a chuté de 23%. La fréquence de Rabi par onde (aller ou retour) associée à l'intensité au centre du faisceau peut être réglée de 0 à 0.5Γ .

On a réglé les deux ondes en polarisation σ_+ (voir la méthode de réglage au § II.B.4) par rapport à l'axe z de la mélasse. Ce réglage est important pour que le pompage optique des atomes dans le sous-niveau inférieur $m_J=+1$ puisse avoir lieu: ceci rend la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$ équivalente à un système à 2 niveaux. Pour que le pompage optique soit parfaitement efficace, il faut un champ magnétique nul suivant les directions orthogonales au laser. Il faut donc compenser le champ magnétique terrestre qui va provoquer une précession de Larmor entre les sous-niveaux Zeeman et donc s'opposer au pompage optique. On a compensé ce champ à l'aide de trois paires de bobines de Helmholtz.

Enfin dans ces conditions, on a mesuré des profils de vitesses finales grâce à deux fentes de $200\mu m$ (hauteur 10mm) placées respectivement juste après la zone d'interaction et sur le multiplicateur d'électrons. La résolution en vitesse transverse est de l'ordre de 10cm/s, et permet donc de mesurer les vitesses limites qu'on attend, voisines de 30cm/s.

c) Résultats expérimentaux

On part d'une distribution initiale de vitesses transverses de demi-largeur (à $e^{-1/2}$) 50cm/s : c'est la courbe (a) de la figure II-15, obtenue en l'absence des faisceaux lasers. La distribution finale des vitesses la plus étroite (donc la température la plus basse) est obtenue pour une fréquence de Rabi $\omega_1 = 0.3\Gamma$ et un désaccord par rapport à la résonance $\Delta = -0.5\Gamma$: c'est la courbe (b) de la figure II-15. Ce profil est très proche

demi-largeur à $e^{-1/2}$
de la distribution
des vitesses transverses

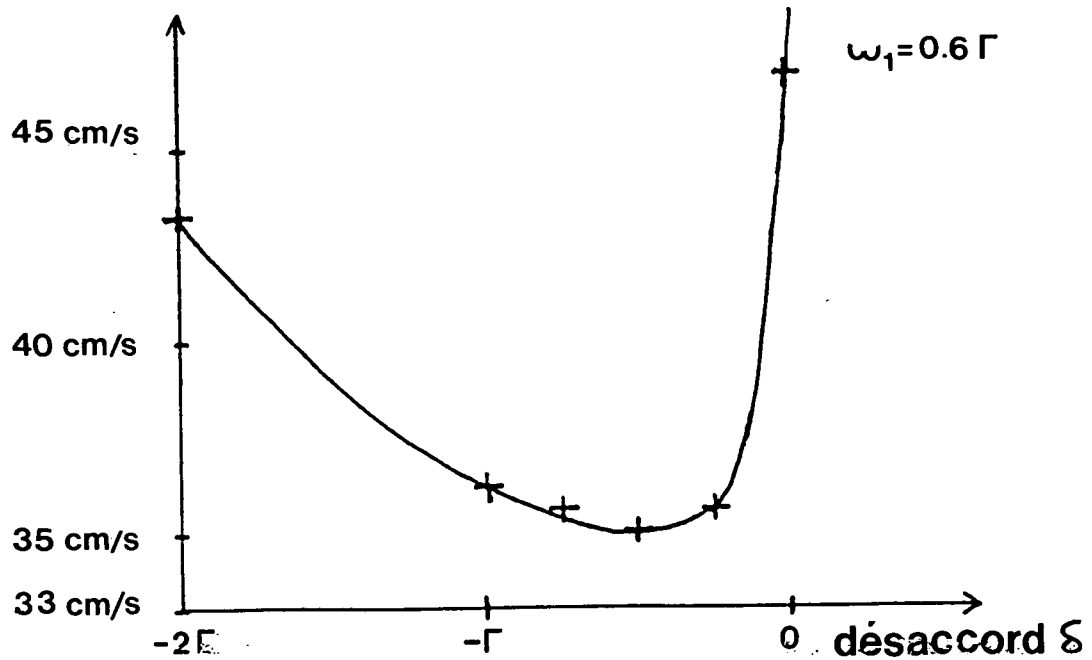


Fig. II-16 . Vitesse quadratique moyenne des atomes (demi-largeur à $e^{-1/2}$ de la distribution transverse) en fonction du désaccord du laser pour une fréquence de Rabi $\omega_1 = 0.6\Gamma$, et un temps d'interaction de $600\Gamma^{-1}$.

d'une gaussienne de demi-largeur (à $e^{-1/2}$) 33cm/s. On en déduit une température transverse de $53\mu\text{K}$.

Sur la figure II-16, on a porté la demi-largeur à $e^{-1/2}$ de la distribution finale des vitesses en fonction du désaccord. Pour les désaccords positifs, les atomes sont expulsés hors de l'axe du jet et on ne peut pas mesurer de largeur. L'optimum de refroidissement correspond à $\Delta = -\Gamma/2$, ce qui est en accord avec la théorie. La vitesse minimale correspondante (35cm/s) est légèrement supérieure à l'optimum de la figure II-15, car dans cette série d'expériences la largeur de raie du laser était de l'ordre de 1MHz (au lieu de 750kHz pour la figure II-15).

d) Comparaison théorie-expérience

On a intégré numériquement l'équation de Fokker-Planck (formule (II-30)) en prenant comme condition initiale une distribution gaussienne dont la demi-largeur à $e^{-1/2}$ correspond à la vitesse quadratique moyenne de la distribution initiale expérimentale (fig. II-15a), c'est-à-dire 50cm/s. Le temps d'interaction fini correspondant à l'expérience a été pris comme temps d'intégration :

$$t_{\text{int}} = \frac{80 \text{ mm}}{1360 \text{ m/s}} \approx 60 \mu\text{s} (= 600 \Gamma^{-1}).$$

Les coefficients de friction et de diffusion ont été pris sous leur forme exacte, c'est-à-dire en prenant en compte la force de pression de radiation et la force dipolaire (cf. § II.C.4). De plus, on a pris en compte la répartition gaussienne d'intensité dans les faisceaux, en prenant comme fréquence de Rabi au centre du faisceau la valeur expérimentale ($\omega_1 = 0.3\Gamma$). On trouve alors une distribution finale de vitesses transverses qui est une gaussienne de vitesse quadratique moyenne 30cm/s.

La théorie donne donc une valeur de vitesse légèrement plus faible que l'expérience, ce qui n'est pas surprenant puisqu'on a négligé plusieurs causes d'élargissement. Parmi ces causes, on peut citer :

- la convolution par les fentes de $200\mu\text{m}$ qui élargit de 30cm/s à 31.3cm/s ;
- la dispersion des vitesses longitudinales qui, d'une part modifie la conversion de l'angle Θ_f en vitesse transverse et, d'autre part, change le temps d'interaction.

L'effet de ce deuxième facteur est difficile à calculer avec précision car le profil de vitesses longitudinales n'était pas parfaitement contrôlé lors de cette expérience. On peut cependant évaluer grossièrement cet élargissement à environ 10%, soit 3cm/s . Finalement, compte-tenu de ces deux causes d'élargissement, théorie et expérience sont en bon accord.

Remarque :

La théorie prévoit qu'il faudrait un temps plus long, de l'ordre de $2000\tau^{-1}$ (soit une longueur d'interaction de 27cm avec la même vitesse longitudinale), pour s'approcher à 1% de la vitesse limite asymptotique de 24cm/s .

e) Conclusion. Perspectives

Nous avons vérifié que les températures obtenues à une dimension, avec des ondes laser peu intenses (s_0 donné par la formule (II-12) vaut environ 0.1), sur une transition $J=1 \rightarrow J=2$ éclairée en lumière polarisée σ_+ , correspondent aux valeurs calculées sur un modèle d'atome à deux niveaux.

Cette vérification est intéressante par opposition aux nouvelles expériences ayant montré la possibilité d'atteindre des températures plus basses que la "limite Doppler" [6,7], résultats surprenants qui ont ensuite été expliqués par de nouvelles théories mettant en jeu l'existence de plusieurs sous-niveaux Zeeman et de gradients de polarisation [52,53]. C'est dans ce nouveau contexte que nous avons repris récemment des expériences de mélasse optique à une dimension dans différentes configurations de polarisation. Une étude plus détaillée a été faite, en ajoutant à l'étude des températures la mesure des coefficients de friction. Nous ne décrirons pas ici ces nouvelles expériences qui ne sont pas encore achevées, mais on peut d'ores et déjà confirmer que, dans la configuration σ_+/σ_+ , le coefficient de friction suit bien la loi prévue sur un modèle à deux niveaux.

II. D. DEFLEXION D'UN JET ATOMIQUE PAR UNE ONDE PROGRESSIVE CONVERGENTE

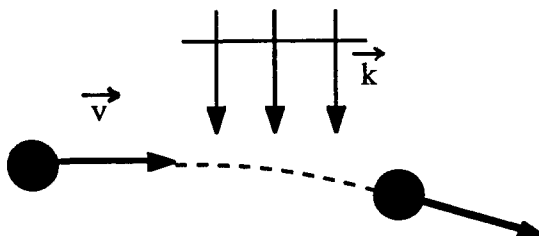
II. D. 1. But poursuivi

On veut séparer spatialement les atomes d'hélium 4 métastable des atomes dans l'état fondamental, et les refroidir transversalement afin d'augmenter leur intensité (nombre d'atomes par stéradian et par seconde sur l'axe du jet défléchi). Un tel jet pur et intense d'atomes métastables peut être utile par exemple pour l'étude de collisions jet sur jet ou jet sur surface.

Nous allons utiliser pour défléchir les atomes la force de pression de radiation décrite au § II. C. 1 et nous allons voir l'intérêt d'utiliser une onde laser convergente plutôt qu'une onde plane.

II. D. 2 Déflexion par une onde plane

Considérons un atome du jet, de vitesse \vec{v} , éclairé par une onde plane de vecteur \vec{k} orthogonal au jet.



La force de pression de radiation exercée sur l'atome vaut (éq. (II-13)) :

$$\vec{F} = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{\omega_1^2 / 2}{\omega_1^2 / 2 + \Gamma^2 / 4 + (\delta - \vec{k} \cdot \vec{v})^2}$$

Sous l'action de cette force, la vitesse de l'atome est modifiée :

$$M \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}$$

Si le vecteur d'onde est quasiment orthogonal à la trajectoire, l'atome est défléchi. En projetant l'équation du mouvement sur \vec{k} , on obtient :

$$\frac{d(\vec{k} \cdot \vec{v})}{dt} = \frac{\vec{F} \cdot \vec{k}}{M} \quad (\text{II-40})$$

Supposons qu'initialement l'onde laser est résonnante avec cet atome, c'est-à-dire :

$$\delta = \vec{k} \cdot \vec{v} \quad (\text{II-41})$$

La force \vec{F} est alors maximale et vaut :

$$\vec{F}_0 = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{\omega_1^2/2}{\omega_1^2/2 + \Gamma^2/4} \quad (\text{II-42})$$

Sous l'action de cette force, $\vec{k} \cdot \vec{v}$ va être modifié (formule (II-40)) et la condition de résonance (II-41) ne sera plus vérifiée. La force subie par l'atome va donc diminuer au fur et à mesure qu'il est défléchi. Lorsque $\vec{k} \cdot \vec{v}$ aura varié de :

$$\Delta(\vec{k} \cdot \vec{v}) = \sqrt{\frac{\omega_1^2}{2} + \frac{\Gamma^2}{4}}$$

la force aura diminué de moitié. Pour une onde peu intense ($\omega_1 \ll \Gamma$), cette condition correspond à un effet Doppler égal à la demi-largeur naturelle du niveau excité, d'où une variation de vitesse transverse (projection de \vec{v} sur \vec{k}) :

$$\Delta v_T = \frac{\Delta(\vec{k} \cdot \vec{v})}{k} = \frac{\Gamma}{2k} = 0.8 \text{ m/s.}$$

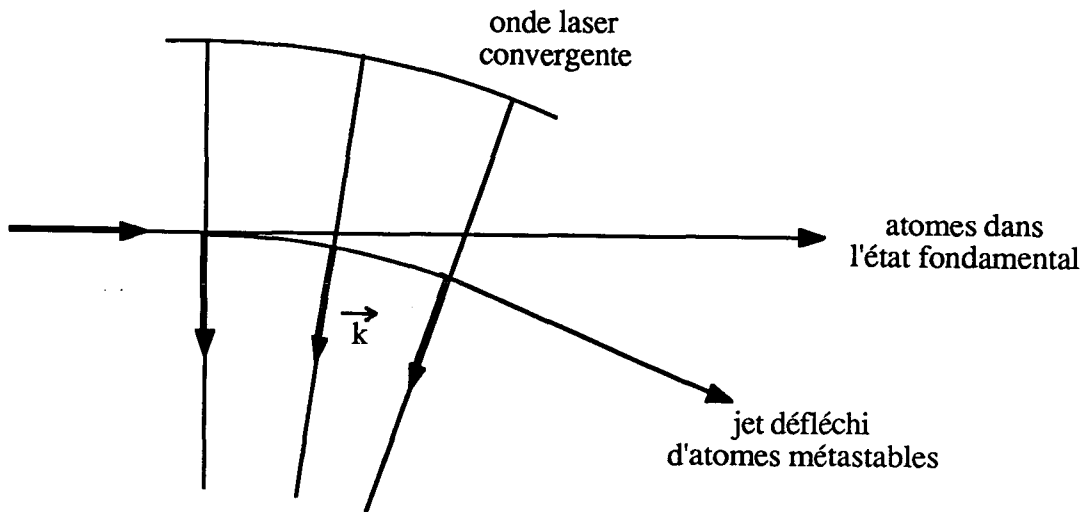
Pour une onde très saturante, par exemple $\omega_1 = 7\Gamma$, la variation de vitesse transverse sera plus grande :

$$\Delta v_T \approx \frac{\omega_1}{\sqrt{2} k} = 4 \text{ m/s}$$

Compte-tenu de la vitesse longitudinale du jet de l'ordre de 1500m/s, on obtient des angles de déflexion qui ne dépassent pas quelques milliradians. Même si on augmente le temps d'interaction, la force \vec{F} va tendre vers une force en $1/v_T^2$: d'après (II-40), la vitesse transverse augmentera alors en $t^{1/3}$, c'est-à-dire très lentement avec le temps d'interaction. La déflexion d'atomes par une onde plane ne permet donc pas d'atteindre des angles de déviation importants.

II.D.3. Déflexion par une onde convergente

Pour augmenter l'angle de déflexion, il faut que l'atome reste en résonance avec l'onde laser pendant la déflexion. On va donc modifier la direction du vecteur d'onde \vec{k} pour qu'au fur et à mesure que \vec{v} change, $\vec{k} \cdot \vec{v}$ garde la même valeur et remplisse la condition de résonance (II-41). Par exemple, pour une onde laser de fréquence $\omega_L = \omega_0$ ($\delta=0$), il faut maintenir \vec{k} et \vec{v} orthogonaux pendant la déflexion. Cette condition peut être remplie si on utilise une onde laser convergente et si l'atome a une trajectoire circulaire orthogonale en tout point au vecteur d'onde :



Remarque :

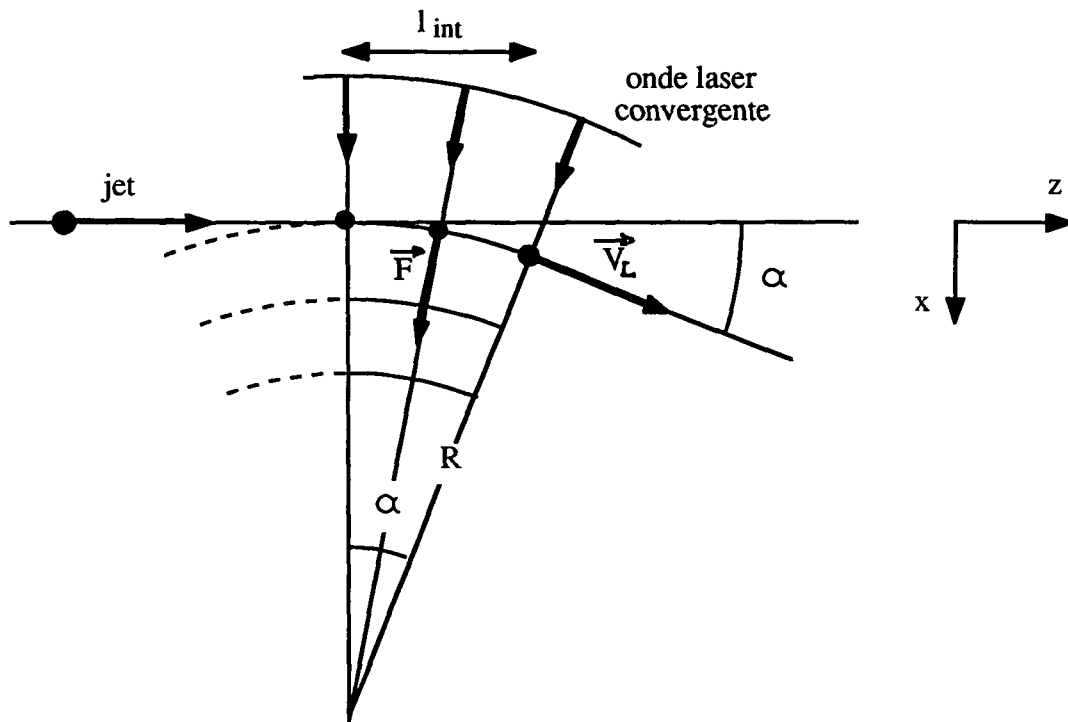
Un schéma analogue a été réalisé par le groupe du Prof. ERTMER à Bonn sur un jet d'atomes préalablement ralentis longitudinalement, afin de séparer les atomes lents des atomes rapides [54]. Mais dans la situation considérée par ce groupe (onde laser très convergente et atomes très lents), la variation d'intensité laser dans la zone d'interaction joue un rôle clé. Dans notre cas, les rayons de courbure sont suffisamment grands (plusieurs mètres) pour qu'on puisse négliger cette variation d'intensité.

Supposons que l'atome suit la courbure de l'onde laser de sorte que \vec{k} et \vec{v} restent orthogonaux (on a choisi pour simplifier $\delta=0$). L'atome est alors soumis à la force maximale \vec{F}_0 donnée par (II-42) qui est maintenant une force centrale. Il effectue donc un mouvement circulaire uniforme à la vitesse V_L (vitesse longitudinale initiale) et de rayon R tel que :

$$\frac{MV_L^2}{R} = F_0 \quad (\text{II-43})$$

Comme on a supposé que l'atome suivait la courbure de l'onde laser, il faut que ce rayon R soit égal au rayon de courbure de l'onde laser dans la zone d'interaction. Par exemple pour une onde laser intense ($\omega_1 \gg \Gamma$) éclairant un jet d'hélium 4 métastable à 1500m/s, l'onde devra avoir un rayon de courbure :

$$R \approx \frac{M}{\hbar k} \frac{2}{\Gamma} V_L^2 \approx 5 \text{ m} \quad (\text{II-44})$$



Dans ce cas simple, on voit que l'angle de déflexion α va dépendre de la longueur d'interaction l_{int} par :

$$\sin \alpha = \frac{l_{int}}{R} \quad (\text{II-45})$$

La longueur d'interaction l_{int} est reliée au temps d'interaction t par :

$$l_{int} \approx v_L t \quad (\text{II-46})$$

L'angle α de déflexion peut s'écrire en fonction de la variation de la vitesse "transverse" (suivant x) :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta v_x}{v_L} \quad (\text{II-47})$$

Pour $R \approx 5\text{m}$ et une longueur d'interaction de 10cm , on obtient, d'après (II-45), un angle de déflexion $\alpha = 2 \cdot 10^{-2}\text{rd}$. On a donc gagné un ordre de grandeur par rapport au cas d'une onde plane. Cet angle restant faible (car les atomes du jet sont rapides), on peut assimiler $\sin \alpha$ et $\operatorname{tg} \alpha$ à α en radians et écrire d'après (II-45), (II-46) et (II-47) :

$$\Delta v_x \approx \frac{v_L^2}{R} t$$

La vitesse transverse va donc croître linéairement avec le temps d'interaction, du moins tant que les angles de déflexion restent petits.

Nous avons considéré ici un cas particulier : le rayon de courbure de l'onde est relié à l'intensité de l'onde laser par (II-43) et la vitesse initiale de l'atome est supposée orthogonale à \vec{k} . Nous allons maintenant étudier le cas général.

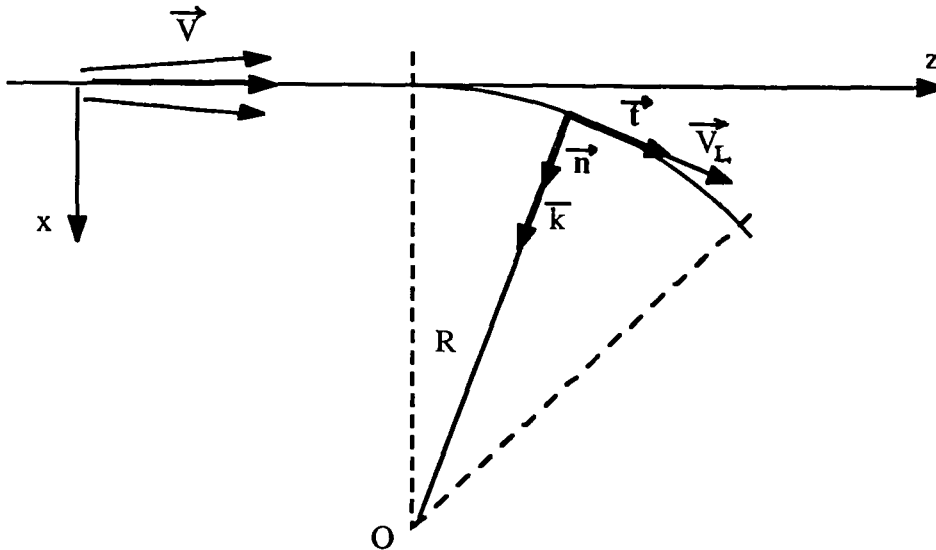
II. D. 4. Etude du mouvement de l'atome dans l'onde convergente : déflexion et refroidissement transverse

Pour simplifier cette étude, nous supposerons que les ondes ont la symétrie cylindrique par rapport à un axe orthogonal au plan des figures. En pratique, les faisceaux sont sphériques mais leur étendue verticale est faible et leur courbure verticale peut donc être négligée. Nous noterons O le centre de courbure de l'onde laser convergente et R son rayon de courbure au niveau de l'interaction avec le jet atomique. Nous négligerons la variation de R avec la position des atomes dans le jet, ce qui est justifié par les grandes valeurs de R .

Plaçons-nous dans le référentiel $\mathcal{R}(\vec{n}, \vec{t})$ en mouvement circulaire uniforme autour du point O . A la distance R , la vitesse d'entraînement vaut :

$$\vec{v}_L = v_L \vec{t}$$

où v_L est la vitesse longitudinale moyenne (suivant z) des atomes du jet avant déflexion.



L'accélération d'entraînement vaut :

$$\frac{d\vec{v}_L}{dt} = \vec{a} = \frac{v_L^2}{R} \vec{n} \quad (\text{II-48})$$

Considérons maintenant un atome de vitesse \vec{v}_r dans le référentiel \mathcal{R} . Sa vitesse dans le référentiel du laboratoire vaut :

$$\vec{v} = \vec{v}_r + \vec{v}_L \quad (\text{II-49})$$

Le désaccord entre la fréquence de cet atome et l'onde laser s'écrit, compte-tenu de l'effet Doppler :

$$\omega_L - \omega_0 - \vec{k} \cdot \vec{v} = \delta - \vec{k} \cdot (\vec{v}_r + \vec{v}_L) = \delta - \vec{k} \cdot \vec{v}_r$$

La force de pression de radiation exercée sur cet atome s'exprime donc en fonction de \vec{v}_r par :

$$\vec{F} = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{s+1} \quad (\text{II-50})$$

$$\text{où } s = \frac{\omega_1^2/2}{\Gamma^2/4 + (\delta - \vec{k} \cdot \vec{v}_r)^2}$$

Dans le référentiel du laboratoire, l'équation du mouvement de l'atome de vitesse \vec{v} et de masse M soumis à la force \vec{F} s'écrit :

$$M \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}$$

D'après (II-49) et (II-48), cette équation devient :

$$M \frac{d\vec{v}_r}{dt} = \vec{F} - M\vec{a} \quad (\text{II-51})$$

C'est l'équation du mouvement de l'atome de vitesse \vec{v}_r dans le référentiel \mathcal{R} . Le terme $-M\vec{a}$ est la force centrifuge d'inertie dans le référentiel accéléré.

Projetons (II-51) sur les axes \vec{t} et \vec{n} :

$$\left\{ \begin{array}{l} M \frac{d\vec{v}_r \cdot \vec{t}}{dt} = 0 \\ M \frac{d\vec{v}_r \cdot \vec{n}}{dt} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{s+1} - M \frac{v_L^2}{R} \end{array} \right. \quad (\text{II-52})$$

$$(\text{II-53})$$

A l'instant $t = 0$ (entrée dans la zone d'interaction), l'atome a une vitesse \vec{v}_0 dans le référentiel du laboratoire telle que :

$$\vec{v}_0 = \vec{v}_{r_0} + \vec{v}_L$$

\vec{v}_L est la vitesse longitudinale suivant \vec{z} qui coïncide avec \vec{t} à $t=0$, et \vec{v}_{r_0} est la vitesse transverse suivant \vec{x} ou \vec{n} . \vec{v}_{r_0} est également la vitesse initiale de l'atome dans le référentiel \mathcal{R} . D'après (II-52)

$$\vec{v}_r \cdot \vec{t} = \text{cste} = \vec{v}_{r_0} \cdot \vec{t} = 0 \quad (\text{II-54})$$

La vitesse \vec{v}_r dans le référentiel \mathcal{R} est donc toujours parallèle à \vec{n} (ou à \vec{k}). Nous noterons donc :

$$\vec{v}_r = v_r \vec{n} \quad (\text{II-55})$$

En utilisant (II-55) et (II-50), l'équation (II-53) qui régit l'évolution de v_r devient :

$$M \frac{dv_r}{dt} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{\omega_1^2/2}{\omega_1^2/2 + \Gamma^2/4 + (\delta - kv_r)^2} - M \frac{v_L^2}{R} \quad (\text{II-56})$$

Ceci est l'équation fondamentale de la dynamique dans le référentiel \mathcal{R} dans laquelle le second membre joue le rôle d'une force résultante. Cette force résultante est la différence de deux termes que l'on peut représenter de la manière suivante :

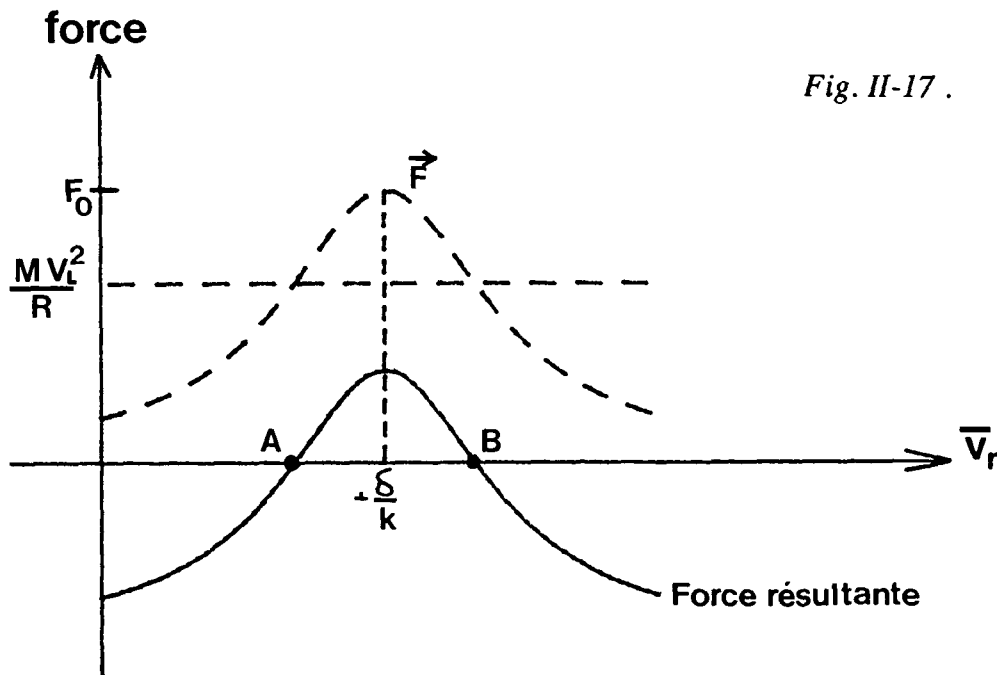


Fig. II-17.

Aux points A et B, la force résultante est nulle. Ce sont des points d'équilibre pour v_r . Mais le point A est instable tandis que B est stable : par exemple si on s'écarte de B vers la gauche, la force résultante devient positive, donc la vitesse v_r augmente et revient à sa valeur en B.

Ces points d'équilibre n'existeront que si :

$$\frac{MV_L^2}{R} \leq \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{\omega_1^2/2}{\omega_1^2/2 + \Gamma^2/4}$$

On retrouve la condition limite (II-43) qu'on avait écrite dans le cas d'un atome de vitesse transverse initiale nulle et pour un désaccord $\delta=0$. En fait cette situation est instable puisque si la vitesse v_r diminue, la force diminue donc v_r diminue encore, etc. Pour qu'il y ait un point d'équilibre stable, il faut que le rayon de courbure de l'onde laser soit supérieur à :

$$R_{\min} = \frac{MV_L^2}{F_0} \quad (\text{II-57})$$

Pour une onde laser intense ($\omega_1 \gg \Gamma$) éclairant notre jet à 1500m/s, on a vu que :

$$R_{\min} \approx 5 \text{ m}$$

Considérons une onde laser convergente de rayon de courbure supérieur à R_{\min} et plaçons-nous au voisinage du point d'équilibre B. La vitesse transverse v_B correspondant au point B est donnée par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{\omega_1^2/2}{\omega_1^2/2 + \Gamma^2/4 + (kv_B - \delta)^2} = \frac{MV_L^2}{R} \quad (\text{II-58a}) \\ kv_B - \delta > 0. \quad (\text{II-58b}) \end{array} \right.$$

On peut récrire l'équation du mouvement (II-56) en faisant apparaître cette expression (II-58a) de v_B :

$$M \frac{dv_r}{dt} = \frac{MV_L^2}{R} \left[\frac{\omega_1^2/2 + \Gamma^2/4 + (kv_B - \delta)^2}{\omega_1^2/2 + \Gamma^2/4 + (kv_r - \delta)^2} - 1 \right]$$

$$M \frac{dv_r}{dt} = M \frac{V_L^2}{R} \frac{[(kv_B - \delta)^2 - (kv_r - \delta)^2]}{\omega_1^2/2 + \Gamma^2/4 + (kv_r - \delta)^2}$$

On constate bien que si $v_r = v_B$, $(dv_r/dt) = 0$ donc on est dans une situation d'équilibre. On peut faire un développement limité au 1er ordre en v_r/v_B du second membre au voisinage du point B, ce qui donne finalement :

$$M \frac{dv_r}{dt} \approx M \frac{V_L^2}{R} \frac{2k (kv_B - \delta)(v_B - v_r)}{\omega_1^2/2 + \Gamma^2/4 + (kv_B - \delta)^2}$$

ce qui se réécrit sous la forme :

$$\frac{d(v_r - v_B)}{dt} = -\gamma(v_r - v_B) \quad (\text{II-59})$$

où $\gamma = 2k \frac{V_L^2}{R} \frac{kv_B - \delta}{\omega_1^2/2 + \Gamma^2/4 + (kv_B - \delta)^2} > 0$ d'après (II-58b)

On a une force de friction au voisinage du point B sur la vitesse transverse v_r des atomes. On a donc un refroidissement transverse en plus de la déflexion. Le coefficient de friction γ sera maximal au voisinage d'un point B tel que :

$$kv_B - \delta = \sqrt{\frac{\omega_1^2}{2} + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (\text{II-59bis})$$

c'est-à-dire, d'après (II-58a), pour un rayon de courbure :

$$R_{\text{opt}} \approx 2 \frac{MV_L^2}{F_0} \quad (\text{II-60})$$

où F_0 est la force de pression de radiation maximale donnée par (II-42). Dans nos conditions expérimentales ($\omega_1 \gg \Gamma$ et $V = 1500\text{m/s}$), on trouve un rayon optimum :

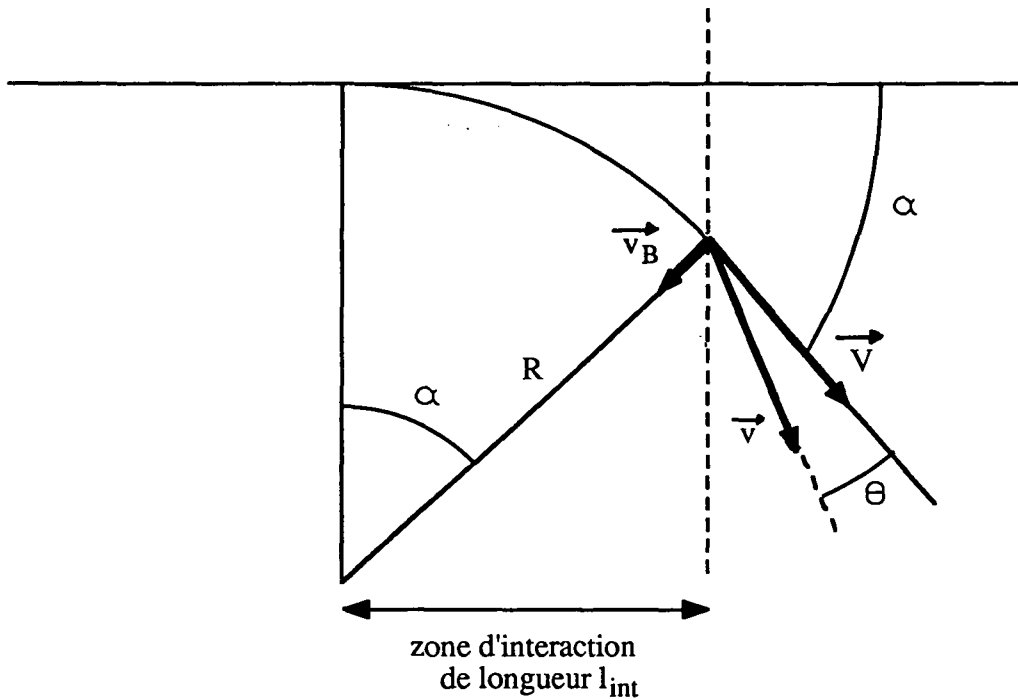
$$R_{\text{opt}} \approx 10 \text{ m}$$

Cette valeur ne donne qu'un ordre de grandeur de l'optimum : on a maximisé le processus de friction, mais on n'a pas pris en compte le chauffage par émission spontanée (voir § II.C).

Remarque :

Cette situation est très proche du ralentissement longitudinal d'un jet atomique par la méthode de balayage de fréquence du laser [55, 56]. Cette technique utilise également la force de pression de radiation qui provoque à la fois un ralentissement (l'équivalent dans notre cas de la déflexion) et un refroidissement (affinement de la distribution des vitesses suivant la direction du laser). Le calcul, analogue à celui que nous avons présenté, se fait dans un référentiel uniformément accéléré dont la vitesse est fixée par le balayage de la fréquence du laser. C. SALOMON et J. DALIBARD ont montré [55] dans ce cas qu'on pouvait espérer des températures à une dimension (suivant la direction de l'onde laser) aussi basses que dans une mélasse optique, à condition d'avoir une onde laser progressive d'intensité uniforme.

Evaluons maintenant l'angle de déflexion des atomes sous l'action d'une onde laser convergente de rayon de courbure donné par (II-60). Pour tous les atomes qui ont été défléchis et capturés par la force de friction, leur vitesse transverse a été ramenée au voisinage de v_B à la sortie de la zone d'interaction. On peut représenter leur vitesse de sortie \vec{v} dans le référentiel du laboratoire de la façon suivante :



L'angle de déflexion total ($\Theta + \alpha$) après une longueur d'interaction l_{int} est donné par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sin \alpha = \frac{l_{int}}{R} \\ \operatorname{tg} \Theta = \frac{v_B}{v_L} \end{array} \right. \quad (\text{II-60bis})$$

L'angle α est fixé par la longueur d'interaction tandis que l'angle Θ dépend de v_B donc du désaccord du laser (formule (II-59bis)). On a donc un moyen de faire varier légèrement l'angle de déviation des atomes en jouant sur le désaccord du laser. Pour une onde laser résonnante ($\delta=0$), de rayon de courbure 10m , de fréquence de Rabi $\omega_1 = 7\Gamma$, on trouve après une longueur d'interaction de 10cm :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha = 10^{-2} \text{ rd} \\ \Theta = 5 \cdot 10^{-3} \text{ rd} \end{array} \right.$$

D'où finalement une déflexion de $1.5 \cdot 10^{-2}$, à comparer au cas d'une onde plane où on aurait eu seulement une déflexion de quelques milliradians.

II. D. 4. Résultats expérimentaux

Le schéma expérimental utilisé est le suivant :

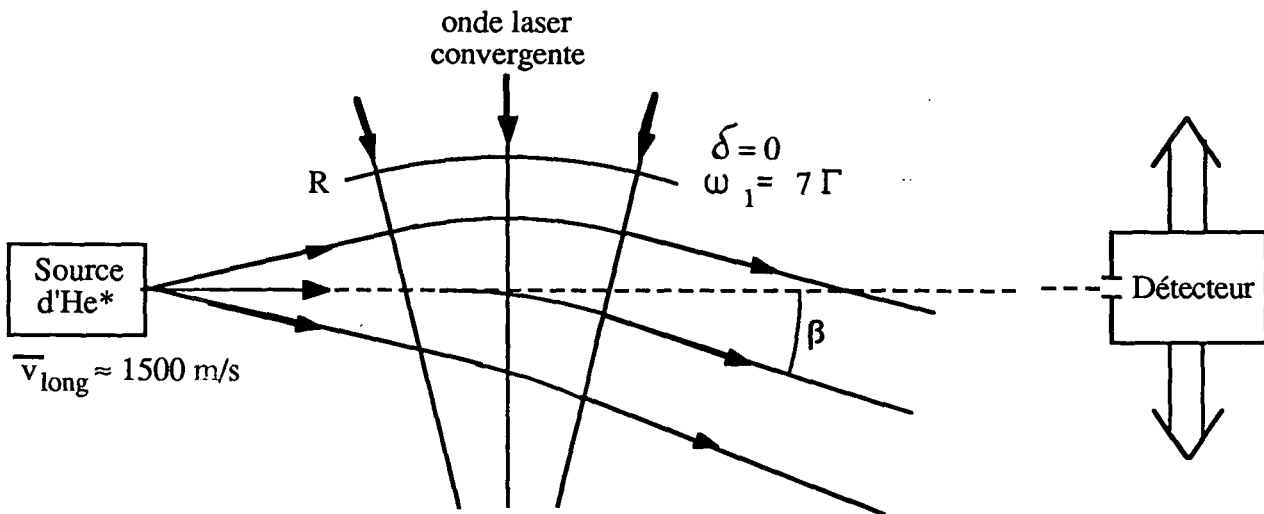


Fig. II-18 .

a) Conditions expérimentales

Cette expérience a été réalisée avec un jet atomique d'hélium à température ambiante, dont la vitesse longitudinale moyenne valait 1500m/s (bombardement par des électrons se déplaçant en sens opposé des atomes, d'où une vitesse relativement faible malgré l'absence de refroidissement). Le faisceau laser, de puissance 55mW, est dilaté par un télescope formé de deux lentilles convergentes de focales 50mm et 600mm. Le rayon de courbure de l'onde au niveau de la zone d'interaction est réglable en changeant la distance entre les deux lentilles du télescope. En réglage afocal, on a un waist de 16mm au niveau de la zone d'interaction, d'où une onde plane mais avec une répartition d'intensité gaussienne. Lorsqu'aucun diaphragme ne limite le faisceau, la longueur d'interaction effective est d'environ deux fois le waist, soit 32mm (au-delà l'intensité a chuté de 85%). La fréquence de Rabi correspondant à l'intensité au centre du faisceau vaut $\omega_1 = 7\Gamma$, et le désaccord est nul ($\delta = 0$).

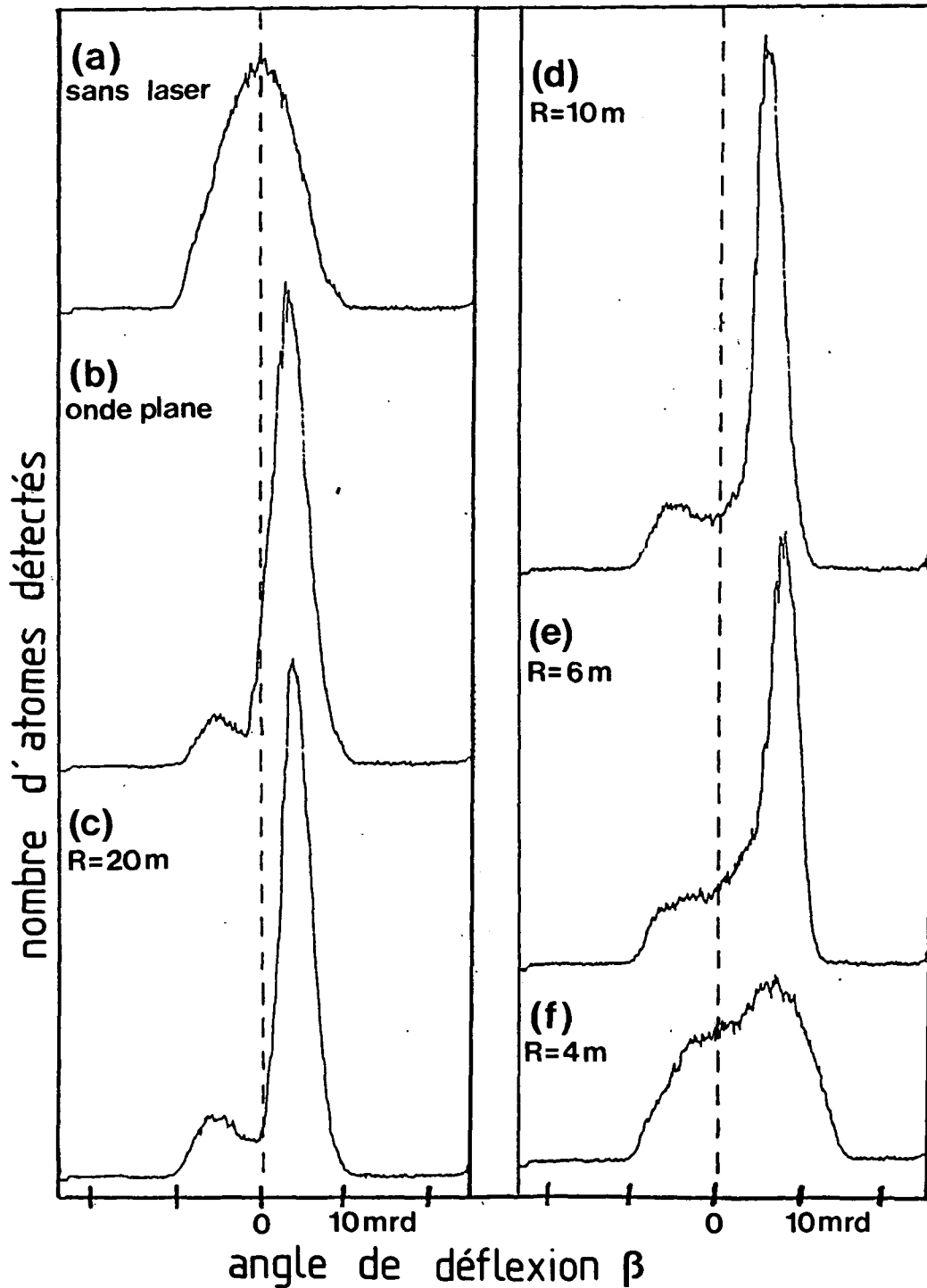


Fig. II-19 . Déflexion du jet atomique par une onde progressive interagissant à angle droit. Les six courbes représentent les profils atomiques transverses obtenus :

- (a) sans laser,
- (b) avec une onde plane,
- (c) avec une onde convergente de rayon $R = 20\text{m}$ dans la zone d'interaction,
- (d) avec une onde convergente de rayon $R = 10\text{m}$,
- (e) avec une onde convergente de rayon $R = 6\text{m}$,
- (f) avec une onde convergente de rayon $R = 4\text{m}$.

Le trait pointillé représente le centre du profil sans laser, pour mettre en évidence la déflexion.

L'onde laser est dans tous les cas résonnante ($\delta = 0$), de fréquence de Rabi $\omega_1 = 7\Gamma$.

Les atomes sont détectés à 1.6m de la zone d'interaction avec le multiplicateur d'électrons précédé d'une fente de largeur 2mm. Il n'y a pas de fente d'analyse au niveau de la zone d'interaction; mais le jet ayant une dimension transverse initiale de 4mm, tout se passe comme si on avait une fente de cette largeur avant la zone d'interaction.

b) Résultats

On a étudié l'allure du profil atomique en fonction du rayon de courbure de l'onde laser. La figure II-19 montre les profils obtenus :

- sans laser (courbe a)
- avec une onde plane (courbe b)
- avec des ondes convergentes de rayons de courbure 20m, 10m, 6m, et 4m au niveau de la zone d'interaction (courbes c, d, e, f resp.)

On observe une déflexion d'autant plus importante que le rayon de courbure est petit, jusqu'à une valeur limite comprise entre 4m et 6m. Au-delà (courbe f), les atomes ne peuvent plus suivre l'onde. On retrouve bien la valeur minimale (5m) du rayon calculée par la formule (II-57).

On trouve des angles de déflexion moyens de $4 \cdot 10^{-3}$ rd en onde plane et de $8 \cdot 10^{-3}$ rd pour l'onde de rayon 6m, ce qui est en accord avec les prévisions du calcul (formule (II-60)) compte-tenu de la longueur d'interaction de 32mm. Il suffirait d'augmenter la longueur d'interaction pour que l'avantage de l'onde convergente apparaisse encore plus nettement.

On observe également le refroidissement : rétrécissement de la distribution de vitesses et augmentation de l'intensité maximale. Il est optimum sur la courbe d (R=10m) ce qui est en accord avec les prévisions du calcul (formule (II-60)).

Remarque :

Il y a rétrécissement du profil de vitesses par rapport à la distribution initiale même dans le cas d'une onde plane. On peut le comprendre de la même façon que dans le cas d'une onde convergente (force de friction donnée par (II-59)) : les vitesses atomiques transverses correspondent à une partie de la courbe $F(v_r)$ où la pente est négative. Mais dans le cas d'une onde plane, cette pente (coefficient de friction) va diminuer au cours de la déflexion.

c) Conclusion

Nous avons donc montré l'intérêt des ondes lasers convergentes pour défléchir et refroidir transversalement un jet atomique. Pour augmenter la déflexion, on aurait pu augmenter le temps d'interaction en dilatant le faisceau (on peut avoir une fréquence de Rabi un peu plus faible tout en restant saturant). On pourrait également améliorer le refroidissement transverse en réalisant une mélasse optique (voir § II.C.2) juste après la déflexion par l'onde convergente. Ceci améliorerait la collimation du jet défléchi (dans notre cas les atomes d'hélium dans l'état fondamental) et augmenterait encore son intensité sur l'axe.

II. E. REFROIDISSEMENT PAR PIEGEAGE COHERENT DE POPULATION : EN-DESSOUS DE L'ENERGIE DE RECOL D'UN SEUL PHOTON

Nous allons présenter dans cette partie un nouveau processus de refroidissement radiatif basé sur un pompage optique sélectif en vitesse, qui accumule les atomes dans une superposition cohérente d'états piégeante. Ce processus nous a permis de refroidir transversalement notre jet d'hélium 4 métastable jusqu'à une température de $2\mu\text{K}$, plus faible que la température limite du "refroidissement Doppler" ($k_B T = 7\hbar\Gamma/20$, soit $T = 27\mu\text{K}$) et même que la température associée à l'énergie cinétique de recul d'un seul photon ($k_B T = \hbar k^2/2M$, soit $T = 4\mu\text{K}$). Nous allons d'abord présenter le principe de ce nouveau processus de refroidissement, puis nous le comparerons aux autres types de refroidissements radiatifs. La publication décrivant cette expérience sera reproduite ici, tandis que pour l'étude théorique détaillée nous renverrons à un article [57] qui doit paraître en novembre 1989. Nous développerons ici certains aspects expérimentaux qui n'ont pas trouvé leur place dans ces publications, et qui ont été décisifs pour la réussite de cette expérience.

II. E. 1. Présentation du processus de refroidissement

Ce processus a lieu dans un système atomique à trois niveaux de type Λ . Il met en jeu deux sous-niveaux Zeeman fondamentaux dégénérés g_- ($m=-1$) et g_+ ($m=+1$) couplés à un niveau excité e_0 ($m=0$) par deux ondes laser de polarisation σ_+ et σ_- se propageant en sens opposé. Ces ondes sont de même fréquence ω_L et de même intensité (fig. II-20).

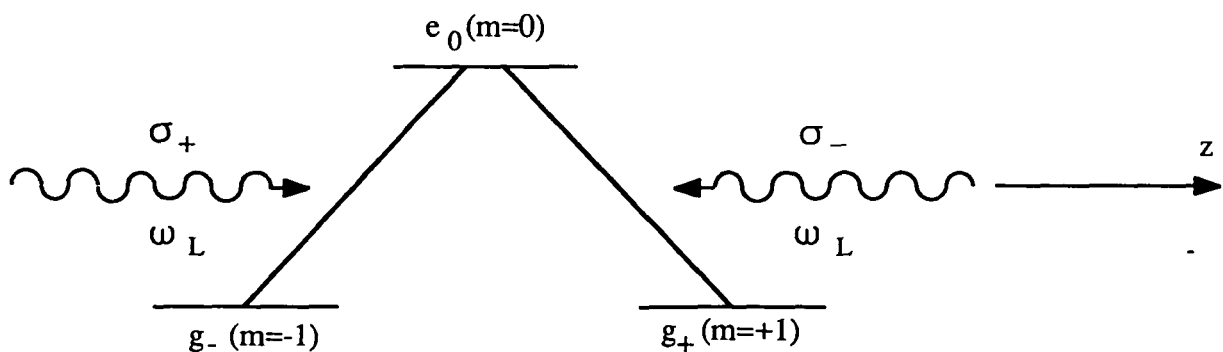


Fig. II-20 .

Cette situation est obtenue expérimentalement sur la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1$ de l'hélium 4. Le coefficient de Clebsch-Gordan entre g_0 ($m = 0$ dans 2^3S_1) et e_0 ($m = 0$ dans 2^3P_1) étant nul, le pompage optique vide le niveau g_0 et porte tous les atomes dans le système en Λ $\{(2^3S_1, m=-1); (2^3P_1, m=0); (2^3S_1, m=+1)\}$ d'où ils ne peuvent plus ressortir. On se limitera donc dans la suite aux trois niveaux g_+ , g_- , e_0 .

Remarque :

Dans la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1$ de l'hélium 4, les coefficients de Clebsch-Gordan entre $(2^3S_1, m=-1)$ et $(2^3P_1, m=0)$ d'une part, et $(2^3S_1, m=+1)$ et $(2^3P_1, m=0)$ d'autre part, ont même valeur absolue ($1/\sqrt{2}$) mais sont de signes opposés. Dans la discussion qui suit, nous prendrons pour simplifier des coefficients égaux. Ceci explique notamment la différence entre l'expression de l'état non couplé que nous obtiendrons et celle qui est donnée dans la publication qui est reproduite plus loin.

Considérons d'abord un atome au repos, c'est-à-dire de quantité de mouvement nulle suivant l'axe z des lasers. Il voit les deux ondes σ_+ et σ_- avec la même fréquence ω_L . Il peut donc se produire des processus à deux photons résonnants entre g_- et g_+ . Il existe alors une superposition linéaire de g_+ et g_- , $(g_+ - g_-)/\sqrt{2}$, qui n'est plus couplée à l'état excité e_0 . Tout atome qui se trouve dans cette superposition d'états peut y rester indéfiniment car il n'interagit plus avec la lumière. L'existence de cet état piégeant résulte d'une interférence destructive entre les deux amplitudes de transition, de g_- vers e_0 et de g_+ vers e_0 . Ceci impose une condition très stricte sur l'égalité des fréquences ω_L des deux ondes lasers, d'où une résonance très étroite. Cette résonance a été mise en évidence en 1976 par l'équipe du Professeur GOZZINI à Pise [56].

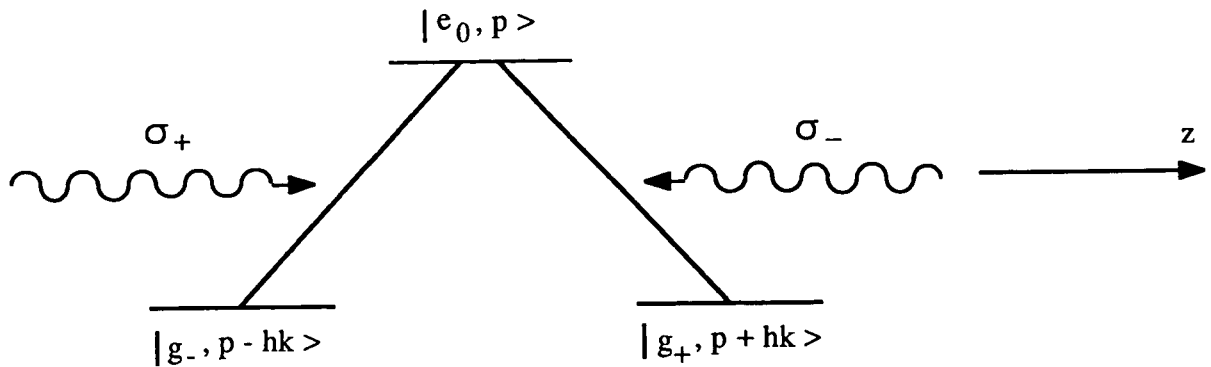
Considérons maintenant un atome se déplaçant le long de l'axe z . A cause de l'effet Doppler, il ne voit plus les deux ondes σ_+ et σ_- avec la même fréquence. Il ne peut donc plus y avoir d'interférence destructive entre les deux amplitudes de transition $g_{\pm} \rightarrow e_0$, et il n'y a donc plus d'état piégeant. Nous voyons apparaître la sélectivité en vitesse de ce processus qui va pouvoir conduire à un refroidissement.

L'état piégeant, correspondant à une vitesse nulle suivant z , va être peuplé grâce à l'émission spontanée. En effet, tant que l'atome n'est pas dans l'état piégeant, il interagit avec la lumière; donc il absorbe et il réémet des photons. Le recul lors de l'émission spontanée va modifier aléatoirement la quantité de mouvement de l'atome jusqu'à ce qu'il tombe dans l'état piégeant, d'où il ne peut plus sortir. Il y a donc accumulation d'atomes dans cet état piégeant. Comme cet état correspond à une vitesse nulle, il y a donc refroidissement.

Il n'y a donc a priori aucune limite à la sélectivité en vitesse de ce processus. Plus le temps d'interaction sera long, à condition de préserver les cohérences, plus la température sera basse. On peut atteindre des températures aussi basses que l'on veut.

Pour ce nouveau processus de refroidissement, la vitesse de recul d'un photon n'est donc pas une limite. Mais lorsque la quantité de mouvement atomique devient inférieure à celle d'un photon ($p < \hbar k$), l'inégalité de Heisenberg impose que la fonction d'onde atomique soit étalée sur une longueur supérieure à λ . On ne peut donc plus considérer les atomes localisés en un point z comme dans l'image simple précédente. Il faut faire intervenir des états atomiques décrivant à la fois l'état interne et les degrés de liberté externes.

Nous allons maintenant développer une description plus précise du processus, en définissant de nouveaux états atomiques du type $|e_0, p\rangle$, représentant un atome dans l'état interne e_0 et avec la quantité de mouvement p suivant z . Considérons dans un premier temps uniquement les processus d'absorption et d'émission stimulée. A cause de la conservation du moment cinétique, l'onde σ_+ ne couple l'état interne e_0 qu'à l'état g_- et l'onde σ_- ne couple que e_0 et g_+ . Par ailleurs, la conservation de la quantité de mouvement totale de l'ensemble (atome + photon) impose que l'émission stimulée d'un photon $+\hbar k$ dans l'onde se propageant suivant $+Oz(\sigma_+)$ diminue la quantité de mouvement de l'atome de $\hbar k$: $|e_0, p\rangle$ n'est donc couplé qu'à $|g_-, p-\hbar k\rangle$. De même l'onde σ_- se propageant suivant $-Oz$ ne couple $|e_0, p\rangle$ qu'à $|g_+, p+\hbar k\rangle$. On obtient finalement une famille fermée $\mathcal{F}(p)$ à trois états :



$\mathcal{F}(p)$ est une famille fermée du point de vue de l'émission stimulée et de l'absorption. Les amplitudes de transition de $|g_{\pm}, p \pm \hbar k \rangle$ vers $|e_0, p \rangle$ étant égales, il existe une combinaison linéaire

$$|\psi_{\text{NC}}(p)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|g_-, p - \hbar k \rangle - |g_+, p + \hbar k \rangle]$$

qui n'est pas couplée à l'état $|e_0, p \rangle$ (interférence destructive entre les 2 amplitudes). Cet état n'est cependant pas, en général, un état piège. En effet, lorsque $p \neq 0$, les deux états $|g_-, p - \hbar k \rangle$ et $|g_+, p + \hbar k \rangle$ n'ont pas la même énergie totale: la différence vaut :

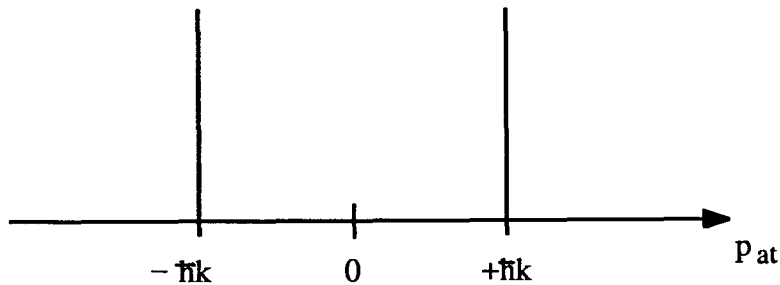
$$\frac{(p + \hbar k)^2}{2M} - \frac{(p - \hbar k)^2}{2M} = 2\hbar \frac{kp}{M} \quad (\text{II-61})$$

Par conséquent l'état non couplé $|\psi_{\text{NC}}(p)\rangle$ n'est pas un état propre du Hamiltonien : l'atome ne peut pas rester dans cet état, qui n'est pas stationnaire. Par contre si $p = 0$, l'écart d'énergie donné par (II-61) est nul et l'état

$$|\psi_{\text{NC}}(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|g_-, -\hbar k \rangle - |g_+, +\hbar k \rangle] \quad (\text{II-62})$$

devient un état stationnaire. De plus, même l'émission spontanée ne pourra faire partir l'atome de cet état $|\psi_{NC}(0)\rangle$ qui est la combinaison d'états fondamentaux. $|\psi_{NC}(0)\rangle$ est donc un état piégeant dans lequel les atomes peuvent rester indéfiniment.

Remarquons par contre que $|\psi_{NC}(0)\rangle$ n'est pas un état propre de la quantité de mouvement atomique. Si on mesure la quantité de mouvement des atomes piégés dans cet état, on peut trouver soit $+\hbar k$, soit $-\hbar k$, d'où une distribution de quantité de mouvement à deux pics :



Considérons maintenant l'effet de l'émission spontanée sur un atome dans l'état $|e_0, p\rangle$. Elle fait tomber l'atome dans un état $|g_{\pm}, p \pm \hbar k\rangle$ avec un quelconque compris entre $-\hbar k$ et $+\hbar k$. L'émission spontanée provoque donc en général un changement de famille. L'atome effectue grâce à l'émission spontanée un marche au hasard dans l'"espace des familles". Il peut donc arriver dans la famille \mathcal{F} ($p=0$) et rester piégé dans $|\psi_{NC}(0)\rangle$. L'émission spontanée permet donc un pompage des atomes depuis des états non piégeants vers l'état piégeant, et une accumulation dans cet état.

Pour évaluer l'efficacité de ce processus d'accumulation d'atomes, il a fallu faire une étude quantitative du phénomène. Le calcul est basé sur des équations de Bloch optiques généralisées prenant en compte les degrés de liberté internes et externes des atomes. Ce calcul permet également de prévoir la largeur des pics de la distribution de quantité de mouvement atomique en fonction des paramètres de l'expérience (temps d'interaction, intensité des ondes lasers). L'étude théorique et numérique détaillée est présentée dans [57].

II. E. 2. Différences avec les processus de refroidissement utilisant des forces radiatives

Il est intéressant de comparer ce nouveau processus de refroidissement avec le refroidissement Doppler décrit au § II. C, et de manière plus générale avec les processus utilisant des forces radiatives.

Dans le nouveau processus, il n'y a pas de force de friction: le refroidissement est dû à une diffusion dans l'espace des quantités de mouvement, dont une zone très petite est plégeante. Il y a donc accumulation dans cette petite région de l'espace des "phases" : il s'agit d'une sorte de démon de Maxwell.

Comme nous l'avons déjà dit, il n'y a pas pour ce processus de limite fondamentale à la température la plus basse qu'on puisse atteindre. Notamment, contrairement aux autres types de refroidissements radiatifs, l'énergie de recul d'un seul photon n'est pas une limite. Notons également que l'accumulation autour de $p=0$, donc le refroidissement, a lieu quel que soit le signe du désaccord du laser, alors que les autres processus connus sont en général refroidissants pour un signe du désaccord et chauffants pour le signe opposé.

Enfin, une propriété intéressante des atomes refroidis par ce processus est qu'ils ne sont plus en interaction avec la lumière : ils ne subissent donc plus de perturbations dues au champ laser, ni sur leurs degrés de liberté externes (pas de diffusion), ni sur leur état interne (pas de déplacements lumineux).

II. E. 3. Mise en évidence expérimentale

La mise en évidence expérimentale de ce nouveau processus de refroidissement est présentée dans l'article qui suit .

Laser Cooling below the One-Photon Recoil Energy by Velocity-Selective Coherent Population Trapping

A. Aspect, E. Arimondo,^(a) R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji
*Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'École Normale Supérieure et Collège de France,
 F-75231 Paris Cedex 05, France*
 (Received 11 July 1988)

We present a new laser-cooling scheme based on velocity-selective optical pumping of atoms into a nonabsorbing coherent superposition of states. This method has allowed us to achieve transverse cooling of metastable ^4He atoms to a temperature of $2\ \mu\text{K}$, lower than both the usual Doppler cooling limit ($23\ \mu\text{K}$) and the one-photon recoil energy ($4\ \mu\text{K}$). The corresponding de Broglie wavelength ($1.4\ \mu\text{m}$) is larger than the atomic-transition optical wavelength.

PACS numbers: 32.80.Pj, 42.50.Vk

The lowest temperature T which can be achieved by the usual laser-Doppler-cooling method is given, for a two-level atom, by $k_B T/2 = \hbar\Gamma/4$, where Γ is the spontaneous-emission rate from the excited atomic state (for Na, $T \approx 240\ \mu\text{K}$).¹ In order to reach lower temperatures, proposals based on Raman two-photon processes in a three-level atom have been presented,^{2,3} but the efficiency of Raman cooling has not yet been demonstrated. Recently, surprisingly low temperatures (around $40\ \mu\text{K}$) have been measured for sodium⁴ and tentatively interpreted in terms of a new friction mechanism.⁵ The recoil energy $(\hbar k)^2/2M$ for an atom with mass M emitting a photon with momentum $\hbar k$ represents another landmark in the energy scale for laser cooling. It has been suggested that optical pumping in translation space might be used to cool the translational degrees of freedom below this so-called recoil limit, by velocity-selective recycling in a trap.⁶ In this Letter, we present a mechanism of laser cooling below the one-photon recoil energy, based on optical pumping of both internal and translational atomic degrees of freedom. This velocity-selective process is based on coherent trapping of atomic populations⁷ and has allowed us to achieve a one-dimensional cooling of ^4He atoms in the triplet metastable state down to a temperature of about $2\ \mu\text{K}$. This temperature is lower than both the Doppler cooling limit ($23\ \mu\text{K}$ for 1D cooling) and the one-photon recoil energy ($4\ \mu\text{K}$).

Our scheme involves a closed three-level Λ configuration where two degenerate ground Zeeman sublevels g_{\pm} ($m = \pm 1$) are coupled to an excited level e_0 ($m = 0$) by two counterpropagating σ_+ and σ_- laser beams with the same frequency ω_L and the same intensity (solid lines of Fig. 1). For an atom at rest, two-photon Raman processes give rise to a nonabsorbing coherent superposition of g_+ and g_- . If the atom is moving along Oz , the Raman resonance condition is no longer fulfilled as a consequence of opposite Doppler shifts on the two counterpropagating laser beams. This simple argument explains how the phenomenon of coherent population trapping

can be velocity selective for appropriate laser configurations.⁸ Our cooling scheme consists of accumulating atoms in the zero-velocity nonabsorbing state where they remain trapped. To populate this state, we take advantage of momentum redistribution due to spontaneous emission, which allows certain atoms to be optically pumped from the absorbing velocity classes to the nonabsorbing state. Since the recoil of the last spontaneous-emission photon is part of the cooling mechanism, the one-photon recoil energy is not a limit and the final temperature is limited only by the coherent interaction time. Note also that, contrary to other cooling schemes, our mechanism, based on a Raman resonance condition, does not depend on the sign of the laser detuning.

A more rigorous analysis requires the introduction of both internal and translational quantum numbers. For example, the state $|e_0, p\rangle$ represents an atom in level e_0 with the value p of P_z^{at} (P^{at} is the atomic momentum). If we ignore spontaneous emission, $|e_0, p\rangle$ is coupled only to $|g_-, p - \hbar k\rangle$ (or $|g_+, p + \hbar k\rangle$) by stimulated emission of a σ_+ (σ_-) laser photon carrying a momentum

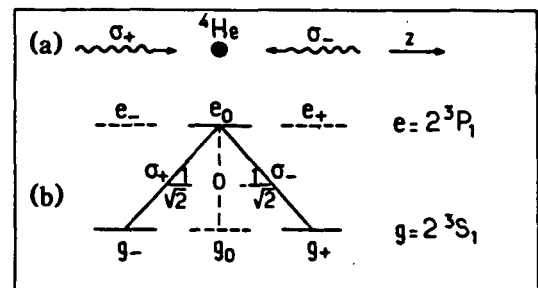


FIG. 1. (a) Two counterpropagating σ_+ and σ_- polarized laser beams interact with ^4He atoms on the 2^3S_1 - 2^3P_1 transition. (b) The Zeeman sublevels, and some useful Clebsch-Gordan coefficients. Since the $e_0 \leftrightarrow g_0$ transition is forbidden, all atoms are pumped into g_+ and g_- after a few fluorescence cycles. These two levels are coupled only to e_0 , and a closed three-level Λ configuration is realized (solid lines).

$+ \hbar k$ ($-\hbar k$). We are thus led to introduce, for each value of p , a family $F(p)$ of three states $\{|e_0, p\rangle, |g_+, p + \hbar k\rangle, \text{ and } |g_-, p - \hbar k\rangle\}$ which are coupled by the interaction Hamiltonian V (Ref. 9):

$$\langle g_{\pm}, p \pm \hbar k | V | e_0, p \rangle = \mp (\hbar \omega_1 / 2) \exp(i\omega_L t),$$

where ω_1 is the Rabi frequency associated with each laser and where the \mp signs come from the Clebsch-Gordan coefficients $e_0 \leftrightarrow g_+$ and $e_0 \leftrightarrow g_-$ (Fig. 1). Note that for $p \neq 0$, the kinetic energy $(p + \hbar k)^2 / 2M$ of $|g_+, p + \hbar k\rangle$ differs from the kinetic energy $(p - \hbar k)^2 / 2M$ of $|g_-, p - \hbar k\rangle$ by an amount $2\hbar kp / M$ (i.e., the Doppler shift introduced above for the two-photon Raman resonance).

We can now write the expression of the nonabsorbing trapping state considered above:

$$|\psi_{NA}(0)\rangle = [|g_-, -\hbar k\rangle + |g_+, +\hbar k\rangle] / \sqrt{2}.$$

This state is stationary since the two states $|g_{\pm}, \pm \hbar k\rangle$ have the same internal and kinetic energies, and since $\langle \psi_{NA}(0) | V | e_0, 0 \rangle = 0$. These properties are not modified when spontaneous emission is taken into account [$|\psi_{NA}(0)\rangle$ is radiatively stable], so that an atom pumped in this state remains trapped there indefinitely (coherent population trapping). Note that $|\psi_{NA}(0)\rangle$ is not an eigenstate of P_z^{at} , so that, for atoms trapped in $|\psi_{NA}(0)\rangle$, the atomic momentum distribution presents two peaks at eigenvalues $p_{\text{at}} = \pm \hbar k$.

For the families $F(p \neq 0)$, we can introduce two orthogonal linear combinations of $|g_{\pm}, p \pm \hbar k\rangle$:

$$|\psi_{NA}(p)\rangle = [|g_-, p - \hbar k\rangle + |g_+, p + \hbar k\rangle] / \sqrt{2},$$

$$|\psi_A(p)\rangle = [|g_-, p - \hbar k\rangle - |g_+, p + \hbar k\rangle] / \sqrt{2}.$$

The first one, $|\psi_{NA}(p)\rangle$, is not coupled to $|e_0, p\rangle$, while $|\psi_A(p)\rangle$ is coupled to $|e_0, p\rangle$ with a Rabi frequency $\sqrt{2}\omega_1$. However, the nonabsorbing state $|\psi_{NA}(p)\rangle$ is not a trapping state, because it is not stationary (the energies of $|g_{\pm}, p \pm \hbar k\rangle$ differ by $2\hbar kp / M$). More precisely, if an atom is in $|\psi_{NA}(p)\rangle$ at $t=0$, it will oscillate between $|\psi_{NA}(p)\rangle$ and the absorbing state $|\psi_A(p)\rangle$ at the frequency $2kp / M$. One can then show that for small values of p [$kp / M \ll \Gamma'$ where $\Gamma' = \omega_1^2 / \Gamma$ is the absorption rate from $|\psi_A(p)\rangle$ for $\omega_1 \ll \Gamma$ and zero detuning], the absorption rate from $|\psi_{NA}(p)\rangle$ is of the order of $\Gamma'' = (kp / M)^2 / \Gamma'$. The smaller p , the longer the time spent in $|\psi_{NA}(p)\rangle$. We have thus achieved a velocity-selective coherent population trapping.¹⁰

So far, we have only considered the evolution of a given p family. Spontaneous emission can actually redistribute atoms between different families since the one-photon recoil momentum along Oz due to such a process is a random variable between $-\hbar k$ and $+\hbar k$. Such a random walk in momentum space is essential for the cooling discussed here. It provides the mechanism for the pumping and accumulation of atoms into the nonab-

sorbing superposition of states $|\psi_{NA}(p)\rangle$ with $p=0$ or very small. The longer the interaction time Θ , the narrower the range $\pm \delta p$ of values of p around $p=0$ for the states $|\psi_{NA}(p)\rangle$ in which the atoms can remain trapped during Θ , and the greater the number of fluorescence cycles which can bring them into these states. For Θ large enough so that $\delta p \leq \hbar k$, the final atomic momentum distribution $\mathcal{P}(p_{\text{at}})$ along Oz will exhibit two resolved peaks emerging at $\pm \hbar k$ above the initial distribution. This will be the signature of cooling by velocity-selective coherent trapping.

We have performed a quantitative calculation of such a "generalized optical pumping cycle" (in both internal and momentum spaces) which confirms all the previous predictions. Such a calculation is based on three-level generalized optical Bloch equations involving internal and external degrees of freedom.¹¹ Because of spontaneous emission, these equations are finite-difference equations. It must be emphasized that, since the width δp can become smaller than $\hbar k$, most of the standard approximation methods used in laser-cooling theories^{3,8} break down: Especially, it is no longer possible to derive a Fokker-Planck equation. Figure 2 shows the final distribution $\mathcal{P}(p_{\text{at}})$ of atomic momentum deduced from a numerical integration of Bloch equations for parameters corresponding to our experimental conditions. As expected, one clearly sees two narrow peaks emerging above the background around $\pm \hbar k$. Note that the half-width of each peak is narrower than the one-photon recoil energy. We have checked that an increase of the interaction time Θ increases the height and decreases the width of these peaks. The value of Θ leading to the largest area under the peaks depends on the shape of the ini-

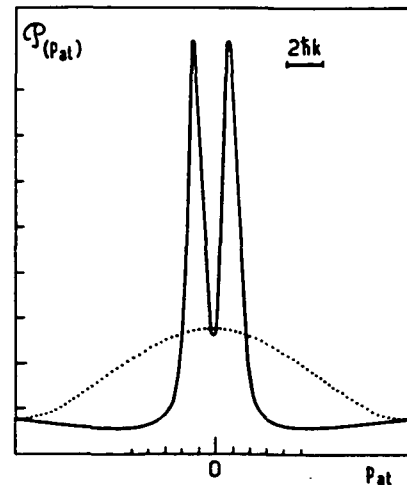


FIG. 2. Calculated transverse atomic momentum distribution resulting from cooling by velocity-selective coherent population trapping, for parameters close to our experimental situation (zero detuning, Rabi frequency $\omega_1 = 0.6\Gamma$, interaction time $\Theta = 350\Gamma^{-1}$). The initial distribution is represented by a dotted line.

tial distribution.

This cooling process has been demonstrated with the experimental setup shown in Fig. 3. A supersonic helium beam,¹² liquid-nitrogen cooled, is excited by counterpropagating electrons at 40 eV. The metastable He* atoms in the 2^1S_0 state are optically quenched, and we obtain a beam of He* in the 2^3S_1 state, with an intensity larger than 10^{12} atoms $s^{-1} sr^{-1}$ and an average velocity of $1100 m s^{-1}$. The He* atoms interact on the $2^3S_1-2^3P_1$ transition ($1.083 \mu m$) with a home-made single-mode ring version of a LNA laser¹³ pumped by a 4-W Ar⁺ laser. The laser frequency is locked to the atomic transition in an auxiliary discharge, by saturated-absorption techniques, and the laser linewidth is less than 1 MHz. After spatial filtering, the laser beam is expanded, passed through two quarter-wave plates (Fig. 3), and retroreflected, yielding two counterpropagating plane waves with opposite circular polarizations, with an almost uniform intensity in the 40-mm-diam interaction region (Rabi frequency $\omega_1 = 0.6\Gamma$ with $\Gamma/2\pi \approx 1.6$ MHz). There are stringent requirements for this experiment. First, the Zeeman, sublevels g_+ and g_- must remain degenerate in the whole interaction region. This condition is fulfilled by compensation of the magnetic field to less than 1 mG by Helmholtz coils and a Mumetal shield. Second, the relative phase between both laser beams must remain constant in the whole interaction region. This is achieved by our deriving both waves from the same laser beam and by using very high quality optical components for the second quarter-wave plate and for the retroreflecting mirror (wave-front distortion less than $\lambda/8$). Also, the exact overlap of the two beams is adjusted to 10^{-5} rad by autocollimation techniques. The transverse velocity distribution after the interaction zone is deduced from a transverse scan of an electron multiplier (sensitive to He*) with a 100- μm entrance slit, placed downstream at 1.4 m from a first 100- μm slit just after the interaction region. The corresponding HWHM

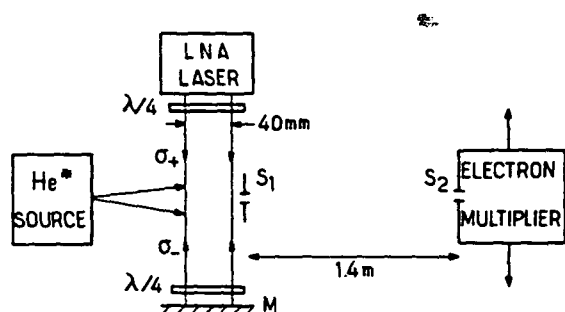


FIG. 3. Schematic experimental setup. The atomic source at 77 K produces a beam of metastable triple helium atoms (2^3S_1) at an average velocity of $1100 m/s$. These atoms interact with two σ_+ and σ_- polarized counterpropagating waves at $1.08 \mu m$. The transverse velocity distribution at the end of the interaction region is analyzed with two slits S_1 and S_2 , 100 μm wide. S_2 is the entrance slit of a movable He* detector.

transverse velocity resolution is $4 cm s^{-1}$.

Figure 4 shows the transverse velocity profiles with and without laser. The two peaks at about $\pm \hbar k/M$ ($\pm 9.2 cm s^{-1}$) clearly appear well above the initial distribution. A measurement of the standard half-width at $\exp(-\frac{1}{2})$ gives $6 cm/s$, which corresponds to a temperature of about $2 \mu K$. This experimental curve is in reasonable agreement with the theoretical prediction. Finer details concerning, for example, the variations of the efficiency of the cooling effect with the detuning still require further investigation.

We have performed supplementary tests to support the theoretical analysis given above. First, we replaced the σ_+ and σ_- circularly polarized beams by two orthogonally linearly polarized beams, and we checked that the final velocity distribution still presents two peaks at $\pm \hbar k/M$. On the contrary, for parallel linear polarizations where the nonabsorbing atomic superposition is not velocity selective, the two peaks at $\pm \hbar k/M$ disappear. Another test consists of our arranging the laser beams so that they do not exactly overlap at the end of the interaction region, the last acting laser beam being the σ_+ one. One expects atoms to be removed from the $|g_-, -\hbar k\rangle$ component of $|\psi_{NA}(0)\rangle$ and to be pumped after a few cycles (two on the average) into g_+ with a momentum spread around $+\hbar k$. Indeed, we have observed that the peak at $-\hbar k$ disappears while the peak at $+\hbar k$ increases and is broadened.

We have thus demonstrated that this velocity-selective optical pumping into a nonabsorbing state is a very efficient process to accumulate atoms in an extremely narrow velocity class. By increasing the coherent interaction time, still narrower velocity distributions could

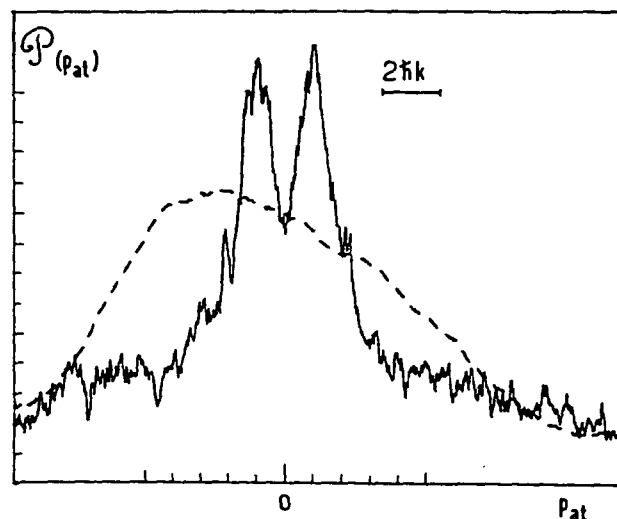


FIG. 4. Transverse atomic momentum profile at the end of the interaction region, with the laser on (solid line) and off (dashed line; this profile has been smoothed). The double-peak structure at about $\pm \hbar k$ and above the initial distribution is a clear signature of the cooling effect presented in this Letter.

be produced, allowing one to reach temperatures in the nanokelvin range. Several developments of this work can be considered: extensions to other level schemes; direct observation of the coherence between the two components of $|\psi_{NA}(0)\rangle$ propagating along different directions; generalization to three dimensions.

Finally, let us emphasize that this cooling mechanism is quite different from the previously demonstrated ones, since it is not due to a friction force but to diffusion into the cooled velocity class. Another important feature is that the cooled atoms no longer interact with the laser field which then causes no perturbation, either on external degrees of freedom (no diffusion) or on internal degrees of freedom (no light shifts). This particularity may be essential for future applications.

We warmly thank our colleagues Jean Dalibard and Christophe Salomon for very useful contributions to this work. This work is part of an operation supported by the stimulation program of European Economic Community. We have benefitted from crucial help from Helmut Haberland and Martin Karrais with the He* atomic beam. Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Ecole Normale Supérieure is Laboratoire No. 18 associé au Centre National de la Recherche Scientifique.

^(a)Permanent address: Dipartimento di Fisica, Università di Pisa, I-56100 Pisa, Italy.

¹D. J. Wineland and W. M. Itano, *Phys. Rev. A* **20**, 1521 (1979); J. P. Gordon and A. Ashkin, *Phys. Rev. A* **21**, 1606 (1980).

²H. Dehmelt, G. Janik, and W. Nagourney, *Bull. Am. Phys. Soc.* **30**, 612 (1985); P. E. Toschek, *Ann. Phys. (Paris)* **10**, 761 (1985).

³M. Lindberg and J. Javanainen, *J. Opt. Soc. Am. B* **3**, 1008 (1986).

⁴P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. L. Gould, and H. J. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169

(1988).

⁵See the contributions of J. Dalibard *et al.* and S. Chu, in *Proceedings of the Eleventh International Conference on Atomic Physics*, edited by S. Haroche, J. C. Gay, and G. Grynberg (World Scientific, Singapore, to be published).

⁶D. E. Pritchard, K. Helmerson, V. S. Bagnato, G. P. Lafyatis, and A. G. Martin, in *Laser Spectroscopy VIII*, edited by S. Svanberg and W. Persson (Springer-Verlag, Heidelberg, 1987), p. 68.

⁷First experimental observation in G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, and G. Orriols, *Nuovo Cimento* **36B**, 5 (1976); analyses in E. Arimondo and G. Orriols, *Lett. Nuovo Cimento* **17**, 333 (1976); H. R. Gray, R. W. Whitley, and C. R. Stroud, *Opt. Lett.* **3**, 218 (1978).

⁸V. G. Minogin and Yu. V. Rozhdestvenskii, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **88**, 1950 (1985) [*Sov. Phys. JETP* **61**, 1156 (1985)]. The theoretical treatment of these authors is valid only for atomic momenta p larger than the photon momentum $\hbar k$ since their Fokker-Planck equation is based on an expansion in powers of $\hbar k/p$.

⁹Although we use here a classical description of the laser field, the matrix elements of $\exp(\pm ikz)$ appearing in V introduce the conservation laws for the total momentum.

¹⁰Semiclassical arguments can help one to understand the properties of $|\psi_{NA}(p)\rangle$. In the laser configuration of Fig. 1(a), the polarization of the total laser electric field E_L is linear and forms a helix along Oz with a pitch λ . For an atom in $|\psi_{NA}(p)\rangle$ the transition dipole moment d between $|\psi_{NA}(p)\rangle$ and $|e_0, p\rangle$ is also linearly polarized and forms a similar helix with the same pitch. The important point is that d is perpendicular to E_L for all z , so that the coupling is zero. Furthermore, the "laser helix" is at rest (since both lasers have the same frequency) whereas the "atomic helix" moves along Oz with a velocity p/M . Only for $p=0$ do both helices keep orthogonal polarizations for all times.

¹¹Generalized optical Bloch equations have been discussed in detail by R. J. Cook, *Phys. Rev. A* **22**, 1078-1098 (1980).

¹²H. Conrad, G. Ertl, J. Küppers, W. Sesselmann, and H. Haberland, *Surf. Sci.* **121**, 161 (1982).

¹³L. D. Scheerer, M. Leduc, D. Vivien, A. M. Lejus, and J. Thery, *IEEE J. Quantum Electron.* **22**, 713 (1986).

II. E. 4. Difficultés expérimentales

Le laser utilisé pour l'expérience qui vient d'être décrite est le laser LNA qui a été décrit au chapitre I, dans la première version des asservissements (§ I. C. 3) qui conduisait à une largeur de raie de l'ordre de 750kHz. Le montage expérimental correspond pour l'essentiel à la description qui en a été faite au § II. B. De plus, comme tout phénomène d'interférence, cette expérience nécessite des conditions très strictes sur la préservation des cohérences. Les contraintes sont les suivantes :

- (i) les deux niveaux fondamentaux g_- et g_+ doivent rester dégénérés sur toute la longueur d'interaction;
- (ii) la phase relative des deux ondes laser σ_+ et σ_- doit rester constante sur toute la longueur d'interaction;
- (iii) les deux ondes doivent se superposer parfaitement;
- (iv) les polarisations σ_+ et σ_- des deux ondes doivent être pures.

Enfin, une contrainte supplémentaire est imposée concernant la détection : l'analyse des vitesses transverses doit être faite avec une résolution meilleure que la vitesse de recul liée à l'absorption ou l'émission d'un photon. Nous allons passer en revue chacune de ces contraintes en justifiant son importance et en décrivant la méthode expérimentale utilisée pour la satisfaire.

a) Dégénérescence des niveaux fondamentaux : annulation du champ magnétique

On a vu qu'il est nécessaire que g_+ et g_- soient dégénérés pour que l'état piégeant existe pour $p = 0$. g_+ et g_- étant les sous-niveaux Zeeman ($m=\pm 1$) du niveau 2^3S_1 , il faut donc annuler le champ magnétique suivant les trois axes. En fait, il suffit qu'il n'y ait pas de précession notable sous l'effet du champ résiduel pendant le temps d'interaction t_{int} , c'est-à-dire :

$$\frac{\mu_B B}{h} < \frac{1}{2\pi t_{int}} \quad (\text{II-63})$$

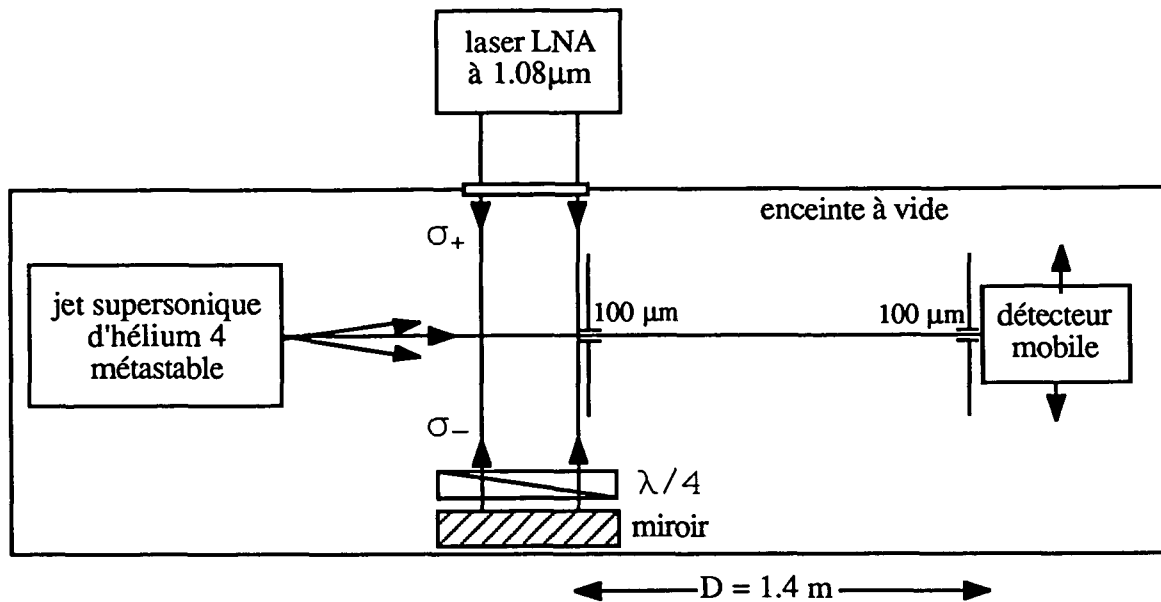


Fig. II-21 . Schéma du montage expérimental utilisé pour l'expérience de "résonance noire".

Deux ondes σ_+ et σ_- , accordées sur la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1$ de l'hélium 4 interagissent à angle droit avec le jet atomique d'hélium 4 métastable.

L'onde σ_- est obtenue par autocollimation de l'onde σ_+ et double passage dans une lame $\lambda/4$. Le miroir d'autocollimation et la lame $\lambda/4$, de grande qualité optique, sont placés à l'intérieur de l'enceinte à vide pour éviter la traversée d'un hublot.

Les vitesses transverses des atomes, en sortie de la zone d'interaction, sont analysées par deux fentes de largeur $100 \mu\text{m}$, l'une placée juste après la zone d'interaction, l'autre sur le détecteur mobile parallèlement aux faisceaux lasers.

où μ_B est le magnéton de Bohr ($\mu_B/h = 1.4\text{MHz/Gauss}$). On en déduit pour un temps d'interaction de $40\mu\text{s}$ (40mm parcourus par des atomes à 1000m/s) :

$$B < 3 \text{ mGauss}$$

(II-64)

On a compensé le champ magnétique terrestre avec trois paires de bobines de Helmholtz, dont les rayons sont environ 350mm pour l'axe vertical, 100mm pour l'axe parallèle au jet et 200mm pour l'axe parallèle aux faisceaux. De plus, la zone d'interaction était entourée d'un tube de mumétal de diamètre 45mm, placé dans l'axe des faisceaux laser, et démagnétisé en place au centre des bobines de Helmholtz. On a ainsi obtenu un champ magnétique inférieur à 1mG sur les 40mm de longueur d'interaction, ce qui satisfait la condition (II-64).

b) Relation de phase entre les ondes laser

Pour que les deux amplitudes de transition $g_{\pm} \rightarrow e_0$ puissent interférer destructivement, il faut que les deux ondes laser aient une relation de phase bien définie. Un moyen simple d'y parvenir est de produire les deux ondes se propageant en sens inverse à partir du même laser, à condition que la phase de l'onde laser ne varie pas pendant le décalage temporel des deux ondes. Dans notre cas, l'onde aller est rétro-réfléchiée par un miroir placé à 10cm de la zone d'interaction, d'où un temps de parcours aller-retour de l'ordre de 1ns; il suffit donc que la fréquence du laser source soit stabilisée à mieux qu'un gigahertz, ce qui est aisément réalisé.

Il faut également s'assurer que la phase relative des deux ondes aller et retour ne change pas sur toute la longueur d'interaction. Ceci impose l'utilisation d'éléments optiques de très bonne qualité sur le trajet de réflexion. Nous avons ainsi dû utiliser un miroir de planéité $\lambda/20$ sur toute la surface du faisceau (de diamètre 40mm) et une lame quart d'onde de grand diamètre également polie à mieux que $\lambda/8$. Ces deux éléments ont été fixés par des montures sans contraintes pour éviter de déformer leurs surfaces. Il a de plus fallu les placer à l'intérieur de l'enceinte à vide pour éviter la traversée d'un hublot, dont la qualité optique n'était pas assez

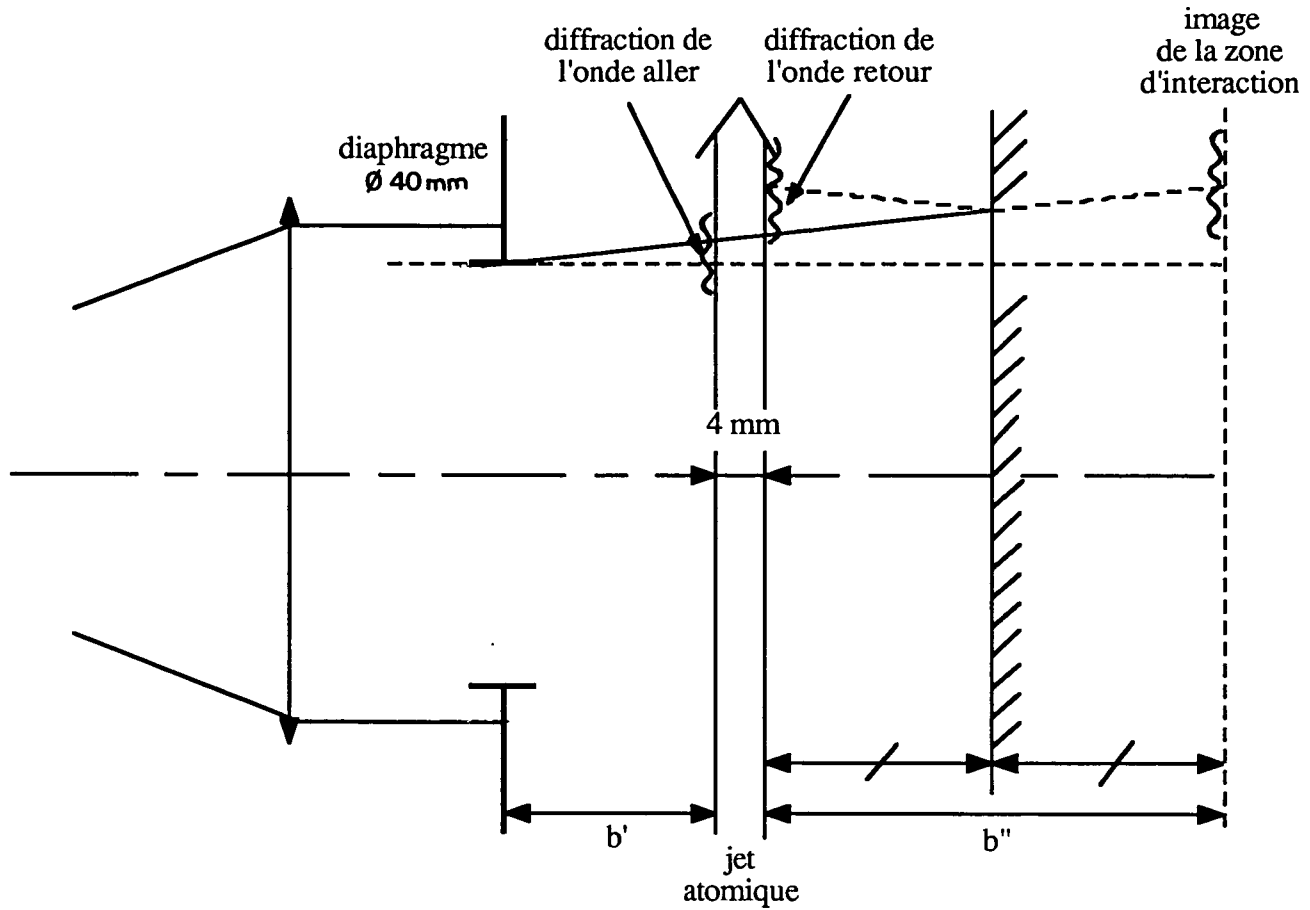


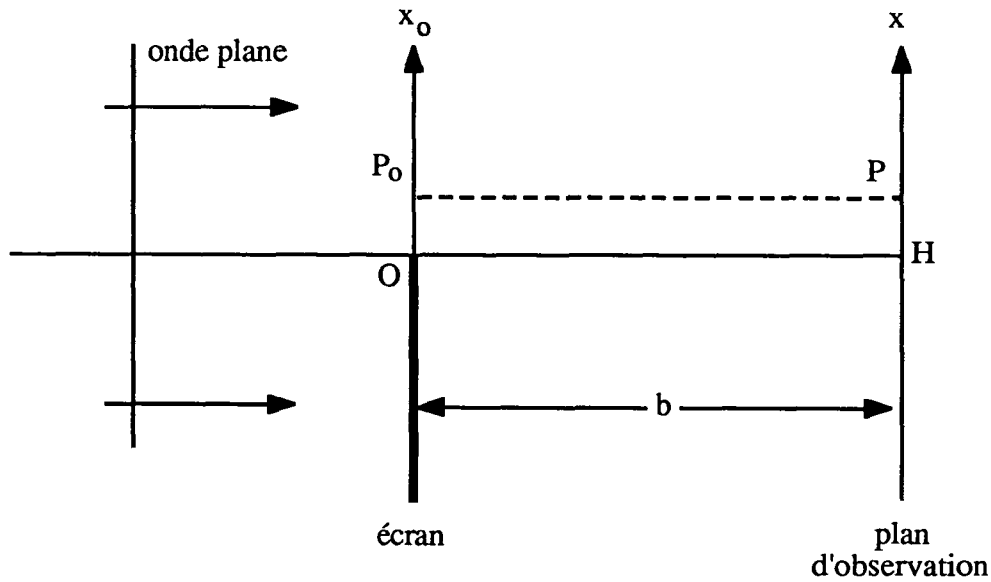
Fig. II-22 . Effet de la diffraction par le bord du diaphragme sur les ondes aller et retour. La figure de diffraction, qui dépend de la distance au diaphragme, provoque des variations d'amplitude et de phase au voisinage de l'ombre géométrique du bord d'écran. Elle est différente pour l'onde aller (distance b' du diaphragme) et pour l'onde retour (distance $b' + b''$), d'où un déphasage entre les 2 ondes.

bonne (voir fig. II-21). Ceci a d'ailleurs posé quelques problèmes de réglage de polarisation que nous évoquerons plus loin (§ d).

Une autre cause de déphasage entre les ondes aller et retour doit être envisagée : il s'agit de la diffraction sur le bord du diaphragme définissant la longueur d'interaction avec le jet atomique. Cette longueur d'interaction étant limitée par différents éléments (diamètre du tube en mumétal, diamètre des éléments optiques), on l'a volontairement limitée au niveau du faisceau initial par un diaphragme circulaire de 40mm de diamètre. Le jet atomique, de diamètre 4mm au niveau de la zone d'interaction, traverse ce faisceau suivant son diamètre : on peut donc assimiler les deux bords du diaphragme à deux bords d'écran rectiligne. Le phénomène de diffraction va avoir lieu essentiellement au voisinage de l'ombre géométrique de ces bords (fig. II-22). Dans notre expérience, il importe surtout que la phase relative des ondes ne varie pas à la sortie de la zone d'interaction, après que les atomes se soient accumulés dans l'état piégeant.

La diffraction provoquée par un bord d'écran est un phénomène connu, présenté en détail par exemple dans le cours d'Optique de BRUHAT-KASTLER [50]. En général, on s'intéresse à la répartition d'intensité sur un écran d'observation placé à une certaine distance de l'écran. Mais la méthode de calcul utilisée dans [50], utilisant la spirale de Cornu, donne également accès à la phase de la vibration lumineuse, qui est ce qui nous intéresse ici. Nous allons donc reprendre brièvement le calcul de la figure de diffraction en nous attachant à l'étude de la phase.

Considérons une onde plane éclairant un écran couvrant un demi-plan :



La vibration lumineuse reçue en tout point de l'axe Ox_0 a même amplitude et même phase: on la notera \mathcal{A}_0 . En un point $P(x)$ du plan d'observation, la vibration lumineuse est égale à l'intégrale de Fresnel sur le demi-axe libre Ox_0 :

$$\mathcal{A}(P) = K \int_0^{+\infty} dx_0 \mathcal{A}_0 e^{i \frac{\pi}{\lambda b} (x-x_0)^2} \quad (\text{II-65})$$

Par un changement de variable $X_0 = x_0 - x$, on obtient :

$$\mathcal{A}(P) = K \int_{-x}^{+\infty} dX_0 \mathcal{A}_0 e^{i \frac{\pi}{\lambda b} X_0^2} \quad (\text{II-66})$$

$\mathcal{A}(P)$ peut s'écrire sous la forme d'une différence de deux intégrales de Fresnel du type :

$$I(v) = \int_0^v dt e^{i\pi \frac{t^2}{2}} \quad (\text{II-67})$$

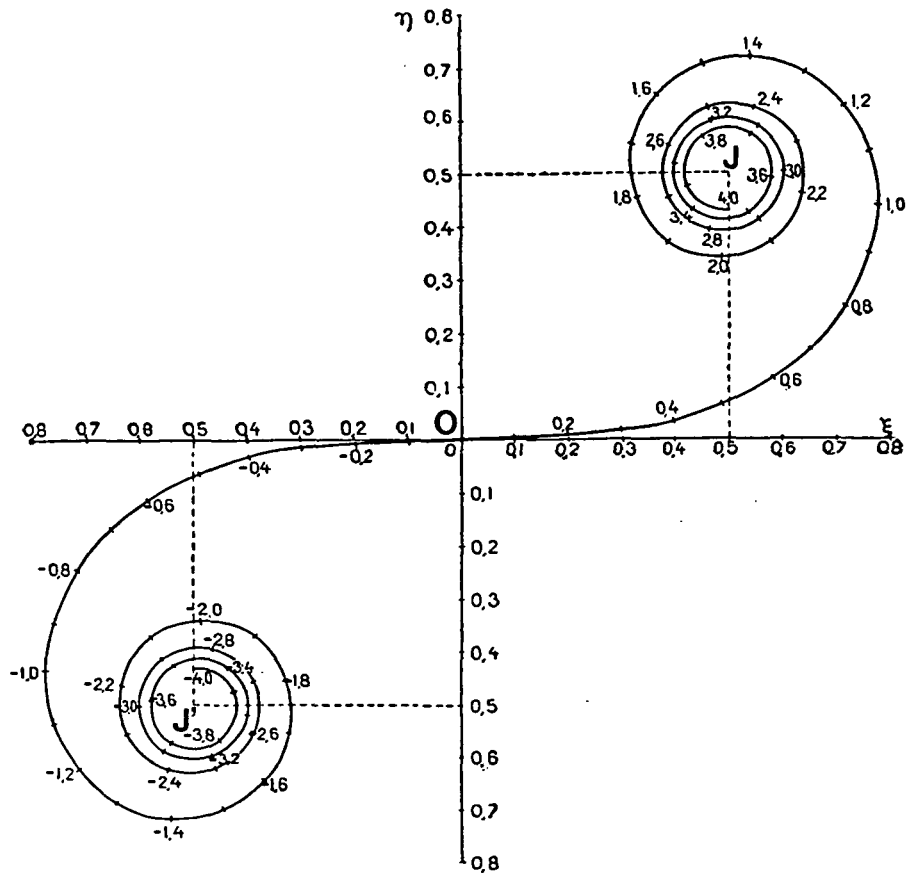


Fig. II-23 . Spirale de Cornu [59]
C'est la représentation dans le plan complexe de l'intégrale de Fresnel :

$$I(v) = \int_0^v dt \cdot e^{-i \pi \frac{t^2}{2}}$$

paramétrée par la valeur de v . Les points J et J' correspondent respectivement à $v = +\infty$ et $v = -\infty$.

Cette spirale est utile pour comprendre le comportement de l'amplitude et de la phase de la lumière diffractée par un bord d'écran.

Les valeurs, complexes, de ces intégrales $I(v)$ sont tabulées et elles peuvent être représentées dans le plan complexe sous la forme de la spirale de Cornu. La figure II-23 reproduit cette spirale paramétrée par v . On peut l'utiliser pour calculer l'amplitude et la phase de la vibration $\mathcal{A}(P)$. Pour cela, écrivons $\mathcal{A}(P)$ sous la forme :

$$\mathcal{A}(P) = K \mathcal{A}_0 \left[I(v_2 = +\infty) - I(v_1 = -\sqrt{\frac{2}{\lambda b}} x) \right] \quad (\text{II-68})$$

Ceci peut être représenté dans le plan complexe de la spirale de Cornu comme un vecteur dont les extrémités se trouvent en $v_2 = +\infty$ et en $v_1 = -\sqrt{2/\lambda b} x$. Le module de ce vecteur donne l'amplitude de la vibration et son argument donne la phase. Appliquons cela à la diffraction de bord d'écran pour calculer l'amplitude et la phase de la vibration lumineuse en tout point de l'axe x . Le vecteur correspondant à une extrémité fixe ($v_2 = +\infty$, c'est-à-dire le point J de la figure II-23) et l'autre se déplace le long de la spirale. Dans la zone d'ombre géométrique de l'écran, x varie de $-\infty$ à 0 (point H de la figure p. 203), donc $v_1 = -\sqrt{2/\lambda b} x$ se déplace le long de la courbe depuis J jusqu'au point O : l'amplitude de la vibration lumineuse augmente continûment tandis que la phase varie de plusieurs fois 2π . Lorsqu'on sort de l'ombre géométrique ($x > 0$ donc $v_1 < 0$), l'amplitude augmente encore, atteint un maximum vers $v_1 = -1.2$, diminue jusqu'à $v_1 \approx -1.9$, augmente à nouveau mais moins haut, etc., et tend vers une valeur limite qui correspond à l'amplitude en l'absence d'écran (segment JJ'). Quant à la phase, elle varie beaucoup moins hors de l'ombre géométrique : sa variation maximale (entre $v_1 = -0.6$ et $v_1 = -1.6$ environ) est de l'ordre de $\pi/8$. La figure II-24 montre l'intensité (module carré de l'amplitude) et la phase de la vibration lumineuse en fonction de la distance au bord de l'ombre géométrique.

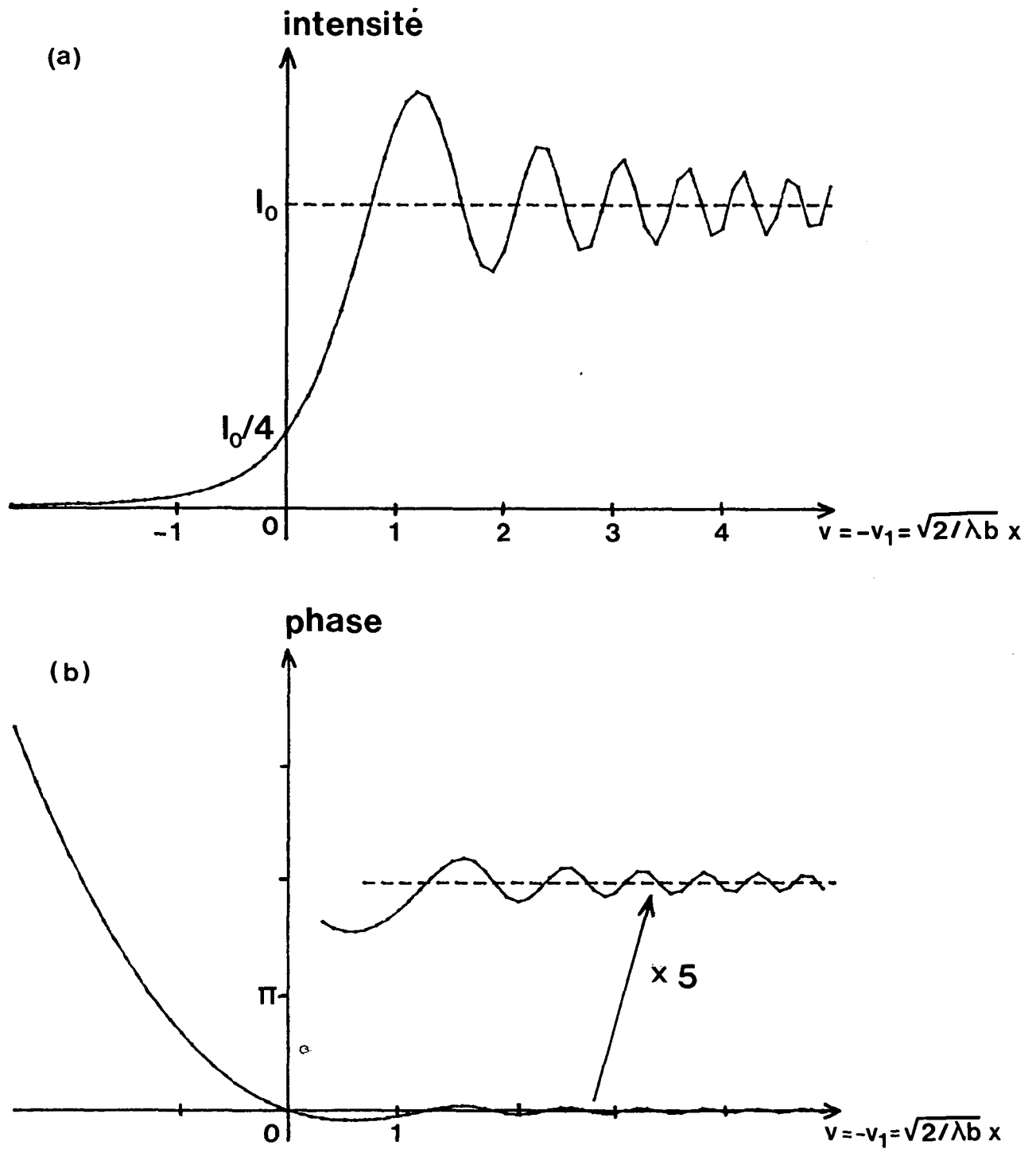


Fig. II-24 . Intensité (a) et phase (b) de la lumière diffractée par un bord d'écran en fonction du paramètre v , proportionnel à la distance au bord de l'ombre géométrique. En l'absence d'écran, $I = I_0$ et la phase est choisie nulle.

Dans notre situation expérimentale (voir fig. II-22), la diffraction sur le bord du diaphragme va provoquer des répartitions d'intensité et de phase différentes pour l'onde aller et pour l'onde retour. Le paramètre v_1 (donné par (II-68)), caractéristique de la figure de diffraction, a une valeur différente pour les deux ondes :

$$\begin{aligned} v_1' &= - \sqrt{\frac{2}{\lambda b'}} x && \text{pour l'onde aller} \\ v_1'' &= - \sqrt{\frac{2}{\lambda(b'+b'')}} x && \text{pour l'onde retour} \end{aligned} \quad (\text{II-69})$$

$$(v_2' = v_2'' = +\infty)$$

Pour nos expériences, on s'intéresse surtout au déphasage entre les deux ondes. Au bord de l'ombre géométrique ($v_1=0$), les phases des deux ondes coïncident. Dans la zone éclairée ($v_1 > 0$), la phase de chacune des ondes varie peu avec x , et le déphasage ne peut excéder $\pi/8$. Par contre, dans la zone d'ombre géométrique ($v_1 < 0$), le déphasage entre les deux ondes croît très vite avec v_1 : il faut donc s'assurer que l'intensité correspondante est suffisamment faible pour qu'il n'y ait pas d'échange de photons avec les atomes.

L'écart entre v_1' et v_1'' va déterminer le déphasage entre les deux ondes :

$$\begin{aligned} v_1' - v_1'' &= \left[\sqrt{\frac{2}{\lambda(b'+b'')}} - \sqrt{\frac{2}{\lambda b'}} \right] x \\ &= \sqrt{\frac{2}{\lambda b'}} \left[\left(1 + \frac{b''}{b'} \right)^{-1/2} - 1 \right] x \end{aligned}$$

Le déphasage est donc d'autant plus faible que b'' est petit (miroir d'autocollimation proche de la zone d'interaction) et que b' est grand (diaphragme loin de la zone d'interaction). Notons par contre que la quantité de lumière totale dans la zone d'ombre géométrique croît comme

$\sqrt{b'}$: il y a donc plus de risque d'échange d'un photon. Toutefois, cette quantité croît moins vite avec b' que le déphasage : on aura donc intérêt à prendre b' grand.

Evaluons l'importance de l'effet de la diffraction, dans un cas particulier, proche de notre situation expérimentale :

$$b''/2 = 0.1\text{m}$$

$b' = 0.2\text{m}$ (diaphragme contre le hublot d'entrée de l'enceinte à vide).

D'après les expressions (II-69), on a :

. à $x = -0.3\text{mm}$ du bord de l'ombre géométrique

$$v'_1 = 0.95$$

$$v''_1 = 0.67 \quad \text{d'où un déphasage d'environ } \pi/4$$

. à $x = -0.6\text{mm}$

$$v'_1 = 1.9$$

$$v''_1 = 1.3 \quad \text{d'où un déphasage d'environ } \pi$$

. à $x = -0.9\text{mm}$

$$v'_1 = 2.8$$

$$v''_1 = 2 \quad \text{d'où un déphasage proche de } 2\pi$$

On voit que le déphasage devient vite très important, et les atomes dans l'état piégeant sont donc susceptibles d'absorber des photons. Mais dans notre expérience, l'onde laser incidente n'était pas très saturante (s de l'ordre de 1, soit une intensité de 0.2mW/cm^2), de sorte que la quantité totale de lumière dans l'ombre géométrique (calculée pour une distance moyenne $b=0.3\text{m}$) permet d'échanger moins de 0.3 photon par atome. La probabilité de sortie de l'état piégeant est donc inférieure à 0.3 et cet effet n'est certainement pas dramatique dans ce cas. Cependant, pour des situations expérimentales différentes (vitesse atomique plus faible, intensité laser plus élevée), il pourrait jouer un rôle important. A titre de précaution, nous avons placé le diaphragme à environ 1 mètre de la zone d'interaction.

c) Superposition des ondes laser

Supposons que le miroir de rétro réflexion ne soit pas parfaitement réglé en autocollimation. On a alors la situation suivante :

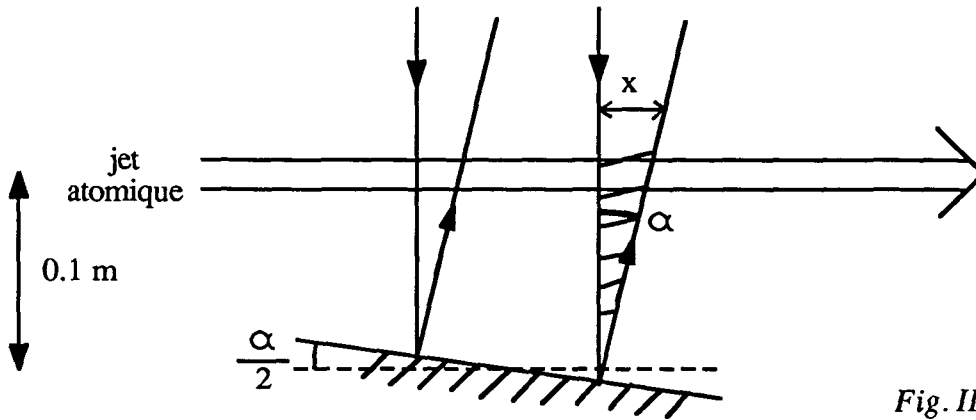


Fig. II-25 .

Il y a, en sortie de la zone d'interaction, une région de longueur x où les atomes ne sont plus éclairés que par une seule onde : ils sont alors pompés optiquement "d'un pic vers l'autre" (voir remarque un peu plus loin). Pour éviter ce phénomène, il faut que la zone x soit suffisamment courte pour que les atomes n'aient pas le temps d'échanger un photon avec l'onde unique. Prenons le cas d'un paramètre de saturation $s=1$ ($I_s \approx 0.2 \text{ mW/cm}^2$, fréquence de Rabi $\omega_1 = 0.7\Gamma$). Le temps nécessaire pour qu'un atome absorbe un photon vaut alors :

$$\left[\frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \right]^{-1} = 4\Gamma^{-1} = 0.4 \mu\text{s}$$

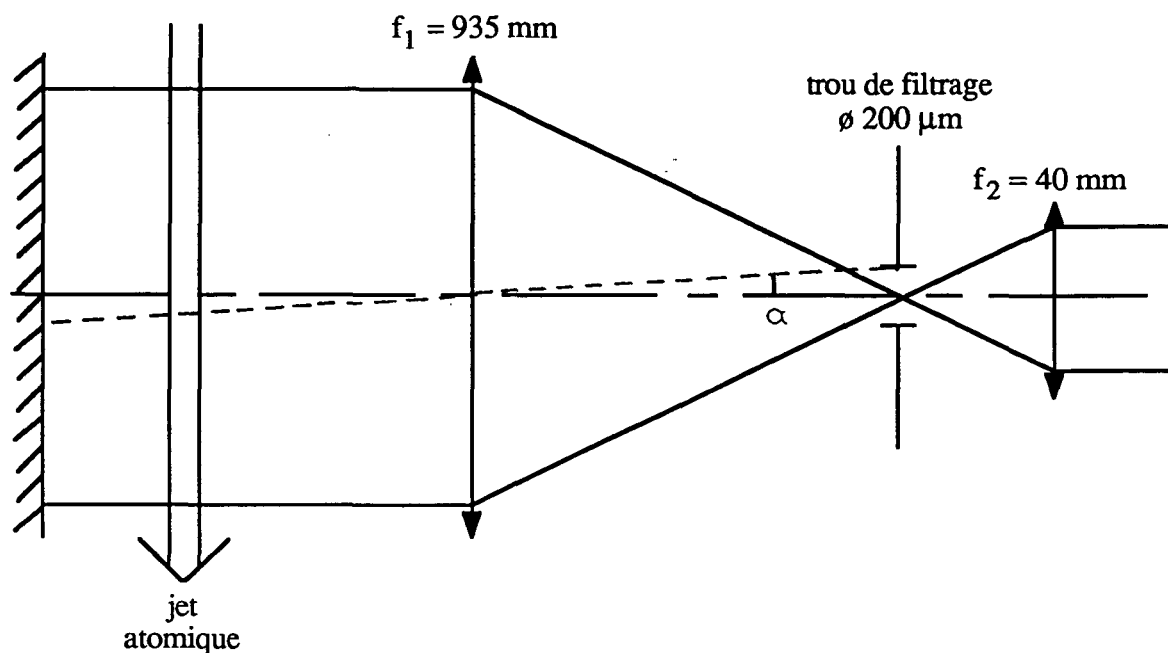
Les atomes ayant une vitesse longitudinale de l'ordre de 1000 m/s , il faut donc que :

$$x \ll 0.4 \text{ mm}$$

L'autocollimation du miroir de rétro réflexion doit par conséquent être réglée à mieux que :

$$\alpha = \frac{x}{0.1 \text{ m}} \ll 4 \cdot 10^{-3} \text{ rd} \quad (\text{II-71})$$

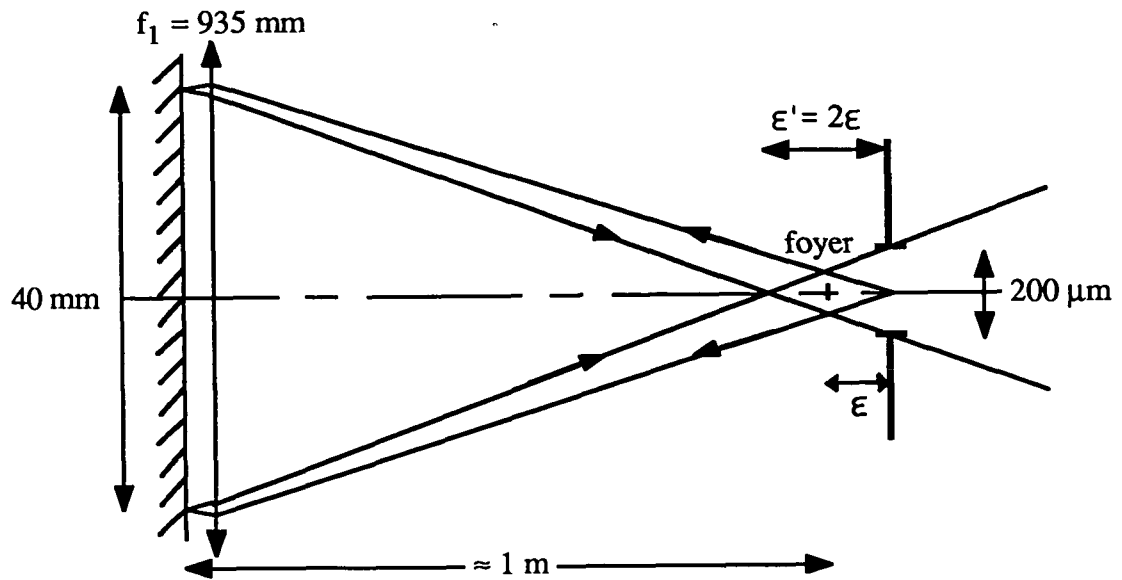
Pour régler l'orientation de ce miroir, nous avons utilisé l'autocollimation à travers un trou de filtrage placé au foyer du télescope :



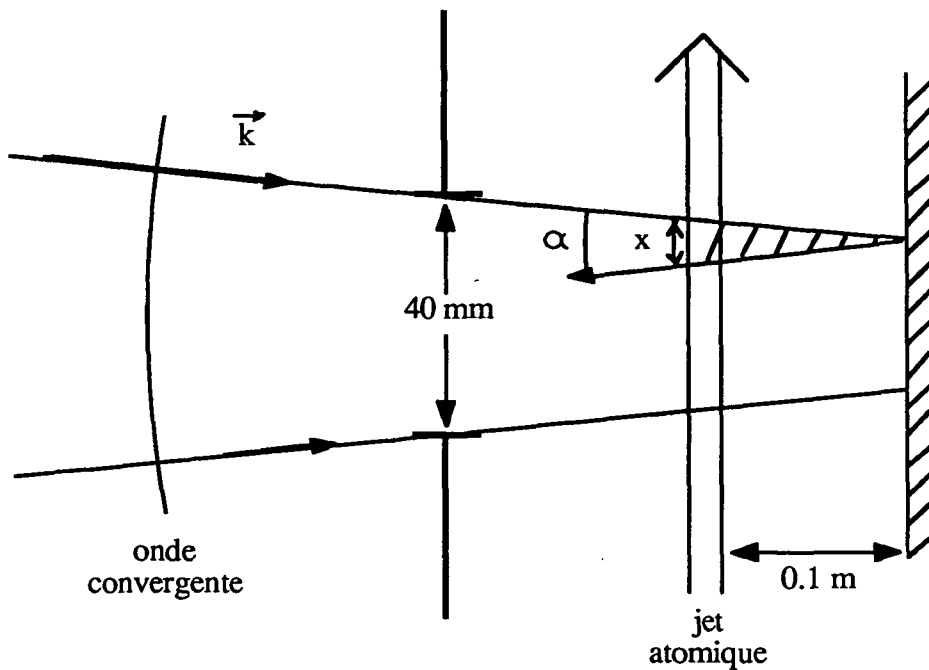
La précision de ce réglage est de l'ordre de

$$\alpha = \frac{100 \mu\text{m}}{935 \text{ mm}} \approx 10^{-4} \text{ rd}$$

Ce réglage par autocollimation permet également de s'assurer que l'onde est plane au niveau de l'interaction. On peut chiffrer l'ordre de grandeur du défaut de mise au point maximum (mauvais réglage du télescope) autorisé par ce réglage en supposant le miroir d'autocollimation collé contre la 2ème lentille du télescope :



L'autocollimation garantit $\epsilon' < 5 \text{ mm}$, donc $\epsilon < 2.5 \text{ mm}$. Un tel défaut de mise au point correspond, dans la zone d'interaction, à une onde convergente de rayon supérieur à 400 m . Ceci pourrait être gênant à cause de la mauvaise superposition des ondes aller et retour :



On a, en sortie de la zone d'interaction, une situation analogue à celle de la figure II-25 (mais qui n'est pas provoquée par le même défaut). La condition sur l'angle α est la même, donnée par (II-71), ce qui correspond à un rayon de courbure :

$$R \geq \frac{40 \text{ mm}}{\alpha} \approx 10 \text{ m.}$$

Le réglage par autocollimation, qui garantit R supérieur à 400m, permet de satisfaire facilement cette condition.

Remarque :

On peut se placer volontairement dans une situation où les deux ondes ne sont pas superposées, par exemple de la façon suivante :

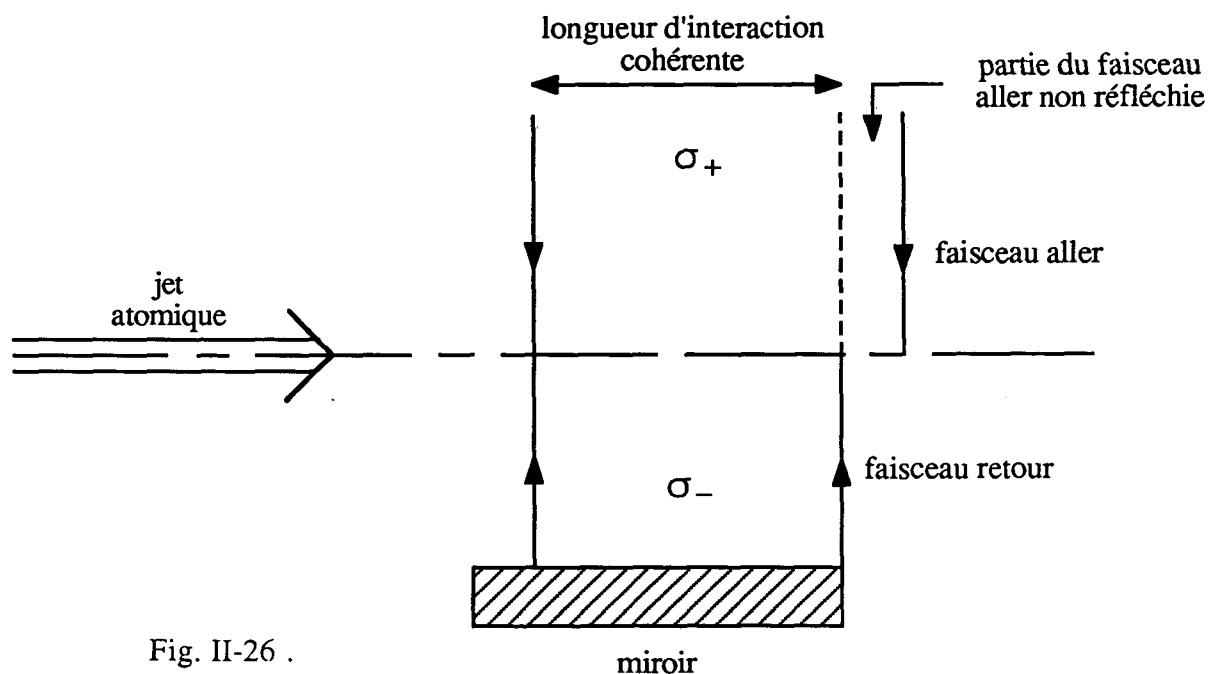


Fig. II-26 .

Dans ce cas, les atomes qui sont tombés dans l'état piégeant au cours de l'interaction cohérente vont pouvoir interagir avec l'onde σ_+ dans la zone finale :

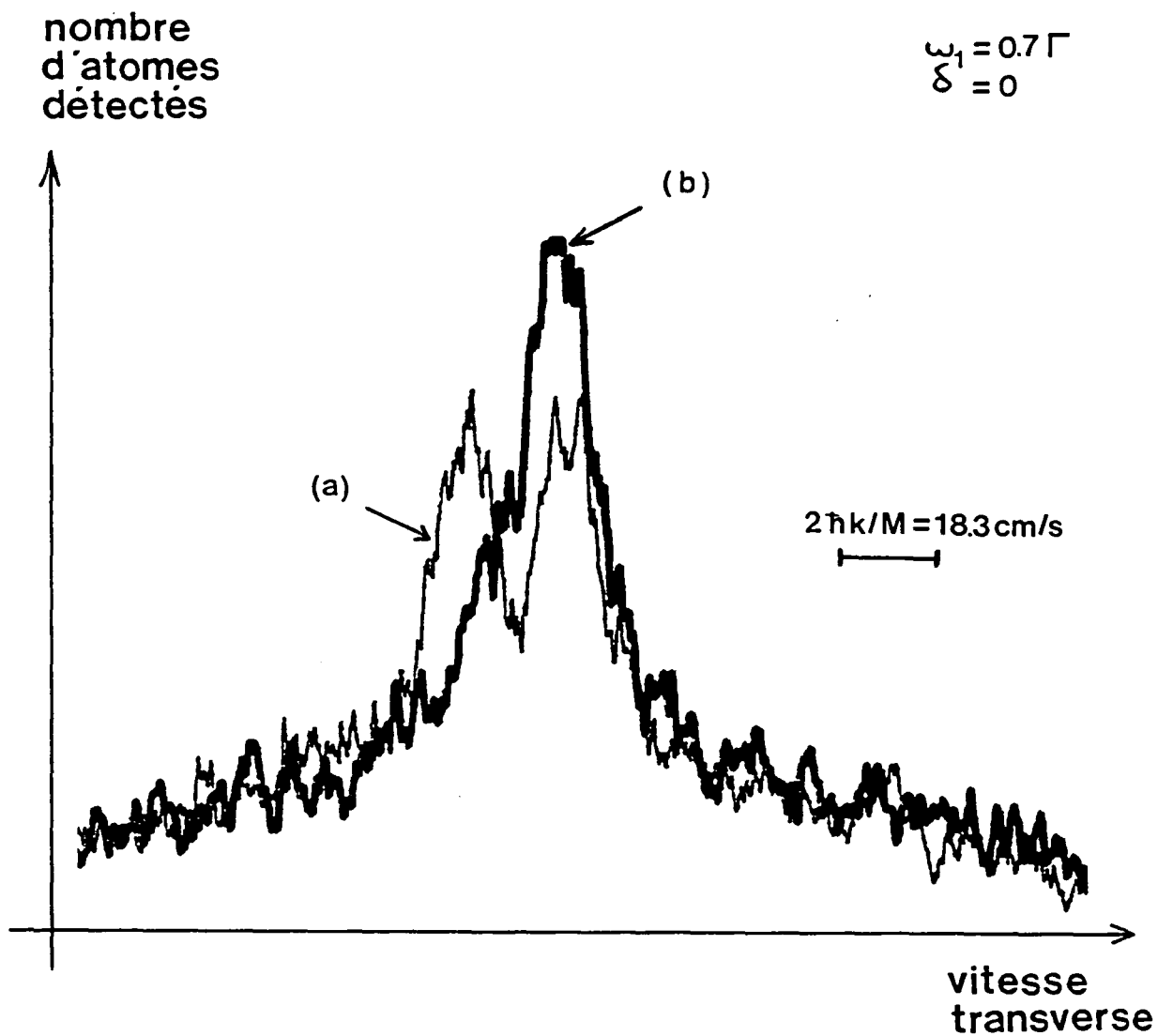
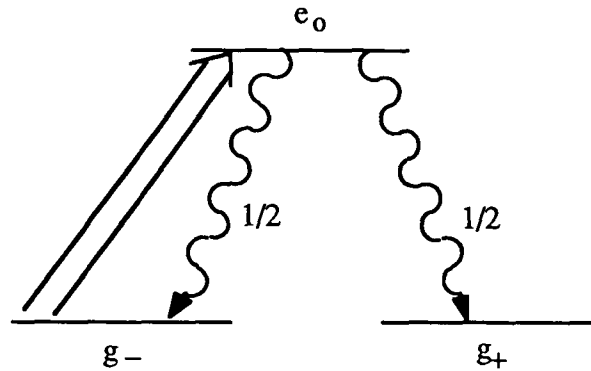


Fig. II-27 . Effet d'une mauvaise superposition des ondes dans l'expérience de "résonance noire".

La figure montre les profils de vitesses transverses obtenus

(a) lorsque les 2 ondes sont parfaitement superposées : on obtient les deux pics distants de $2\hbar k$.

(b) lorsque l'onde aller interagit encore sur 1 mm en sortie de la zone d'interaction (voir fig.II-26) : le pic correspondant à la partie $|g_-, -\hbar k \rangle$ de l'état piégeant a été "poussé" sur le pic correspondant à la partie $|g_+, +\hbar k \rangle$.



Une telle interaction permet en principe (par observation de la fluorescence) de savoir si l'atome est dans $|g_- \rangle$ ou dans $|g_+ \rangle$: c'est une mesure de l'état interne. La moitié des atomes seront trouvés dans $|g_+, +\hbar k \rangle$ et n'interagiront pas dans la zone finale. Mais l'autre moitié, correspondant à $|g_-, -\hbar k \rangle$, va absorber un photon σ_+ , ce qui augmente sa quantité de mouvement de $+\hbar k$. Puis l'atome retombe par émission spontanée soit dans $|g_+ \rangle$, où il cesse d'interagir, soit dans $|g_- \rangle$ où le processus recommence. Au bout d'un temps d'interaction infini, tous les atomes sont dans $|g_+ \rangle$. La probabilité qu'un atome ait absorbé n photons avant de tomber dans $|g_+ \rangle$ vaut $\mathcal{P}(n) = 1/2^n$. En moyenne, la quantité de mouvement des atomes initialement dans $|g_-, -\hbar k \rangle$ a varié de $[\sum_n n \mathcal{P}(n)] \hbar k = 2\hbar k$: ils se retrouvent donc dans $|g_+, p \rangle$ avec une distribution de p dont le centre de gravité est $+\hbar k$. La loi de probabilité $\mathcal{P}(n)$ va rendre cette distribution asymétrique en privilégiant $p=0$ ($n=1$ photon absorbé). De plus, cette asymétrie va être renforcée par le fait que le temps d'interaction est fini. Par ailleurs, le recul aléatoire lors de l'émission spontanée va élargir la distribution des p (dispersion suivant l'axe des lasers de l'ordre de $\sqrt{n} \hbar k / \sqrt{3}$ pour n photons réémis). La figure II-27 montre le résultat expérimental obtenu : on observe sur la courbe (b) la somme du pic initial correspondant à $|g_+, +\hbar k \rangle$ et de la distribution asymétrique décrite ci-dessus.

d) Pureté de polarisation

Pour cette expérience, on veut que l'onde aller soit σ_+ et l'onde retour σ_- . Supposons qu'une fraction η de l'intensité de l'onde aller est polarisée σ_- . Pour que cette impureté n'ait pas d'effet sur l'expérience, il suffit que l'intensité correspondante ne soit pas suffisante pour qu'il y ait échange d'un photon pendant le temps d'interaction. Si on se place dans le cas d'une saturation $s=1$ pour chaque onde, cette condition s'écrit :

$$\left[\frac{\Gamma}{2} \frac{\eta s}{1+\eta s} \right]^{-1} > t_{\text{int}}$$

Pour un temps d'interaction de $40\mu\text{s}$ (40mm parcourus à 1000m/s), on en déduit :

$$\eta < 5 \cdot 10^{-3}$$

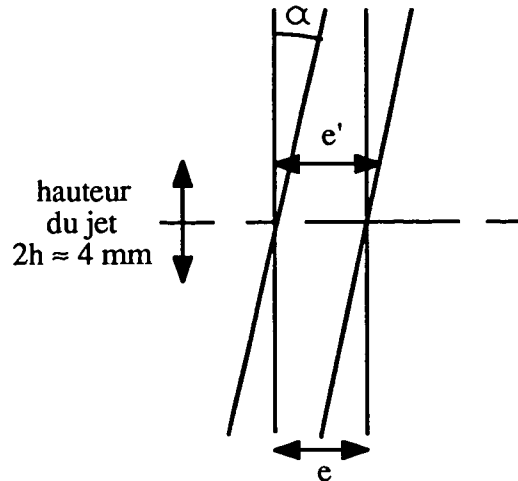
La méthode expérimentale utilisée pour le réglage des polarisations a été décrite en détail au § II.B.4. Rappelons la méthode proposée pour régler la configuration σ_+/σ_- : on se place d'abord dans la configuration σ_+/σ_+ en réalisant l'extinction sur le retour par autocollimation à travers le cube polariseur initial (P) (voir fig.II-8), puis on ajoute une lame quart d'onde (L_2) entre la zone d'interaction et le miroir d'autocollimation. Le problème nouveau qui se pose maintenant est que le miroir d'autocollimation (m') et cette lame quart d'onde (L_2) sont placés sous vide pour éviter de traverser un hublot (voir fig.II-21). On ne peut donc plus ni enlever ni tourner la lame $\lambda/4$ (L_2). Il faut donc trouver un critère garantissant qu'on est bien en configuration σ_+/σ_- . Si on est dans cette configuration, on doit observer l'extinction du retour par autocollimation sur la voie orthogonale du cube polariseur (voir tableau à la fin du § II.B.4), mais ce n'est pas une condition suffisante : par exemple une configuration où les ondes aller et retour sont linéaires parallèles entre elles et parallèles à l'une des lignes neutres de la lame $\lambda/4$ sous vide (L_2) donne le même résultat. Il faut donc s'assurer séparément que la polarisation de l'onde aller est bien σ_+ (celle de l'onde retour sera automatiquement σ_- quelle que soit l'orientation de la lame $\lambda/4$ (L_2)). Nous avons fait ce réglage en analysant la vibration aller après le miroir de renvoi à 45° , juste avant la zone d'interaction. On a placé une lame $\lambda/4$ suivie d'un polariseur et on a vérifié que, pour une

position quelconque de la lame $\lambda/4$, on trouve toujours une bonne extinction en tournant le polariseur. Cette méthode est plus précise que celle qui consisterait à vérifier, en tournant un polariseur dans le faisceau, qu'il n'y a pas de variation d'intensité, car le réglage d'une extinction est beaucoup plus sensible. Avec des éléments polarisants de bonne qualité (polariseurs en spath), on obtient facilement une précision de 10^{-3} sur la pureté de polarisation, voire de 10^{-4} avec plus de précautions. Ce réglage préliminaire ayant été fait, on contrôle que l'onde rétroréfléchie est bien σ_- au moyen de l'extinction sur la voie orthogonale du cube polariseur.

e) Résolution en vitesse transverse

Cette dernière contrainte diffère des précédentes car elle n'est pas nécessaire pour que le phénomène de piégeage cohérent ait lieu mais seulement pour qu'on puisse en observer l'effet. Pour cela, il nous faut une résolution en vitesse transverse meilleure que la vitesse de recul sous l'effet d'un photon, puisque nous voulons montrer que le nouveau processus permet de franchir cette limite. Rappelons que pour l'hélium 4 la vitesse de recul liée à l'échange d'un photon vaut 9.2cm/s. Etant donné la vitesse longitudinale de l'ordre de 1100m/s dans cette expérience, il faut une résolution angulaire meilleure que 8.10^{-5} rd.

La méthode d'analyse des vitesses transverses a été discutée en détail au § II.B.6. On utilise ici une fente d'analyse placée juste après la zone d'interaction puisqu'on veut mesurer la distribution des vitesses transverses finales. Les deux fentes d'analyse et de détection ont une largeur de $100\mu\text{m}$, ce qui conduit à une résolution angulaire, définie comme la demi-largeur à mi-hauteur du produit de convolution des fentes, de l'ordre de 4.10^{-5} rd (pour une distance de 1.4m entre les deux fentes). Cette largeur de fente représente le meilleur compromis entre la résolution et le rapport signal sur bruit (pour fixer un ordre de grandeur, un profil du type de la figure 4 de l'article précédent nécessite un temps de mesure d'environ 3mn). Cependant la résolution obtenue n'est suffisante qu'à condition qu'elle ne soit pas détériorée par des phénomènes parasites. Par exemple, si les deux fentes ne sont pas exactement parallèles, leur produit de convolution est élargi. Supposons qu'elles font un angle α :



Verticalement, le signal est intégré sur toute la hauteur du jet, qui est de l'ordre de 4mm. La largeur apparente de la fente inclinée d'un angle α sera donc de l'ordre de :

$$e' \approx e + h\alpha$$

Pour dégrader la résolution de 10%, il suffit que e' soit 10% plus grand que e , c'est-à-dire :

$$\alpha \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ rd}$$

Afin d'obtenir un parallélisme des fentes meilleur que cette valeur, on a réglé l'horizontalité des figures de diffraction provoquées par chaque fente éclairée par un laser hélium-néon, et observées sur un écran distant de plusieurs mètres. Il a également fallu régler l'orthogonalité des fentes avec l'axe des faisceaux laser, ce qui a été obtenu en orientant le miroir d'autocollimation (m') dans un plan vertical. Ces derniers réglages se font sans problème avec une précision de 10^{-3} radian.

II.E.5. Conclusion et perspectives

L'ensemble des contraintes expérimentales qui vient d'être mis en évidence montre la difficulté de réalisation de cette expérience. La vitesse transverse qui a été obtenue, déduite de la demi-largeur standard à $e^{-1/2}$ d'un des pics, vaut 6cm/s ce qui peut être converti en une température de $2\mu\text{K}$, deux fois plus faible que l'énergie cinétique de recul d'un photon. Pour atteindre des températures encore plus basses, dans le domaine du nanoKelvin, il faudrait allonger le temps d'interaction cohérente, par exemple en utilisant des atomes ralentis longitudinalement. Mais il est alors clair que les contraintes sur les cohérences vont être encore plus sévères.

D'autres extensions de ce processus peuvent être envisagées. Par exemple, nous avons proposé une généralisation à deux dimensions du processus [57], mais nous ne savons pas si la vitesse de remplissage de l'état piégeant serait suffisante pour que le processus soit intéressant. Signalons enfin que des expériences utilisant la cohérence entre les deux composantes $|g_-, -\hbar k \rangle$ et $|g_+, +\hbar k \rangle$ de l'état piégeant peuvent être envisagées dans le contexte de l'interférométrie atomique.

CONCLUSION

Nous disposons actuellement d'un laser LNA en anneau monomode, délivrant une puissance de 60mW à la longueur d'onde de résonance de l'hélium 4 ($1.083\mu\text{m}$) lorsqu'il est pompé par un laser à argon délivrant 4W sur la raie verte. La fréquence du laser LNA est stabilisée à mieux que 150kHz sur une raie d'absorption saturée dans une décharge d'hélium 4. Nous avons évoqué à la fin du chapitre I plusieurs améliorations possibles de ce système, qui devraient permettre sans difficulté d'améliorer encore la stabilité en fréquence, si nécessaire. La détermination plus précise de la largeur de raie du laser doit également être réalisée à court terme, en mesurant la largeur du battement entre deux lasers identiques. D'autres possibilités d'évolution de ces lasers LNA sont envisageables, en changeant de source de pompage : diode laser de puissance à 800nm qui permet d'obtenir des lasers plus compacts et de seuil plus bas [20], lampe à arc qui permet d'atteindre des puissances de sortie élevées [18]. L'avènement de diodes laser émettant directement à $1.08\mu\text{m}$ avec des caractéristiques satisfaisantes pour le refroidissement radiatif est également une possibilité à l'étude. De manière générale, plusieurs lasers vont devoir être développés en parallèle, en vue d'expériences de refroidissement radiatif qui vont nécessiter plusieurs sources, à la fois pour agir sur les atomes, et comme diagnostic (mesures de vitesses par exemple).

Jusqu'ici, les expériences que nous avons réalisées sur l'hélium 4 ont utilisé le laser LNA tel qu'il a été décrit au chapitre I. Nous avons ainsi pu vérifier expérimentalement à une dimension les prédictions de la théorie "élémentaire" qui prend comme modèle un atome à deux niveaux. Ce test est un point important au moment où de nouvelles expériences contredisent les prédictions théoriques simples et conduisent à des températures plus basses que prévues. Des explications théoriques nouvelles ont été proposées [6-8, 48, 52, 53], mettant en jeu l'existence d'une structure plus complexe des niveaux atomiques et des polarisations des ondes lumineuses. Ceci a motivé de nouvelles expériences de test dans notre géométrie à une dimension, en tirant parti des schémas de niveaux de l'hélium 4 et du contrôle précis des polarisations que nous avons mis en place sur notre expérience. La figure C-1 montre un exemple caractéristique des résultats de ces expériences, où le changement de configuration de polarisation modifie radicalement l'efficacité du processus de refroidissement. L'étude

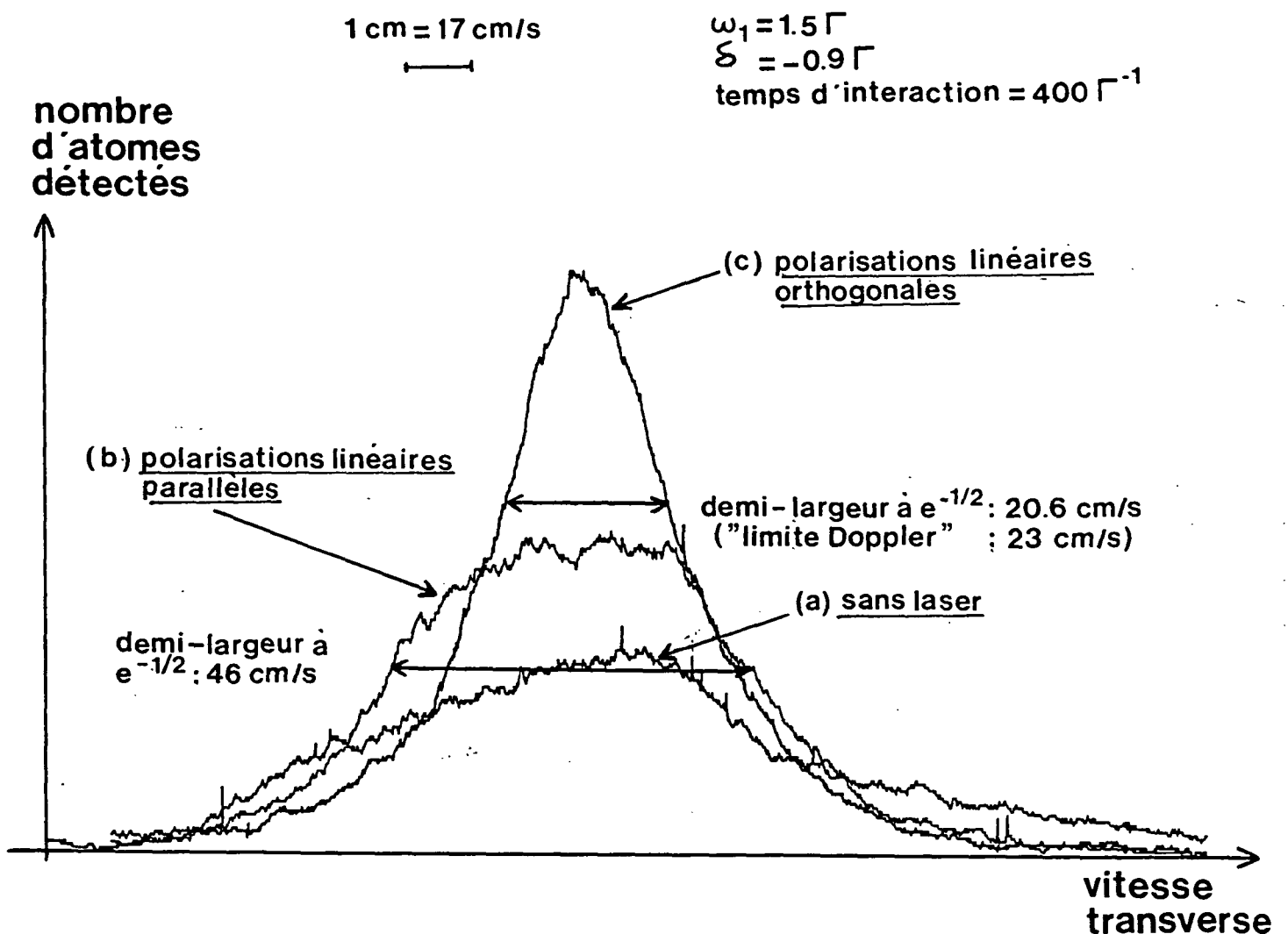


Fig. C-1. Mélasse optique à "gradient de polarisation" sur la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$ de l'hélium 4.

Les trois courbes représentent les profils de vitesses transverses :

- (a) sans laser;
- (b) en faisant interagir les atomes à angle droit avec une onde laser stationnaire, formée de deux ondes de polarisations linéaires parallèles ("mélasse Doppler");
- (c) avec deux ondes lasers de polarisations linéaires orthogonales (d'où un gradient de polarisation).

Dans les cas (b) et (c), la fréquence de Rabi pour chaque onde est $\omega_1 = 1.5 \Gamma$ et le désaccord vaut $\delta = -0.9 \Gamma$.

Dans le cas (b), la vitesse quadratique moyenne obtenue (46 cm/s) est élevée par rapport à la "limite Doppler" prévue (cf § II.C) car l'intensité laser est grande.

Dans le cas (c), on obtient une vitesse quadratique moyenne de 20.6 cm/s, inférieure à la "limite Doppler" (23 cm/s).

Ce résultat préliminaire est en accord avec les conclusions de la référence [48] :

- grande sensibilité à la configuration de polarisation,
- possibilité d'atteindre des températures inférieures à la "limite Doppler".

détaillée de ces processus en fonction de nombreux paramètres (puissance laser, désaccord, temps d'interaction...) est en cours parallèlement à une amélioration de la compréhension théorique.

L'autre point important, dans le second chapitre de ce mémoire, est la présentation d'une expérience originale de refroidissement radiatif ayant permis de passer en-dessous de la "limite" du recul lié à l'échange d'un seul photon. Cette expérience, basée sur des concepts différents des processus de refroidissement "habituels" (piégeage cohérent de population sélectif en vitesse), a ouvert la voie d'une part à des températures très basses (limitées uniquement par le temps d'interaction cohérente), d'autre part à des traitements théoriques quantiques intéressants (méthode des "familles") qui peuvent être appliqués dans d'autres cas [60].

De nombreuses possibilités s'ouvrent pour ces expériences de refroidissement radiatif de l'hélium 4. Une première étape est le ralentissement longitudinal du jet pour permettre d'augmenter les temps d'interaction, qui sont une limite pour beaucoup des expériences que nous avons réalisées. On peut ensuite envisager de piéger les atomes (piège magnéto-optique [61]) pour étudier leurs interactions à basse température, ou au contraire reprendre les expériences transverses avec des temps d'interaction plus longs : réalisation d'une expérience de "résonance noire" à deux dimensions, utilisation de la cohérence créée par cette "résonance noire" pour des expériences d'interférométrie atomique. Il semble difficile, à la lumière des rebondissements qui ont agité le domaine du refroidissement radiatif pendant ces dernières années, de prévoir les développements futurs de ces expériences: on peut simplement espérer qu'ils seront aussi passionnants.

APPENDICE N° 1

CALCUL DE LA CONDITION DE STABILITE ET DES TAILLES
DES WAISTS DANS LA CAVITE LASER EN TENANT COMPTE
DE L'ASTIGMATISME

La forme en anneau de la cavité implique l'utilisation des miroirs sous une incidence θ non nulle.

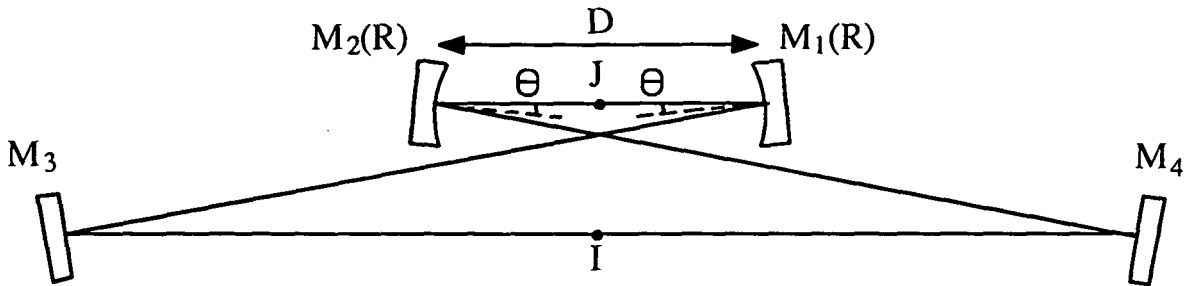


Fig. A1-1 . .

Les miroirs sphériques utilisés hors d'axe introduisent de l'astigmatisme [22] qui rompt la symétrie de révolution des faisceaux. Dans notre cas, la symétrie de la cavité impose la position des deux waists en I et J. Par contre, la dimension de ces waists va dépendre du plan de coupe considéré. Nous allons calculer ici la taille des waists dans deux plans orthogonaux couramment appelés plan sagittal (plan de la figure A1-1) et plan tangentiel.

Dans le cadre des aberrations du 3^e ordre, on peut schématiquement représenter l'effet de l'astigmatisme pour un miroir sphérique par deux distances focales différentes dans les plans sagittal et tangentiel. Elles s'expriment en fonction du rayon de courbure des miroirs et de l'angle d'incidence θ par :

$$f_S = \frac{R}{2 \cos\theta}$$

$$f_T = \frac{R \cos\theta}{2}$$

On peut alors écrire la matrice $M(I)$ de la cavité dans chaque plan en remplaçant dans les matrices représentant les miroirs sphériques (cf. éq. 1-1) la focale $f=R/2$ par f_S ou f_T . On obtient par exemple :

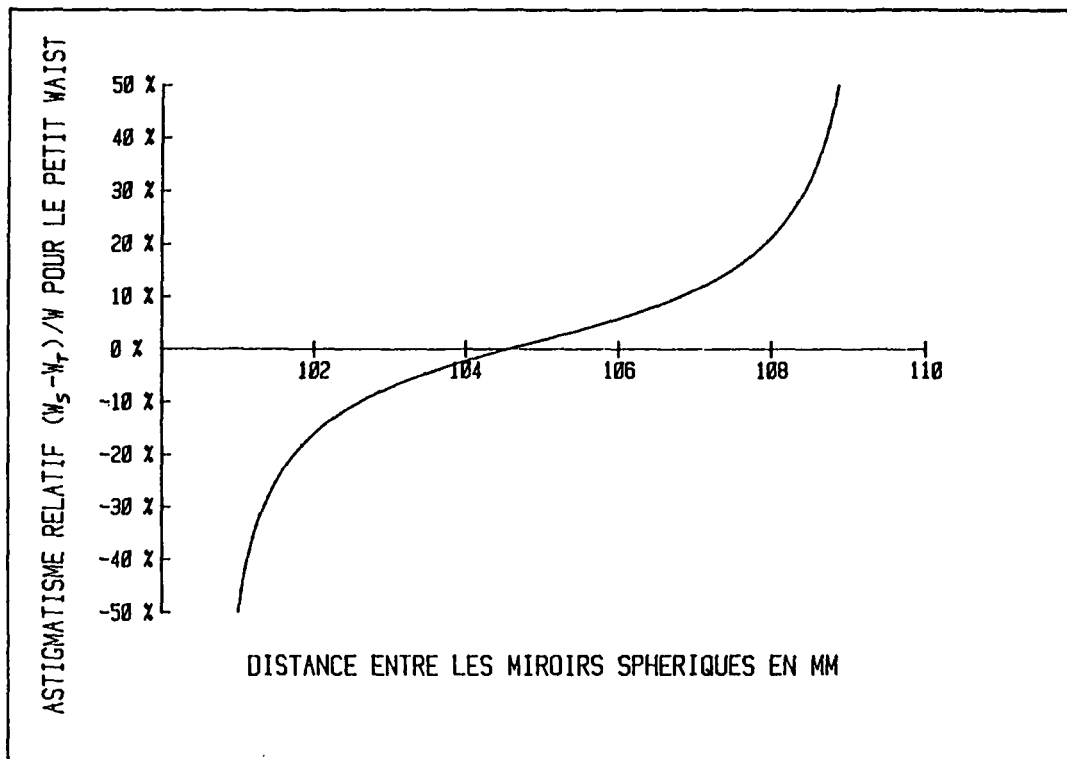
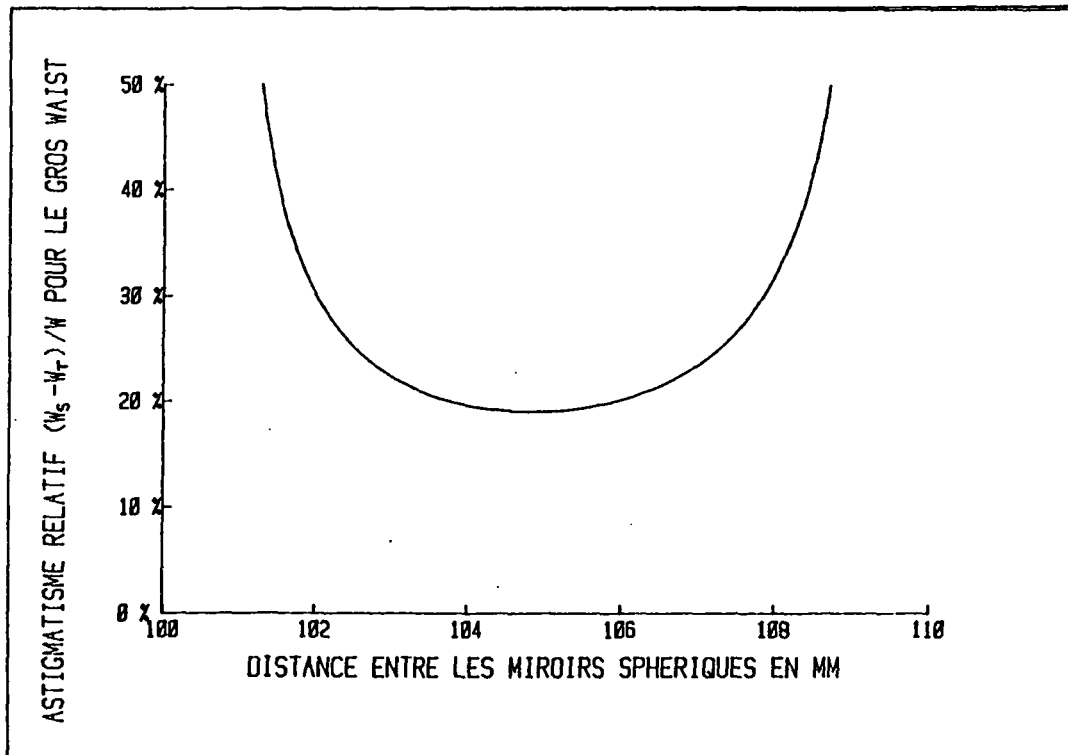


Fig. A1-2. Astigmatisme relatif $(W_S - W_T) / W$ pour les deux waists de la cavité en fonction de la distance entre les deux miroirs sphériques. Les miroirs ont un rayon de courbure R de 100 mm, la cavité une longueur totale L de 1200 mm et l'angle d'incidence θ vaut 7.5° .



$$M_T(I) = \begin{bmatrix} -1+2 \frac{D-R\cos\theta}{R\cos\theta} \frac{L-D-R\cos\theta}{R\cos\theta} & (L-D-R\cos\theta) \left[\frac{L-D-R\cos\theta}{R\cos\theta} \frac{D-R\cos\theta}{R\cos\theta} - 1 \right] \\ 4 \frac{D-R\cos\theta}{(R\cos\theta)^2} & -1+2 \frac{D-R\cos\theta}{R\cos\theta} \frac{L-D-R\cos\theta}{R\cos\theta} \end{bmatrix}$$

On peut ensuite écrire les deux conditions de stabilité :

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 < D - R\cos\theta < \frac{R^2 \cos^2 \theta}{L-D-R\cos\theta} \\ 0 < D - \frac{R}{\cos\theta} < \frac{(R/\cos\theta)^2}{L-D-(R/\cos\theta)} \end{array} \right.$$

Ces deux conditions devant être remplies simultanément, on obtient une plage de stabilité réduite :

$$\frac{R}{\cos\theta} < D < \frac{R(L-D)}{\frac{L-D}{\cos\theta} - R}$$

$$\text{avec une condition nécessaire } L > D + \frac{R}{\cos\theta}$$

On peut également écrire la condition de bouclage sur les rayons de courbure complexes q_S et q_T et en déduire les tailles des waists sagittaux et tangentiels. Les résultats obtenus pour les conditions de l'expérience sont donnés ci-contre fig.A1-2. Les courbes montrent un minimum d'astigmatisme au centre de la plage de stabilité de la cavité, qui peut être nul pour le petit waist mais forcément supérieur à 20% pour l'autre waist. Cet astigmatisme est bien sûr d'autant plus petit que l'angle d'incidence θ est faible, mais des problèmes d'encombrement nous ont conduit au choix de $\theta=7.5^\circ$.

On peut essayer de compenser cet astigmatisme en ajoutant une lame de verre à l'incidence de Brewster dans le "petit bras" de la cavité. En effet, une lame inclinée introduit sur un faisceau convergent un astigmatisme opposé à celui des miroirs, qui peut se traduire par une longueur optique équivalente différente suivant les plans sagittal et tangentiel :

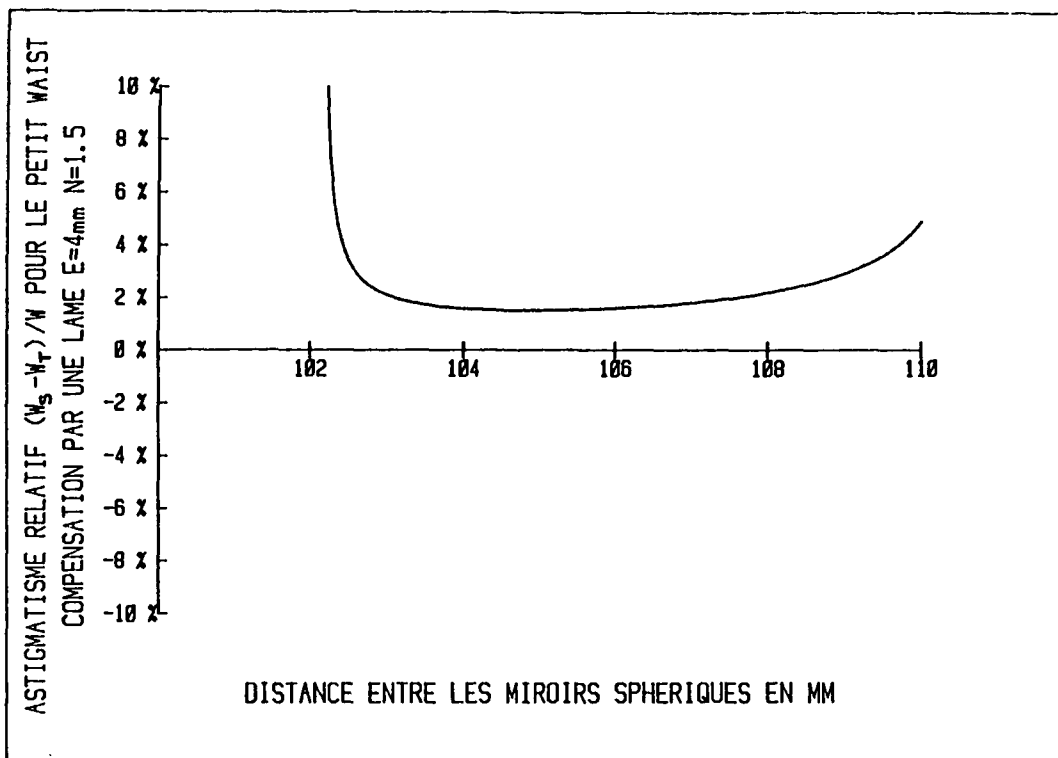
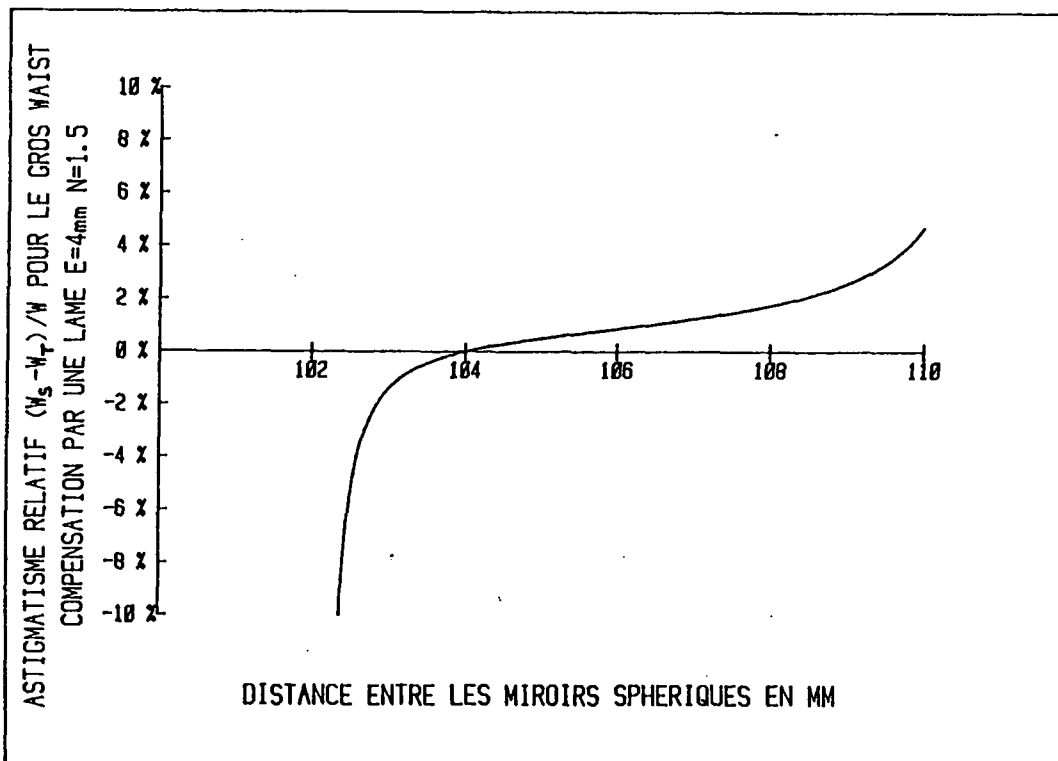


Fig. A1-3 . Compensation de l'astigmatisme, dû aux miroirs utilisés sous incidence oblique, grâce à une lame de verre d'épaisseur 4 mm et d'indice 1.5 placée à l'incidence de Brewster dans la cavité laser. Les figures donnent l'astigmatisme relatif $(W_s - W_T) / W$ résiduel sur les deux waists de la cavité en fonction de la distance entre les miroirs sphériques.



$$e_S = e \frac{\sqrt{1 + n^2}}{n^2}$$

$$e_T = e \frac{\sqrt{1 + n^2}}{n^4}$$

pour une lame d'épaisseur e , d'indice n , placée à l'incidence de Brewster. On peut reprendre le calcul des tailles des waists par le calcul matriciel en remplaçant la distance D par $D - (n-1)e_S$ ou $D - (n-1)e_T$ suivant les plans sagittal et tangential respectivement. On obtient alors pour une lame d'épaisseur 4mm et d'indice 1.5 les courbes d'astigmatisme relatif pour les tailles des deux waists qui sont données fig.A1-3. En ce qui concerne la position des waists, elle reste inchangée à condition de garder la symétrie de la cavité. On utilise pour cela deux lames d'épaisseur moitié (2mm) placées à Brewster de part et d'autre du milieu des deux miroirs sphériques (donc du waist).

Des mesures de divergence du faisceau de sortie du laser (donc de la taille du "gros" waist) ont été faites avec et sans lames correctrices pour une distance $D=105\text{mm}$ entre les miroirs sphériques (rapportée au cas où il n'y a pas le cristal de LNA dans la cavité). En l'absence de lames, l'astigmatisme sur le gros waist est de l'ordre de 30% autour d'une valeur moyenne de $400\mu\text{m}$. Avec les deux lames correctrices de 2mm placées à Brewster, l'astigmatisme s'annule (le gros waist vaut alors $600\mu\text{m}$, à cause de l'effet des lames sur la distance optique entre les miroirs sphériques). Toutefois, ces lames n'ont pas été conservées dans la version définitive du laser à cause des pertes importantes qu'elles provoquaient (problème de réglage de l'incidence et de qualité optique des lames). L'astigmatisme sur le petit waist étant quasiment nul au centre de la plage de stabilité, il ne pose pas de problème du point de vue du recouvrement des waists vert (pompe) et infrarouge au niveau du cristal. Quant à l'astigmatisme de 30% sur le faisceau de sortie du laser, il ne représente pas un problème pour le type d'expériences que nous avons réalisées, d'autant moins qu'on peut toujours y remédier par une anamorphose.

APPENDICE N° 2

CALCUL DE LA TRANSMISSION SPECTRALE D'UNE LAME BIREFRINGENTE
PLACEE A L'INCIDENCE DE BREWSTER DANS UNE CAVITE LASER

Le but de cet appendice est de calculer en détail la transmission spectrale d'une lame biréfringente placée à l'incidence de Brewster dans une cavité laser contenant des dioptres à Brewster. Nous verrons que cette lame est paradoxalement plus sélective dans une cavité contenant peu de dioptres à Brewster que placée entre deux polariseurs, dans un assemblage du type filtre de Lyot. Cette particularité a été déjà montrée par BLOOM [24].

Nous rappellerons d'abord les caractéristiques du filtre de Lyot élémentaire, constitué d'une lame biréfringente placée à incidence normale entre deux polariseurs. Puis nous calculerons le déphasage introduit par cette lame lorsqu'on l'utilise en incidence oblique (par exemple à l'incidence de Brewster). Enfin, dans un troisième paragraphe, nous calculerons la transmission de cette lame placée dans une cavité laser et nous en déduirons la transmission de la lame utilisée dans notre laser LNA.

1. DESCRIPTION DU FILTRE DE LYOT ELEMENTAIRE

Le filtre de Lyot le plus simple est constitué d'une lame biréfringente d'épaisseur e placée à incidence normale entre deux polariseurs d'axes parallèles

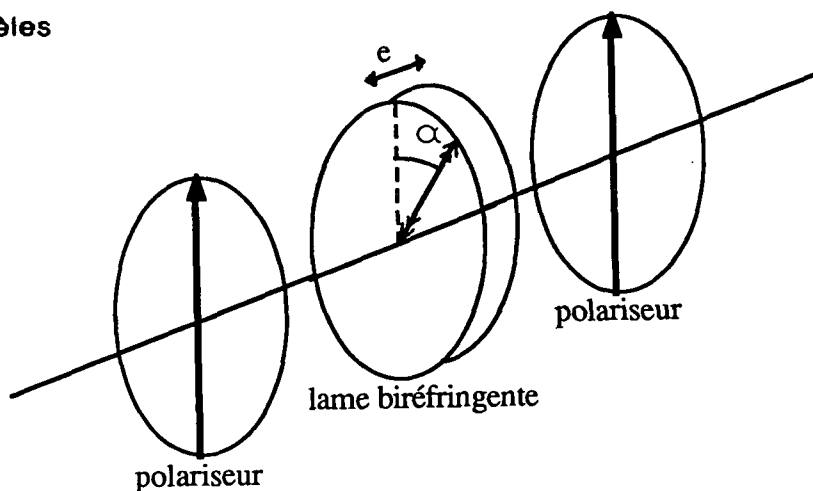


Fig. A2-1 .

Le milieu biréfringent est uniaxe, d'indices ordinaire n_o et extraordinaire n_e et taillé parallèlement à son axe optique. Cet axe optique fait un angle $\alpha=45^\circ$ avec la polarisation incidente définie par le polariseur. La lame introduit un déphasage φ entre les deux composantes de la polarisation incidente sur ses axes ordinaire et extraordinaire avec :

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_e - n_o)e \quad (\text{A2-1})$$

A la sortie de la lame, la polarisation est elliptique, avec une ellipticité qui dépend de la longueur d'onde. Après traversée du second polariseur, parallèle au premier, on a une onde polarisée linéairement dont l'intensité I dépend de λ :

$$I = I_o \left[1 - \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right] \quad (\text{A2-2})$$

Le contraste des franges obtenues dépend de l'angle α (il vaut 1 pour $\alpha=45^\circ$) mais la longueur d'onde des maxima ne dépend que de $(n_e - n_o)e$: la transmission spectrale de ce filtre n'est pas réglable.

2. CALCUL DU DEPHASAGE INTRODUIT PAR UNE LAME BIREFRINGENTE SOUS INCIDENCE OBLIQUE

Nous allons maintenant nous intéresser au cas où la lame est placée sous une incidence i . Nous verrons que son déphasage φ dépend alors de l'angle α entre l'axe optique et le plan d'incidence, ce qui permet un réglage de la transmission spectrale en tournant la lame autour de sa normale :

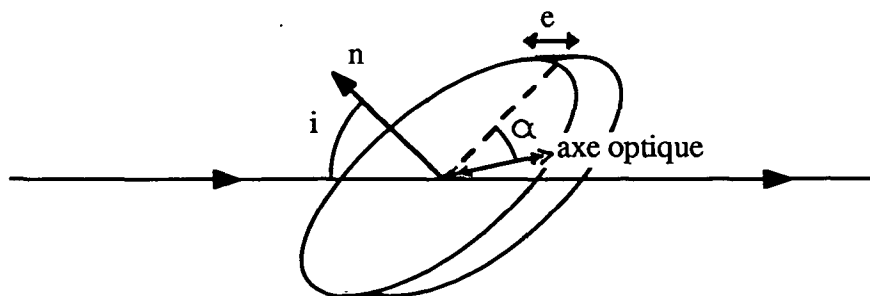


Fig. A2-2 .

La lame biréfringente est la même que précédemment, d'épaisseur e , d'indices n_o et n_e et d'axe optique dans le plan des faces.

Le trajet optique \widehat{OO}_0 correspondant à l'indice ordinaire vaut simplement :

$$\widehat{OO}_0 = n_o \overline{OO}_0 = n_o \frac{e}{\cos r_o} \quad (\text{A2-4})$$

où r_o est l'angle réfracté correspondant à l'indice ordinaire :

$$\sin i = n_o \sin r_o \quad (\text{A2-5})$$

Le trajet optique \widehat{OI} est constitué de deux parties, la première correspondant à la traversée de la lame avec l'indice extraordinaire $n_e(i, \alpha)$ que nous calculerons plus loin, la seconde étant le trajet dans l'air $\overline{O_e I}$:

$$\begin{aligned} OI &= n_e(i, \alpha) \overline{OO}_e + \overline{O_e I} \\ &= n_e(i, \alpha) \frac{e}{\cos r_e} + \overline{O_e O}_0 \sin i \end{aligned} \quad (\text{A2-6})$$

où r_e est l'angle réfracté correspondant à l'indice extraordinaire :

$$\sin i = n_e(i, \alpha) \sin r_e \quad (\text{A2-7})$$

On peut calculer $\overline{O_e O}_0$ en passant par K :

$$\overline{O_e O}_0 = \overline{KO}_0 - \overline{KO}_e = e(\text{tg } r_o - \text{tg } r_e) \quad (\text{A2-8})$$

D'où en remplaçant $\overline{O_e O}_0$ par cette expression dans (A2-6) :

$$\widehat{OI} = n_e(i, \alpha) \frac{e}{\cos r_e} + e \left[\frac{\sin r_o}{\cos r_o} - \frac{\sin r_e}{\cos r_e} \right] \sin i$$

On utilise alors les relations de Descartes (A2-5) et (A2-7) :

$$\begin{aligned} \widehat{OI} &= n_e(i, \alpha) \frac{e}{\cos r_e} + e \frac{n_o \sin^2 r_o}{\cos r_o} - e \frac{n_e(i, \alpha) \sin^2 r_e}{\cos r_e} \\ \widehat{OI} &= n_e(i, \alpha) \frac{e}{\cos r_e} (1 - \sin^2 r_e) + e \frac{n_o \sin^2 r_o}{\cos r_o} \\ &= n_e(i, \alpha) e \cos r_e + e \frac{n_o \sin^2 r_o}{\cos r_o} \end{aligned} \quad (\text{A2-9})$$

Finalement, en utilisant (A2-4) et (A2-9) dans (A2-3), on obtient :

$$\delta = n_e(i, \alpha) e \cos r_e - n_o \frac{e}{\cos r_o} (1 - \sin^2 r_o)$$

$$\delta = e [n_e(i, \alpha) \cos r_e - n_o \cos r_o] \quad (\text{A2-10})$$

Il faut maintenant calculer $n_e(i, \alpha)$. Pour cela, il faut trouver le point d'intersection du vecteur d'onde extraordinaire avec la surface des indices. L'équation de la surface des indices pour un milieu uniaxe d'axe optique suivant y est donnée par :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \frac{x^2 + z^2}{n_e^2} + \frac{y^2}{n_o^2} = 1 & \text{ellipsoïde de révolution} \quad (\text{A2-11a}) \\ x^2 + y^2 + z^2 = n_o^2 & \text{sphère} \quad (\text{A2-11b}) \end{array} \right.$$

On va chercher l'intersection de cet ellipsoïde avec le plan d'incidence. Pour cela, on définit deux systèmes d'axes représentés sur la figure ci-dessous :

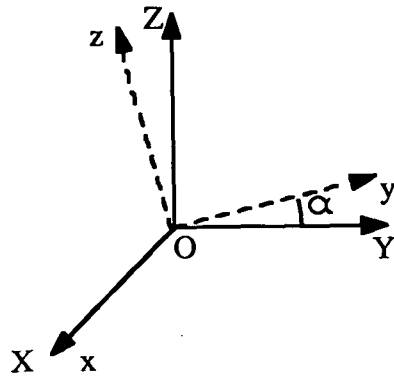


Fig. A2-4 .

OXY est le plan d'incidence, OYZ (et Oyz) est le plan de la lame. L'axe optique est suivant Oy, faisant un angle α avec OY. On peut représenter une coupe de la surface des indices par le plan d'incidence :

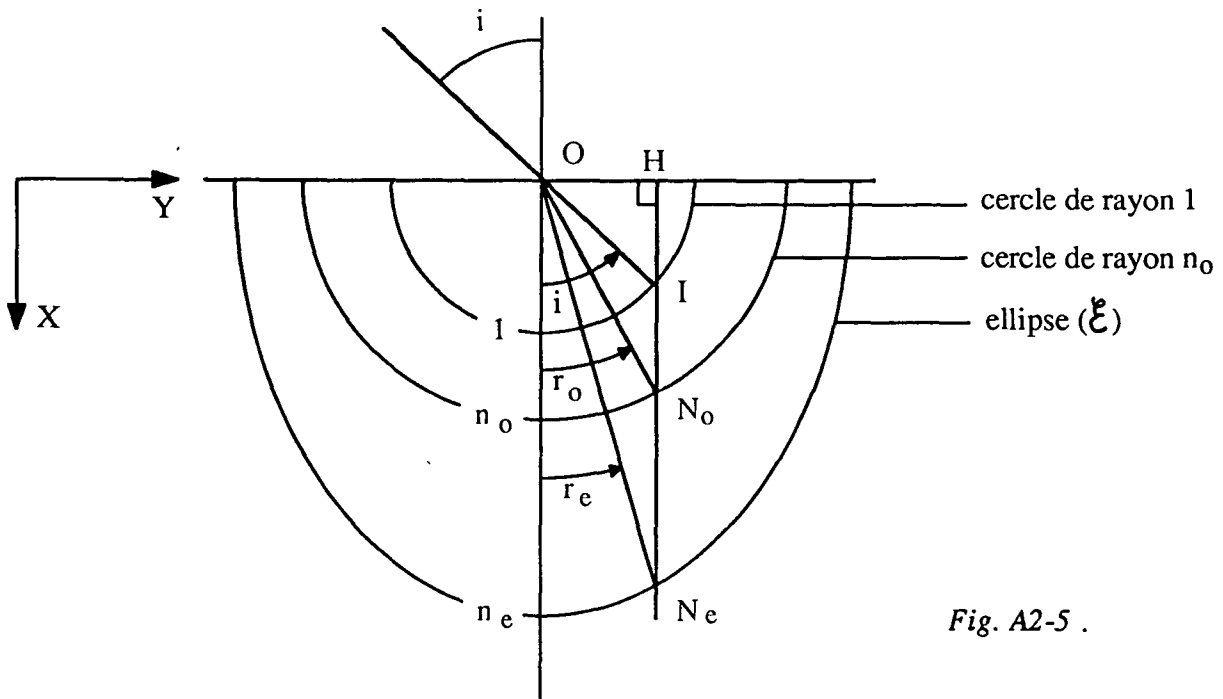


Fig. A2-5 .

Si on y ajoute la coupe de la sphère correspondant à l'indice 1, on peut alors représenter les vecteurs d'onde incident et réfracté par une construction géométrique simple (fig. A2-5) : en effet, la relation de Descartes :

$$\sin i = n_o \sin r_o = n_e(i, \alpha) \sin r_e$$

donne :

$$\overline{OH} = \overline{OI} \sin i = \sin i = \overline{ON_o} \sin r_o = \overline{ON_e} \sin r_e$$

Remarque :

L'expression (A2-10) du déphasage peut s'écrire :

$$\delta = e \overline{N_e N_o}$$

Cette expression peut d'ailleurs être directement démontrée à l'aide de considérations géométriques (voir p.469-470, § 300 du Cours d'Optique de G. BRUHAT [59]).

Pour obtenir $n_e(i, \alpha)$, il suffit de calculer les coordonnées du point N_e , donc de trouver l'équation de l'ellipse (ξ). On transforme les équations (A2-11) dans le repère XYZ par :

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & \sin \alpha \\ 0 & -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix}$$

(A2-11) s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{X^2}{n_e^2} + \frac{(-\sin \alpha Y + \cos \alpha Z)^2}{n_e^2} + \frac{(\cos \alpha Y + \sin \alpha Z)^2}{n_o^2} = 1 \\ X^2 + (-\sin \alpha Y + \cos \alpha Z)^2 + (\cos \alpha Y + \sin \alpha Z)^2 = n_o^2 \end{array} \right.$$

Si on prend l'intersection avec OXY (soit $Z = 0$), on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{X^2}{n_e^2} + Y^2 \left[\frac{\sin^2 \alpha}{n_e^2} + \frac{\cos^2 \alpha}{n_o^2} \right] = 1 \quad \text{ellipse } (\xi) \quad (\text{A2-12a}) \\ X^2 + Y^2 = n_o^2 \quad \text{cercle de rayon } n_o \quad (\text{A2-12b}) \end{array} \right.$$

Le point N_e appartient à l'ellipse (ξ) avec une composante suivant Y qui vaut \overline{OH} , d'où :

$$\begin{array}{l} \overrightarrow{ON_e} \\ \left. \begin{array}{l} X_e = n_e \left[1 - \left[\frac{\sin^2 \alpha}{n_e^2} + \frac{\cos^2 \alpha}{n_o^2} \right] \sin^2 i \right]^{1/2} \\ Y_e = \overline{OH} = \sin i \\ Z_e = 0 \end{array} \right\} \begin{array}{l} X, Y, Z \end{array} \end{array}$$

Finalement

$$n_e(i, \alpha) = |\overline{ON}_e| = \frac{x_e}{\cos r_e}$$

Si on injecte ce résultat dans (A2-10) :

$$\delta = e \left\{ n_e \left[1 - \left[\frac{\sin^2 \alpha}{n_e^2} + \frac{\cos^2 \alpha}{n_o^2} \right] \sin^2 i \right]^{1/2} - n_o \cos r_o \right\}$$

En utilisant à nouveau la relation de Descartes (A2-5), on a finalement l'expression de δ suivante :

$$\delta = e \left\{ n_e \left[1 - \left[\frac{\sin^2 \alpha}{n_e^2} + \frac{\cos^2 \alpha}{n_o^2} \right] \sin^2 i \right]^{1/2} - n_o \left[1 - \frac{\sin^2 i}{n_o^2} \right]^{1/2} \right\}$$

(A2-13)

Dans le cas particulier de l'incidence de Brewster définie pour l'indice ordinaire par $\text{tg } i_B = n_o$, le déphasage s'écrit :

$$\varphi(i=i_B) = \frac{2\pi}{\lambda} e \left\{ n_e \left[1 - \left[\frac{\sin^2 \alpha}{n_e^2} + \frac{\cos^2 \alpha}{n_o^2} \right] \sin^2 i_B \right]^{1/2} - n_o \sin i_B \right\}$$

(A2-14)

On obtient finalement un déphasage qui dépend de l'angle α entre l'axe optique et le plan d'incidence. Si on place cette lame entre polariseurs parallèles, l'intensité transmise est donnée par l'expression (A2-2) où le déphasage φ est donné par (A2-14) : on obtient un filtre dont la transmission spectrale est réglable par rotation de la lame autour de sa normale (variation de α).

3) CALCUL DU SPECTRE D'UNE LAME BIREFRINGENTE DANS UNE CAVITE LASER CONTENANT DES DIOPTRES A BREWSTER

La lame biréfringente de déphasage Ψ n'est plus placée entre deux polariseurs parallèles mais dans une cavité laser contenant plusieurs dioptries à l'incidence de Brewster. Chacun de ces dioptries introduit des pertes faibles (de l'ordre de 8%) sur la polarisation linéaire orthogonale à son plan d'incidence (dans notre cas, les plans d'incidence sont tous horizontaux); par multipassage à travers ces dioptries, il s'établit une polarisation quasiment linéaire, horizontale dans notre cas. On pourrait penser qu'une lame biréfringente placée dans une telle cavité aurait le même comportement qu'entre deux polariseurs parallèles. Nous allons voir que les différences sont importantes, et même que la lame est d'autant plus sélective (dans une certaine mesure) que la cavité laser contient peu de dioptries à Brewster. Cette singularité a déjà été mise en évidence par BLOOM en 1974 [24]. Nous allons rappeler son calcul et l'appliquer à notre situation où le déphasage Ψ de la lame est donné par la formule (A2-14).

Le calcul de la transmission spectrale de la lame biréfringente placée dans la cavité laser se fait en deux étapes :

- le calcul, pour une longueur d'onde donnée, de la polarisation propre de la cavité contenant la lame biréfringente et d'autres lames à Brewster : il s'agit de la polarisation qui est conservée au bout d'un tour;
- le calcul des pertes subies par le champ électrique correspondant à la polarisation propre, en fonction de la longueur d'onde.

La représentation matricielle des polarisations et de leurs transformations donnée par le formalisme de Jones [24b] est très bien adaptée à ce calcul : on écrit la matrice de transformation pour un tour dans la cavité; le calcul de ses vecteurs propres et valeurs propres associées donne les polarisations propres de la cavité et leur transmission en amplitude.

a) Calcul de la matrice de Jones correspondant à un tour dans la cavité

Nous ne considérerons dans la cavité que la lame biréfringente, placée à l'incidence de Brewster, et p autres éléments à Brewster considérés comme des lames à faces parallèles d'indice n (fig. A2-6)

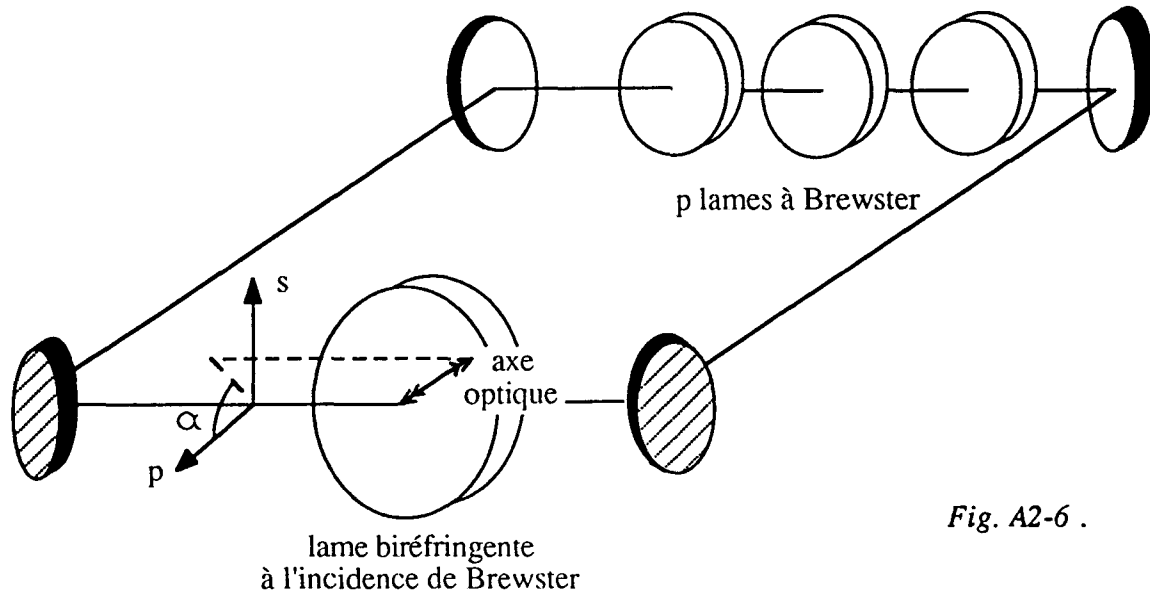


Fig. A2-6 .

Les matrices sont représentées dans la base des polarisations rectilignes (E_s , E_p). L'angle entre le plan des lames et l'axe p (angle d'incidence) est l'angle de Brewster i_B correspondant à l'indice n des lames ($\text{tg } i_B = n$), supposé identique pour toutes les lames.

* Matrices des lames à Brewster :

Au passage d'un milieu d'indice 1 à un milieu d'indice n , on a la transformation :

$$\begin{bmatrix} E'_s \\ E'_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{s1n} & 0 \\ 0 & t_{p1n} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_s \\ E_p \end{bmatrix} = D_{1n} \begin{bmatrix} E_s \\ E_p \end{bmatrix}$$

où $t_{s_{1n}}$ et $t_{p_{1n}}$ sont les coefficients de Fresnel en amplitude :

$$t_{s_{1n}} = \frac{2 \sin r \cos i}{\sin (i+r)} \quad t_{p_{1n}} = \frac{2 \sin r \cos i}{\sin (i+r) \cos (i-r)}$$

A l'incidence de Brewster ($r_{p_{1n}} = 0$)

$$\operatorname{tg} i = n$$

$$t_{s_{1n}} = \frac{2}{1+n^2} \quad t_{p_{1n}} = \frac{1}{n}$$

D'où :

$$D_{1n} = \frac{1}{n} \begin{bmatrix} \frac{2n}{1+n^2} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{n} D \quad (\text{A2-15})$$

On montre de la même façon qu'au passage d'un milieu d'indice n à un milieu d'indice 1 à l'incidence de Brewster ($r_{p_{n1}} = 0$)

$$D_{n1} = n \begin{bmatrix} \frac{2n}{1+n^2} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = nD \quad (\text{A2-16})$$

D'où finalement pour une lame à Brewster :

$$D_{1n} \times D_{n1} = \begin{bmatrix} \frac{2n}{1+n^2} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}^2 = D^2 \quad (\text{A2-17})$$

* Matrice de la lame biréfringente

Dans la base des polarisations rectilignes parallèle et perpendiculaire à son axe optique, la matrice d'une lame biréfringente s'écrit (à un facteur de phase près) :

$$W_0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\varphi} \end{bmatrix}$$

où φ est le déphasage entre les 2 polarisations rectilignes se propageant suivant les axes ordinaire et extraordinaire de la lame (axe optique et perpendiculaire à cet axe, respectivement). Ce déphasage est celui qui a été calculé dans la 1ère partie de cet appendice (éq.A2-14). Pour passer dans la base (s,p), il suffit de faire intervenir les rotations d'angle α (défini sur la fig.A2-6) et on obtient :

$$W = \begin{bmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} W_0 \begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix}$$

$$W = \begin{bmatrix} \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha e^{i\varphi} & \cos \alpha \sin \alpha (1 - e^{i\varphi}) \\ \sin \alpha \cos \alpha (1 - e^{i\varphi}) & \cos^2 \alpha e^{i\varphi} + \sin^2 \alpha \end{bmatrix} \quad (\text{A2-18})$$

Si on tient compte maintenant des dioptries d'entrée et de sortie de la lame à Brewster :

$$W' = D_{1n} W D_{n1}$$

où n est l'indice moyen entre n_o et n_e de la lame (que l'on prendra en fait égal à celui des autres lames à Brewster dans la cavité)

$$W' = (1/n) D \cdot W \cdot nD = DWD$$

* Matrice globale pour un tour

Il suffit de faire le produit des matrices à partir d'un point dans la cavité, par exemple juste avant la lame biréfringente, et en revenant à ce point après un tour. La matrice M obtenue est donc le produit de la matrice W' de la lame biréfringente et des p matrices D^2 des autres lames à Brewster :

$$M = W' \cdot (D^2)^p = DWD \cdot D^{2p}$$

$$M = \begin{bmatrix} \frac{2n}{1+n^2} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha e^{i\varphi} & \cos \alpha \sin \alpha (1 - e^{i\varphi}) \\ \sin \alpha \cos \alpha (1 - e^{i\varphi}) & \cos^2 \alpha e^{i\varphi} + \sin^2 \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \left[\frac{2n}{1+n^2} \right]^{2p+1} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$\text{Posons } q = \frac{2n}{1+n^2} \quad (\text{A2.19})$$

$$M = \begin{bmatrix} q^{2p+2} (\cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha e^{i\varphi}) & q \cos \alpha \sin \alpha (1 - e^{i\varphi}) \\ q^{2p+1} \sin \alpha \cos \alpha (1 - e^{i\varphi}) & \cos^2 \alpha e^{i\varphi} + \sin^2 \alpha \end{bmatrix} \quad (\text{A2.20})$$

b) Calcul des polarisations propres

Ce sont les polarisations inchangées au bout d'un tour, c'est-à-dire les vecteurs propres de la matrice de Jones M pour un tour. Les valeurs propres correspondantes sont en général complexes et peuvent s'écrire sous la forme $u = |u| e^{i\rho}$. ρ est le déphasage introduit par la lame et les dioptries à Brewster sur la polarisation propre correspondante. Il faut en réalité y ajouter le déphasage lié à la propagation sur un tour de cavité de longueur optique totale L. La condition de stabilité de la polarisation propre impose que la somme des déphasages sur un tour soit un multiple de 2π , d'où :

$$\rho + \frac{2\pi\nu}{c} L = 2\pi m \quad (m \text{ entier}) \quad (\text{A2.21})$$

Les modes longitudinaux de la cavité auront pour fréquence

$$\nu = \frac{c}{L} \left(m - \frac{\rho}{2\pi} \right) \quad (\text{A2.22})$$

Les valeurs propres correspondant à ces modes longitudinaux sont donc réelles (déphasage multiple de 2π) et représentent la transmission en amplitude des polarisations propres (ou des vecteurs champs électriques). La transmission en intensité (module du champ électrique) est donnée par le module au carré $|u|^2$ des valeurs propres. En réalité, seule une des polarisations propres va s'établir dans la cavité, celle qui aura le moins de pertes par tour. On notera u_1 la valeur propre correspondante (avec $|u_1| \geq |u_2|$).

Remarque :

Dans le cas général où l'on veut faire apparaître la conservation de l'énergie électromagnétique, il ne faut plus considérer la transmission en intensité (module du champ électrique) mais la transmission en flux. Ce flux, pour un milieu d'indice n_1 et un angle d'incidence i , est donné par le vecteur de Poynting :

$$S_1 = \frac{c}{4\pi\mu_0} n_1 |E_1|^2 \cos i \quad (\text{A2.23})$$

D'où une transmission en flux :

$$\mathcal{T} = \frac{S_2}{S_1} = \frac{n_2}{n_1} \frac{|E_2|^2 \cos r}{|E_1|^2 \cos i} \quad (\text{A2.24})$$

où r est l'angle réfracté, n_2 et E_2 l'indice et le champ électrique pour le milieu 2.

Si on prend par exemple le cas d'un dioptre $1/n$ à l'incidence de Brewster, sa matrice de Jones est (eq. A2.15)

$$D_{1n} = \frac{1}{n} \begin{bmatrix} \frac{2n}{1+n^2} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Ses valeurs propres sont $u_1 = 1/n$ et $u_2 = 2/(1+n^2)$, d'où les transmissions :

$$\mathcal{T}_u = n^2 |u|^2 \quad (\text{A2.25})$$

(à l'incidence de Brewster $\cos r / \cos i = n$).

On trouve bien $\mathcal{T}_{u_1} = 1$ pour la polarisation suivant p .

On peut retrouver la loi simple du § 1 dans le cas d'une lame biréfringente à incidence normale entre 2 polariseurs parallèles le long de l'axe p (ce qui revient à prendre $q=0$) et avec l'axe optique à 45° de l'axe des polariseurs ($\alpha=45^\circ$). La matrice de Jones M (éq. A2.20) s'écrit alors :

$$M = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 + e^{i\varphi} \end{bmatrix}$$

On a alors $u_1 = (1+e^{i\varphi})/2$ correspondant à la polarisation suivant p , d'où une transmission en intensité :

$$T = |u_1|^2 = \cos^2 \frac{\varphi}{2}$$

On retrouve bien la formule (A2.2) pour $\alpha = 45^\circ$. On peut reprendre maintenant le cas d'une lame biréfringente à Brewster dans une cavité en anneau contenant p autres lames à Brewster en gardant pour simplifier $\alpha=45^\circ$. La matrice de Jones M donnée par l'équation (A2.20) s'écrit alors :

$$M = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} q^{2p+2}(1+e^{i\varphi}) & q(1-e^{i\varphi}) \\ q^{2p+1}(1-e^{i\varphi}) & 1+e^{i\varphi} \end{bmatrix} \quad (\text{A.26})$$

Ses valeurs propres sont données par l'équation :

$$u^2 - \frac{1}{2} (1+e^{i\varphi})(q^{2p+2}+1) u + q^{2p+2} e^{i\varphi} = 0 \quad (\text{A2.27})$$

Les solutions de cette équation s'écrivent :

$$u = \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{2} (1+e^{i\varphi})(q^{2p+2}+1) \pm \left[\frac{1}{4} (1+e^{i\varphi})^2 (q^{2p+2}+1)^2 - 4q^{2p+2} e^{i\varphi} \right]^{1/2} \right\} \quad (\text{A2.28})$$

où la racine carrée est prise au sens des complexes.

On remarque que, pour φ multiple de 2π , les valeurs propres valent :

$$\begin{cases} u_1 = 1 \\ u_2 = q^{2p+2} \end{cases}$$

On peut également calculer les polarisations propres correspondantes et on trouve respectivement les polarisations suivant p et s. Les maxima de transmission $T=1$ coïncident donc avec la situation simple du filtre de Lyot entre polariseurs parallèles.

Si l'on reprend (A2.28) dans le cas général, on peut écrire :

$$u = \frac{1}{2} \left[e^{i\frac{\varphi}{2}} \cos \frac{\varphi}{2} (q^{2p+2} + 1) \pm \left[e^{i\varphi} \cos^2 \frac{\varphi}{2} (q^{2p+2} + 1)^2 - 4q^{2p+2} e^{i\varphi} \right]^{1/2} \right] \quad (\text{A2.29})$$

$$u = \frac{1}{2} e^{i\frac{\varphi}{2}} \left[\cos \frac{\varphi}{2} (q^{2p+2} + 1) \pm \left[\cos^2 \frac{\varphi}{2} (q^{2p+2} + 1)^2 - 4q^{2p+2} \right]^{1/2} \right] \quad (\text{A2.30})$$

Il y a une valeur particulière φ_c de φ telle que le second membre s'annule :

$$\cos \frac{\varphi_c}{2} = \frac{2q^{p+1}}{q^{2p+2} + 1} \quad (\text{A2.31})$$

Remarque :

On peut en déduire $\varphi_c = \pi - 4q^{p+1} - 8k\pi$.

On peut alors distinguer deux cas :

(i) $\cos^2(\varphi/2) > \cos^2(\varphi_c/2)$, soit $-\varphi_c < \varphi < +\varphi_c$ (à 2π près).

L'équation (A2.30) s'écrit :

$$u = \frac{1}{2} e^{i\frac{\varphi}{2}} (q^{2p+2} + 1) \left[\cos \frac{\varphi}{2} \pm \sqrt{\cos^2 \frac{\varphi}{2} - \cos^2 \frac{\varphi_c}{2}} \right] \quad (\text{A2.32})$$

La phase ρ évoquée dans la condition (A2.21) vaut ici $\varphi/2$. La transmission en intensité vaut :

$$T = |u_{\perp}|^2 = \frac{1}{4} (q^{2p+2} + 1)^2 \left[\left| \cos \frac{\varphi}{2} \right| + \sqrt{\cos^2 \frac{\varphi}{2} - \cos^2 \frac{\varphi_C}{2}} \right]^2 \quad (\text{A2.33})$$

On a vu un peu plus haut que pour $\varphi = 0$ ou multiple de 2π (qui rentre bien dans ce cas), on a $T = 1$. Pour les autres valeurs de φ , on peut calculer T en fonction de la fréquence (qui intervient dans φ , d'après l'équation (A2.14)).

$$(ii) \cos(\varphi/2) \leq \cos(\varphi_C/2)$$

L'équation (A2.30) devient dans ce cas :

$$u = \frac{1}{2} e^{i\frac{\varphi}{2}} (q^{2p+2} + 1) \left[\cos \frac{\varphi}{2} \pm i \sqrt{\cos^2 \frac{\varphi_C}{2} - \cos^2 \frac{\varphi}{2}} \right] \quad (\text{A2.34})$$

La phase ρ vaut $\varphi/2$ plus un terme supplémentaire plus compliqué. Par contre, le plus grand des deux modules est simple :

$$|u_{\perp}| = \frac{1}{2} (q^{2p+2} + 1) \cos \frac{\varphi_C}{2} = q^{p+1}$$

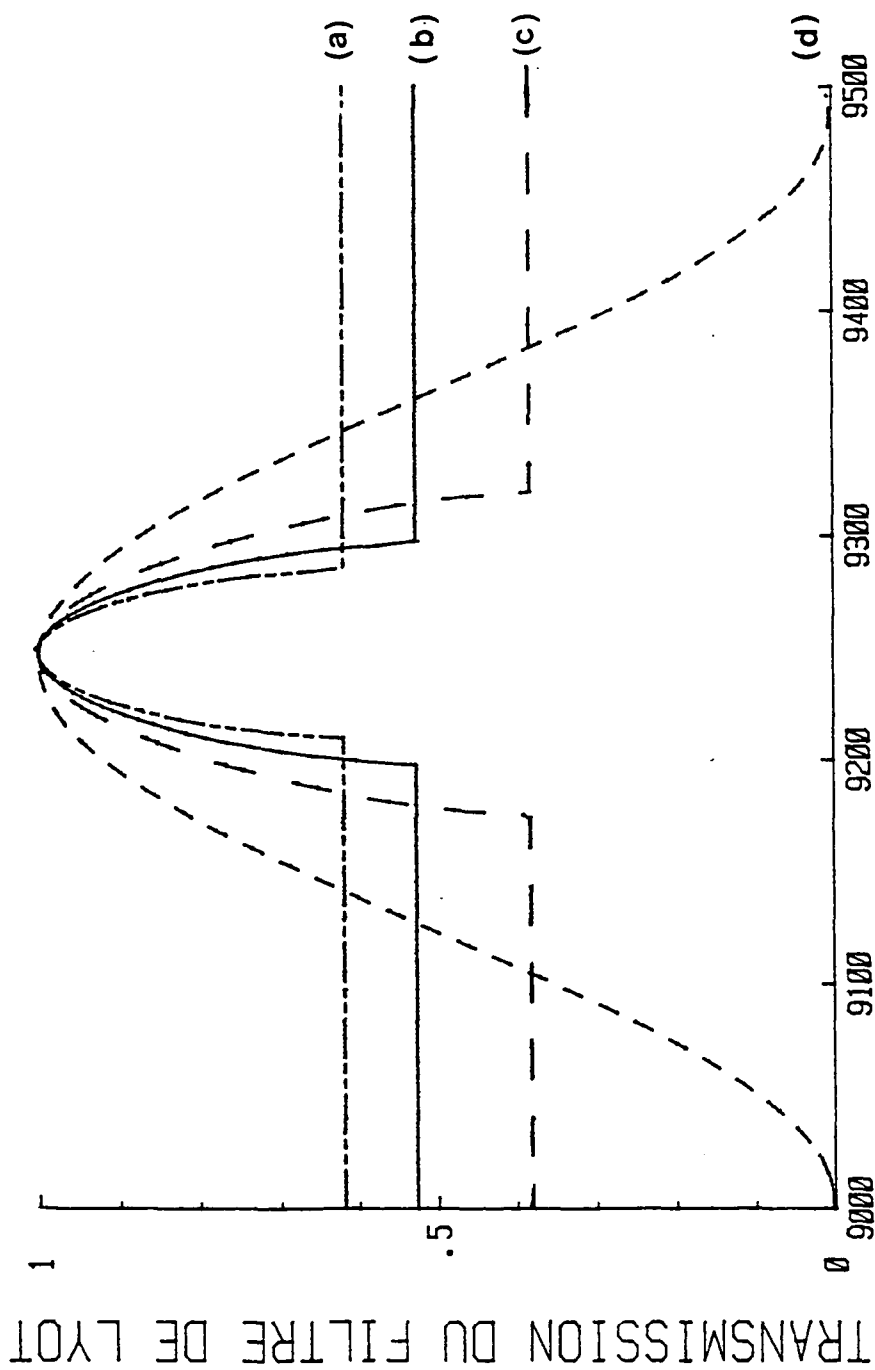
D'où une transmission en intensité indépendante de la fréquence :

$$T = |u_{\perp}|^2 = q^{2p+2} \quad (\text{A2-35})$$

Finalement d'après :

- l'expression du déphasage φ (A2.14)
- l'expression de la transmission T dans les cas (i) ou (ii) (formules (A2.33) et (A2.35))
- la valeur du paramètre q donné par (A2.19),

on peut calculer la transmission spectrale d'une lame biréfringente à l'incidence de Brewster placée dans une cavité laser contenant p autres éléments à l'incidence de Brewster. La figure A2-7 représente la transmission d'une lame de quartz biréfringente d'épaisseur 2.3mm dans une cavité



NOMBRE D'ONDE EN CM-1

Fig. A2-7. Transmission spectrale d'une lame biréfringente (en quartz, d'épaisseur 2.3 mm) placée à l'incidence de Brewster :

- dans une cavité laser contenant :

(a) deux autres lames à l'incidence de Brewster,

(b) trois autres lames (cas du laser LNA décrit au chapitre I),

(c) cinq autres lames;

(d) entre deux polariseurs parallèles.

On constate que la lame est d'autant plus sélective (pic plus étroit) que le nombre de lames à Brewster dans la cavité est plus petit.

contenant 2, 3 ou 5 lames à Brewster : on observe des pics dans la situation (I) où $-\varphi_C < \varphi < +\varphi_C$ et des plateaux correspondant à la situation (II). On a également représenté la sinusoïde (formule (A2.2) avec $\alpha=45^\circ$) correspondant à la même lame placée entre polariseurs parallèles. Paradoxalement la sélectivité autour d'un maximum est plus grande lorsqu'il y a moins de lames à Brewster dans la cavité. Par contre le plateau est d'autant plus haut que le nombre de lames à Brewster est faible. On voit donc comment optimiser l'épaisseur du filtre de Lyot choisi ou le nombre de lames à Brewster dans la cavité en fonction de la sélection qu'on veut faire.

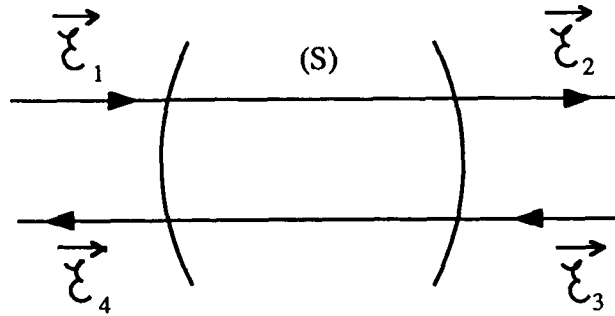
Dans la situation expérimentale (§ I.B.3), il y a trois éléments placés à l'incidence de Brewster en plus du filtre de Lyot (verre Faraday, lame à pouvoir rotatoire et Fabry-Perot épais). La figure I-10 représente la transmission spectrale calculée dans ce cas, sur une échelle plus grande que la figure A2-7, qui permet de faire apparaître les pics successifs. L'épaisseur du filtre de Lyot (2.3mm) a été choisie simplement pour qu'il y ait un minimum à $1.055\mu\text{m}$ lorsque la transmission vaut 1 pour $1.08\mu\text{m}$ (raie d'émission qui nous intéresse). Ce critère laisse une latitude assez grande sur le choix de l'épaisseur. On aurait pu par exemple prendre une épaisseur de 4mm : le pic au voisinage de $1.08\mu\text{m}$ aurait été plus étroit (sélectivité plus grande) et la raie à $1.055\mu\text{m}$ aurait été située à l'extrémité du plateau, juste avant le pic suivant.

En conclusion, un filtre de Lyot dans une cavité laser est plus sélectif que placé entre polariseurs parallèles. C'est finalement un filtre très efficace, dont l'épaisseur n'est pas critique pourvu qu'on puisse le régler finement en rotation autour de sa normale.

APPENDICE N°3

RETOUR INVERSE DE LA LUMIERE ET POLARISATION

Le problème que l'on se pose est illustré sur le schéma suivant :



(S) est un système optique constitué uniquement de lames biréfringentes et d'éléments à pouvoir rotatoire naturel (pas de rotateur à effet Faraday). Une polarisation \vec{C}_1 est transformée en une polarisation \vec{C}_2 pour un sens de propagation, tandis que dans l'autre sens \vec{C}_3 se transforme en \vec{C}_4 . On veut calculer les relations entre \vec{C}_1 et \vec{C}_2 et entre \vec{C}_3 et \vec{C}_4 . Nous appliquerons la relation obtenue au cas où \vec{C}_2 se réfléchit sur un miroir et donne $\vec{C}_3 = \vec{C}_2$. On cherchera la relation entre \vec{C}_1 et \vec{C}_4 , notamment dans les cas particuliers où \vec{C}_1 est linéaire, et $\vec{C}_2 = \vec{C}_3$ est soit linéaire soit circulaire.

Pour traiter ce problème, nous avons utilisé la représentation matricielle de Jones [24b], qui est très proche du formalisme des spins 1/2 en mécanique quantique.

Nous rappellerons, dans un premier paragraphe, la représentation d'une polarisation sous la forme d'un vecteur colonne: dans un second paragraphe, l'effet d'une lame biréfringente ou d'une lame à pouvoir rotatoire naturel sera représenté par une matrice 2 x 2 dont nous discuterons les propriétés. Ces propriétés seront utilisées dans le paragraphe 3 pour démontrer une loi de retour inverse pour un ensemble d'éléments biréfringents ou rotateurs naturels. Enfin, nous appliquerons cette loi à deux cas particuliers correspondant à notre situation expérimentale : les propriétés ainsi démontrées nous donneront un critère de réglage des polarisations au niveau de la zone d'interaction à partir d'une observation de la polarisation en un autre point du montage.

1. REPRESENTATION D'UNE POLARISATION PAR UN VECTEUR COLONNE

La polarisation de la lumière est définie par le champ électrique complexe $\vec{\mathcal{E}}$. On représente ce champ par ses composantes \mathcal{E}_x et \mathcal{E}_y suivant deux axes orthogonaux Ox et Oy, fixés arbitrairement dans le plan orthogonal à la direction de propagation de la lumière. Le vecteur polarisation, de module 1, est alors défini par :

$$P = \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{|\mathcal{E}_x|^2 + |\mathcal{E}_y|^2}} \begin{bmatrix} \mathcal{E}_x \\ \mathcal{E}_y \end{bmatrix} \quad (\text{A3-1a})$$

$$\text{avec } |\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1 \quad (\text{A3-1b})$$

Le vecteur polarisation est, comme le champ électrique, défini à un terme de phase $e^{i\varphi}$ près. On pourra par conséquent prendre α réel. Finalement, en tenant compte de (A3-1b), on pourra définir P par deux paramètres réels φ et δ compris entre 0 et π , sous la forme :

$$P = \begin{bmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi e^{i\delta} \end{bmatrix} \quad (\text{A3-2})$$

Dans cette représentation, les polarisations linéaires correspondent à α/β réel ou encore sous la forme (A3-2) :

$$|L_\varphi\rangle = \begin{bmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{bmatrix} \quad (\text{A3-3})$$

où φ est l'angle entre la polarisation linéaire et l'axe Ox. Les polarisations circulaires correspondent à $\alpha/\beta = \pm i$, ce qui sous la forme (A3-2) donne :

$$|G\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \quad \text{pour circulaire gauche} \quad (\text{A3-4})$$

$$|D\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} \quad \text{pour circulaire droite} \quad (\text{A3-5})$$

Les sens de rotation gauche et droit correspondent à un choix arbitraire, qui dépend des axes Ox et Oy (gauche correspond par exemple à une rotation de Oy vers Ox), mais pas du sens de propagation de la lumière. Ils correspondent donc aux polarisations σ^+ et σ^- définies en physique atomique.

L'espace des vecteurs polarisations est un espace de Hilbert de dimension 2, muni du produit hilbertien habituel. Les polarisations linéaires suivant Ox et Oy :

$$|x\rangle = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad |y\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (\text{A3-6})$$

forment une base orthonormée de cet espace. Une autre base orthonormée est formée par les polarisations circulaires $|G\rangle$ et $|D\rangle$ définies précédemment. De façon générale, tout couple de polarisations orthogonales :

$$p = \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad p^\perp = \begin{bmatrix} \alpha' \\ \beta' \end{bmatrix} \quad (\text{A3-7a})$$

$$\text{avec} \quad \alpha^* \alpha' + \beta^* \beta' = 0 \quad (\text{A3-7b})$$

formera une base orthonormée de l'espace des polarisations.

Terminons ce paragraphe sur deux propriétés caractéristiques des polarisations linéaires et des polarisations circulaires qui nous seront utiles par la suite :

- (i) les seules polarisations égales à leur conjuguée (à une phase près) sont les polarisations linéaires.

En effet

$$\begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha^* \\ \beta^* \end{bmatrix} e^{i\varphi} \leftrightarrow \frac{\alpha}{\beta} \text{ réel} \leftrightarrow \text{polarisation linéaire}$$

- (ii) les seules polarisations orthogonales à leur conjuguée (à une phase près) sont les polarisations circulaires.

En effet

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \alpha^* \\ \beta^* \end{bmatrix} e^{i\varphi} = 0 &\leftrightarrow \alpha^2 + \beta^2 = 0 \quad \text{d'après (A3-7)} \\ &\leftrightarrow \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^2 = -1 \\ &\leftrightarrow \frac{\alpha}{\beta} = \pm i \\ &\leftrightarrow \text{polarisation circulaire} \end{aligned}$$

2. REPRESENTATION MATRICIELLE DES LAMES BIREFRINGENTES ET DES LAMES A POUVOIR ROTATOIRE NATUREL

Dans le formalisme de Jones, tout élément optique agissant sur le champ électrique de façon linéaire peut être représenté par une matrice 2×2 à coefficients complexes. Nous ne nous intéresserons ici qu'au cas des lames biréfringentes et des lames à pouvoir rotatoire naturel car elles ont des propriétés communes du point de vue du retour inverse de la lumière. Par commodité, nous noterons $\begin{bmatrix} \xi \\ \xi \end{bmatrix} \begin{matrix} x \\ y \end{matrix}$ le vecteur polarisation associé à un champ $\vec{\xi}$.

a) Cas d'une lame biréfringente

Si on choisit comme base les lignes neutres (X,Y) de la lame biréfringente, sa matrice s'écrit, à un facteur de phase près :

$$N = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\varphi} \end{bmatrix} \quad (\text{A3-8})$$

Dans une autre base (x,y) se déduisant de la première par une rotation d'angle θ , on aura :

$$M = R(\theta) N R(-\theta) \quad (\text{A3-9})$$

où
$$R(\theta) = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}$$

Ce calcul donne (voir éq. (A2-18) dans l'appendice N°2) :

$$M = \begin{bmatrix} \cos^2 \Theta + \sin^2 \Theta e^{i\varphi} & \cos \Theta \sin \Theta (1 - e^{i\varphi}) \\ \sin \Theta \cos \Theta (1 - e^{i\varphi}) & \cos^2 \Theta e^{i\varphi} + \sin^2 \Theta \end{bmatrix} \quad (\text{A3-10})$$

Cette matrice est unitaire et symétrique: elle est égale à sa transposée :

$${}^t M = M \quad (\text{A3-11})$$

Si le système optique (S) que l'on a considéré dans l'introduction se réduit à cette lame, on aura :

$$\begin{bmatrix} \xi_{2x} \\ \xi_{2y} \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} \xi_{1x} \\ \xi_{1y} \end{bmatrix} \quad (\text{A3-12})$$

Pour le retour inverse, si on ne change pas les axes (x,y) ni le signe de l'angle Θ , les expressions (A3-8) et (A3-9) restent valables : la même matrice M va donc représenter la transformation de ξ_3 en ξ_4 :

$$\begin{bmatrix} \xi_{4x} \\ \xi_{4y} \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} \xi_{3x} \\ \xi_{3y} \end{bmatrix} \quad (\text{A3-13})$$

Compte-tenu de la remarque (A3-11), on peut récrire ceci :

$$\begin{bmatrix} \xi_{4x} \\ \xi_{4y} \end{bmatrix} = {}^t M \begin{bmatrix} \xi_{3x} \\ \xi_{3y} \end{bmatrix} \quad (\text{A3-14})$$

b) Cas d'une lame à pouvoir rotatoire naturel

Il s'agit simplement d'une rotation d'angle ψ , de matrice :

$$R(\psi) = \begin{bmatrix} \cos \psi & \sin \psi \\ -\sin \psi & \cos \psi \end{bmatrix} \quad (\text{A3-15})$$

Cette matrice ne dépend pas des axes (x,y) choisis. Elle est unitaire et antisymétrique: sa transposée vaut :

$${}^t R(\psi) = R(-\psi) \quad (\text{A3-16})$$

Si le système (S) ne contient que cette lame, on a :

$$\begin{bmatrix} \xi_{2x} \\ \xi_{2y} \end{bmatrix} = R(\psi) \begin{bmatrix} \xi_{1x} \\ \xi_{1y} \end{bmatrix} \quad (\text{A3-17})$$

Dans le sens inverse de propagation, une lame à pouvoir rotatoire naturel provoque une rotation de sens opposé, soit :

$$\begin{bmatrix} \xi_{4x} \\ \xi_{4y} \end{bmatrix} = R(-\psi) \begin{bmatrix} \xi_{3x} \\ \xi_{3y} \end{bmatrix} \quad (\text{A3-18})$$

Finalement d'après (A3-14) :

$$\begin{bmatrix} \xi_{4x} \\ \xi_{4y} \end{bmatrix} = {}^t R(\psi) \begin{bmatrix} \xi_{3x} \\ \xi_{3y} \end{bmatrix} \quad (\text{A3-19})$$

c) Propriétés communes aux deux cas

Tout d'abord, les deux types de matrices sont unitaires (conservation de l'énergie). Elles ont donc un certain nombre de propriétés que nous utiliserons par la suite :

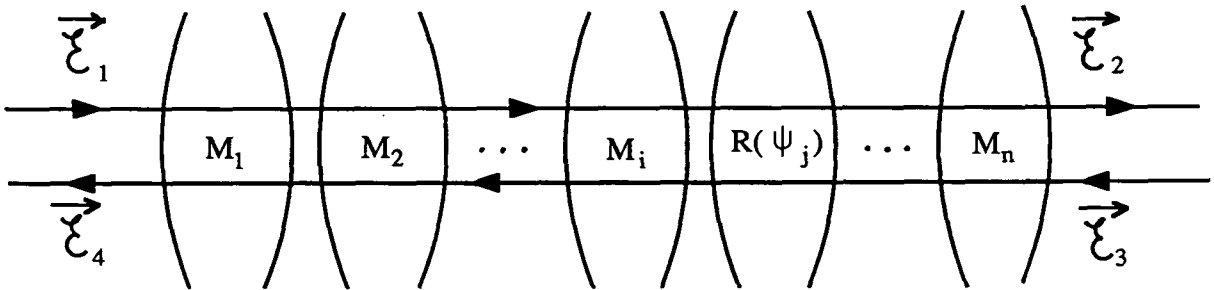
- la matrice inverse et la matrice conjuguée hermitique (conjuguée de la matrice transposée) sont égales;
- une matrice unitaire conserve le produit scalaire hermitien : notamment si deux polarisations sont orthogonales, leurs transformées par la matrice unitaire sont aussi orthogonales;
- le produit de matrices unitaires est unitaire.

Une seconde propriété commune aux deux cas découle des équations (A3-14) et (A3-19) : si dans un sens de propagation de la lumière les polarisations sont transformées par une matrice M , dans le sens opposé la transformation se fera par la matrice transposée de M .

Nous allons maintenant utiliser ces propriétés dans le cas d'un ensemble de lames des deux types.

3. RETOUR INVERSE POUR UN SYSTEME FORME D'UN ENSEMBLE DE LAMES BIREFRINGENTES ET DE LAMES A POUVOIR ROTATOIRE NATUREL

Considérons maintenant un système (S) formé d'un certain nombre de lames biréfringentes de matrices M_i et de lames à pouvoir rotatoire naturel de matrices $R(\psi_j)$. Toutes ces matrices sont représentées dans la même base (x, y) qui sera conservée tout au long du calcul



La polarisation ξ_1 est transformée en ξ_2 par :

$$\begin{bmatrix} \xi_{2x} \\ \xi_{2y} \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} \xi_{1x} \\ \xi_{1y} \end{bmatrix} \quad (\text{A3-20})$$

où :

$$M = M_n \dots R(\psi_j) M_i \dots M_2 M_1 \quad (\text{A3-21})$$

M est la matrice de transformation dans le sens de gauche à droite du système total (S). Elle est unitaire car produit de matrices unitaires.

Dans le sens de propagation inverse, on a :

$$\begin{bmatrix} \mathcal{E}_{4x} \\ \mathcal{E}_{4y} \end{bmatrix} = t_{M_1} t_{M_2} \dots t_{M_i} t_{R(\psi_j)} \dots t_{M_n} \begin{bmatrix} \mathcal{E}_{3x} \\ \mathcal{E}_{3y} \end{bmatrix} \quad (\text{A3-22})$$

d'après la propriété, démontrée au paragraphe précédent, qui dit que la transformation en sens inverse se fait par la matrice transposée pour chacune des lames.

Si on transpose toute l'équation (A3-22), on obtient :

$$\begin{pmatrix} \mathcal{E}_{4x} & \mathcal{E}_{4y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathcal{E}_{3x} & \mathcal{E}_{3y} \end{pmatrix} \cdot M_n \dots R(\psi_j) M_i \dots M_2 M_1 \quad (\text{A3-23})$$

On fait ainsi apparaître la matrice M du système global :

$$\begin{pmatrix} \mathcal{E}_{4x} & \mathcal{E}_{4y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathcal{E}_{3x} & \mathcal{E}_{3y} \end{pmatrix} \cdot M \quad (\text{A3-24})$$

On prend maintenant l'hermitique conjugué des deux membres :

$$\begin{bmatrix} \mathcal{E}_{4x}^* \\ \mathcal{E}_{4y}^* \end{bmatrix} = M^\dagger \begin{bmatrix} \mathcal{E}_{3x}^* \\ \mathcal{E}_{3y}^* \end{bmatrix} \quad (\text{A3-25})$$

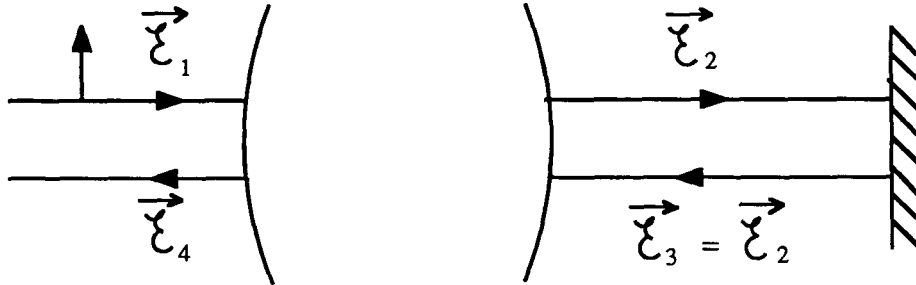
La matrice M étant unitaire, on a $M^\dagger = M^{-1}$, d'où :

$$\begin{bmatrix} \mathcal{E}_{4x} \\ \mathcal{E}_{4y} \end{bmatrix}^* = M^{-1} \begin{bmatrix} \mathcal{E}_{3x} \\ \mathcal{E}_{3y} \end{bmatrix}^* \quad (\text{A3-26})$$

On a donc établi une relation entre les polarisations \vec{e}_3 et \vec{e}_4 à partir de la matrice M du système utilisé dans l'autre sens.

4. APPLICATION DE LA FORMULE DE RETOUR INVERSE DANS DEUX CAS PARTICULIERS

Nous allons maintenant considérer notre situation expérimentale où le champ \vec{C}_2 est réfléchi par un miroir en $\vec{C}_3 = \vec{C}_2$:



La polarisation initiale \vec{C}_1 est linéaire. Notre but est de relier la polarisation \vec{C}_2 au niveau du miroir de renvoi à la polarisation \vec{C}_4 de retour. Nous allons considérer deux cas : \vec{C}_2 est linéaire ou circulaire.

a) Polarisation linéaire au niveau du miroir

On peut reprendre les équations (A3-20) et (A3-26) dans le cas où $\vec{C}_2 = \vec{C}_3$ est linéaire. (A3-26) donne :

$$\begin{bmatrix} \vec{C}_4 \\ 4x \\ \vec{C}_4 \\ 4y \end{bmatrix}^* = M^{-1} \begin{bmatrix} \vec{C}_2 \\ 3x \\ \vec{C}_2 \\ 3y \end{bmatrix} \quad (\text{A3-27})$$

car \vec{C}_3 est linéaire, donc égal à son conjugué.

$$\begin{bmatrix} \vec{C}_4 \\ 4x \\ \vec{C}_4 \\ 4y \end{bmatrix}^* = M^{-1} \begin{bmatrix} \vec{C}_2 \\ 2x \\ \vec{C}_2 \\ 2y \end{bmatrix} \quad \text{car } \vec{C}_2 = \vec{C}_3 \quad (\text{A3-28})$$

Puis en utilisant (A3-20) :

$$\begin{bmatrix} \vec{C}_4 \\ 4x \\ \vec{C}_4 \\ 4y \end{bmatrix}^* = M^{-1} M \begin{bmatrix} \vec{C}_1 \\ 1x \\ \vec{C}_1 \\ 1y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vec{C}_1 \\ 1x \\ \vec{C}_1 \\ 1y \end{bmatrix} \quad (\text{A3-29})$$

Dans le cas où \vec{C}_1 est linéaire, \vec{C}_4 est également linéaire, parallèle à \vec{C}_1 .

Pour démontrer la propriété réciproque, supposons que $\vec{\mathcal{E}}_1 = \vec{\mathcal{E}}_4$ est linéaire. On a toujours le miroir de renvoi, donc $\vec{\mathcal{E}}_2 = \vec{\mathcal{E}}_3$. L'équation (A3-20) s'écrit :

$$\begin{bmatrix} \mathcal{E}_{2x} \\ \mathcal{E}_{2y} \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} \mathcal{E}_{1x} \\ \mathcal{E}_{1y} \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} \mathcal{E}_{4x} \\ \mathcal{E}_{4y} \end{bmatrix} \quad (\text{A3-30})$$

Comme $\vec{\mathcal{E}}_4$ est linéaire, il est égal à son conjugué :

$$\begin{bmatrix} \mathcal{E}_{2x} \\ \mathcal{E}_{2y} \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} \mathcal{E}_{4x} \\ \mathcal{E}_{4y} \end{bmatrix}^* \quad (\text{A3-31})$$

D'après (A3-26) :

$$\begin{bmatrix} \mathcal{E}_{2x} \\ \mathcal{E}_{2y} \end{bmatrix} = M.M^{-1} \begin{bmatrix} \mathcal{E}_{3x} \\ \mathcal{E}_{3y} \end{bmatrix}^* = \begin{bmatrix} \mathcal{E}_{3x} \\ \mathcal{E}_{3y} \end{bmatrix}^* \quad (\text{A3-32})$$

Finalement $\vec{\mathcal{E}}_2$ est à la fois égal à $\vec{\mathcal{E}}_3$ et à son conjugué : la seule possibilité est que $\vec{\mathcal{E}}_2 = \vec{\mathcal{E}}_3$ soit linéaire.

On a finalement montré l'équivalence suivante :

Lorsque $\vec{\mathcal{E}}_1$ est linéaire

$$\vec{\mathcal{E}}_4 = \vec{\mathcal{E}}_1 \quad \Leftrightarrow \quad \vec{\mathcal{E}}_2 = \vec{\mathcal{E}}_4 \text{ linéaire} \quad (\text{A3-33})$$

Remarque :

Cette propriété peut être considérée comme un théorème de retour inverse de la lumière pour les polarisations linéaires.

b) Polarisation circulaire au niveau du miroir

On va choisir maintenant $\vec{E}_2 = \vec{E}_3$ circulaire. D'après la propriété des polarisations circulaires démontrée au paragraphe 1, on a :

$$\begin{bmatrix} \mathcal{E}_2 \\ \mathcal{E}_2 \\ 2x \\ 2y \end{bmatrix} \text{ orthogonal à } \begin{bmatrix} \mathcal{E}_3 \\ \mathcal{E}_3 \\ 3x \\ 3y \end{bmatrix}^* \quad (\text{A3-34})$$

Par transformation par M^{-1} , matrice unitaire qui conserve le produit scalaire, on obtient :

$$M^{-1} \begin{bmatrix} \mathcal{E}_2 \\ \mathcal{E}_2 \\ 2x \\ 2y \end{bmatrix} \text{ orthogonal à } M^{-1} \begin{bmatrix} \mathcal{E}_3 \\ \mathcal{E}_3 \\ 3x \\ 3y \end{bmatrix}^* \quad (\text{A3-35})$$

En utilisant d'une part (A3-20) et d'autre part (A3-26), on obtient :

$$\begin{bmatrix} \mathcal{E}_1 \\ \mathcal{E}_1 \\ 1x \\ 1y \end{bmatrix} \text{ orthogonal à } \begin{bmatrix} \mathcal{E}_4 \\ \mathcal{E}_4 \\ 4x \\ 4y \end{bmatrix}^* \quad (\text{A3-36})$$

Si \vec{E}_1 est linéaire, \vec{E}_4 est linéaire orthogonal à \vec{E}_1 .

Pour démontrer la propriété réciproque, supposons que \vec{E}_1 est linéaire et \vec{E}_4 linéaire orthogonal à \vec{E}_1 . La propriété (A3-36) est donc vraie puisque \vec{E}_4 , linéaire, est égal à son conjugué. Transformons (A3-36) par M , matrice unitaire qui conserve le produit scalaire :

$$M \begin{bmatrix} \mathcal{E}_1 \\ \mathcal{E}_1 \\ 1x \\ 1y \end{bmatrix} \text{ orthogonal à } M \begin{bmatrix} \mathcal{E}_4 \\ \mathcal{E}_4 \\ 4x \\ 4y \end{bmatrix}^* \quad (\text{A3-37})$$

D'où en utilisant (A3-20) et (A3-26) :

$$\begin{bmatrix} \mathcal{E}_2 \\ \mathcal{E}_2 \\ 2x \\ 2y \end{bmatrix} \text{ orthogonal à } \begin{bmatrix} \mathcal{E}_3 \\ \mathcal{E}_3 \\ 3x \\ 3y \end{bmatrix}^* \quad (\text{A3-38})$$

$\vec{\mathcal{E}}_2 = \vec{\mathcal{E}}_3$ est donc orthogonal à son conjugué, ce qui caractérise les polarisations circulaires. Finalement, on a démontré l'équivalence suivante :

Lorsque $\vec{\mathcal{E}}_1$ est linéaire,

$$\vec{\mathcal{E}}_4 \text{ linéaire orthogonale à } \vec{\mathcal{E}}_1 \leftrightarrow \vec{\mathcal{E}}_2 = \vec{\mathcal{E}}_3 \text{ circulaire} \quad (\text{A3-39})$$

Remarque :

Cette propriété permet de réaliser une isolation optique puisque $\vec{\mathcal{E}}_4$ linéaire orthogonale à $\vec{\mathcal{E}}_1$ sera totalement réfléchi par le polariseur initial qui définit la polarisation $\vec{\mathcal{E}}_1$. Ceci a été utilisé par exemple dans le montage d'absorption saturée (fig. I-25) avec un polariseur suivi d'une lame $\lambda/4$ dont les axes sont à 45° de la polarisation incidente.

BIBLIOGRAPHIE

Introduction

- [1] R. FRISCH, Z. Physik 86, 42 (1933).
- [2] P. JACQUINOT, S. LIBERMAN, J.L. PICQUE et J. PINARD, Opt. Comm. 8, 163 (1973); R. SCHIEDER, H. WALTHER et L. WOSTE, Opt. Comm. 5, 337 (1972).
- [3] L'idée d'utiliser de la lumière pour refroidir des atomes remonte à l'effet "lumino-frigorifique" évoqué par A. KASTLER dans son article sur le pompage optique : J. Phys. Rad. 11, 255 (1950); les premiers schémas de refroidissement, à la base des "mélasses optiques", ont été proposés par T.W. HANSCH et A. SCHAWLOW, Opt. Comm. 13, 68 (1975) et D. WINELAND et H. DEHMELT, B.A.P.S. 20, 637 (1975).
- [4] Une revue détaillée de la situation en Novembre 1985 est donnée dans le n° spécial "*The mechanical effects of light*", JOSA B2, n°11 (1985).
- [5] Une revue sommaire de la situation en Novembre 1987 est faite dans : A. ASPECT, J. DALIBARD, C. SALOMON, H. METCALF et C. COHEN-TANNOUDJI, Annales de Physique France, Colloque n°1, 13, 3 (1988).
- [6] Première mise en évidence de températures plus basses que la limite Doppler : P.D. LETT, R.N. WATTS, C.I. WESTBROOK, W.D. PHILLIPS, P.L. GOULD et H.J. METCALF, Phys. Rev. Lett. 61, 169 (1988); voir aussi la contribution des mêmes auteurs dans [8].
- [7] Une température de $70\mu\text{K} \pm 40$ a été annoncée dans [52]. L'amélioration des méthodes de mesure de vitesses a permis d'obtenir des températures de $30\mu\text{K} \pm 20$ (C. SALOMON et J. DALIBARD, communication privée). Cette remarque est valable également pour [6]. Voir aussi [53].
- [8] Une revue des nouveaux développements dans le domaine du refroidissement radiatif doit paraître en Novembre 1989 dans un n° spécial de JOSA B, volume 61.

Chapitre I

- [9] D.S. BETTS et M. LEDUC, Ann. Phys. Fr. 11, 267 (1986). Voir également [17] et [18].
- [10] G. TRENEC, P.J. NACHER et M. LEDUC, Opt. Comm. 43, 37 (1982); K.W. GIBERSON, C. CHENG, F.B. DUNNING et F.K. KITTEL, Appl. Optics 21, 172 (1982).
- [11] a- D. VIVIEN, A.M. LEJUS, J. THERY, R. COLLONGUES, J.J. AUBERT, R. MONTCORGE et F. AUZEL, C.R. Acad. Sci. Paris, 298, 195 (1984)
b- Kh.S. BADGASAROV, L.M. DOROZHNIKIN, A.M. KEVORKOV, Yu.I. KRASILOV, A.V. POTEKIN, A.V. SHESTAKOV et I.I. KURATEV, Sov. J. Quantum Elec. 13, 639-640 et 1082-1085 (1983)
c- V.M. GARMASH, A.A. KAMINSKII, M.I. POLYAKOV, S.E. SARKISOV et A.A. FILINONOV, Phys. Stat. Sol. (a) 75, K111-K116 (1983).
- [12] C.L. BOHLER, L.D. SCHEARER, M. LEDUC, P.J. NACHER, J. ZACHOROWSKI, R.G. MILNER, R.D. McKEOWN et C.E. WOODWARD, J. Appl. Phys. 63, 2497 (1988).
- [13] T.Y. FAN, A. CORDOVA-PLAZA, M.J.F. DIGONNET, R.L. BYER et H.J. SHAW, JOSA B3, 14 (1986).
- [14] C.R.C. Handbook of Laser Science and Technology, vol. I, Lasers and Masers, p.239, ed. M.J. WEBER (CRC Press).
- [15] I.P. ALCOCK, A.I. FERGUSON, D.C. HANNA et A.C. TROPPER, Opt. Lett. 11, 709 (1986) et références in.
- [16] CLEO'89, Baltimore (Avril 1989); pour les caractéristiques du $Ti:Al_2O_3$, voir par exemple : P.F. MOULTON, JOSA B3, 125 (1986).
- [17] L.D. SCHEARER, M. LEDUC, D. VIVIEN, A.M. LEJUS et J. THERY, IEEE J. of Quant. Electr. QE22 713 (1986).
- [18] C.G. AMINOFF, C. LARAT, M. LEDUC et F. LALOE, Revue Phys. Appl. 24, 827 (1989).
- [19] B. VIANA, Thèse de l'Université Paris VI (1987).
- [20] J.J. AUBERT, Ch. WYON, A. CASSIMI, V. HARDY et J. HAMEL, Opt. Comm. 69, 299 (1989).
- [21] H.W. KOGELNIK et T. LI, Appl. Opt. 5, 1550 (1966).

- [22] H.W. KOGELNIK, E.P. IPPEN, A. DIENES et C.V. SHANK, IEEE J. of Quant. Electr. QE8, 373 (1972); W.R. JOHNSTON Jr. et P.K. RUNGE, IEEE J. of Quant. Electr. QE8, 724 (1972).
- [23] F. BIRABEN, Opt. Comm. 29, 353 (1979).
- [24] A.L. BLOOM, JOSA 64, 447 (1974).
- [24b] R. CLARK JONES, JOSA 31, 488 (1941).
- [25] C. COHEN-TANNOUJ, Cours donnés au Collège de France, année 1977-1978 (Chapitre III); J.W. GOODMAN, Statistical Optics (Wiley, 1985).
- [26] A.E. SIEGMAN, Lasers, p. 954-957, Univ. Sc. Books, Mill Valley, CA (1986).
- [27] N. COURTIER, Thèse de 3ème cycle, Paris XIII (1979).
- [28] C. BORDE, Thèse d'Etat, Paris VI (1972) et références : en particulier W.E. LAMB Jr., Phys. Rev. 134, 1429 (1964); R.A. McFARLANE, W.R. BENNETT Jr. et W.E. LAMB Jr., Appl. Phys. Lett. 2, 189 (1963); A. SZOKE, A. JAVAN, Phys. Rev. Lett. 10, 521 (1963); C. BORDE et L. HENRY, C.R. Acad. Sci. Paris, 265, 1251 (1967).
- [29] V.S. LETOKHOV et V.P. CHEBOTAYEV, Non-Linear Laser Spectroscopy, Chapitre 3, Springer-Verlag, Berlin (1977).
- [30] R.L. BARGER et J.L. HALL, Phys. Rev. Lett. 22, 4 (1969); voir également les références [28], [27], [32] et [35].
- [31] D. BLOCH, G. TRENEC et M. LEDUC, J. Physique B18, 1093 (1985).
- [32] et [33] Voir par exemple D. BLOCH, R.K. RAJ et M. DUCLOY, Opt. Comm. 37, 183 (1981); J.L. HALL, L. HOLLBERG, MA LONG-SHENG, T. BAER et H.G. ROBINSON, Journal de Physique, Colloque C8, 42, C8-59 (1981).
- [34] C.J. BORDE, J.L. HALL, C.V. KUNASZ et D.G. HUMMER, Phys. Rev. A14, 236 (1976).
- [35] C. SALOMON, Thèse d'Etat, Paris XIII (1984).
- [37] Documentation commerciale Crystal Technology dans laquelle la référence donnée pour le tantalate de lithium est : W.L. BOND, J. of Appl. Phys. 36, 1674 (1965).
- [38] Voir par exemple R.L. BARGER, M.S. SOREM et J.L. HALL, Appl. Phys. Lett. 22, 573 (1973).

Chapitre II

- [39] D.J. WINELAND et W.M. ITANO, Phys. Rev. A20, 1521 (1979).
- [40] J.P. GORDON et A. ASHKIN, Phys. Rev. A21, 1606 (1980).
- [41] R.J. COOK, Phys. Rev. A20, 224 (1979).
- [42] V.S. LETOKHOV et V.G. MINOGIN, Phys. Rep. 73, 1 (1981).
- [43] S. STENHOLM, Rev. of Modern Physics 58, 699 (1986).
- [44] J. DALIBARD et C. COHEN-TANNOUDJI, J. Phys. B18, 1661 (1985) et références.
- Pour une approche pédagogique en français du refroidissement radiatif, voir :
- [45] C. COHEN-TANNOUDJI, cours donnés au Collège de France, années 1982-1983 et 1983-1984.
- [46] J. DALIBARD, Thèse d'Etat, Paris VI (1986).
- [47] V.G. MINOGIN et O.T. SERIMAA, Opt. Comm. 30, 373 (1979).
- [48] Contribution de J. DALIBARD et C. COHEN-TANNOUDJI dans [8].
- [49] E.V. BAKLANOV et B.Y. DUBETSKII, Opt. Spectr. 41, 1 (1976).
- [50] A.P. KAZANTSEV, G.I. SURDUTOVICH et V.P. YAKOVLEV, Appl. Phys. 25, 165 (1981); A.P. KAZANTSEV, J. Physique 42, 1231 (1981).
- [51] A. ASPECT, J. DALIBARD, A. HEIDMANN, C. SALOMON et C. COHEN-TANNOUDJI, Phys. Rev. Lett. 57, 1688 (1986).
- [52] J. DALIBARD, C. SALOMON, A. ASPECT, E. ARIMONDO, R. KAISER, N. VANSTEENKISTE et C. COHEN-TANNOUDJI, dans Proceedings of the Eleventh International Conference on Atomic Physics, édité par S. HAROCHE, J.C. GAY et G. GRYNBERG (World Scientific, Singapore, 1989); voir également [48].
- [53] Y. SHEVY, D.S. WEISS et S. CHU, dans Proceedings of the Conference on Spin Polarized Quantum Systems, Turin (Italie, 1988); Y. SHEVY, D.S. WEISS, P.J. UNGAR et S. CHU, Phys. Rev. Lett. 62, 1118 (1989); S. CHU, D.S. WEISS, Y. SHEVY et P.J. UNGAR, dans 11th Conf. on Atomic Physics, édité par S. HAROCHE, J.C. GAY et G. GRYNBERG (World Scientific, Singapore, 1989); voir également la contribution des mêmes auteurs dans [8].
- [54] J. NELLESEN, J.H. MULLER, K. SENGSTOCK et W. ERTMER, n° spécial de JOSA B, à paraître en Novembre 1989 (réf. [8]).
- [55] C. SALOMON et J. DALIBARD, C.R. Acad. Sci. Paris, 306, 1319 (1988).

- [56] V.S. BAGNATO, A. ASPECT et S.C. ZILIO, Opt. Comm. 72, 76 (1989).
- [57] A. ASPECT, E. ARIMONDO, R. KAISER, N. VANSTEENKISTE et C. COHEN-TANNOUDJI, n° spécial de JOSA B, à paraître en Novembre 1989 (réf. [a]).
- [58] G. ALZETTA, A. GOZZINI, L. MOI et G. ORRIOLS, Nuovo Cimento 36B, 5 (1976).
- [59] BRUHAT-KASTLER, Cours d'Optique, 5ème édition, Masson Paris (1959).

Conclusion

- [60] Y. CASTIN, H. WALLIS et J. DALIBARD, n° spécial de JOSA B, à paraître en Novembre 1989 (réf. [a]).
- [61] E.L. RAAB, M. PRENTISS, A. CABLE, S. CHU et D.E. PRITCHARD, Phys. Rev. Lett. 59, 2631 (1987).

RESUME :

Ce mémoire présente quelques expériences de refroidissement radiatif transverse d'un jet d'hélium 4 métastable sur la transition $2^3S \rightarrow 2^3P$. Une première partie est consacrée à la description du laser à solide (LNA), en anneau, monomode et asservi sur la raie atomique à 1.083 micron de l'hélium, qui a été construit pour ces expériences. La seconde partie décrit quelques expériences de refroidissement radiatif transverse d'un jet d'hélium métastable qui ont été réalisées avec ce laser ; on y présente en particulier une expérience utilisant un piégeage cohérent de population ("résonance noire") sélectif en vitesse, qui a permis d'atteindre une température à une dimension de 2 microKelvins, inférieure à l'énergie de recul d'un seul photon.

MOTS CLES :

Refroidissement radiatif, hélium 4 métastable (jet atomique), laser à LNA, asservissements lasers, piégeage cohérent de population sélectif en vitesse, résonance noire sélective en vitesse.