

ORSAY
n° d'ordre:

THESE

PRESENTÉE A L'UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

PAR

François VIALA

LABORATOIRE AIME COTTON

C. N. R. S.

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE TROISIÈME CYCLE

SPECIALITÉ :

Physique Atomique et Moléculaire

LE PHÉNOMÈNE DE PRESSION DE RADIATION RÉSONNANTE :
ÉTUDE DE LA DÉFLEXION D'UN JET D'ATOMES À DEUX NIVEAUX
PAR UN FAISCEAU LASER MONOCHROMATIQUE

SOUTENUE LE 25 novembre 1982 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

MM.	J. BAUCHE	Président
	J. BAUDON	
	S. LIBERMAN	
	J.-L. PICQUÉ	
	P. RIGNY	

Je tiens à exprimer ma reconnaissance envers Messieurs P. JACQUINOT, S. FENEUILLE et S. LIBERMAN qui m'ont accueilli dans leur laboratoire pour effectuer cette thèse.

Je remercie Messieurs J. BAUCHE, P. RIGNY et J. BAUDON de l'intérêt qu'ils ont manifesté pour ce travail en acceptant de participer au Jury.

J'ai eu la chance de travailler sous la direction de J.-L. PICQUÉ qui m'a fait profiter, avec chaleur et amitié, de sa grande compétence tant sur le plan expérimental que théorique. Je suis heureux de pouvoir lui exprimer ici ma profonde gratitude.

Je remercie vivement S. ROIZEN pour la patience et la gentillesse avec lesquelles il m'a aidé à résoudre les problèmes expérimentaux.

Je tiens à remercier aussi G. GOLMAN pour son aide dans le domaine des couches minces. Il a toujours été d'une grande amabilité.

Tous les membres du Laboratoire Aimé Cotton m'ont accueilli pendant deux années dans un climat amical et n'ont pas hésité à me prodiguer leur aide précieuse. Je leur en suis extrêmement reconnaissant.

Je remercie également Madame G. FONTAINE qui a bien voulu assurer avec efficacité et gentillesse la frappe de ce mémoire.

Photographie A :

Vue de la partie avant de l'appareil
de jet atomique.

On distingue de gauche à droite : la
zone four, la zone de pompage optique,
la zone de collimation.

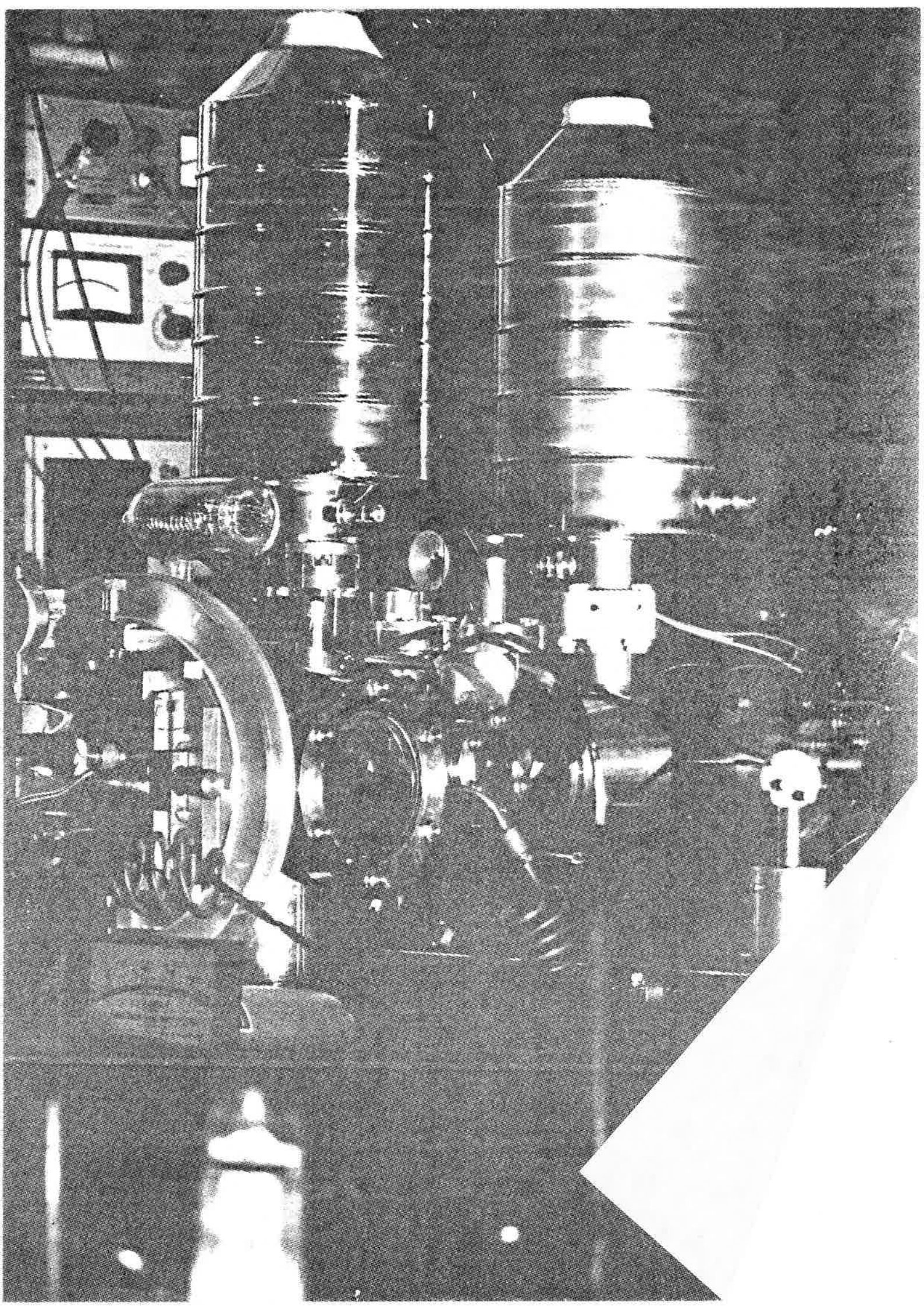


Figure B :

Schéma d'ensemble du montage expérimental.

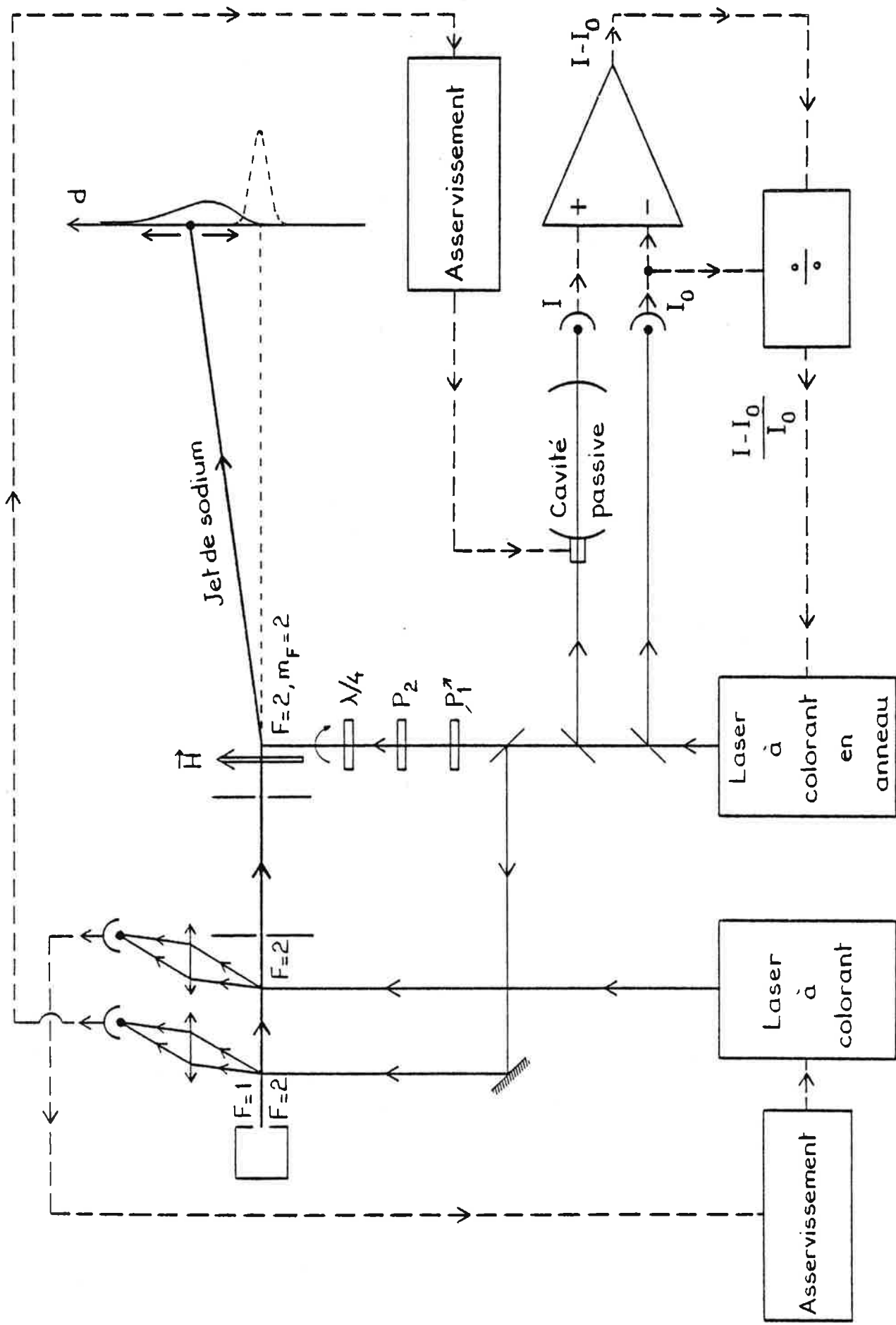


Figure B

ABSTRACT

The subject of this thesis is the study of resonance radiation pressure phenomena. Linear momentum exchanges between photons and atoms are sensitively detected through photodeflection of a highly collimated atomic beam, irradiated at right angles by a resonant laser beam. Experimental conditions are chosen so as to fit the hypothesis of the theoretical model. In particular, the sodium atoms are prepared as a two-level system using optical pumping with another laser. This has allowed the observation of transverse displacements of the atoms at the detector of the order of several millimeters.

Two cases have been experimentally studied. In the case of a running wave, atoms are deflected through absorption - spontaneous emission processes. The mean value of the radiation - modified spatial distribution of the atoms depends on the laser intensity according to the saturation law predicted by theory. In the case of a standing wave, stimulated emission plays the dominant role. The atom distribution is now symmetrical ; the measured width is found in agreement with the theoretical one.

TABLE DES MATIERES

1 - <u>INTRODUCTION</u>	1
2 - <u>NATURE des PHENOMENES de PRESSION de RADIATION RESONNANTE</u>	5
2-1 Onde progressive	5
- Absorption et émission induite	6
- Absorption et émission spontanée	7
2-2 Onde stationnaire	9
3 - <u>DESCRIPTION SOMMAIRE d'une EXPERIENCE TYPE</u>	12
3-1 Appareillage	12
3-2 Paramètres expérimentaux	15
4 - <u>DISPOSITIF EXPERIMENTAL</u>	16
4-1 Formation du jet	16
4-1-1 Description de la source	16
4-1-2 Distribution des vitesses des atomes	16
4-1-3 Intensité du jet	17

4-2	Obtention d'un système à 2 niveaux : Pompage optique	19
4-2-1	Niveaux d'énergie du sodium	19
4-2-2	Choix de la transition	20
4-2-3	Pompage optique hyperfin	21
4-2-4	Pompage optique Zeeman	25
4-3	Obtention d'une onde monochromatique : Stabilisation	
	des lasers	27
4-3-1	Laser en anneau	27
4-3-2	Laser auxiliaire	31
4-4	Définition de l'état externe des atomes : Collimation	
	du jet atomique	34
4-4-1	Les diaphragmes	34
4-4-2	Intensité du jet sur l'axe	35
4-4-3	Forme du jet collimaté	36
4-5	Interaction atomes - faisceau laser	43
4-6	Détection des atomes	45
5	<u>PRESSION de RADIATION en ONDE PROGRESSIVE</u>	47
5-1	Introduction	47
5-2	Un atome - un photon	48
5-2-1	Distribution angulaire de l'émission spontanée ..	49
5-2-2	Distribution de l'impulsion	50
5-2-3	Distribution du déplacement	51
5-3	Un atome - n photons	54
5-4	Effet de la statistique des photons	56
5-4-1	Distribution du nombre de photons de fluorescence	56

5-4-2	Calcul des valeurs moyennes	58
5-5	Effet de la distribution des vitesses	61
5-5-1	Intégration sur les vitesses	61
5-5-2	Calcul des valeurs moyennes	63
5-6	Résultats expérimentaux	66
5-6-1	Conditions expérimentales	66
5-6-2	Données expérimentales	69
5-6-3	Valeurs prévues par la théorie	73
5-6-4	Remarque sur la Figure 5-3	75
6 -	<u>PHENOMENE de PRESSION de RADIATION en ONDE</u>	
	<u>STATIONNAIRE</u>	76
6-1	Introduction	76
6-2	Marche au hasard	78
6-3	Théorie simplifiée du phénomène	82
6-3-1	Mise en équations	82
6-3-2	Projection sur les états de base	84
6-3-3	Solution des équations	86
6-3-4	Caractéristiques de la distribution de l'impulsion	88
6-4	Temps d'interaction "long"	90
6-4-1	Saturation	90
6-4-2	Influence de l'émission spontanée	91
6-5	Résultats expérimentaux	93
6-5-1	Cavité Fabry-Perot	93
6-5-2	Interféromètre de Sagnac	96

6-5-3	Mesure de la largeur du profil du jet atomique ..	101
6-5-4	Evaluation de la fréquence de Rabi	104
6-5-5	Interprétation de la largeur du profil du jet en onde stationnaire	105
7 -	<u>CONCLUSION</u>	107
	<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	110

1 - INTRODUCTION

L'étude théorique et expérimentale de l'interaction matière-rayonnement est arrivée à un haut niveau de sophistication pour les degrés de liberté internes de l'atome ; par contre, les degrés de liberté externes ont été relativement peu étudiés. La première expérience concernant la déflexion d'atomes par de la lumière a été faite par Frisch en 1933 [1]. C'est seulement en 1970 que Ashkin [2] a attiré à nouveau l'attention sur cet effet et ses applications possibles. En 1973, la déviation d'un jet atomique a été nettement démontrée par Picqué et Vialle avec des lampes spectrales [3] et par Schieder, Walther et Wöste avec des lasers accordables [4].

Le changement de l'état des atomes lors de leur interaction résonnante avec un rayonnement laser peut être détecté par de nombreuses méthodes. Les effets généralement pris en compte sont la conséquence de la modification d'un degré de liberté interne de l'atome :

- changement du niveau d'énergie du système, s'accompagnant de

l'absorption ou de l'émission d'un photon : expériences d'absorption, de fluorescence, ... ;

- changement de l'état magnétique de l'atome : expériences de déviation magnétique (Rabi), effet Hanle, ... ;

- changement de l'état de charge de l'atome : expériences de photoionisation, ...

L'originalité des expériences de pression de radiation résonnante tient à l'intérêt qu'elles portent à un degré de liberté externe du système atomique : le mouvement du centre de masse.

Les études expérimentales en onde progressive ont été poursuivies récemment [5]. Mais il restait à étudier dans des conditions expérimentales bien définies l'interaction d'une onde monochromatique avec un système à deux niveaux ; c'est ce que nous nous sommes proposés de faire dans ce travail. Du point de vue théorique, les premiers auteurs ont considéré l'action d'une force effective qui consiste en fait à moyennner les effets [6-8]. Dans des études plus élaborées, le mouvement du centre de masse a été quantifié et on a utilisé des équations de transport décrivant les échanges d'impulsion entre les atomes et le rayonnement [9-13]. Certains aspects du problème théorique ont reçu une attention particulière : statistique des photons [14,15] ; fluctuations quantiques [16]. La théorie de la déflexion d'un jet atomique a fait l'objet d'articles spécifiques [17,18].

En ce qui concerne l'onde stationnaire, un seul article expérimental a été publié [19]. Notre travail permet de le compléter d'un point de vue quantitatif. Par contre, un grand nombre d'études théoriques ont été effectuées ; là encore, elles ont d'abord utilisé une approche phénoménologique de forces et potentiels optiques [6-8, 20-22], puis une approche plus rigoureuse basée sur une équation de transport dans l'espace des impulsions [13, 23-30].

Comme nous le verrons, l'interaction d'un atome avec une onde progressive et avec une onde stationnaire fait intervenir des forces de nature différente, impliquant respectivement l'émission spontanée ou l'émission induite (dans certaines situations particulières, l'émission induite peut cependant être utilisée en onde progressive [31-33]). Il faut mentionner l'existence d'une troisième force apparaissant dans un rayonnement inhomogène : elle résulte de l'action du gradient de champ sur le dipôle optique induit [34-36]. Cette force dipolaire a été mise en évidence expérimentalement par la focalisation ou la défocalisation (suivant la fréquence de rayonnement) d'un jet atomique auquel on a superposé un faisceau laser présentant une distribution transversale d'intensité inhomogène [37-39].

Les applications de ces phénomènes de pression de radiation sont diverses. La déflexion d'un jet atomique par une onde progressive monochromatique de fréquence accordable peut être utilisée en spectroscopie laser à haute résolution [40,41]. Si le détecteur est maintenu dans l'axe du jet non défléchi, on observe une diminution du signal chaque fois que le rayonnement se trouve en résonance avec une transition

atomique. La sélectivité en fréquence de la déflexion ou de la focalisation d'un jet atomique peut également servir à la séparation isotopique [2, 31-32, 38, 42-44].

Une autre application est le "refroidissement" d'atomes se propageant en sens inverse d'une onde progressive de fréquence légèrement inférieure à la résonance [45-52]. Récemment, cet effet a fait l'objet d'études expérimentales sur des jets atomiques [53-56].

Enfin, en combinant les différents types de force que nous avons mentionnés, il doit être possible de "piéger" des atomes neutres [8, 57-63]. Les systèmes proposés consistent à combiner des faisceaux lumineux de direction, divergence et fréquence convenables. La réalisation de tels pièges apporterait de nouvelles possibilités dans le domaine de la spectroscopie à ultra-haute résolution, de la métrologie, et même de la physique fondamentale.

En conclusion, citons quelques articles théoriques échappant à la classification que nous avons introduite [64-66]. Il nous reste à mentionner tout spécialement deux articles théoriques qui traitent de l'ensemble des aspects du phénomène de pression de radiation résonnante [13,67]. Enfin deux articles récents discutent des perspectives qui s'ouvrent à ce domaine de recherche, au plan théorique [68] et au plan expérimental [69].

2 - NATURE DES PHENOMENES DE PRESSION --- DE RADIATION RESONNANTE ---

Nous allons ici introduire qualitativement les mécanismes qui sont à l'origine des phénomènes de pression de radiation résonnante.

2-1 Onde progressive.

Soit un atome éclairé par une onde progressive monochromatique résonnante. L'atome est successivement excité et désexcité avec absorption et émission de photons.

L'émission spontanée et l'émission induite produisent des effets différents :

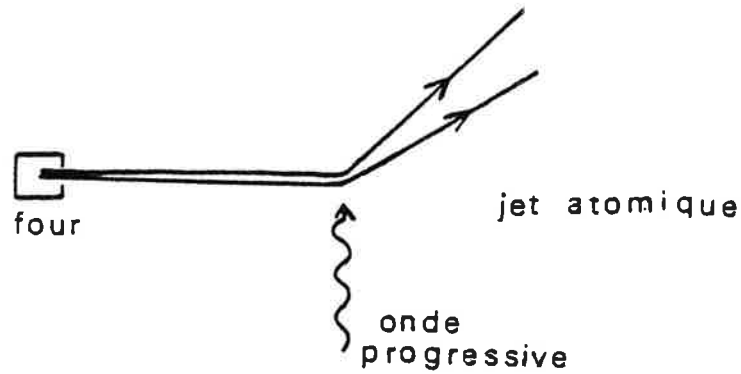


Fig-2-1

- Absorption et émission induite.

Soit un atome d'impulsion \vec{p} dans l'état fondamental en présence d'une onde résonnante de vecteur d'onde \vec{k} . Lorsqu'il absorbe un photon d'impulsion $\hbar\vec{k}$, il est porté dans l'état excité et son impulsion devient

$$\vec{p}' = \vec{p} + \hbar\vec{k} .$$

S'il retourne à l'état fondamental par émission induite, il émet un photon identique d'impulsion $\hbar\vec{k}$ et sa propre impulsion devient

$$\vec{p}'' = \vec{p}' - \hbar\vec{k} ,$$

$$\vec{p}'' \equiv \vec{p} .$$

Une absorption suivie d'une émission induite ne modifie donc pas l'impulsion de l'atome.

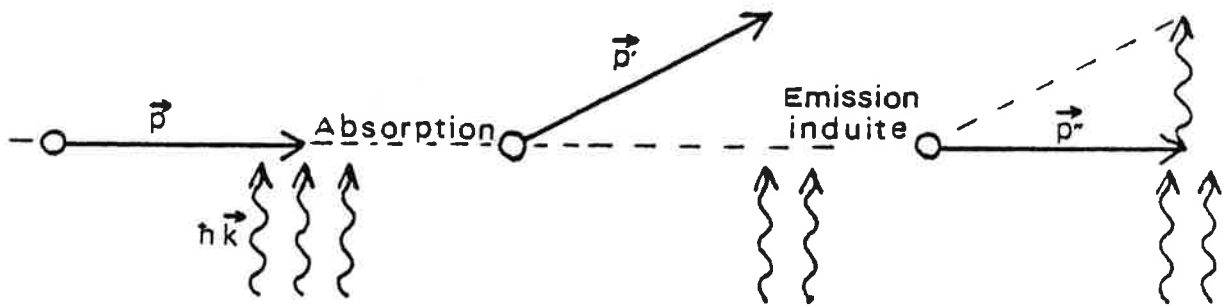


Fig-2-2

- Absorption et émission spontanée.

Soit un atome d'impulsion \vec{p} . Lorsqu'il absorbe un photon d'une onde résonnante, son impulsion devient

$$\vec{p}' = \vec{p} + \hbar\vec{k} \quad .$$

S'il se désexcite spontanément, l'atome émet un photon d'impulsion $\hbar\vec{k}'$ ($|\vec{k}'| = |\vec{k}|$) et son impulsion devient

$$\vec{p}'' = \vec{p}' - \hbar\vec{k}' \quad .$$

A cause de la distribution angulaire de l'émission spontanée, après un grand nombre d'absorptions et d'émissions, l'effet de l'émission spontanée s'annule en moyenne :

$$\langle \hbar\vec{k}' \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \hbar\vec{k}'_i = \vec{0} \quad ,$$

$$\langle \vec{p}'' \rangle = \langle \vec{p}' \rangle - \langle \hbar\vec{k}' \rangle \quad ,$$

$$\langle \vec{p}'' \rangle = \vec{p} + \hbar \vec{k}$$

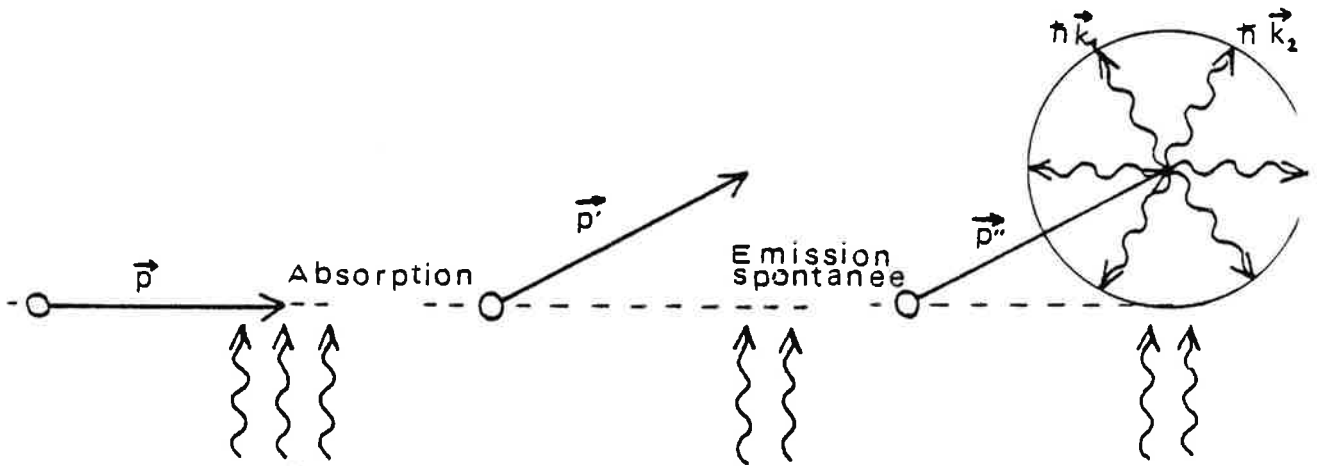


Fig-2-3

Une absorption suivie d'une émission spontanée augmente donc en moyenne l'impulsion de l'atome de la quantité de mouvement du photon incident.

Dans une onde progressive résonnante uniforme, la pression de radiation a pour origine l'émission spontanée.

2-2 Onde stationnaire.

Considérons maintenant une onde stationnaire perpendiculaire à la direction des atomes. On peut toujours la considérer comme la superposition de deux ondes progressives cohérentes de vecteurs d'onde opposés \vec{k}_1 et $\vec{k}_2 \equiv -\vec{k}_1$.

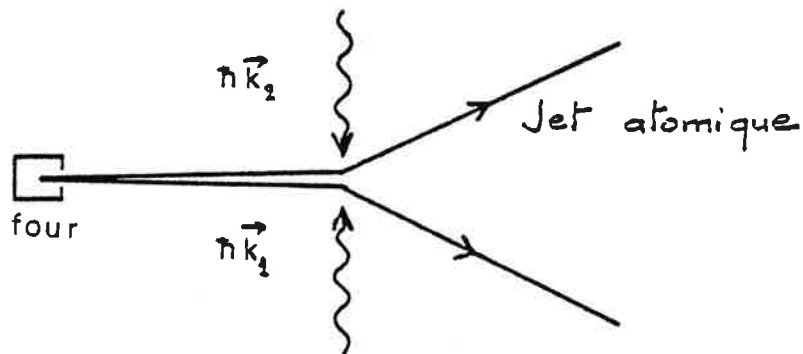


Fig-2-4

On observe bien sûr les mêmes phénomènes qu'en onde progressive : absorption et émission spontanée, absorption et émission induite par la même onde. Mais il peut se produire un phénomène propre à l'onde stationnaire : absorption dans une onde et émission induite par l'autre onde.

Ainsi, lorsqu'un atome d'impulsion \vec{p} absorbe un photon d'impulsion $\hbar\vec{k}_1$, son impulsion devient

$$\vec{p}' = \vec{p} + \hbar\vec{k}_1 .$$

S'il se désexcite par émission induite d'un photon d'impulsion $\hbar\vec{k}_2$, son impulsion devient

$$\vec{p}'' = \vec{p}' - \hbar\vec{k}_2 ,$$

$$\vec{p}'' = \vec{p} + \hbar\vec{k}_1 - \hbar\vec{k}_2 ,$$

$$\vec{p}'' = \vec{p} + 2\hbar\vec{k}_1 .$$

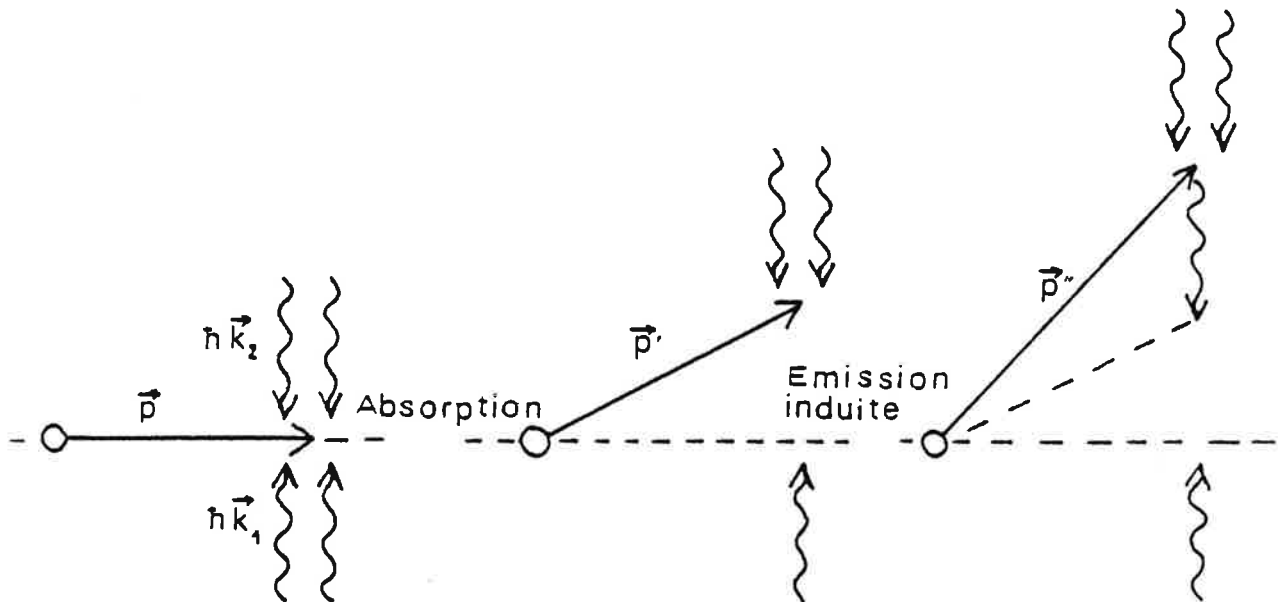


Fig-2-5

Le processus symétrique peut également se produire. En onde stationnaire, l'impulsion de l'atome peut se trouver augmentée de deux fois la quantité de mouvement du photon incident dans l'une ou l'autre direction. Dans ce cas, les effets de l'absorption et de l'émission induite s'additionnent au lieu de se soustraire.

Contrairement au cas de l'onde progressive, la pression de radiation en onde stationnaire dépend de l'émission induite. A forte intensité, l'émission spontanée se saturant, les effets de l'émission induite deviennent prépondérants.

3 - DESCRIPTION SOMMAIRE D'UNE EXPERIENCE-TYPE

Pour que l'étude expérimentale permette une confrontation complète avec la théorie, il faut que l'état interne et l'état externe des atomes, d'une part, les paramètres caractérisant le champ électromagnétique, d'autre part, soient déterminés avec la plus grande précision possible.

3-1 Appareillage.

Dans notre travail, nous avons utilisé un jet de sodium et un laser à colorant. Notre appareillage de jet atomique comprend six zones successives (Fig. 3.1) :

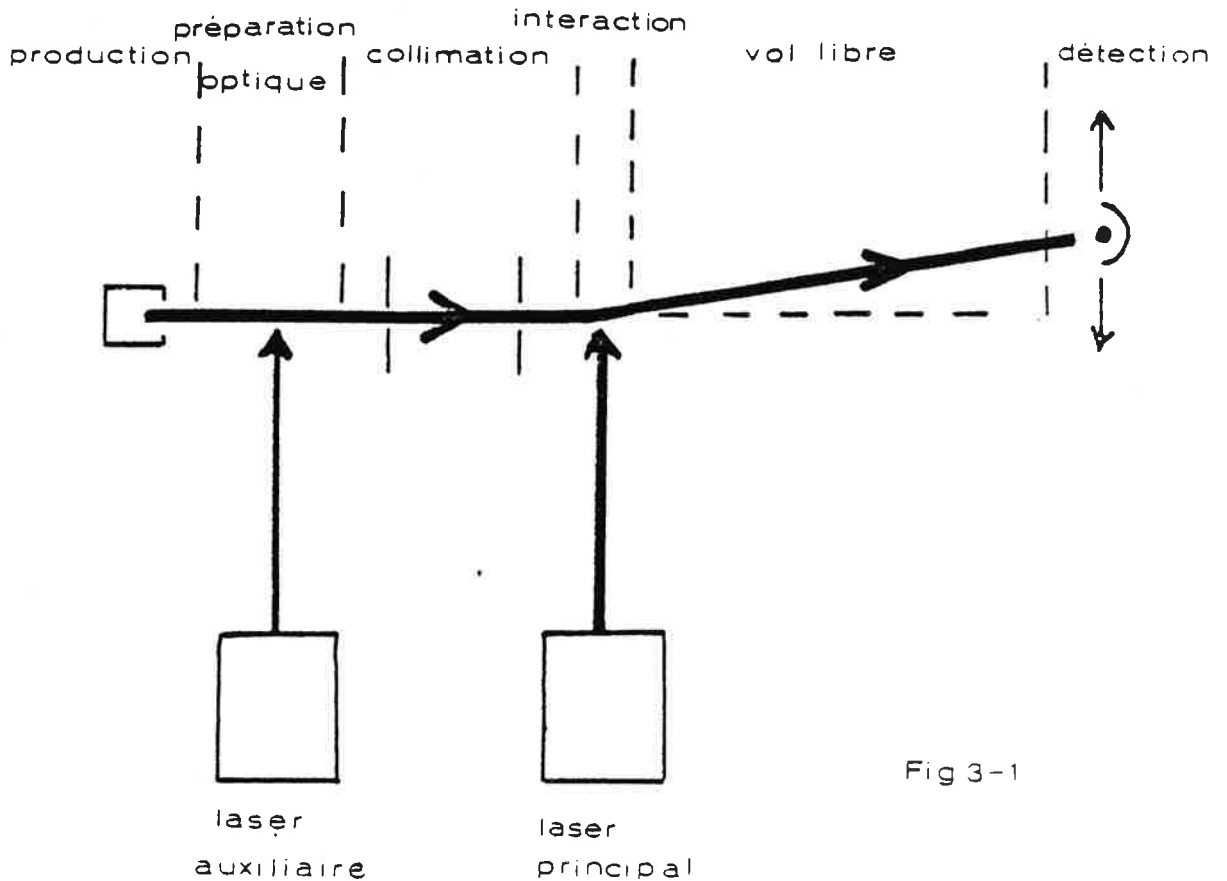


Fig 3-1

- Production du jet :

Un jet effusif est issu d'un four à sodium.

- Préparation optique de l'état interne des atomes :

Dans cette zone, tous les atomes de sodium sont préparés sous forme d'un système à deux niveaux par pompage optique à l'aide d'un laser à colorant auxiliaire.

- Définition de l'état externe des atomes :

Dans cette zone, une collimation fine permet de rendre le jet approximativement monodirectionnel. Dans un stade ultérieur, un sélecteur de vitesses mécanique permettra de rendre le jet quasi-monocinétique.

- Interaction :

Dans cette zone, où le phénomène de pression de radiation se produit, le jet rencontre le faisceau du laser à colorant principal.

- "Vol libre" :

Au cours de la traversée de cette zone, le déplacement transversal des atomes résultant de l'impulsion acquise dans la zone d'interaction est amplifié.

- Détection :

Cette zone comprend un fil chaud ionisant que l'on peut déplacer perpendiculairement au jet, un sélecteur de masse et un multiplicateur d'électrons.

Le laser à colorant est monomode et sa fréquence est stabilisée à court terme et à long terme.

L'expérience consiste à relever le nombre d'atomes atteignant le détecteur en fonction de son déplacement dans la direction perpendiculaire à l'axe du jet non défléchi.

3-2 Paramètres expérimentaux.

Pour mieux préciser les caractéristiques d'une telle expérience (Fig. 3-2), nous donnons ci-dessous quelques ordres de grandeur typiques. Un atome de sodium de masse m et de vitesse longitudinale v ($v \approx 650$ m/s) qui absorbe un photon de fréquence ν ($\nu \approx 5 \cdot 10^{14}$ Hz) subit en moyenne une déviation angulaire $\theta = \frac{h \nu / c}{m v} \approx 4,4 \cdot 10^{-5}$ rd. Le déplacement transversal au niveau d'un détecteur placé à une distance L ($L \approx 0,7$ m) de la zone d'interaction est $\delta = L \theta \approx 31 \mu\text{m}$.

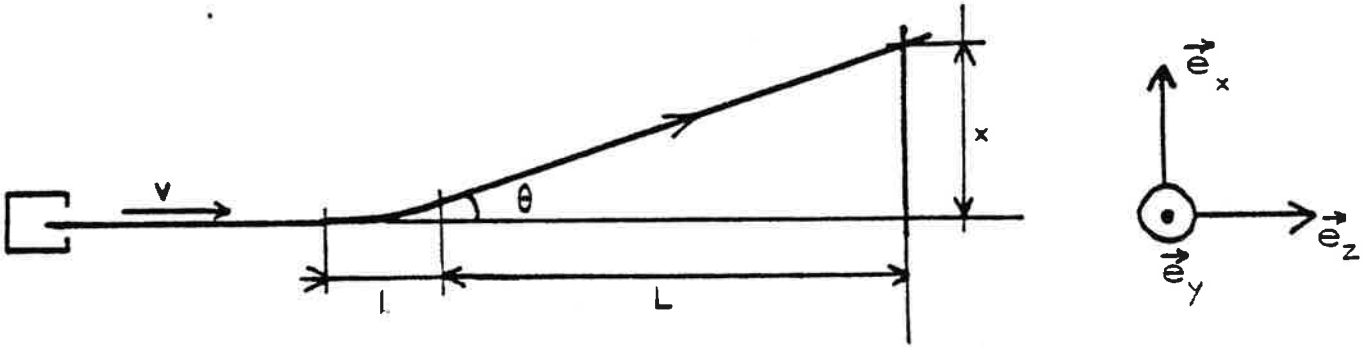


Fig-3-2

Si l'on sélectionne dans la raie de résonance du sodium (durée de vie du niveau excité $\tau = 16$ ns) un système à deux niveaux fermé, le nombre moyen de processus absorption - émission spontanée subis au cours de la traversée du faisceau laser (diamètre $l \approx 2$ mm) sera à la saturation $\bar{n} = \frac{l/v}{2\tau} \approx 95$. La valeur moyenne de la distribution des atomes défléchis par une onde progressive pourra alors atteindre la valeur $\langle x \rangle = \bar{n} \delta \approx 3$ mm.

Pour illustrer ces ordres de grandeur, un exemple de profil de photo-déflexion observé expérimentalement est montré sur la Figure 3-3.

Figure 3-3 :

Profil de photo-déflexion typique en onde progressive.

Les deux enregistrements représentent le nombre d'atomes détectés en fonction de la position transversale du détecteur :

(a) en l'absence de rayonnement : profil du jet non défléchi ;

(b) lorsque le jet est irradié à angle droit par le faisceau laser : profil du jet défléchi.

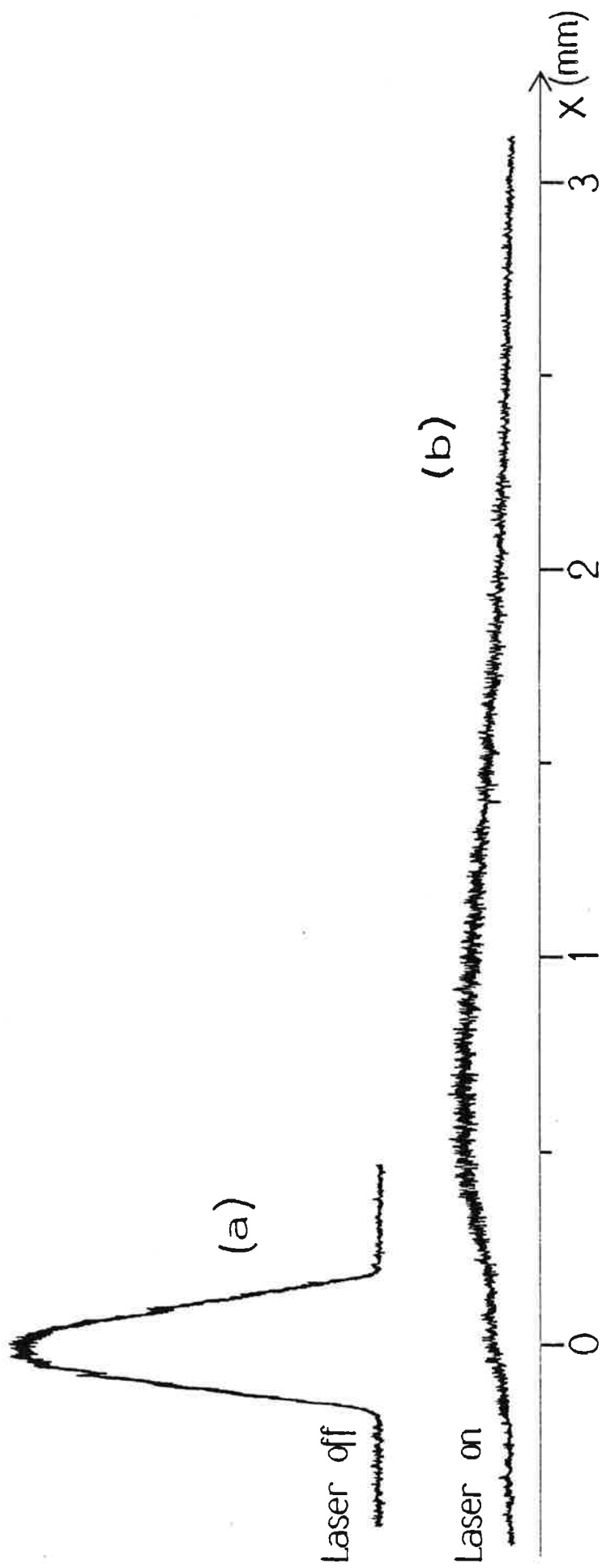


Figure 3-3

4 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental est montré sur les Photographies A et C , et schématisé sur la Figure B.

4-1 Formation du jet.

4-1-1 Description de la source.

Le jet est formé dans un four en cuivre chauffé électriquement. On charge le four sous atmosphère d'azote avec une quantité de l'ordre de cinq grammes de sodium. Le sodium sous forme de vapeur peut s'échapper par une fente rectangulaire de 3 mm de haut et 0,5 mm de large.

4-1-2 Distribution des vitesses des atomes.

Soit $F(v) dv$ la proportion d'atomes du jet ayant une vitesse comprise entre v et $v+dv$. A partir d'une distribution maxwellienne des vitesses des atomes dans la vapeur contenue dans le four, on établit que [70] :

$$F(v) = \frac{2 v^3}{\alpha^4} e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}} \quad , \quad (1)$$

où

$$\alpha = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (2)$$

est la vitesse la plus probable dans la vapeur.

A partir de cette expression, on calcule la vitesse moyenne :

$$\bar{v} = \int_0^{\infty} v F(v) dv \quad , \quad (3)$$

$$\bar{v} = \frac{3\sqrt{\pi}}{4} \alpha \quad , \quad (4)$$

$$\bar{v} = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{2\pi kT}{m}} \quad ; \quad (5)$$

la vitesse la plus probable (c'est celle qui rend maximum $F(v)$) :

$$v_p = \sqrt{\frac{3}{2}} \alpha \quad , \quad (6)$$

$$v_p = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad . \quad (7)$$

4-1-3 Intensité du jet.

Le nombre d'atomes qui sortent du four par unité de temps dans l'angle solide Ω s'écrit [70] :

$$Q_0 = \frac{\Omega}{4\pi} n \bar{v}_f S \quad . \quad (8)$$

Dans cette expression,

$$\bar{v}_f = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \alpha \quad (9)$$

est la vitesse moyenne des atomes dans le four ;

$$n = \frac{p}{kT} \quad (10)$$

est la densité d'atomes dans le four, p étant la pression de vapeur saturante à la température T (pour $T = 630 \text{ K}$, $p = 10^{-1} \text{ Torr}$) ;

$$S = e_f h_f \quad (11)$$

est la surface de l'ouverture du four ($e_f = 0,5 \text{ mm}$, $h_f = 3 \text{ mm}$).

On prend pour Ω l'angle solide sous lequel est vu le détecteur :

$$\Omega = \frac{e_d h_d}{\ell_d^2} \quad , \quad (12)$$

où e_d est la largeur du détecteur ($e_d = 0,01 \text{ mm}$), h_d sa hauteur utile ($h_d = 2 \text{ mm}$) et ℓ_d la distance four-détecteur ($\ell_d = 1,35 \text{ m}$).

Le débit d'atomes recueilli par le détecteur peut alors s'écrire :

$$Q_0 = \frac{p}{\sqrt{2\pi^3} m kT} \frac{h_d e_d h_f e_f}{\ell_d^2} \quad . \quad (13)$$

On trouve avec nos valeurs numériques :

$$Q_0 = 1,5 \times 10^9 \text{ atomes / seconde} \quad . \quad (14)$$

4-2 Obtention d'un système à 2 niveaux : Pompage optique.

4-2-1 Niveaux d'énergie du sodium.

La structure hyperfine des raies de résonance D_1 et D_2 du sodium (Fig. 4-1) est bien connue [71].

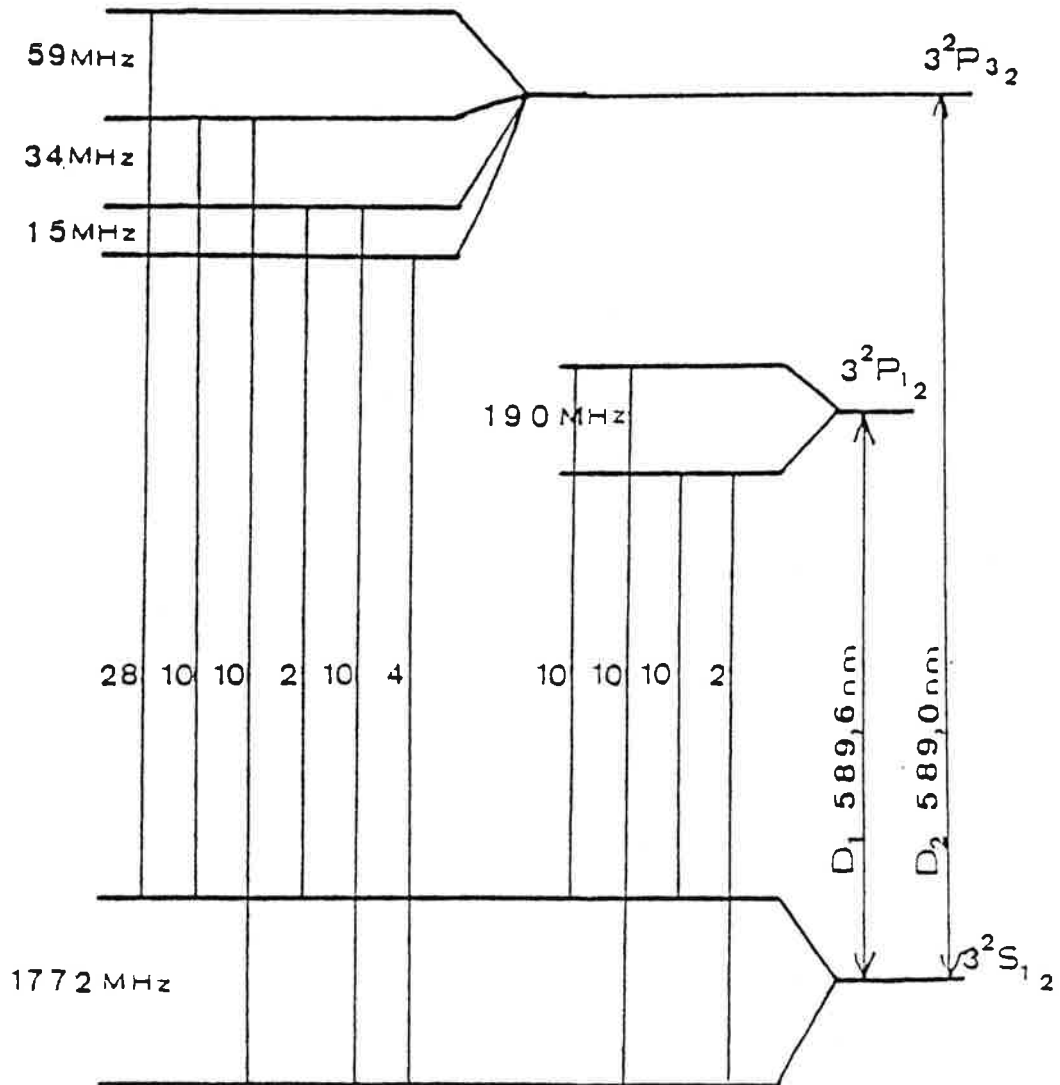


Fig 4-1

La probabilité de transition entre deux niveaux hyperfins $3^2S_{1/2}, F, m_F$ et $3^2P_{J'}, F', m_{F'}$ est proportionnelle à

$$|\langle 3^2S_{1/2}, F, m_F | -\vec{D} \cdot \vec{E} | 3^2P_{J'}, F', m_{F'} \rangle|^2,$$

\vec{D} étant l'opérateur dipolaire électrique. En utilisant l'algèbre des moments angulaires, on développe cet élément de matrice sous la forme

$$\begin{aligned} & |\langle 3^2S_{1/2}, F, m_F | -\vec{D} \cdot \vec{E} | 3^2P_{J'}, F', m_{F'} \rangle|^2 = \\ & |\langle 3^2S_{1/2} || -\vec{D} \cdot \vec{E} || 3^2P_{J'} \rangle|^2 (2F+1)(2F'+1) \\ & \left\{ \begin{matrix} 1/2 & 1 & 3/2 \\ F' & 3/2 & F \end{matrix} \right\}^2 \left(\begin{matrix} F & 1 & F' \\ -m_F & q & m_{F'} \end{matrix} \right)^2, \end{aligned} \quad (15)$$

avec $q = +1, 0$ ou -1 suivant que l'on considère un rayonnement de polarisation σ^+ , π ou σ^- .

4-2-2 Choix de la transition.

Le laser utilisé dans la zone d'interaction principale est accordé à la composante hyperfine $F=2 \rightarrow F'=3$ de la raie D_2 . En effet, dans le cas particulier de cette transition, les atomes portés par le laser dans le niveau excité ne peuvent retomber par émission spontanée que dans le niveau hyperfin $F=2$ (l'émission spontanée vers le niveau $F=1$ étant interdite par la règle de sélection des transitions dipolaires électriques). La propriété analogue est également vraie pour la composante $F=1 \rightarrow F'=0$, mais cette transition est moins favorable car elle est moins intense et plus proche des transitions voisines (voir Fig. 4-1).

Le fait de sélectionner un système atomique fermé vis-à-vis du pompage optique, tel que ($F=2$, $F'=3$), a une grande importance dans notre expérience. En effet, il permet de répéter l'interaction de l'atome avec le rayonnement monochromatique un grand nombre de fois et d'augmenter ainsi l'efficacité de la photo-déflexion.

4-2-3 Pompage optique hyperfin.

A l'équilibre thermodynamique, la population du niveau fondamental se répartit entre les deux niveaux hyperfins suivant leur poids statistique ($\frac{5}{8}$ pour $F=2$ et $\frac{3}{8}$ pour $F=1$). Les atomes du niveau $F=1$ ne subissant pas la pression de radiation, on les porte dans le niveau $F=2$ par pompage optique à l'aide d'un laser auxiliaire. On utilise pour cela un laser à colorant monomode d'une puissance de l'ordre de 100 mW, qui suffit pour obtenir un pompage optique presque total. On effectue ce pompage dans la zone dite de préparation optique. Tous les atomes entrent donc dans la zone d'interaction principale dans l'état $F=2$.

Le cycle de pompage optique hyperfin consiste en une excitation $F=1 \rightarrow F'$ suivie d'une émission spontanée $F' \rightarrow F=2$. Pour optimiser l'efficacité de ce cycle, il faut choisir pour F' un niveau hyperfin qui se désexcite avec une plus grande probabilité dans le niveau $F=2$ que dans le niveau $F=1$ et tel que la transition $F=1 \leftrightarrow F'$ soit la plus intense possible. Donc, le choix est dicté par le produit τ du coefficient de branchement α par la probabilité de transition p (voir Fig. 4-2).

Les règles de sélection limitent le choix à quatre sous-niveaux (Fig. 4-1) : $3^2P_{1/2}$ $F'=1$ et $F'=2$, $3^2P_{3/2}$ $F'=1$ et $F'=2$, dont les produits $\tau = \alpha \times p$ sont en valeur relative respectivement :
 $\tau_1 = \frac{5}{6} \times 2 = 1,66$, $\tau_2 = \frac{1}{2} \times 10 = 5$; $\tau_3 = \frac{1}{6} \times 10 = 1,66$;
 $\tau_4 = \frac{1}{2} \times 10 = 5$. Nous avons le plus souvent choisi la composante hyperfine $F=1 \leftrightarrow F'=2$ de la raie D_1 pour effectuer ce pompage optique (Fig. 4-2).

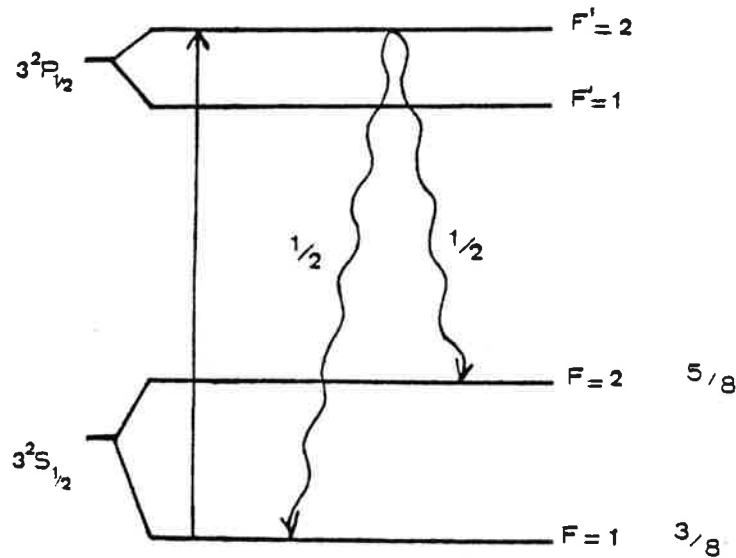


Fig 4-2

Après n cycles de pompage optique, les populations des niveaux $F=1$ et $F=2$ deviennent $\frac{3}{8} (1-\alpha)^n$ et $1 - \frac{3}{8} (1-\alpha)^n$. Dans le cas du niveau supérieur $3^2P_{1/2}$ $F'=1$, $\alpha = \frac{1}{2}$. Après 6 cycles de pompage, les populations de $F=1$ et $F=2$ sont respectivement 0,006 et 0,994 . On voit qu'on obtient donc très rapidement un pompage hyperfin quasi total.

La Figure 4-3 illustre l'effet du pompage optique hyperfin. Elle montre un enregistrement du nombre d'atomes atteignant le détecteur

Figure 4-3 :

Illustration de l'effet du pompage optique.

L'enregistrement représente le nombre d'atomes détectés sur l'axe du jet non défléchi (dont le profil est montré sur la partie gauche de la figure) :

(a) en l'absence de rayonnement ;

(b) lorsque le laser principal (Laser 1) irradie le jet atomique : seuls les atomes du niveau $F=2$ sont défléchis ;

(c) lorsqu'on effectue un pompage optique préalable à l'aide du laser auxiliaire (Laser 2) : presque tous les atomes sont défléchis.

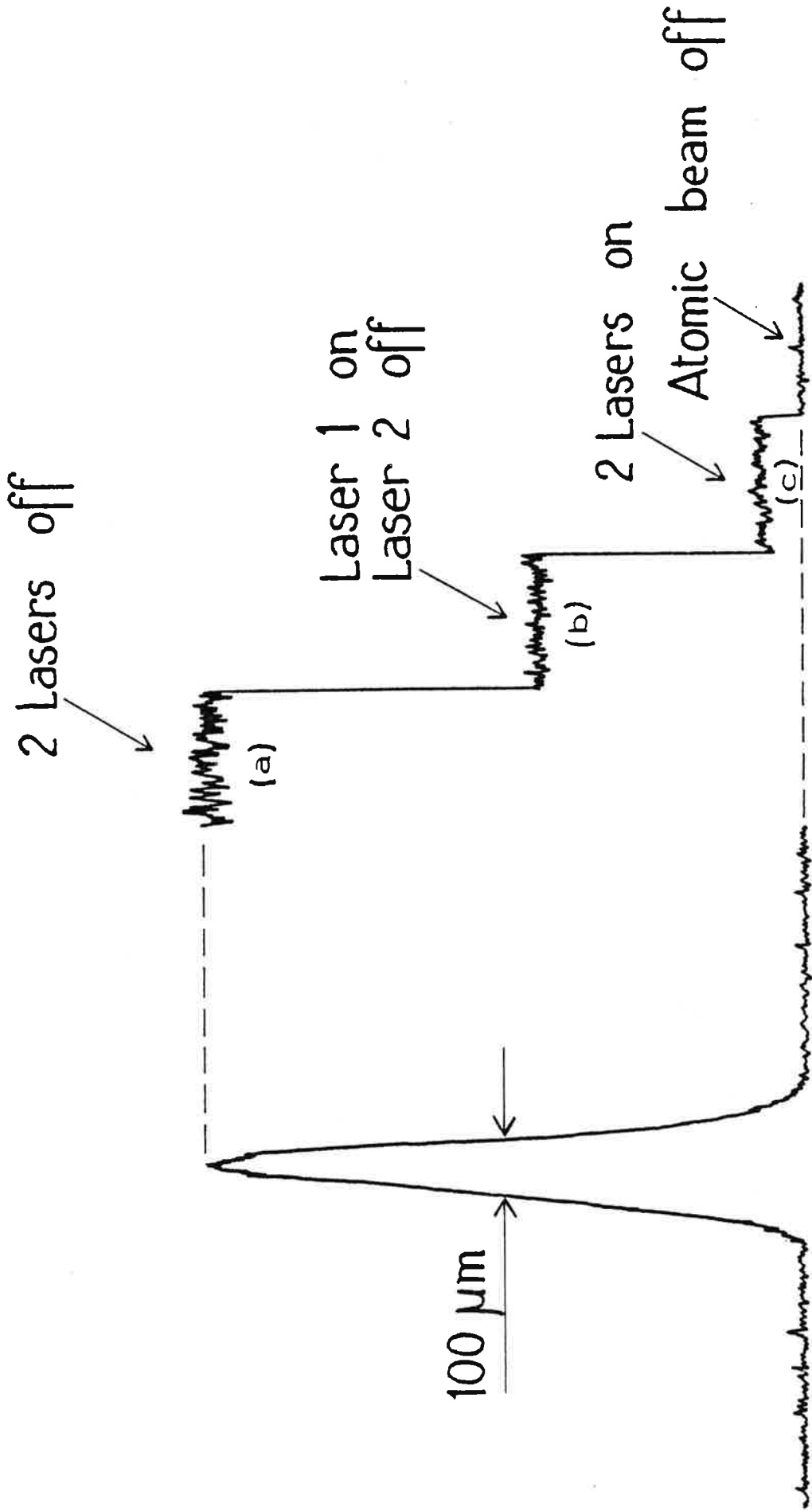


Figure 4-3

maintenu en position fixe sur l'axe du jet non défléchi. La partie 4-3-a représente l'intensité I_0 obtenue en l'absence de tout rayonnement : aucun atome n'est dévié. La partie 4-3-b est obtenue lorsque le jet est irradié par le faisceau laser principal : seuls les atomes du niveau hyperfin $F=2$ sont déviés ; on vérifie que le signal est alors $(5/8)I_0$. La partie 4-3-c est obtenue lorsqu'on utilise, en plus du faisceau laser principal, le faisceau laser auxiliaire de pompage hyperfin : les atomes $F=1$ ayant été préalablement transférés dans le niveau $F=2$, tous les atomes peuvent maintenant être déviés.

4-2-4 Pompage optique Zeeman.

En réalité, les niveaux hyperfins $3^2S_{1/2}$ $F=2$ et $3^2P_{3/2}$ $F'=3$ entre lesquels se produit l'interaction possèdent des sous-niveaux Zeeman dégénérés. Pour obtenir rigoureusement un système à deux niveaux, on transfère d'abord par pompage optique Zeeman tous les atomes dans le sous-niveau $3^2S_{1/2}$ $F=2$ $m_F=2$. Si le faisceau laser principal est polarisé circulairement σ_+ , ce sous-niveau ne peut alors être couplé qu'au sous-niveau de l'état excité $3^2P_{3/2}$ $F'=3$ $m_{F'}=3$ (Fig. 4-4).

Comme le pompage optique hyperfin, le pompage optique Zeeman est réalisé préalablement dans la zone de préparation optique, où les atomes rencontrent un faisceau dérivé du faisceau laser utilisé dans la zone d'interaction. Comme il n'existe pas de champ magnétique homogène sur le trajet des atomes entre la zone de préparation et la zone d'interaction, une redistribution partielle des sous-niveaux Zeeman du niveau $F=2$ se produit probablement. Cependant, un pompage Zeeman

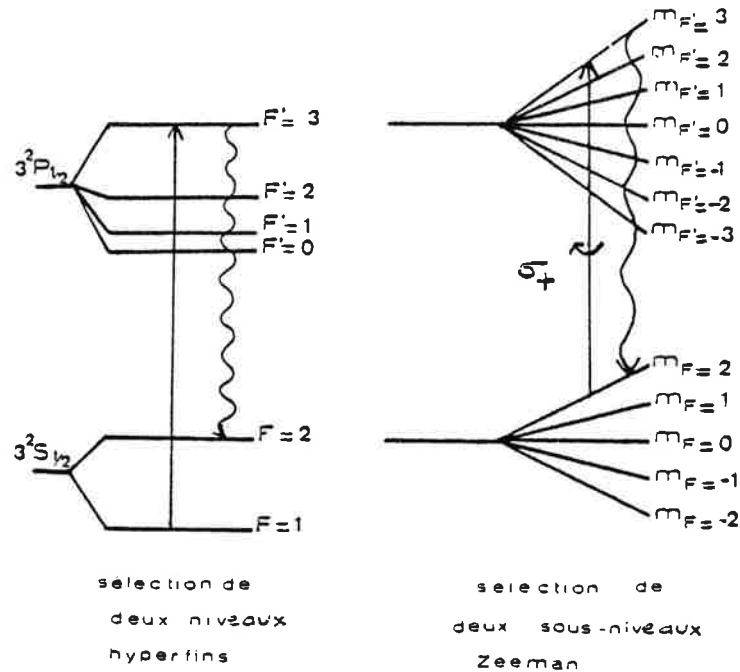


Fig 4 -4

total est rétabli dès l'entrée dans la zone d'interaction. En effet, on peut montrer par un raisonnement analogue à celui que nous avons utilisé au paragraphe 4-2-3 qu'il suffit de très peu de cycles de pompage pour transférer tous les atomes dans le sous-niveau Zeeman $F=2$, $m_F=2$.

Afin de réaliser le pompage optique Zeeman et le couplage avec le système à deux niveaux $F=2$, $m_F=2$ et $F'=3$, $m_{F'}=3$, les deux faisceaux issus du laser à colorant principal traversent un polariseur circulaire avant de rencontrer le jet atomique.

4-3 Obtention d'une onde monochromatique : Stabilisation des lasers.

4-3-1 Laser en anneau.

On utilise un laser à colorant continu en anneau à onde progressive Spectra Physics 380, pompé par un laser à argon ionisé Spectra Physics 171. Le colorant étant de la rhodamine 6G, on obtient à 589,0 nm une puissance monomode de 600 mW avec une puissance de 4 W issue du laser de pompage sur la raie 514,5 nm, et 1 W avec une puissance de pompage de 6 W .

La cavité du laser en anneau comporte quatre miroirs. Une "diode optique" privilégie un sens de propagation par effet Faraday. Un filtre de Lyot et un étalon Fabry-Perot sélectionnent la longueur d'onde et le mode du laser. La longueur optique de la cavité peut être modifiée par deux lames orientables autour de l'angle de Brewster et par la position d'un des miroirs, qui est monté sur une céramique piézoélectrique. Le fonctionnement monomode du laser est vérifié à l'aide d'un analyseur de mode confocal. La fréquence est grossièrement ajustée à l'une des raies de résonance du sodium à l'aide d'un spectromètre à réseau d'une résolution d'une fraction d'Angström . L'accord à une composante hyperfine du jet atomique est alors effectué par orientation des lames galvanométriques.

L'électronique de stabilisation comporte trois boucles d'asservissement (Fig. 4-5). La première évite les sauts de mode. La seconde supprime les fluctuations de fréquence à court terme du laser en l'asservissant sur le flanc de la bande passante d'une cavité confocale. La troisième corrige la dérive à long terme de la cavité externe de référence en la stabilisant par rapport à une raie d'absorption du jet de sodium.

Figure 4-5 :

Systeme de controle et de stabilisation
de la fréquence du laser à colorant en
anneau ("laser principal") utilisé pour la
photo-déflexion.

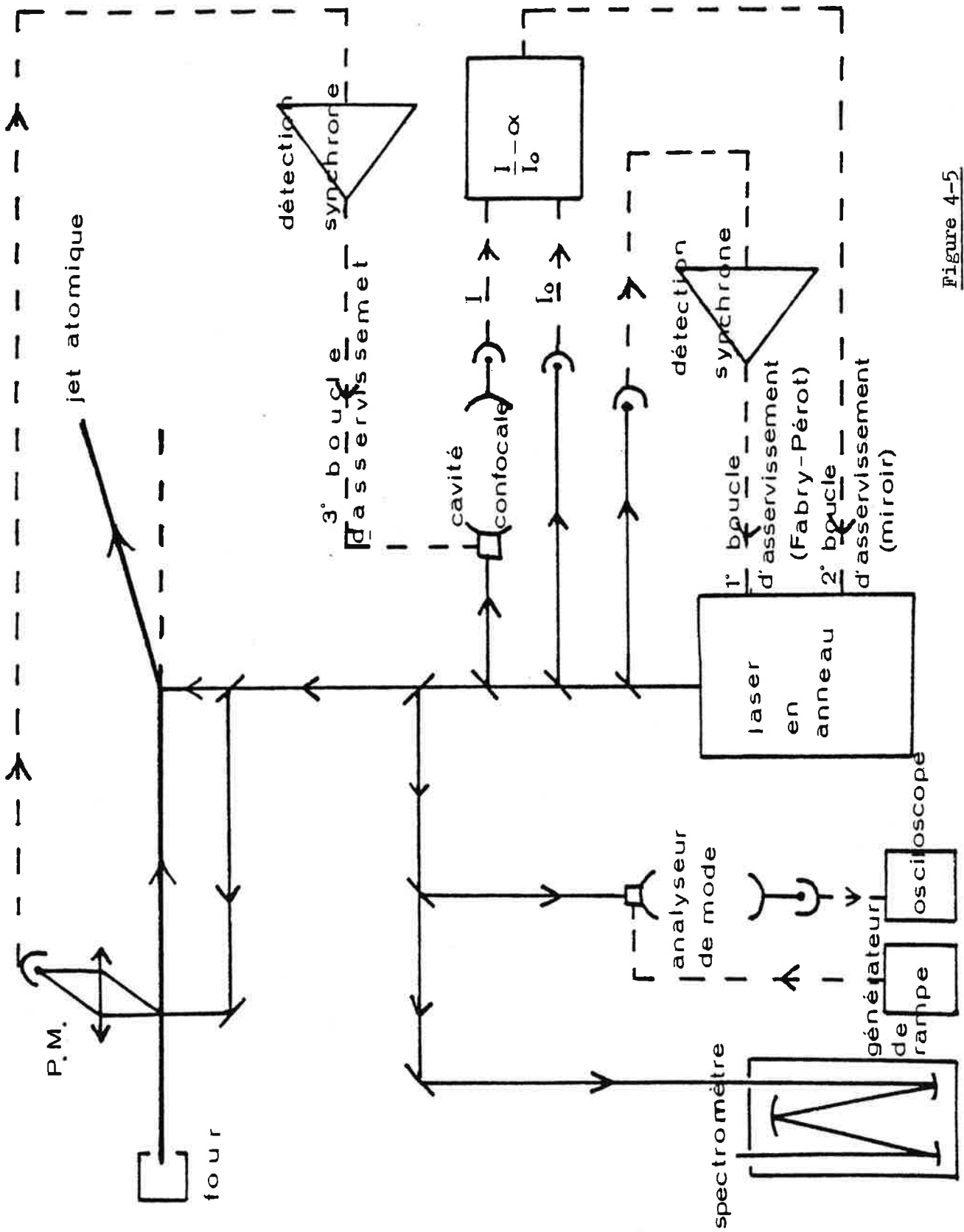


Figure 4-5

La première boucle d'asservissement, réalisée par le constructeur, a pour effet de maintenir la bande passante du Fabry-Perot interne centrée sur la fréquence du mode laser.

La deuxième boucle d'asservissement utilise une cavité passive confocale de 20 cm de longueur et de finesse 30 . Les intensités I_0 à l'entrée et I à la sortie de cette cavité sont mesurées à l'aide de photodiodes. Les signaux correspondants sont envoyés dans un ratiomètre suivi d'un amplificateur d'atténuation 9 dB/octave. La sortie de celui-ci est injectée sur une céramique piézoélectrique, que nous avons introduite derrière l'un des miroirs de la cavité laser. Cette boucle d'asservissement a pour effet de maintenir la fréquence du laser à une position ajustable sur le flanc du pic de transmission de la cavité confocale, indépendamment des variations d'intensité du faisceau laser.

La troisième boucle d'asservissement est réalisée en modulant très faiblement la fréquence de la bande passante de la cavité externe de référence, donc la fréquence du laser. Il en résulte une modulation en amplitude de la fluorescence du jet atomique observée lorsque le laser est accordé à la transition hyperfine choisie. Cette modulation est détectée en phase dans un amplificateur à détection synchrone, dont la sortie est appliquée à la céramique de la cavité de référence.

4-3-2 Laser auxiliaire.

Le faisceau de pompage optique est produit par un laser à colorant continu conventionnel à onde stationnaire (cavité à trois miroirs) Spectra Physics 375, pompé par un laser à argon ionisé Spectra Physics 165. On obtient avec de la rhodamine 6G à 589,0 nm une puissance monomode de 80 mW avec une puissance de pompage de 1,8 W issue du laser à argon fonctionnant en toutes raies.

Le laser est rendu monomode par un filtre de Lyot et un interféromètre Fabry-Perot interne. Deux boucles d'asservissement sont utilisées (Fig. 4-6) : une modulation du Fabry-Perot évite les sauts de mode ; une modulation du miroir de sortie permet de fixer la fréquence à une raie de fluorescence hyperfine du jet de sodium.

Figure 4-6 :

Systeme de controle et de stabilisation
de la fréquence du laser à colorant ("laser
auxiliaire") utilisé pour le pompage optique.

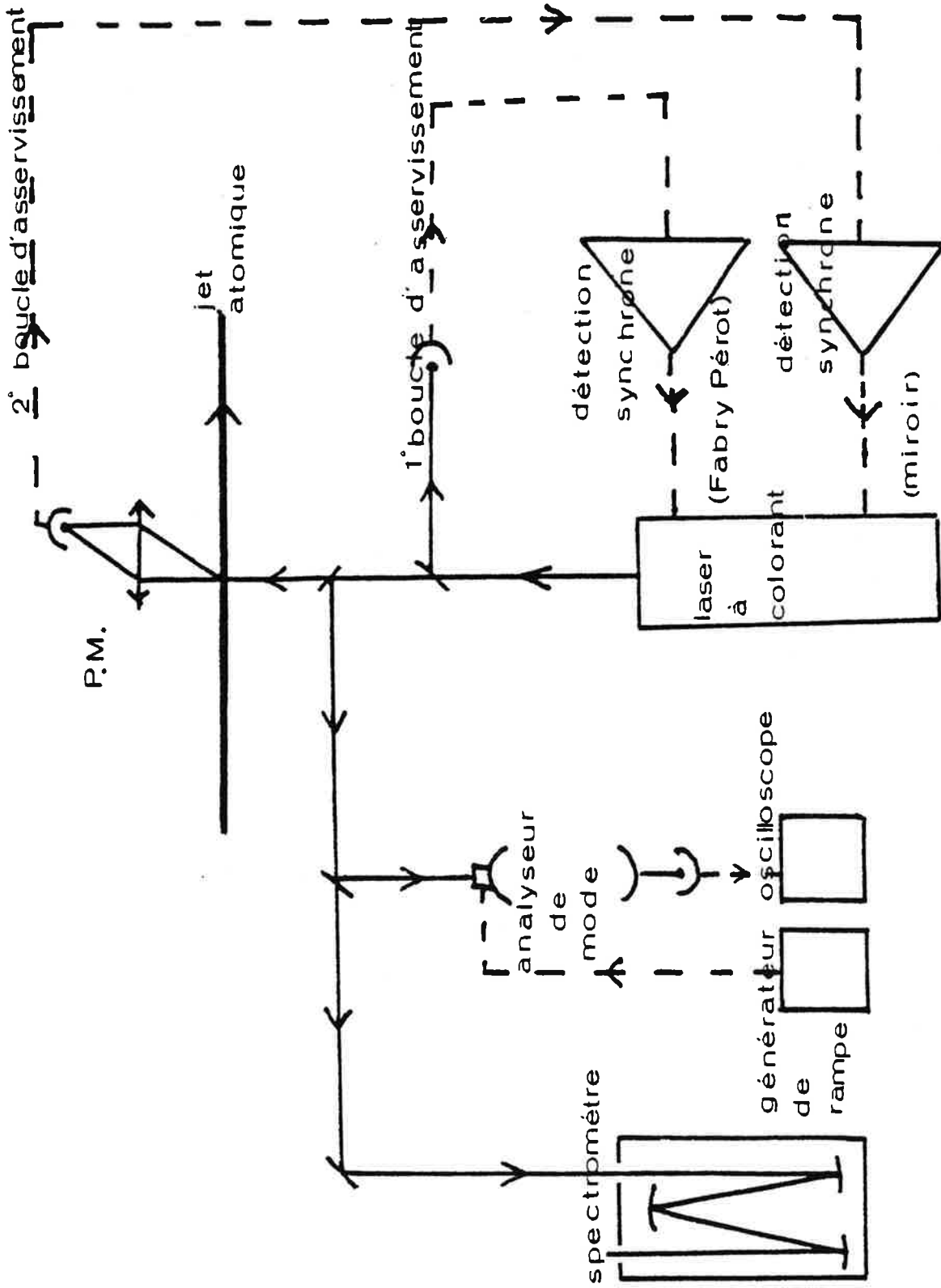


Figure 4-6

4-4 Définition de l'état externe des atomes : Collimation du jet atomique.

4-4-1 Les diaphragmes.

Trois diaphragmes sont placés entre le four et le détecteur (Fig. 4-7). Le premier diaphragme, proche de la fente de sortie du four, est simplement une plaque de cuivre refroidie à l'azote liquide et percée d'un trou circulaire de grand diamètre (5 mm). Son rôle n'est pas tant la collimation que l'élimination des atomes sortant du four dans une

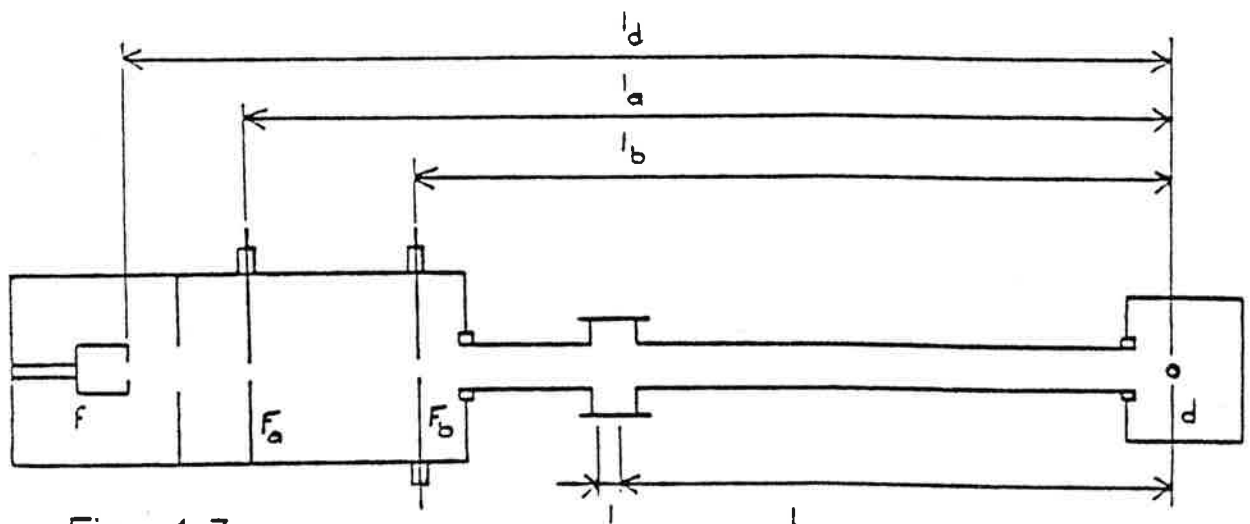


Fig 4-7

f : four ; $h_f = 3 \text{ mm}$, $e_f = 0,5 \text{ mm}$.

d : détecteur ; $e_d = 0,01 \text{ mm}$, $l_d = 1350 \text{ mm}$.

F_a : première fente ; $h_a = 2 \text{ mm}$, $e_a = 0,01 \text{ à } 0,10 \text{ mm}$, $l_a = 1130 \text{ mm}$.

F_b : deuxième fente ; $h_b = 2 \text{ mm}$, $e_b = 0,01 \text{ à } 0,07 \text{ mm}$, $l_b = 820 \text{ mm}$.

distance d'interaction : $l = 2 \text{ mm}$.

distance de vol libre : $L = 700 \text{ mm}$.

direction éloignée de l'axe du jet. Les deux autres diaphragmes sont les fentes servant à la collimation proprement dite. La première fente F_a a sa largeur fixée avant chaque expérience (typiquement 10 à 80 μm). La fente est réglable globalement en orientation et en translation suivant un axe horizontal. La deuxième fente F_b est composée de deux lèvres verticales réglables indépendamment en translation horizontale. La largeur de cette fente est donc ajustable en cours d'expérience. Chacune de ces deux fentes est limitée à une hauteur de 2 mm par un diaphragme horizontal.

Le réglage de l'appareil de jet atomique consiste à interposer la première fente (qui va fixer l'intensité du jet sur l'axe), puis à fermer progressivement la seconde fente (qui va déterminer la largeur et la forme de la distribution d'intensité du jet).

4-4-2 Intensité du jet sur l'axe.

La largeur de la fente de sortie du four étant beaucoup plus grande que celle de la première fente de collimation F_a , on peut considérer celle-ci comme une fente source qui réduit le débit Q_1 atteignant le détecteur dans un rapport tel que

$$Q_1 = Q_0 \frac{e_a}{l_a} \frac{l_d}{e_f} ; \quad (16)$$

soit

$$Q_1 = 2,5 \times 10^8 \text{ atomes/s} \quad (17)$$

en utilisant la valeur de Q_0 (14) calculée au paragraphe 4-1-3.

4-4-3 Forme du jet collimaté.

Nous allons maintenant étudier la forme du profil du jet non défléchi observé lorsqu'on déplace le fil détecteur perpendiculairement à l'axe du jet. Nous considérerons plusieurs cas correspondant à des largeurs de la deuxième fente de collimation F_b de plus en plus petites. On s'intéressera plus particulièrement à la hauteur maximale du profil, qui est proportionnelle au débit Q au centre du jet, et à sa largeur à mi-hauteur.

4-4-3-1 Premier cas : deuxième fente "large".

Dans ce cas (Fig. 4-8), la fente F_b ne modifie pas le débit au centre, qui reste limité par la fente F_a . Par contre, à mesure que la fente F_b se ferme, la largeur à mi-hauteur du jet diminue. Donc, d'après la Figure 4-8, le profil du jet a la forme d'un trapèze de hauteur $Q = Q_1$ et de largeur à mi-hauteur

$$\Delta x = e_b \frac{h_a}{h_b} \quad (18)$$

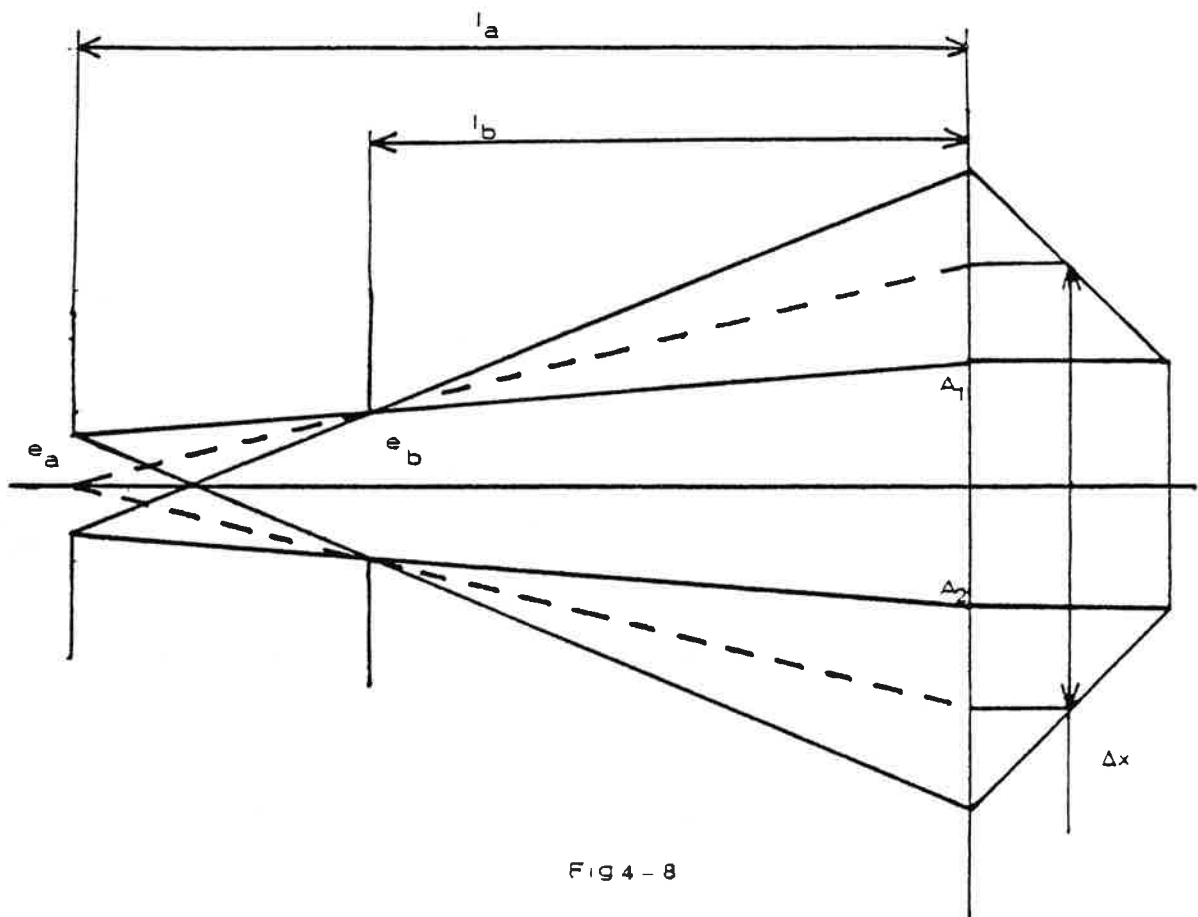


Fig 4 - 8

4-4-3-2 Deuxième cas : deuxième fente "étroite".

On constate (Fig. 4-9) que le jet a toujours la forme d'un trapèze. La fente F_b limite maintenant le débit au centre du jet, qui diminue proportionnellement à la largeur de cette fente. On calcule que

$$Q_2 = Q_0 \frac{e_b}{l_b} \frac{l_d}{e_f} \quad , \quad (19)$$

$$Q_2 = Q_1 \frac{e_b}{l_b} \frac{l_a}{e_a} \quad . \quad (20)$$

Par contre, la largeur à mi-hauteur se trouve limitée par le fente F_a

et ne diminue plus lorsqu'on ferme la fente F_b . D'après la Figure 4-8,

$$\Delta x = e_a \frac{l_b}{l_a - l_b} \quad (21)$$

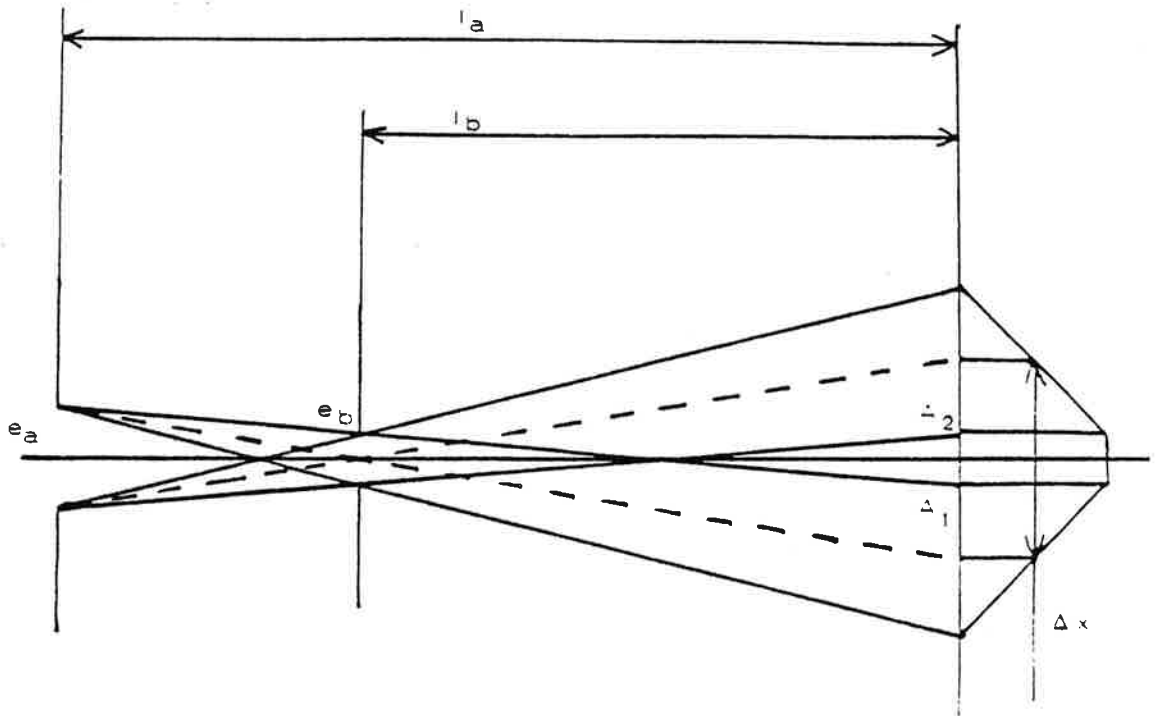


Fig. 4-9

4-4-3-3 Cas intermédiaire : deuxième fente de largeur optimale.

C'est bien sûr le cas limite entre les deux premiers cas (Fig. 4-10). Les points A_1 et A_2 des figures (4-8) et (4-9) sont confondus. Le débit au centre du jet et la largeur à mi-hauteur sont imposés par les

deux fentes à la fois. Ce cas correspond à une largeur de la fente F_b

$$e_b = e_a \frac{l_b}{l_a} \quad (22)$$

D'après le Figure (4-10), le profil du jet a la forme d'un triangle de hauteur Q_1 et de largeur à mi-hauteur

$$\Delta x = e_b \frac{l_a}{l_a - l_b} = e_a \frac{l_b}{l_a - l_b} \quad (23)$$

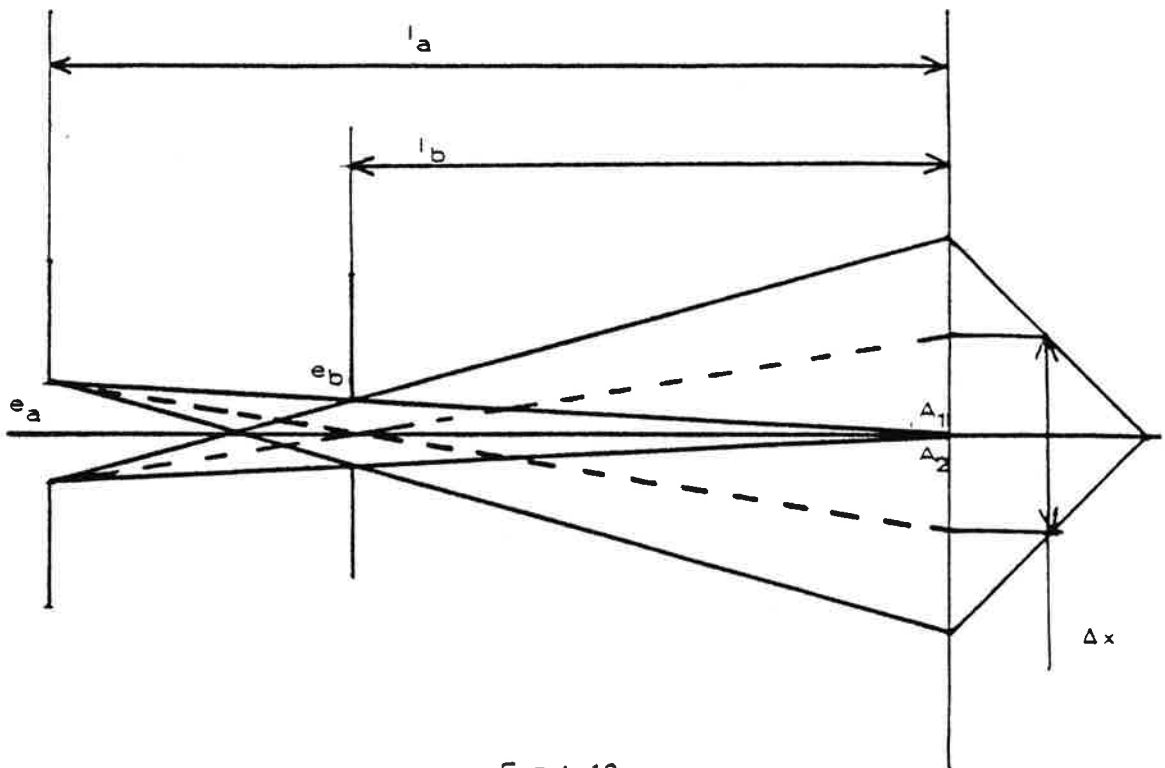


Fig 4-10

Pour une largeur donnée de la première fente, l'intensité au centre du jet est maximale et la largeur à mi-hauteur est minimale. Si on ouvre la deuxième fente, on n'augmente pas l'intensité du jet mais on augmente la largeur. Si on ferme la deuxième fente, on ne diminue pas la largeur du jet mais on diminue son intensité. Ce cas d'une distribution d'intensité triangulaire est donc le plus favorable, et c'est celui que nous nous sommes efforcés d'employer dans les expériences. Un exemple d'un tel profil du jet non défléchi est donné par la Figure 4-11 . La largeur du profil est de $120\ \mu\text{m}$. Elle a été obtenue avec deux fentes d'ouverture environ $50\ \mu\text{m}$ et $40\ \mu\text{m}$.

Figure 4-11 :

Exemple de profil triangulaire du jet atomique collimaté non défléchi.

Pour une largeur de la fente A fixée (ici, $50 \mu\text{m}$), la largeur de la fente B est ajustée de façon à obtenir la largeur du profil minimale, sans pour autant atténuer l'intensité au centre.

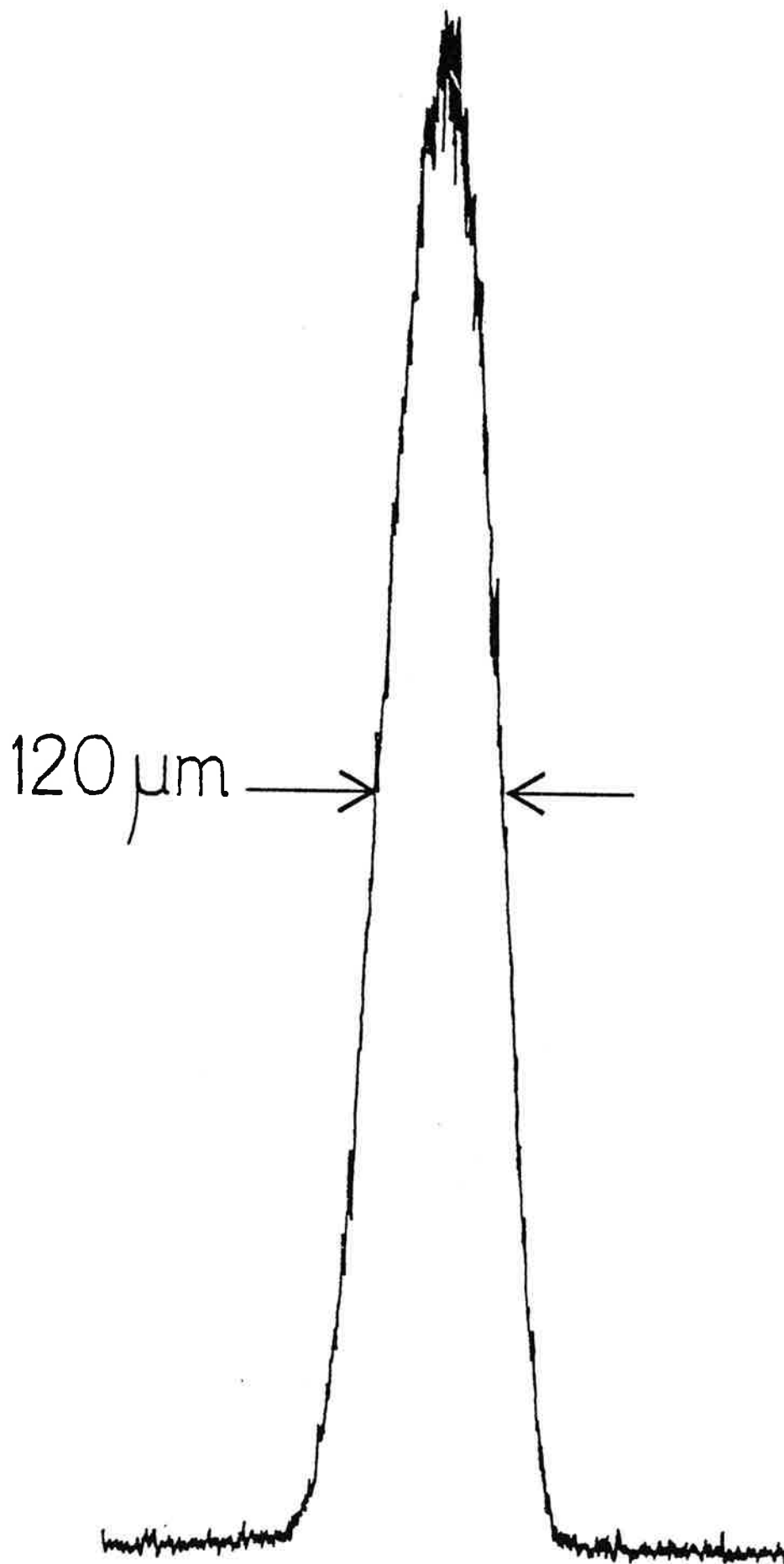


Figure 4-11

4-5 Interaction atomes - faisceau laser.

Le faisceau pénètre dans l'enceinte du jet par deux fenêtres dont les faces sont traitées par des couches multi-diélectriques anti-réfléchissantes. Ces fenêtres sont inclinées sur l'axe du faisceau d'un angle juste suffisant pour éviter les réflexions parasites sans trop détériorer la polarisation circulaire du faisceau. Une paire de bobines d'Helmholtz crée un faible champ magnétique parallèle à la direction de propagation de l'onde lumineuse, afin de déterminer un axe de quantification .

Le faisceau est transporté du laser à l'enceinte par réflexion sur plusieurs miroirs, après qu'une partie ait été prélevée pour la stabilisation en fréquence. Un prisme de Glan redéfinit la polarisation verticale avant qu'une lame quart d'onde convenablement orientée ne polarise circulairement le faisceau.

On règle le laser en annexe de façon à obtenir un faisceau dans le mode spatial TEM_{00} . Avant de rencontrer le jet, ce faisceau est limité par un diaphragme circulaire de diamètre l . La distribution transversale d'intensité du faisceau lumineux est donc une gaussienne tronquée. Elle sera d'autant plus proche d'une distribution rectangulaire que le diamètre du diaphragme sera faible devant l'étendue totale du faisceau.

Dans nos expériences, nous avons choisi un diamètre du faisceau lumineux transmis par le diaphragme nettement supérieur à la dimension

verticale de 2 mm du jet atomique (voir la Figure 4-12). Dans ces conditions, on peut considérer que le temps de transit des atomes d'une vitesse donnée à travers le faisceau laser est approximativement constant, indépendamment de leur position.

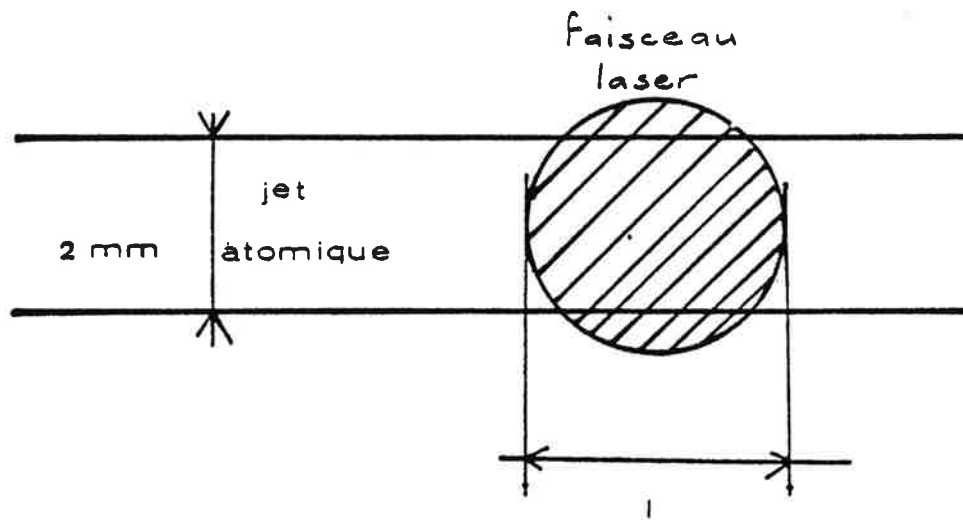


Fig 4-12

Nous verrons que pour la théorie, nous considérerons que tous les atomes traversent une distribution "rectangulaire" d'intensité lumineuse de "même largeur" l . Pour tenir compte de cette double approximation, nous serons amenés à introduire une valeur effective du diamètre du faisceau laser.

4-6 Détection des atomes.

Après leur interaction avec le faisceau laser, les atomes traversent une zone de vol libre d'une longueur de 70 cm, dans laquelle leur déplacement transversal est amplifié. Ils sont ensuite détectés par ionisation sur un fil chaud. On utilise un fil de tungstène de 10 μm de diamètre, chauffé à une température de l'ordre de 2000°C et porté à un potentiel positif. Le fil est maintenu rectiligne grâce à un cavalier en métal lourd qui en assure constamment la tension (Fig. 4-13).

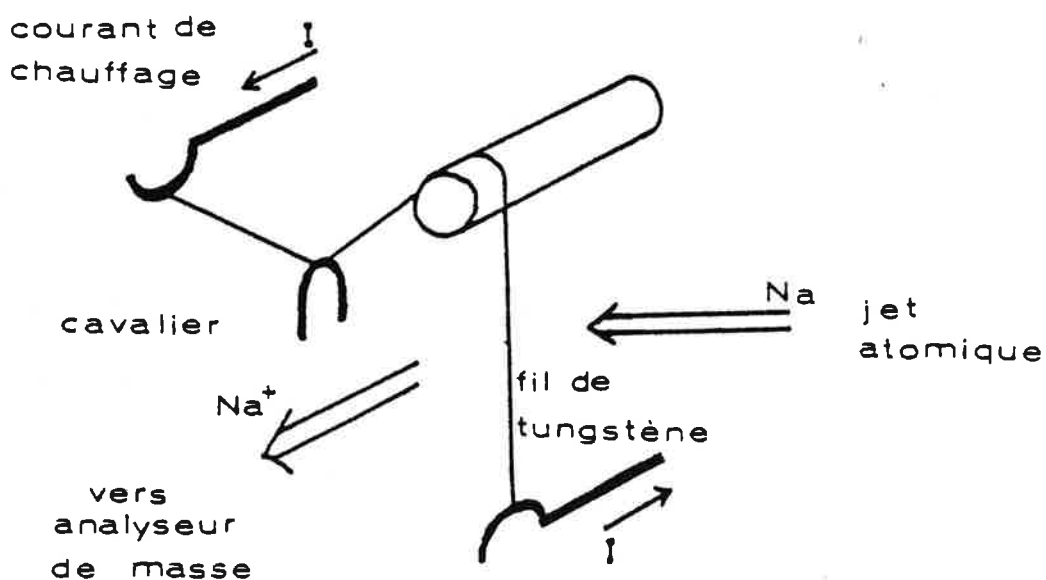


Fig 4-13

Lorsque le signal est élevé, on peut simplement recueillir les ions sur une plaque collectrice et mesurer le courant obtenu à l'aide d'un picoampèremètre. Cette méthode fournit une mesure absolue de l'intensité du jet au niveau du détecteur. Plus généralement, les ions sont transmis à travers une lentille électrostatique constituée d'une succession de grilles portées à un potentiel décroissant à partir de 3000 V (potentiel du fil chaud) [72]. Ils sont ensuite envoyés dans un sélecteur de masse magnétique et détectés à l'aide d'un multiplicateur d'électrons dont on mesure le courant de sortie. Le rôle du sélecteur de masse est d'éliminer le signal parasite provenant des impuretés émises par le fil chaud (principalement du potassium) [72].

Le fil chaud est monté sur une platine qui peut se déplacer perpendiculairement à l'axe du jet, à l'aide d'un moteur entraînant une vis micrométrique. En enregistrant le signal d'ions en fonction du temps, on obtient ainsi la distribution transversale d'intensité du jet atomique au niveau du détecteur.

5 - PRESSION DE RADIATION EN ONDE PROGRESSIVE.

5-1 Introduction.

Pour étudier les phénomènes de pression de radiation entre un jet atomique et un rayonnement laser, nous avons choisi d'introduire progressivement tous les paramètres du problème. Nous allons d'abord considérer le cas où un atome absorbe et réémet un photon. Puis nous étudierons un atome émettant un nombre déterminé de photons de fluorescence. Nous introduirons ensuite la distribution du nombre de photons émis par l'atome. Enfin, nous considérerons l'ensemble des atomes du jet et leur distribution de vitesses.

5-2 Un atome - un photon.

Soit un atome de vitesse v , de masse m , traversant un faisceau laser de diamètre l . On observe son déplacement x dans une direction parallèle au faisceau laser à une distance L de la zone d'interaction (Fig. 5-1).

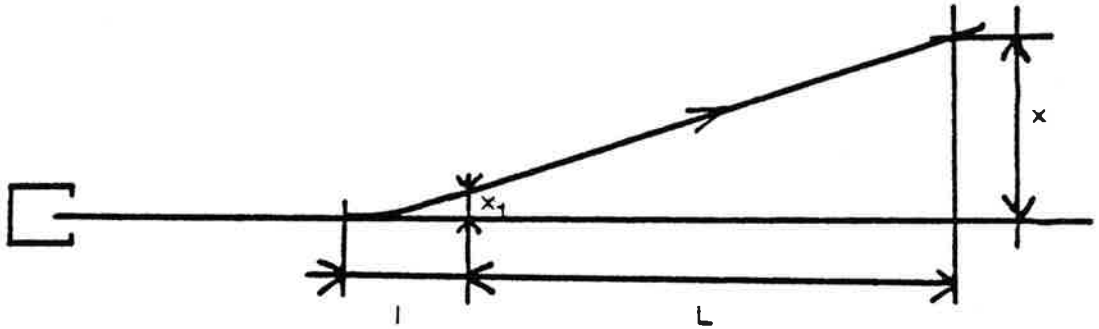


Fig 5-1

Nous avons vu au Chapitre I que seule une absorption suivie d'une émission spontanée jouait un rôle dans la pression de radiation.

Soit \vec{p}_1 et \vec{p}_2 l'impulsion de l'atome avant et après le processus absorption-émission spontanée, $\hbar\vec{k}_L$ l'impulsion d'un photon du faisceau laser et $\hbar\vec{k}$ celle du photon émis spontanément. La loi de conservation de l'impulsion s'écrit

$$\vec{p}_1 + \hbar\vec{k}_L = \vec{p}_2 + \hbar\vec{k} \quad (1)$$

On en déduit la variation \vec{p} de l'impulsion de l'atome (Fig. 5-2) :

$$\vec{p} = \vec{p}_2 - \vec{p}_1 = \hbar\vec{k}_L - \hbar\vec{k} \quad , \quad (2)$$

avec $|\vec{k}| = |\vec{k}_L| = k_L \quad . \quad (3)$

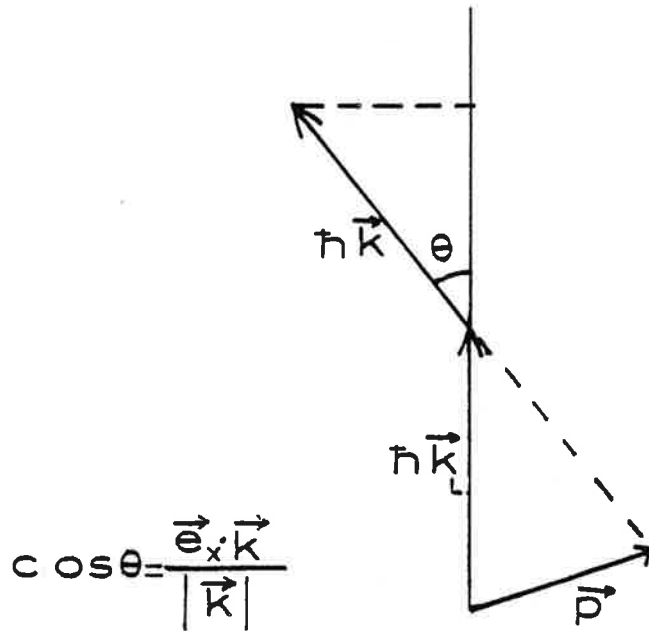


Fig-5-2

5-2-1 Distribution angulaire de l'émission spontanée.

Le faisceau laser étant polarisé σ^+ , il crée dans l'atome un dipôle tournant perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau. La distribution angulaire des photons émis en émission spontanée correspond au diagramme de rayonnement de ce dipôle classique.

Le champ émis par un dipôle $\vec{\mu}$ s'écrit (voir, e.g. [73]) :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{rc^2} \left[\vec{\mu}''(t - \frac{r}{c}) - \frac{[\vec{r} \cdot \vec{\mu}''(t - \frac{r}{c})]}{r^2} \vec{r} \right] \quad . \quad (4)$$

Dans le cas d'un dipôle tournant de la forme

$$\vec{\mu} = \frac{\mu}{\sqrt{2}} (\vec{e}_y + i \vec{e}_z) e^{i\omega t} \quad , \quad (5)$$

l'énergie rayonnée dans un angle solide $d\Omega$ autour d'une direction caractérisée par le vecteur \vec{k} est égale à

$$dP = \frac{\omega^4}{(4\pi)^3 \epsilon_0 c^3} \left[\mu^2 - \frac{(\vec{\mu} \cdot \vec{k})^2}{k^2} \right] d\Omega \quad , \quad (6)$$

$$dP = \frac{\omega^4 \mu^2}{(4\pi)^3 \epsilon_0 c^3} (1 + \cos^2 \theta) d\Omega \quad , \quad (7)$$

avec $\cos \theta = \frac{\vec{e}_x \cdot \vec{k}}{|\vec{k}|}$. (8)

Cela correspond à une distribution angulaire

$$\varphi(\Omega) = \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2 \theta) \quad . \quad (9)$$

Considérons la distribution de la projection sur l'axe x de la variation de l'impulsion de l'atome. Cette variation (2) se projette sur l'axe x suivant :

$$p_x = \hbar k_L (1 - \cos \theta) \quad . \quad (10)$$

5-2-2 Distribution de l'impulsion.

On peut relier la distribution angulaire et la distribution de la projection de la variation de l'impulsion $\varphi_1(p_x)$ par

$$\varphi_1(p_x) dp_x = \varphi(\Omega) d\Omega \quad . \quad (11)$$

En utilisant (9) et (10), on obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \varphi_1(p_x) = \frac{3}{8\pi k_L} \left[1 + \left(1 - \frac{p_x}{\pi k_L} \right)^2 \right] \quad \text{si } 0 \leq p_x \leq 2\pi k_L, \\ \varphi_1(p_x) = 0 \quad \text{si } p_x < 0 \quad \text{ou si } p_x > 2\pi k_L. \end{array} \right. \quad (12)$$

La valeur moyenne et l'écart quadratique moyen de la variation d'impulsion associée à l'absorption d'un photon et l'émission spontanée d'un photon se calculent comme suit :

$$\langle p_x \rangle_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} p_x \varphi_1(p_x) dp_x, \quad (13)$$

$$\langle p_x \rangle_1 = \pi k_L ;$$

$$\langle (\Delta p_x)^2 \rangle_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} (p_x - \langle p_x \rangle_1)^2 \varphi_1(p_x) dp_x,$$

$$\langle (\Delta p_x)^2 \rangle_1 = \frac{2}{5} \pi^2 k_L^2. \quad (14)$$

5-2-3 Distribution du déplacement.

Expérimentalement, ce n'est pas la variation d'impulsion p_x qui est mesurée, mais le déplacement x perpendiculaire à l'axe du jet. Nous allons calculer la relation entre x et p . Le déplacement provient de la zone d'interaction avec le laser, de longueur ℓ , et de la zone de vol libre, de longueur L (Fig. 5-1). Pour estimer l'ordre de grandeur des déplacements x_1 et x observés respectivement à la sortie de ces deux zones, nous assimilons l'action du rayonnement à celle d'une force moyenne

$$\bar{F} = \frac{p_x}{t} = p_x \frac{v}{\ell}. \quad (15)$$

On obtient alors :

$$x_1 = \frac{p_x \ell}{2mv} , \quad (16)$$

$$x = \frac{p_x \left(\frac{\ell}{2} + L\right)}{mv} . \quad (17)$$

La géométrie de l'expérience est telle que $L = 700 \text{ mm}$ et $\ell \approx 2 \text{ mm}$, soit $L \gg \ell$. Il est donc possible de négliger x_1 devant x , et d'utiliser la relation suivante entre le déplacement x et la variation d'impulsion p_x :

$$x = \frac{p_x L}{mv} . \quad (18)$$

A partir de (12), on obtient alors la distribution du déplacement :

$$\begin{cases} \Phi_1(x) = \frac{3mv}{8\hbar k_L L} \left[1 + \left(1 - \frac{mv}{\hbar k_L} x\right)^2 \right] & \text{si } 0 \leq x \leq \frac{2\hbar k_L L}{mv} , \\ \Phi_1(x) = 0 & \text{si } x < 0 \text{ ou si } x > \frac{2\hbar k_L L}{mv} . \end{cases} \quad (19)$$

La valeur moyenne de cette distribution s'écrit :

$$\langle x \rangle_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} x \Phi_1(x) dx ,$$

$$\langle x \rangle_1 = \frac{\hbar k_L}{mv} L , \quad (20)$$

$$\langle x \rangle_1 = \delta . \quad (21)$$

Dans la suite, nous noterons δ le déplacement moyen associé à un processus absorption-émission spontanée. L'écart quadratique moyen s'écrit :

$$\langle (\Delta x)^2 \rangle_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - \langle x \rangle_1)^2 \Phi_1(x) dx \quad ,$$

$$\langle (\Delta x)^2 \rangle_1 = \frac{2}{5} \frac{\hbar^2 k_L^2}{m^2 v^2} L^2 \quad , \quad (22)$$

$$\langle (\Delta x)^2 \rangle_1 = \frac{2}{5} \delta^2 \quad . \quad (23)$$

5-3 Un atome - n photons.

Considérons un atome qui absorbe n photons d'impulsion $\hbar\vec{k}_L$ et qui émet n photons d'impulsions $\hbar\vec{k}_1, \hbar\vec{k}_2, \dots, \hbar\vec{k}_n$ (avec $|k_i| = |k_L|$). La variation de l'impulsion de l'atome est

$$\vec{p} = n\hbar\vec{k}_L - \hbar\vec{k}_1 - \dots - \hbar\vec{k}_n, \quad (24)$$

soit en projection :

$$p_x = \hbar k_L (n - \cos \theta_1 - \dots - \cos \theta_n), \quad (25)$$

$$\text{avec } \cos \theta_i = \frac{\vec{k}_i \cdot \vec{e}_x}{k_L}. \quad (26)$$

Chaque photon émis a la même distribution angulaire que dans le paragraphe 5-2. La distribution $\varphi_n(p_x)$ de p_x correspondant à n processus absorption - émission spontanée (indépendants) est obtenue en convoluant n fois avec elle-même la distribution $\varphi_1(p_x)$ (12) correspondant à un seul processus. La valeur moyenne et l'écart quadratique moyen sont donc simplement :

$$\langle p_x \rangle_n = \int_{-\infty}^{+\infty} p_x \varphi_n(p_x) dp_x, \quad (27)$$

$$\langle p_x \rangle_n = n \langle p_x \rangle_1, \quad (27)$$

$$\langle p_x \rangle_n = n\hbar k_L; \quad (28)$$

$$\langle (\Delta p_x)^2 \rangle_n = \int_{-\infty}^{+\infty} (p_x - \langle p_x \rangle)^2 \varphi_n(p_x) dp_x, \quad (29)$$

$$\langle (\Delta p_x)^2 \rangle_n = n \langle (\Delta p_x)^2 \rangle_1, \quad (29)$$

$$\langle (\Delta p_x)^2 \rangle_n = n \frac{2}{5} \hbar^2 k_L^2. \quad (30)$$

D'après la loi des grands nombres, $\varphi_n(p_x)$ converge vers une loi gaussienne quand n est grand :

$$\varphi_n(p_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sqrt{\langle(\Delta p_x)^2\rangle_n}} \exp \frac{-(p_x - \langle p_x \rangle_n)^2}{2 \langle(\Delta p_x)^2\rangle_n} , \quad (31)$$

soit encore :

$$\varphi_n(p_x) = \sqrt{\frac{5}{4\pi n}} \frac{1}{\hbar k_L} \exp \frac{-(p_x - n\hbar k_L)^2}{\frac{4n}{5} \hbar^2 k_L^2} . \quad (32)$$

En pratique, la distribution exacte est très proche de la distribution gaussienne dès que $n > 3$ [14].

On déduit de (32) la distribution du déplacement (voir (18), (20), (21)) :

$$\Phi_n(x) = \sqrt{\frac{5}{4\pi n}} \frac{1}{\delta} \exp - \frac{(x - n\delta)^2}{\frac{4n}{5} \delta^2} . \quad (33)$$

On calcule les valeurs moyennes correspondant à cette distribution :

$$\begin{aligned} \langle x \rangle_n &= \int_{-\infty}^{+\infty} x \Phi_n(x) dx , \\ \langle x \rangle_n &= n \delta ; \end{aligned} \quad (34)$$

$$\begin{aligned} \langle x^2 \rangle_n &= \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 \Phi_n(x) dx , \\ \langle x^2 \rangle_n &= \left(\frac{2n}{5} + n^2 \right) \delta^2 ; \end{aligned} \quad (35)$$

$$\begin{aligned} \langle (\Delta x)^2 \rangle_n &= \int_{-\infty}^{+\infty} (x - \langle x \rangle_n)^2 \Phi_n(x) dx , \\ \langle (\Delta x)^2 \rangle_n &= \frac{2n}{5} \delta^2 . \end{aligned} \quad (36)$$

5-4 Effet de la statistique des photons.

Soit $Q(n,T)$ la probabilité pour un atome en interaction avec le faisceau laser d'émettre n photons pendant le temps T . La distribution $G(x)$ du déplacement pendant un temps d'interaction T est obtenue en faisant la somme des distributions $\Phi_n(x)$ du déplacement associé à n interactions, pondérée par la probabilité $Q(n,T)$ d'avoir n interactions. C'est-à-dire :

$$G(x) = \sum_{n=0}^{\infty} Q(n,T) \Phi_n(x) \quad , \quad (37)$$

avec $\Phi_0(x) = \delta(x)$ (si l'atome n'absorbe ni n'émet aucun photon, il ne subit aucun déplacement), et $\Phi_n(x)$ donnée par (33). Le temps d'interaction s'écrit :

$$T = \frac{\ell}{v} \quad (38)$$

où ℓ est la largeur du faisceau laser, v est la vitesse de l'atome considéré.

5-4-1 Distribution du nombre de photons de fluorescence.

Considérons un système à deux niveaux comportant un niveau fondamental et un niveau excité (durée de vie radiative $\tau = \Gamma^{-1}$) séparés par l'énergie $\hbar\omega_0$, interagissant avec un rayonnement monochromatique de fréquence ω_L . La loi de probabilité $Q(n,T)$ a été calculée par Kimble et Mandel [14,74] :

$$Q(n,T) = \frac{q^n}{n! T^n} \sum_{r=1}^{\infty} \frac{(-q)^r}{r! T^r} (n+r)! \int_0^T dr'_r \dots \int_0^{t'_2} dt'_1 \int_0^{t'_1} dt_n \dots \int_0^{t'_2} dt_1$$

$$[1 + \lambda(t_2 - t_1)] \dots [1 + \lambda(t_n - t_{n-1})] [1 + \lambda(t'_2 - t'_1)] \dots [1 + \lambda(t'_r - t'_{r-1})] .$$
(39)

Dans l'expression (39),

$$q = \Gamma T p \quad (40)$$

est le nombre moyen de photons émis pendant le temps T par l'atome,

$$p = \frac{\Omega^2/4}{(\omega_0 - \omega_L)^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2}{2}} \quad (41)$$

étant la population de ce niveau obtenue comme solution stationnaire des équations de Bloch optiques [72] ; p peut être considérée comme la fraction du temps où l'atome se trouve dans le niveau excité. Le nombre moyen de photons émis par l'atome est donc égal au rapport du temps pT passé par l'atome dans le niveau supérieur et de la durée de vie de ce niveau.

L'expression de la fonction $\lambda(\tau)$, qui dépend de Ω et de Γ , est donnée par Kimble et Mandel [74,75]. Elle est égale à -1 pour $\tau=0$ et tend vers 0 quand τ tend vers l'infini. On montre que $1 + \lambda(\tau)$ est proportionnel à la probabilité d'émission spontanée de deux photons séparés par un intervalle de temps τ . Un atome qui vient d'émettre un photon se trouve dans l'état fondamental et ne peut pas réémettre immédiatement un second photon ; ce phénomène d' "antigroupement" fait que $1 + \lambda(\tau) = 0$ quand $\tau=0$. On montre aussi que $\lambda(\tau)$ caractérise l'écart de la statistique des photons à la loi de Poisson. Dans la

limite des faibles intensités (régime linéaire) et des intensités très fortes (régime saturé), $\lambda(\tau)$ tend vers 0. Dans ce cas, on peut écrire à partir de (39)

$$Q(n, T) = \frac{q^n}{n! T^n} \sum_{r=1}^{\infty} \frac{(-q)^r}{r! T^r} (n+r)! \int_0^T dt'_r \dots \int_0^{t'_2} dt'_1 \int_0^{t'_1} dt_n \dots \int_0^{t_2} dt_1,$$

soit

$$Q(n, T) = \frac{q^n}{n!} e^{-q} \quad (42)$$

qui est bien la loi de Poisson.

5-4-2 Calcul des valeurs moyennes.

La valeur moyenne du déplacement se calcule comme suit :

$$\langle x \rangle_g = \int x G(x) dx ;$$

si l'on utilise (37), $\langle x \rangle_g$ s'écrit

$$\langle x \rangle_g = \int \sum_n x Q(n, T) \Phi_n(x) dx ,$$

$$\langle x \rangle_g = \sum_n Q(n, T) \int x \Phi_n(x) dx .$$

Cette expression se transforme d'après (34) :

$$\langle x \rangle_g = \sum_n Q(n, T) n \delta . \quad (43)$$

Un calcul utilisant l'expression (39) de $Q(n, T)$ montre que :

$$\langle x \rangle_g = q \delta , \quad (44)$$

$$\langle x \rangle_g = \frac{\Gamma \ell p \delta}{v} . \quad (45)$$

Ainsi, la valeur moyenne du déplacement ne donne pas d'information sur la forme de la statistique des photons.

Le calcul du moment d'ordre deux du déplacement donne :

$$\langle x^2 \rangle_g = \int x^2 G(x) dx ,$$

$$\langle x^2 \rangle_g = \sum_n Q(n, T) \int x^2 \Phi_n(x) dx .$$

D'après (35), cette expression se met sous la forme :

$$\langle x^2 \rangle_g = \sum_n Q(n, T) \left(\frac{2}{5} n + n^2 \right) \delta^2 . \quad (46)$$

Un calcul utilisant la forme (39) de $Q(n, T)$ donne

$$\langle x^2 \rangle_g = \delta^2 \left[\frac{7q}{5} + q^2 \left(1 + \frac{1}{T^2} \iint_0^T dt' dt'' \lambda(t' - t'') \right) \right] . \quad (47)$$

Si l'on s'intéresse à l'écart quadratique moyen, on obtient :

$$\langle (\Delta x)^2 \rangle_g = \delta^2 \left[\frac{7}{5} q + q^2 \frac{1}{T^2} \iint_0^T dt' dt'' \lambda(t' - t'') \right] . \quad (48)$$

L'écart quadratique moyen de la distribution du déplacement des atomes au niveau du détecteur dépend donc de la statistique des photons de fluorescence dans la zone d'interaction avec le faisceau laser . Toutefois, pour mettre en évidence l'écart à la loi de Poisson de cette statistique des photons à partir de l'analyse du profil du jet atomique dans une expérience de photodéflexion, il est nécessaire [76] d'utiliser un jet atomique possédant une distribution de vitesses étroite. En vue d'une telle expérience, il est prévu d'inclure dans notre appareillage (entre les fentes F_a et F_b) un sélecteur de vitesses mécanique.

Dans le montage actuel, nous avons utilisé un jet atomique possédant une distribution de vitesses maxwellienne large. Dans ces conditions, l'écart de la statistique des photons à la loi de Poisson est masqué par

l'intégration sur les vitesses. Dans la suite des calculs, nous utiliserons par conséquent pour $Q(n,T)$ une loi de Poisson :

$$Q(n,T) = \frac{q^n}{n!} e^{-q} \quad . \quad (49)$$

L'expression de $\langle x \rangle_g$ (44) est bien sûr inchangée. Les moyennes quadratiques deviennent :

$$\langle x^2 \rangle_g = \delta^2 \left(\frac{7}{5} q + q^2 \right) \quad , \quad (50)$$

$$\langle (\Delta x)^2 \rangle_g = \delta^2 \frac{7}{5} q \quad . \quad (51)$$

5-5 Effet de la distribution des vitesses.

Pour un jet atomique effusif, la distribution des vitesses, dérivée de la distribution maxwellienne, s'écrit :

$$f(v) = \frac{2v^3}{\alpha^4} e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}}, \quad (52)$$

$$\text{avec } \alpha = \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \quad (53)$$

α étant la vitesse la plus probable dans un gaz à la même température que le jet.

5-5-1 Intégration sur les vitesses.

Dans les paragraphes précédents, il n'était pas tenu compte de la distribution des vitesses longitudinales pour les différents atomes du jet. Pour un atome de vitesse déterminée, la distribution du déplacement s'écrivait (37) :

$$G(x) = \sum_n Q(n,T) \Phi_n(x) . \quad (54)$$

Le temps d'interaction $T = \frac{l}{v}$ dépend de la vitesse de l'atome considéré. Donc, la vitesse de l'atome intervient dans l'expression de $Q(n,T)$, que l'on peut écrire d'après (49) et (40) :

$$Q(n,T) \equiv Q(n,v) = \frac{(\Gamma \frac{l}{v} p)^n}{n!} e^{-\Gamma \frac{l}{v} p} . \quad (55)$$

Le déplacement δ associé à un processus élémentaire absorption-émission spontanée dépend aussi de la vitesse des atomes et s'écrit d'après (20) :

$$\delta = \frac{\hbar k_L L}{mv} .$$

On appelle δ_0 le déplacement élémentaire qui correspond à un atome ayant la vitesse α :

$$\delta_0 = \frac{\hbar k_L L}{m\alpha} ; \quad (56)$$

on peut alors réécrire

$$\delta = \delta_0 \frac{\alpha}{v} . \quad (57)$$

D'après (33), $\Phi_n(x)$, qui dépend de v par l'intermédiaire de δ , s'écrit :

$$\Phi_n(x, v) = \sqrt{\frac{5}{4\pi n}} \frac{v}{\alpha \delta_0} \exp \frac{-(x - \frac{n \delta_0 \alpha}{v})^2}{\frac{4n}{5} \frac{\delta_0^2 \alpha^2}{v^2}} . \quad (58)$$

L'expression explicite en fonction de v de la distribution du déplacement pour un atome (54) s'écrit finalement :

$$G(x, v) = \sum_{n=0}^{\infty} Q(n, v) \Phi_n(x, v) . \quad (59)$$

Il reste pour obtenir la distribution d'intensité du jet effusif au niveau du détecteur, à intégrer cette expression sur la distribution des vitesses (52) :

$$F(x) = \int_0^{\infty} f(v) G(x, v) dv . \quad (60)$$

5-5-2 Calcul des valeurs moyennes.

Le calcul de la valeur moyenne du déplacement donne :

$$\begin{aligned}\langle x \rangle &= \int_{-\infty}^{+\infty} x F(x) dx \quad , \\ \langle x \rangle &= \iint x f(v) G(x,v) dv dx \quad , \\ \langle x \rangle &= \int f(v) \left[\int x G(x,v) dx \right] dv \quad .\end{aligned}\tag{61}$$

D'après (45), on remarque que :

$$\int x G(x,v) dx = \langle x \rangle_g = \frac{\Gamma \ell p \alpha \delta_0}{v^2} \quad .\tag{62}$$

Donc, (61) s'écrit :

$$\begin{aligned}\langle x \rangle &= \int f(v) \frac{\Gamma \ell p \alpha \delta_0}{v^2} dv \quad , \\ \langle x \rangle &= \int \frac{2 \Gamma \ell p \delta_0}{\alpha^3} v e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}} dv \quad .\end{aligned}\tag{63}$$

On fait le changement de variables $u = \frac{v^2}{\alpha^2}$:

$$\langle x \rangle = \frac{\Gamma \ell p \delta_0}{\alpha} \int_0^{\infty} e^{-u} du \quad ,$$

et on obtient finalement :

$$\langle x \rangle = \frac{\Gamma \ell}{\alpha} p \delta_0 \quad ,\tag{64}$$

$$\langle x \rangle = p \Gamma \frac{\hbar k_L}{m\alpha} \ell L \quad .\tag{65}$$

L'expression (64) montre que le déplacement moyen dans un jet effusif de vitesse la plus probable α n'est autre que le déplacement moyen (45) d'un jet monocinétique de vitesse α .

Le calcul du moment d'ordre 2 du déplacement s'écrit :

$$\begin{aligned}\langle x^2 \rangle &= \int x^2 F(x) dx \quad , \\ \langle x^2 \rangle &= \iint x^2 f(v) G(x,v) dv dx \quad , \\ \langle x^2 \rangle &= \int f(v) \left[\int x^2 G(x,v) dx \right] dv \quad .\end{aligned}\tag{66}$$

D'après (50) ,

$$\int x^2 G(x,v) dx = \langle x^2 \rangle_g \quad ,$$

avec :

$$\langle x^2 \rangle_g = \frac{7}{5} \frac{\Gamma l}{v^3} p \alpha^2 \delta_0^2 + \frac{\Gamma^2 l^2}{v^4} p^2 \alpha^2 \delta_0^2 \quad .\tag{67}$$

On peut réécrire (66) :

$$\begin{aligned}\langle x^2 \rangle &= \int f(v) \left[\frac{7}{5} \frac{\Gamma l}{v^3} p \alpha^2 \delta_0^2 + \frac{\Gamma^2 l^2}{v^4} \alpha^2 \delta_0^2 \right] dv \quad , \\ \langle x^2 \rangle &= \frac{7}{5} \frac{\Gamma l}{\alpha} p \delta_0^2 \int \frac{1}{\alpha} e^{-\frac{v^2}{\alpha}} dv \\ &\quad + \frac{\Gamma^2 l^2}{\alpha^2} p^2 \delta_0^2 \int \frac{1}{v} e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}} dv \quad .\end{aligned}\tag{68}$$

En introduisant la fonction eulerienne gamma

$$\Gamma(x) = \int_0^{\infty} t^{x-1} e^{-t} dt \quad ,\tag{69}$$

on obtient finalement :

$$\langle x^2 \rangle = \frac{7}{5} \frac{\Gamma l}{\alpha} p \delta_0^2 \Gamma\left(\frac{1}{2}\right) + \frac{\Gamma^2 l^2}{\alpha^2} p^2 \delta_0^2 \Gamma(0) \quad ,\tag{70}$$

on encore en explicitant δ_0 :

$$\langle x^2 \rangle = \frac{7}{5} p \Gamma \frac{(\hbar k_L)^2}{m^2 \alpha^3} \ell L^2 \Gamma\left(\frac{1}{2}\right) + (p \Gamma)^2 \frac{(\hbar k_L)^2}{(m \alpha^2)^2} \ell^2 L^2 \Gamma(0) . \quad (71)$$

Dans les expressions (70) et (71), $\Gamma\left(\frac{1}{2}\right) = \sqrt{\pi}$, $\Gamma(0)$ est une intégrale divergente.

Le calcul donne donc des valeurs infinies pour le moment d'ordre deux et l'écart quadratique moyen du déplacement d'un jet effusif. En fait, il a été montré expérimentalement que les atomes de très faible vitesse sont absents, par suite des collisions, de la distribution réelle des vitesses dans un jet effusif [70]. En toute rigueur, on devrait donc mettre une borne inférieure à la distribution des vitesses, et la divergence des intégrales serait ainsi levée.

5-6 Résultats expérimentaux.

5-6-1 Conditions expérimentales.

Nous avons travaillé à une température de four $T = 630^\circ\text{K}$. Cela correspond

à un paramètre α de valeur

$$\alpha = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = 675 \text{ m/s} , \quad (72)$$

à une vitesse la plus probable dans le jet de valeur

$$v_p = \sqrt{\frac{3}{2}} \alpha = 826 \text{ m/s} , \quad (73)$$

à un débit à la sortie du four (expression 4-1-3 (8)) de valeur

$$Q_0 = 1,5 \times 10^9 \text{ atomes/s} . \quad (74)$$

Dans l'expérience, on règle la collimation en optimisant le signal par translation de la fente A . On ajuste ensuite le rapport de collimation en fermant progressivement et symétriquement les deux lèvres de la fente B . Comme il est décrit dans le paragraphe 4-4-3-3 , on s'arrête dès que le signal commence à baisser.

Le débit après collimation prend alors la valeur (expression 4-4-2 (16)) :

$$Q_1 = 2,5 \times 10^8 \text{ atomes/s} . \quad (75)$$

Cela correspond à une densité d'atomes dans la zone d'interaction

$$d = \frac{Q_1}{v_p S} , \quad (76)$$

soit

$$d = 1,5 \times 10^7 \text{ atomes/cm}^3 . \quad (77)$$

Figure 5-3 :

Profils du jet observés pour des puissances croissantes du faisceau laser (diamètre 2 mm) se propageant en onde progressive. Le profil du haut est observé en l'absence de rayonnement.

Les flèches verticales indiquent la valeur moyenne de la distribution du déplacement transversal des atomes.

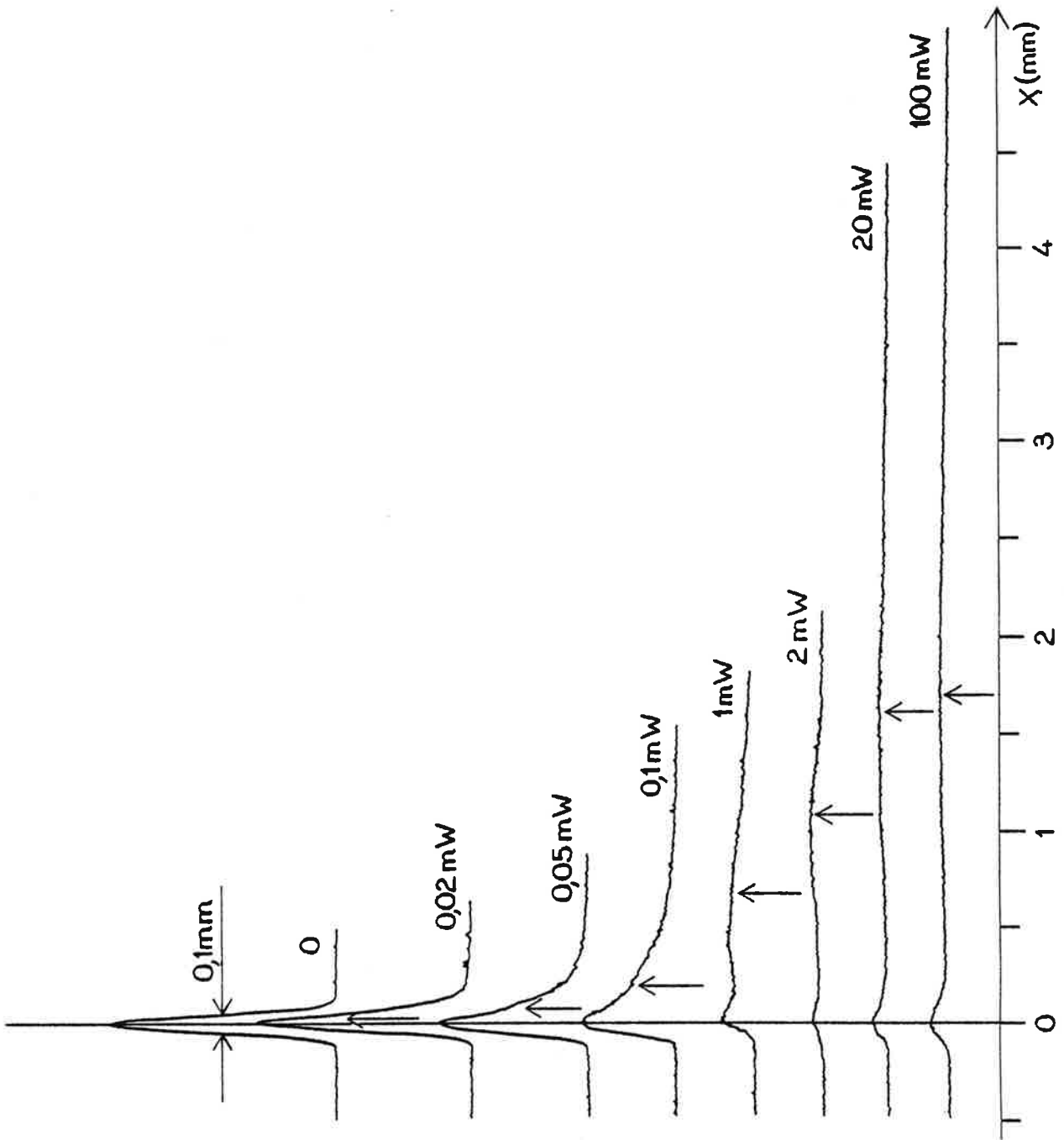


Figure 5-3

5-6-2 Données expérimentales.

Nous avons déjà montré (Fig. 3-3) un enregistrement typique de profil de photodéflexion. La Figure 5-3 représente une série d'enregistrements analogues effectués pour des intensités croissantes du faisceau laser. Le premier profil, de largeur 100 μm , représente la distribution des atomes en l'absence de rayonnement. Nous avons mesuré, sur chacun de ces profils, la valeur moyenne du déplacement. Ces valeurs moyennes, reportées en fonction de la puissance du faisceau laser, sont représentées par des croix sur la Figure (5-4).

D'après (41) et (64), la valeur moyenne du déplacement s'écrit :

$$\langle x \rangle = \frac{\Gamma \ell}{\alpha} \delta_0 \frac{\Omega^2 / 4}{(\omega_0 - \omega_L)^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2}{2}} \quad (78)$$

Les enregistrements ont été réalisés avec un laser accordé à la résonance ($\omega_0 = \omega_L$). La variation de $\langle x \rangle$ suit la loi de saturation de la transition atomique.

La fréquence de Rabi Ω peut être exprimée en fonction de la puissance P du faisceau laser par les relations :

$$\Omega = \frac{\mu E}{\hbar} \quad , \quad (79)$$

$$P = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} c S \quad , \quad (80)$$

$$\Omega^2 = \frac{2\mu^2 P}{\epsilon_0 \hbar^2 c S} \quad , \quad (81)$$

S étant la surface de la section du faisceau laser de diamètre ℓ :

$$S = \frac{\pi \ell^2}{4} \quad . \quad (82)$$

Figure 5-4 :

Valeur moyenne du déplacement x des atomes en fonction de la puissance du faisceau laser (points expérimentaux et courbe théorique) :
Loi de saturation et régime linéaire.

Les points représentent les valeurs moyennes du déplacement pour diverses puissances du faisceau laser, relevées sur les profils expérimentaux de la Figure 5-3. La courbe représente un "fitting" de la loi de saturation prévue par la théorie à ces points expérimentaux.

Dans l'encart, on a reporté à plus grande échelle les valeurs moyennes observées aux basses puissances. La droite en trait plein figure la pente à l'origine de la courbe de saturation du diagramme principal (cette courbe est tracée ici en trait pointillé).

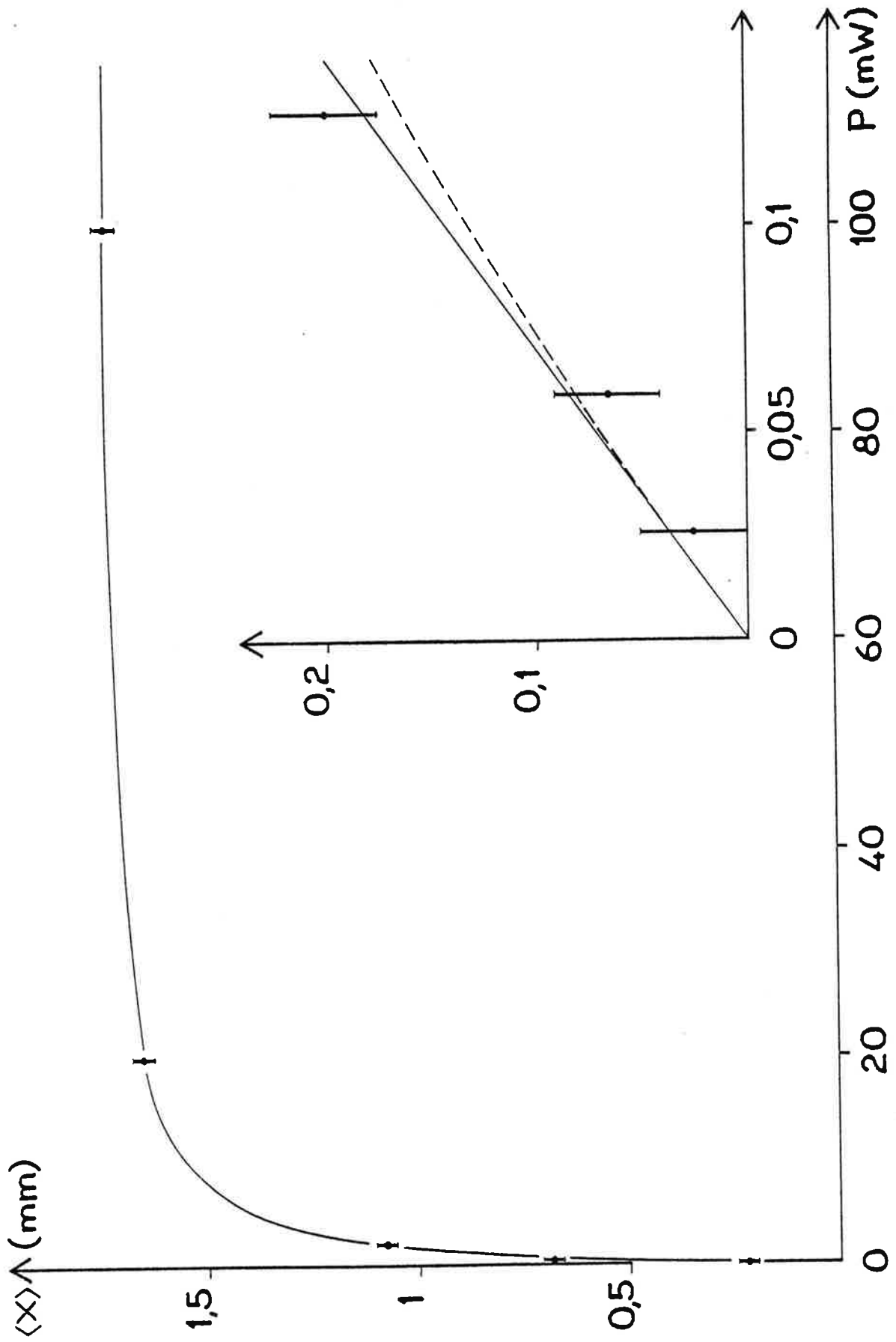


Figure 5-4

Dans l'expression (78), la demi-saturation est atteinte quand

$$\frac{\Omega^2}{2} = \frac{\Gamma^2}{4} \quad , \quad (83)$$

c'est-à-dire pour une puissance

$$P_0 = \epsilon_0 \hbar^2 c S \frac{\Gamma^2}{4\mu^2} \quad . \quad (84)$$

On peut réécrire (78) en utilisant (81) et (84) (pour $\omega_0 = \omega_L$) :

$$\langle x \rangle = \frac{\Gamma \ell \delta_0}{\alpha} \frac{1}{2} \frac{P}{P + P_0} \quad . \quad (85)$$

Soit x_0 le déplacement moyen obtenu à la saturation :

$$x_0 = \frac{\Gamma \ell \delta_0}{2\alpha} \quad , \quad (86)$$

$$x_0 = \frac{\hbar \Gamma k_L \ell L}{2m \alpha^2} \quad . \quad (87)$$

Le déplacement se met ainsi sous la forme réduite :

$$\langle x \rangle = x_0 \frac{P}{P + P_0} \quad . \quad (88)$$

Nous avons ajusté la loi de saturation (88) aux points expérimentaux de la Figure (5-4). Nous avons ainsi obtenu les valeurs suivantes des paramètres x_0 et P_0 :

$$x_{0\text{exp}} = 1,74 \text{ mm} \quad , \quad (89)$$

$$P_{0\text{exp}} = 1,23 \text{ mW} \quad , \quad (90)$$

qui correspondent à la courbe représentée en trait plein sur la figure.

L'encart de la Figure 5-4 représente la variation de $\langle x \rangle$ dans la région de la réponse linéaire, aux faibles intensités laser. Les points

sont expérimentaux. La droite représente la pente à l'origine de la courbe de saturation correspondant aux mêmes valeurs des paramètres (89) et (90).

5-6-3 Valeurs prévues par la théorie.

Dans ce paragraphe, nous allons nous intéresser aux valeurs du déplacement moyen à la saturation et de l'intensité du laser correspondant à la demi-saturation, que l'on peut calculer théoriquement à l'aide des paramètres physiques du système atomique et géométriques du montage expérimental.

5-6-3-1 Déplacement moyen à la saturation.

Si on introduit dans l'expression (87) les valeurs numériques suivantes :

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{1}{\tau} \quad \text{avec} \quad \tau = 1,6 \cdot 10^{-8} \text{ s} \quad , \\ k_L &= \frac{2\pi}{\lambda_\ell} \quad \text{avec} \quad \lambda_\ell = 589 \text{ nm} \quad , \\ \ell &= 2 \text{ mm} \quad , \quad L = 700 \text{ mm} \quad , \quad \alpha = 675 \text{ m/s} \quad , \end{aligned} \quad (91)$$

on obtient la valeur théorique

$$x_{0\text{th}} = 2,82 \text{ mm} \quad . \quad (92)$$

Cette valeur $x_{0\text{th}}$ n'est pas en parfait accord avec la valeur expérimentale $x_{0\text{exp}}$ (89). Pour obtenir cet accord, il faudrait utiliser une valeur de ℓ plus faible :

$$\ell_{\text{eff}} = 2 \text{ mm} \times \frac{1,74}{2,82} = 1,23 \text{ mm} \quad , \quad (93)$$

qui représente la largeur effective d'une distribution rectangulaire d'intensité équivalente pour ce problème à la distribution expérimentale non-parfaitement uniforme définie par le diaphragme de diamètre l .

5-6-3-2 Puissance du laser à la demi-saturation.

Si l'on tient compte du fait que le laser excite en lumière polarisée σ_+ une transition entre les sous-niveaux Zeeman hyperfins $F=2$, $m_F=2$ et $F'=3$, $m_{F'}=3$, le moment dipolaire a pour expression :

$$\mu^2 = \frac{3\pi \epsilon_0 \hbar c^3}{\omega_L^3} \Gamma \times (2F+1) (2F'+1) \left\{ \begin{matrix} \frac{1}{2} & F & \frac{3}{2} \\ F' & \frac{3}{2} & 1 \end{matrix} \right\}^2 \left(\begin{matrix} F' & 1 & F \\ -m_{F'} & 1 & m_F \end{matrix} \right)^2, \quad (94)$$

soit :

$$\mu^2 = \frac{3\pi \epsilon_0 \hbar c^3}{4\omega_L^3} \Gamma. \quad (95)$$

La puissance à la demi-saturation (84) s'écrit alors :

$$P_0 = \frac{2}{3} \frac{\pi^3 \hbar c}{\lambda_l^3} l^2 \frac{1}{\tau}. \quad (96)$$

En reprenant les valeurs numériques (91), on calcule :

$$P_{0th} = 0,80 \text{ mW}. \quad (97)$$

Cette valeur théorique se trouve en assez bon accord avec la valeur expérimentale P_{0exp} (90).

5-6-4 Remarque sur la Figure 5-3.

On peut remarquer sur la Figure 5-3 des petites "bosses" centrées sur l'origine qui semblent correspondre à des atomes non déviés (voir aussi la partie (c) de la Figure 4-3). Ces "bosses" sont d'autant plus importantes que l'intensité du laser est élevée.

Ce nombre d'atomes non déviés plus important que prévu (voir paragraphe 4-2) peut être interprété par l'existence d'une transition entre les niveaux $^2S_{1/2} F=2$ et $^2P_{3/2} F'=2$, interdite en théorie pour deux raisons : (1) les atomes sont au départ dans le sous-niveau $^2S_{1/2} F=2 m_F=2$, et le laser est polarisé σ^+ ; (2) le laser est accordé à la transition $^2S_{1/2} F=2 \leftrightarrow ^2P_{3/2} F'=3$. Les atomes qui ont subi cette transition "interdite" peuvent se désexciter spontanément dans le niveau $^2S_{1/2} F=1$ et ainsi se trouver en dehors du système à deux niveaux et ne plus subir l'interaction (donc ne pas être déviés). Le pompage optique hyperfin effectué dans la zone de préparation optique est ainsi très partiellement détruit dans la zone d'interaction.

On peut expliquer l'existence de cette transition par deux arguments : (1) une polarisation σ^+ du laser non absolue, qui est en fait un peu elliptique, et une redistribution partielle de population entre les différents sous-niveaux Zeeman de $F=2$, avant la zone d'interaction ; (2) un mélange des niveaux $F'=2$ et $F'=3$ (seulement distants de 60 MHz) par effet Stark dynamique, qui justifie la plus grande importance des "bosses" à forte intensité.

6 - PHENOMENE DE PRESSION DE RADIATION EN ONDE STATIONNAIRE.

6-1 Introduction.

Nous allons étudier le phénomène de pression de radiation en onde stationnaire en trois étapes successives. Plutôt que de présenter des calculs complexes, nous essaierons de mettre l'accent sur la nature physique du phénomène.

Comme nous l'avons vu au Chapitre 2, la pression de radiation en onde stationnaire fait essentiellement appel aux processus absorption - émission induite intervenant dans l'oscillation cohérente du système atomique en présence du rayonnement. Nous négligerons l'émission spontanée au début, pour introduire ses effets qualitatifs à la fin.

Dans la première étape, nous considérerons l'onde stationnaire comme la superposition de deux ondes progressives et nous négligerons la cohérence entre les différents processus absorption - émission induite.

Nous obtiendrons un effet équivalent à une marche au hasard sur un treillis construit dans l'espace des impulsions.

Dans la deuxième étape, nous prendrons en considération la cohérence existant entre deux processus élémentaires successifs. Les calculs nous conduiront à une distribution différente sur le même treillis que dans la première étape. Mais pour mener à bien ces calculs, nous nous limiterons aux temps d'interaction suffisamment courts pour ne pas atteindre une saturation du phénomène.

Enfin, la troisième étape concernera les temps d'interaction plus longs. Nous discuterons d'abord l'apparition de la saturation. Nous introduirons ensuite l'émission spontanée, qui aura pour effet de brouiller le treillis mentionné plus haut.

6-2 Marche au hasard.

Soient \vec{k}_1 et \vec{k}_2 les vecteurs d'onde des deux ondes progressives constituant l'onde stationnaire. L'atome en interaction avec l'onde stationnaire peut acquérir, ou des quanta d'impulsion $\hbar\vec{k}_1$ par absorption dans l'onde \vec{k}_1 ou émission stimulée dans l'onde \vec{k}_2 , ou des quanta d'impulsion de direction opposée $\hbar\vec{k}_2$ par absorption dans l'onde \vec{k}_2 ou émission stimulée dans l'onde \vec{k}_1 . Nous faisons ici l'hypothèse que ces processus élémentaires s'effectuent de façon aléatoire, sans corrélation entre eux. Considérons le treillis obtenu en reportant l'impulsion totale acquise par l'atome en fonction du nombre de processus élémentaires (Fig. 6-1). L'atome en interaction avec l'onde stationnaire effectue une marche aléatoire sur ce treillis.

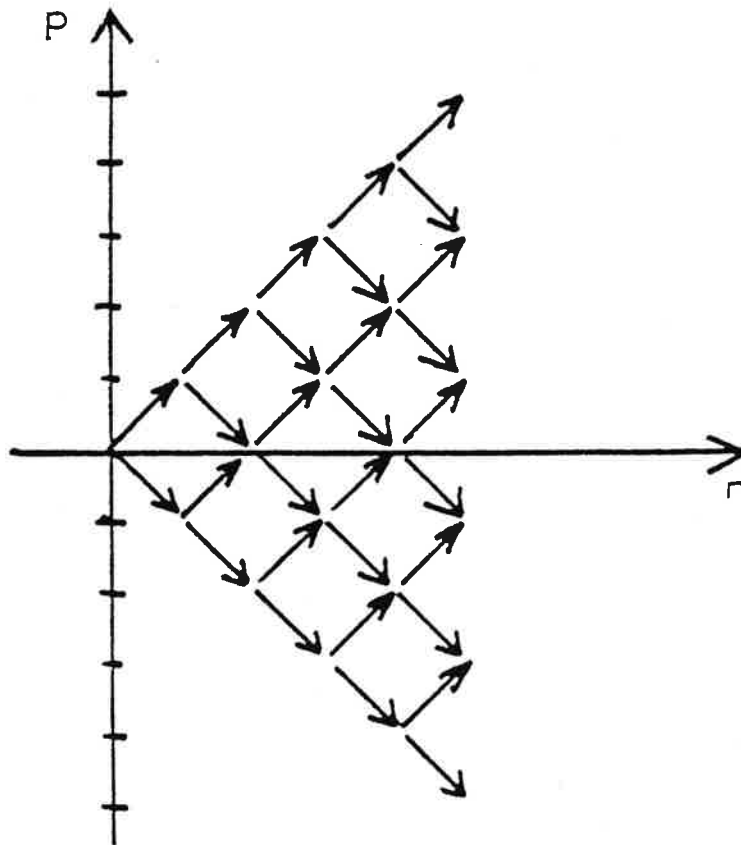


Fig 6-1

Soit n_1 le nombre de processus conduisant à un changement d'impulsion $\hbar\vec{k}_1$ et n_2 le nombre de processus conduisant à un changement d'impulsion $\hbar\vec{k}_2$. Nous appelons

$$n = n_1 + n_2 \quad (1)$$

le nombre total de processus élémentaires. Le transfert d'impulsion correspondant est :

$$\vec{p} = n_1 \hbar\vec{k}_1 + n_2 \hbar\vec{k}_2 \quad , \quad (2)$$

$$\vec{p} = (n_1 - n_2) \hbar\vec{k}_1 \quad ,$$

$$\vec{p} = (2n_1 - n) \hbar\vec{k}_1 \quad . \quad (3)$$

Selon nos hypothèses, la répartition du nombre n de processus suivant n_1 et n_2 suit une loi binomiale équiprobable de la forme :

$$\mathcal{B}(n, n_1, q) = C_n^{n_1} q^{n_1} (1-q)^{n-n_1} \quad , \quad (4)$$

avec $q = \frac{1}{2}$.

La loi de distribution de n_1 est donc :

$$f(n, n_1) = \mathcal{B}(n, n_1, \frac{1}{2}) \quad ,$$

$$f(n, n_1) = C_n^{n_1} \frac{1}{2^n} \quad ,$$

$$f(n, n_1) = \frac{n!}{n_1! (n-n_1)! 2^n} \quad . \quad (5)$$

Calculons maintenant la valeur moyenne $\langle p_x \rangle_n$ et l'écart quadratique moyen $\langle (\Delta p_x)^2 \rangle_n$ de la distribution de la projection de la variation d'impulsion (3) sur l'axe x de l'onde stationnaire. La valeur moyenne après n processus se calcule comme suit :

$$\begin{aligned}
\langle p_x \rangle_n &= \sum_{n_1=0}^n f(n, n_1) p_x, & (6) \\
\langle p_x \rangle_n &= \sum_{n_1} (2n_1 - n) \frac{C_n^{n_1}}{2^n} \hbar k_1, \\
\langle p_x \rangle_n &= \left(\frac{1}{2^{n-1}} \sum_{n_1} n_1 C_n^{n_1} - \frac{n}{2^n} \sum_{n_1} C_n^{n_1} \right) \hbar k_1,
\end{aligned}$$

d'où le résultat attendu :

$$\langle p_x \rangle_n = 0. \quad (7)$$

L'écart quadratique moyen a pour expression

$$\begin{aligned}
\langle (\Delta p_x)^2 \rangle_n &= \sum_{n_1=0}^n f(n, n_1) (p_x - \langle p_x \rangle_n)^2, & (8) \\
\langle (\Delta p_x)^2 \rangle_n &= \sum_{n_1} (4n_1^2 - 4n_1n + n^2) \frac{C_n^{n_1}}{2^n} \hbar^2 k_1^2, \\
\langle (\Delta p_x)^2 \rangle &= \left(\frac{1}{2^{n-2}} \sum_{n_1} n_1^2 C_n^{n_1} - \frac{n}{2^{n-2}} \sum_{n_1} n_1 C_n^{n_1} + \frac{n^2}{2^n} \sum_{n_1} C_n^{n_1} \right) \hbar^2 k_1^2,
\end{aligned}$$

d'où le résultat simple :

$$\langle (\Delta p_x)^2 \rangle_n = n \hbar^2 k_1^2. \quad (9)$$

Comme nous l'avons fait pour l'onde progressive, nous passons de l'impulsion au déplacement suivant la relation (voir 5-18) :

$$x = \frac{p_x}{mv} L. \quad (10)$$

On en déduit la valeur moyenne du déplacement :

$$\langle x \rangle = 0, \quad (11)$$

et l'écart quadratique moyen :

$$\langle (\Delta x)^2 \rangle = n \pi^2 k_1^2 \frac{L^2}{m^2 v^2} ; \quad (12)$$

en utilisant le déplacement élémentaire δ associé à un quantum d'impulsion (5-20), l'écart quadratique moyen s'écrit encore :

$$\langle (\Delta x)^2 \rangle = n \delta^2 . \quad (13)$$

Si l'on suppose que l'oscillation cohérente n'est pas interrompue par l'émission spontanée, le nombre n de processus d'absorption ou d'émission induite subis par l'atome pendant le temps d'interaction t n'est autre que Ωt , si Ω est la fréquence de Rabi. D'où :

$$\langle (\Delta x)^2 \rangle = \delta^2 \Omega t . \quad (14)$$

Dans le cadre des hypothèses de ce paragraphe, on trouve que l'écart quadratique moyen de la distribution du déplacement transversal des atomes est proportionnel au temps d'interaction.

6-3 Théorie simplifiée du phénomène.

6-3-1 Mise en équations.

Dans ce paragraphe, nous établissons les équations du phénomène en négligeant l'émission spontanée. Les notations sont rappelées dans la Figure 6-2.

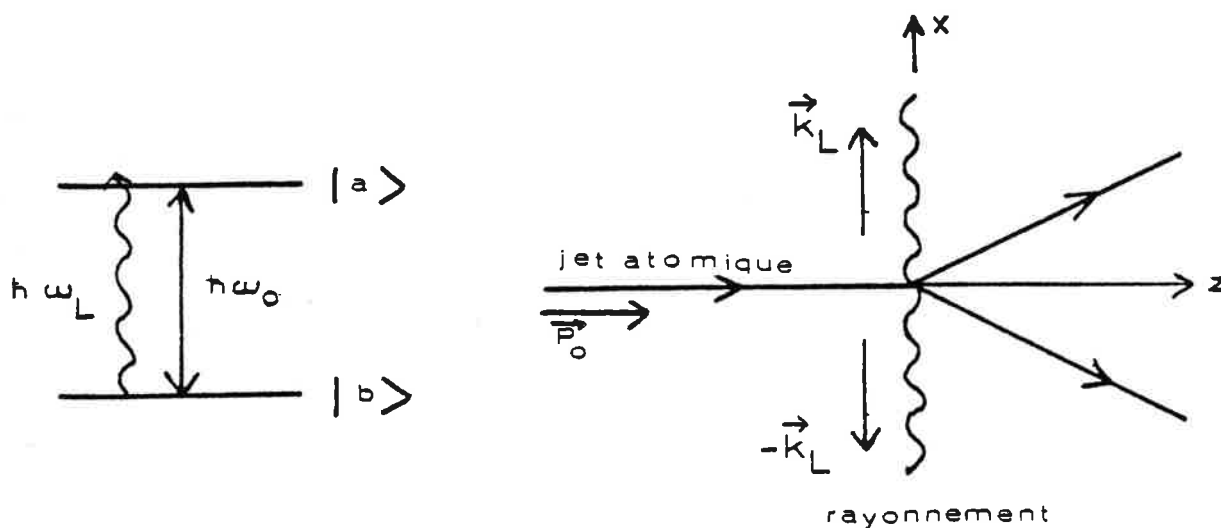


Fig 6 - 2.

L'hamiltonien d'un atome à deux niveaux dans une onde stationnaire se décompose en trois parties :

$$H = H_1 + H_2 + H_3 \quad , \quad (15)$$

correspondant respectivement aux degrés de liberté externes de l'atome, aux degrés de liberté internes de l'atome et à l'interaction atome - rayonnement. Elles ont pour expression :

$$H_1 = \frac{\vec{P}^2}{2m} \quad , \quad (16)$$

où \vec{P} est l'opérateur impulsion du centre de masse ;

$$H_2 = \frac{1}{2} \hbar \omega_0 \sigma_z \quad , \quad (17)$$

si l'on note σ_x , σ_y et σ_z les matrices de Pauli du système à deux niveaux ;

$$H_3 = -\vec{\mu} \cdot \vec{E} \quad , \quad (18)$$

dans l'approximation dipolaire électrique, $\vec{\mu}$ étant l'opérateur dipôle électrique de l'atome et

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos \omega_L t \cos k_L x \quad (19)$$

le champ électrique de l'onde stationnaire.

La seule composante de l'impulsion de l'atome qui varie est la projection p sur l'axe x du rayonnement. A un décalage d'énergie près, l'hamiltonien (15) peut être écrit :

$$H = \frac{P^2}{2m} + \frac{1}{2} \hbar \omega_0 \sigma_z - \hbar \Omega \cos \omega_L t \cos k_L x \sigma_x \quad , \quad (20)$$

$$\text{où} \quad \Omega = \frac{\mu E_0}{\hbar} \quad (21)$$

est la fréquence de Rabi qui caractérise l'interaction.

On se place dans le repère tournant, en posant :

$$U = e^{i \frac{\omega_L}{2} \sigma_z t} \quad .$$

Dans cette représentation,

$$|\Psi_I\rangle = U^\dagger |\Psi\rangle \quad ,$$

$$H_I = U^\dagger H U \quad .$$

H_I s'écrit :

$$H_I = \frac{P^2}{2m} + \frac{1}{2} \hbar \omega_0 \sigma_z - \hbar \Omega \cos \omega_L t \cos k_L x e^{i\omega_L t \sigma_y} \quad (22)$$

Si l'on fait maintenant l'approximation du champ tournant, c'est-à-dire si l'on effectue la décomposition

$$\cos \omega_L t = \frac{1}{2} (e^{i\omega_L t} + e^{-i\omega_L t})$$

et si l'on néglige les termes rapidement oscillants en $e^{i2\omega_L t}$, H_I prend la forme :

$$H_I = \frac{P^2}{2m} + \frac{1}{2} \hbar \omega_0 \sigma_z - \hbar \frac{\Omega}{2} \cos k_L x \sigma_x \quad (23)$$

L'équation de Schrödinger dans le repère tournant s'écrit :

$$i \hbar \frac{d}{dt} |\Psi_I\rangle = -\frac{\hbar \omega_L}{2} \sigma_z |\Psi_I\rangle + H_I |\Psi_I\rangle \quad (24)$$

soit en utilisant (23) :

$$i \hbar \frac{d}{dt} |\Psi_I\rangle = \left[\frac{P^2}{2m} + \frac{1}{2} \hbar (\omega_0 - \omega_L) \sigma_z - \frac{1}{2} \hbar \Omega \cos k_L x \sigma_x \right] |\Psi_I\rangle \quad (25)$$

6-3-2 Projection sur les états de base.

On décompose $|\Psi_I\rangle$ sur la base $|\alpha, p\rangle$ où $|\alpha\rangle$ ($= |a\rangle$ ou $|b\rangle$) représente les deux états propres d'énergie interne de l'atome et où $|p\rangle$ représente les états propres de la composante de l'impulsion du centre de masse de l'atome suivant l'axe x :

$$|\Psi_I(t)\rangle = \sum_{\alpha_I=a,b} \int dp_I m(\alpha_I, p_I, t) |\alpha_I, p_I\rangle \quad (26)$$

$$\text{avec} \quad m(\alpha_I, p_I, t) = \langle \alpha_I, p_I | \Psi_I(t) \rangle \quad (27)$$

Nous projetons maintenant l'équation (25) sur l'état $|\alpha, p\rangle$.
 Pour ceci, nous utilisons les relations concernant les matrices de Pauli :

$$\langle \alpha_I, p_I | \sigma_z | \alpha, p \rangle = \varepsilon \delta_{\alpha_I, \alpha} \delta(p_I - p) \quad , \quad (28)$$

avec $\varepsilon = +1$ si $\alpha = a$, $\varepsilon = -1$ si $\alpha = b$,

$$\langle \alpha_I, p_I | \sigma_x | \alpha, p \rangle = \delta_{\alpha_I, \beta} \delta(p_I - p) \quad , \quad (29)$$

avec $\beta = a$ ou b , $\beta \neq \alpha$,

et les opérateurs de translation :

$$\begin{aligned} \langle \alpha_I, p_I | \cos k_L x | \alpha, p \rangle &= \frac{1}{2} \left(\langle \alpha_I, p_I | e^{ik_L x} | \alpha, p \rangle + \right. \\ &\quad \left. \langle \alpha_I, p_I | e^{-ik_L x} | \alpha, p \rangle \right) \quad , \end{aligned}$$

$$\langle \alpha_I, p_I | \cos k_L x | \alpha, p \rangle = \delta_{\alpha_I, \alpha} \frac{1}{2} \left[\delta(p_I - p - \hbar k_L) + \delta(p_I - p + \hbar k_L) \right] \quad . \quad (30)$$

La projection de l'équation (25) donne alors :

$$\begin{aligned} i \hbar \frac{d}{dt} m(\alpha, p, t) &= \left[\frac{p^2}{2m} + \varepsilon \frac{1}{2} \hbar (\omega_0 - \omega_L) \right] m(\alpha, p, t) \\ &\quad - \frac{1}{4} \hbar \Omega \left[m(\beta, p + \hbar k_L, t) + m(\beta, p - \hbar k_L, t) \right] \quad . \quad (31) \end{aligned}$$

Si le laser est accordé à la résonance $\omega_0 = \omega_L$, (31) devient :

$$\begin{aligned} i \hbar \frac{d}{dt} m(\alpha, p, t) &= \frac{p^2}{2m} m(\alpha, p, t) - \frac{1}{4} \hbar \Omega \left[m(\beta, p + \hbar k_L, t) \right. \\ &\quad \left. + m(\beta, p - \hbar k_L, t) \right] \quad . \quad (32) \end{aligned}$$

A l'instant initial $t=0$ où l'atome entre dans la zone d'interaction, il est dans l'état fondamental et son impulsion est perpendiculaire au faisceau laser. Il se trouve donc dans l'état $|b,0\rangle$.

Donc, à $t=0$:

$$\begin{aligned} m(b,0,0) &= 1 \\ m(b,p,0) &= 0 \text{ si } p \neq 0, \\ m(a,p,0) &= 0 \end{aligned} \quad (33)$$

6-3-3 Solution des équations.

Dès que l'atome absorbe un photon et reçoit une impulsion $\pm \hbar k_L$, il se trouve dans l'état $|a, \pm \hbar k_L\rangle$. Ensuite, il émet un photon et cède une impulsion $\pm \hbar k_L$: il se retrouve dans l'état $|b,0\rangle$ ou $|b, \pm 2\hbar k_L\rangle$, et ainsi de suite ... Donc, le niveau supérieur n'est peuplé qu'à partir d'un nombre impair de processus, ce qui correspond à des états $|a, \pm(2p+1)\hbar k_L\rangle$, et le niveau inférieur à partir d'un nombre pair de processus, ce qui correspond à des états $|b, \pm 2p\hbar k_L\rangle$. Ainsi, les seuls coefficients $m(\alpha,p,t)$ non nuls peuvent s'écrire :

$$\begin{aligned} m(a, (2p+1)\hbar k_L, t) &= m_{2p+1}(t), \\ m(b, 2p\hbar k_L, t) &= m_{2p}(t), \end{aligned} \quad (34)$$

avec $p \in \mathbb{Z}$

En tenant compte de (34), on peut réécrire (32) et (33) comme suit :

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{d}{dt} m_n(t) &= n^2 \frac{\hbar k_L^2}{2m} m_n(t) - \frac{1}{4} \hbar \Omega [m_{n+1}(t) + m_{n-1}(t)], \\ m_n(0) &= \delta_{n,0}. \end{aligned} \quad (35)$$

Pour les temps d'interaction faibles, les états correspondant à de grandes valeurs de n ne sont pas peuplés. Dans la limite :

$$n^2 \frac{\hbar^2 k_L^2}{2m} \ll \frac{\hbar \Omega}{2} , \quad (36)$$

(35) prend la forme simplifiée :

$$i\hbar \frac{d}{dt} m_n(t) = -\frac{1}{4} \hbar \Omega [m_{n+1}(t) + m_{n-1}(t)] . \quad (37)$$

Si l'on pose maintenant

$$\tau = \frac{\Omega t}{2} , \quad (38)$$

et

$$i^n \mu_n(\tau) = m_n(t) , \quad (39)$$

l'équation (37) devient

$$\frac{d}{d\tau} \mu_n(\tau) = -\frac{1}{2} [\mu_{n+1}(\tau) - \mu_{n-1}(\tau)] . \quad (40)$$

On reconnaît là une équation caractéristique des fonctions de Bessel.

La solution de (40) est :

$$\mu_n(\tau) = J_n(\tau) . \quad (41)$$

En fonction de la variable t , nous avons d'après (38), (39) :

$$m_n(t) = i^n J_n\left(\frac{\Omega t}{2}\right) . \quad (42)$$

Finalement, en utilisant (27) et (34), nous obtenons les populations des différents états d'énergie - impulsion à l'instant t :

$$\begin{aligned}
|\langle a, 2p\hbar k_L | \Psi_I(t) \rangle|^2 &= 0, \\
|\langle b, 2p\hbar k_L | \Psi_I(t) \rangle|^2 &= |m_{2p}(t)|^2 = J_{2p}^2\left(\frac{\Omega t}{2}\right), \\
|\langle a, (2p+1)\hbar k_L | \Psi_I(t) \rangle|^2 &= |m_{2p+1}(t)|^2 = J_{2p+1}^2\left(\frac{\Omega t}{2}\right), \\
|\langle b, (2p+1)\hbar k_L | \Psi_I(t) \rangle|^2 &= 0.
\end{aligned} \tag{43}$$

6-3-4 Caractéristiques de la distribution de l'impulsion.

Nous calculons ici la valeur moyenne et l'écart quadratique moyen de la distribution de l'impulsion de l'atome après un temps d'interaction déterminé. Le calcul utilise les propriétés connues des fonctions de Bessel.

La valeur moyenne est bien sûr nulle :

$$\begin{aligned}
\langle p \rangle_n &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} n \hbar k_L |m_n(t)|^2, \\
\langle p \rangle_n &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} n \hbar k_L J_n^2\left(\frac{\Omega t}{2}\right), \\
\langle p \rangle_n &= 0.
\end{aligned} \tag{44}$$

L'écart quadratique moyen s'écrit :

$$\begin{aligned}
\langle p^2 \rangle_n &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} n^2 \hbar^2 k_L^2 |m_n(t)|^2, \\
\langle p^2 \rangle_n &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} n^2 \hbar^2 k_L^2 J_n^2\left(\frac{\Omega t}{2}\right), \\
\langle p^2 \rangle_n &= \hbar^2 k_L^2 \frac{\Omega^2 t^2}{8}.
\end{aligned} \tag{45}$$

En utilisant (10), (44), (45), on calcule la valeur moyenne et l'écart quadratique moyen du déplacement :

$$\langle x \rangle = 0 \quad , \quad (46)$$

$$\langle (\Delta x)^2 \rangle = \delta^2 \frac{\Omega^2 t^2}{8} \quad . \quad (47)$$

Ainsi, tant que l'on peut négliger l'émission spontanée et tant que le temps d'interaction est suffisamment court pour ne pas introduire de valeurs trop importantes du déplacement (condition (36)), le déplacement des atomes décrit le même treillis qu'au paragraphe précédent (Fig. 6-1), mais avec une distribution différente : en particulier, l'écart quadratique moyen est proportionnel au carré du temps d'interaction et de la fréquence de Rabi (donc du nombre de processus d'interaction).

6-4 Temps d'interaction "long".6-4-1 Saturation.

Si le temps d'interaction est assez long pour que l'inégalité

$$n^2 \frac{\hbar^2 k_L^2}{2m} \gg \frac{\hbar\Omega}{2} \quad (48)$$

soit vérifiée, on ne peut plus négliger l'énergie cinétique $n^2 \frac{\hbar^2 k_L^2}{2m}$ devant l'énergie d'interaction $\frac{\hbar\Omega}{2}$. On doit alors remplacer l'équation simplifiée (37) par l'équation complète (35).

Dans cette équation, l'émission spontanée est toujours négligée, c'est-à-dire que l'on considère des temps d'interaction inférieurs à la durée de vie $\tau = \frac{1}{\Gamma}$ du niveau. Cette condition s'écrit :

$$t < \frac{1}{\Gamma} \quad (49)$$

L'inégalité (48) peut aussi se traduire par une inégalité portant sur le temps, en considérant que le nombre d'interactions n est égal à Ωt :

$$t > \sqrt{\frac{m}{\hbar k_L^2 \Omega}} \quad (50)$$

Si l'on considère des temps d'interaction suffisamment courts et des rayonnements laser suffisamment intenses, les conditions (49) et (50) peuvent être réalisées simultanément :

$$\sqrt{\frac{m}{\hbar k_L^2 \Omega}} < t < \frac{1}{\Gamma} \quad (51)$$

La solution du problème est alors donnée par les solutions de l'équation (35), qui ne sont plus des fonctions de Bessel, mais des fonctions de Raman-Nath [77]. On trouve alors que [27,28], lorsque t augmente, l'écart quadratique moyen tend très rapidement vers la limite :

$$\langle (\Delta x)^2 \rangle = \frac{\delta^2}{2} \frac{\pi \Omega}{\frac{\pi^2 k_L^2}{2m}} \quad , \quad (52)$$

$$\langle (\Delta x)^2 \rangle = L^2 \frac{\pi \Omega}{m v^2} \quad . \quad (53)$$

La largeur de la distribution de l'impulsion et de la distribution du déplacement présente donc une saturation vis-à-vis du temps d'interaction avec le faisceau laser.

6-4-2 Influence de l'émission spontanée.

Si l'on considère des temps d'interaction tels que

$$t > \frac{1}{\Gamma} \quad , \quad (54)$$

il faut tenir compte de l'émission spontanée.

Suivant la fréquence de Rabi, ces temps d'interaction correspondent ou ne correspondent pas à une saturation au sens du paragraphe précédent.

L'effet de l'émission spontanée est d'interrompre le cycle d'oscillation cohérente (succession de processus absorption-émission induite) que nous avons envisagé jusqu'ici. De plus, la projection de la variation d'impulsion résultant d'un processus absorption-émission spontanée n'est pas quantifiée. Ceci a pour effet de brouiller le treillis décrit

dans le paragraphe 6-2. En d'autres termes, les valeurs du déplacement sont maintenant réparties de façon continue sur l'axe x et, en même temps, leur distribution tend à se resserrer vers le centre.

On peut ainsi décrire qualitativement l'allure du phénomène. Il s'agit en fait d'un processus intermédiaire entre la marche au hasard (incohérent), dont l'écart quadratique moyen est proportionnel à t (14), et le processus décrit par les fonctions de Bessel (cohérent), dont l'écart quadratique moyen est proportionnel au carré de t (47). Par ailleurs, suivant la valeur de la fréquence de Rabi, le phénomène de saturation décrit au paragraphe 6-4-1 apparaît bien sûr avant ou après l'influence de l'émission spontanée. Il limite de toute façon à une valeur maximale (53) l'écart quadratique moyen de la distribution.

6-5 Résultats expérimentaux.

Dans ce paragraphe, nous allons décrire d'abord les différents moyens utilisés pour mettre en place une onde stationnaire. Nous comparerons ensuite les écarts quadratiques moyens du profil du déplacement mesurés expérimentalement et calculés à l'aide des résultats du paragraphe précédent.

6-5-1 Cavité Fabry-Perot.

Pour réaliser une onde stationnaire, nous avons d'abord utilisé une cavité confocale placée de part et d'autre de l'enceinte à vide du jet atomique (Fig. 6-3).

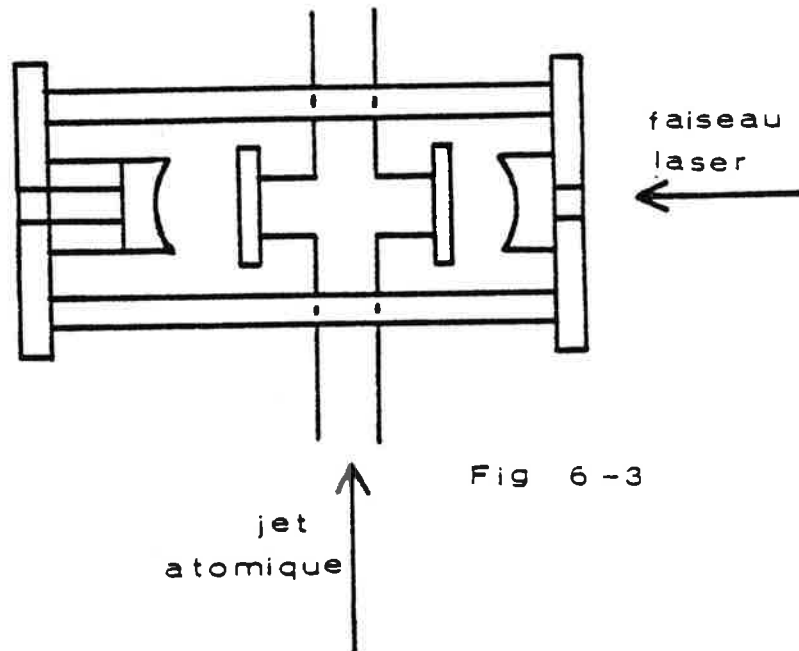


Fig 6 -3

Cette cavité est composée de deux miroirs de 10 cm de rayon de courbure dont les surfaces sont traitées par dépôt de couches multi-diélectriques. Un des miroirs est monté sur une céramique piézo-électrique qui permet d'accorder la cavité à la longueur d'onde du laser. La cavité est réglée de façon à fonctionner en $1/2e$.

Soient R_1 et T_1 les coefficients de réflexion et de transmission des miroirs de la cavité, R_2 et T_2 ceux des fenêtres de l'enceinte. Le système cavité plus fenêtre de l'enceinte est équivalent à une cavité dont les miroirs auraient un coefficient de transmission $T' = T_1 T_2$ et un coefficient de réflexion $R' = R_1 T_2^2$. Nous avons mesuré les valeurs suivantes des coefficients : $R_1 = 0,98$, $T_1 = 0,02$, $R_2 = 0,03$, $T_2 = 0,97$, ce qui donne $R' = 0,92$ et $T' = 0,019$.

On peut calculer la finesse théorique f_1 de la cavité seule et f' de la cavité entourant l'enceinte :

$$f_1 = \frac{\pi \sqrt{R_1}}{1 - R_1} = 155 \quad , \quad (55)$$

$$f' = \frac{\pi \sqrt{R'}}{1 - R'} = 38 \quad . \quad (56)$$

Ces valeurs se trouvent en bon accord avec les mesures expérimentales.

A l'intérieur de la cavité, on a deux ondes se propageant en sens inverse. A la résonance, leurs amplitudes sont respectivement [78] :

$$a_1 = a_0 \frac{\sqrt{T'}}{1 - R'} \quad , \quad (57)$$

$$a_2 = a_0 \frac{\sqrt{R'T'}}{1 - R'} \quad , \quad (58)$$

a_0 étant l'amplitude de l'onde incidente.

On peut considérer que l'on a une onde stationnaire d'amplitude $a_1 = 2a_2$ superposée à une onde progressive d'amplitude $a_2' = a_1 - a_2$. L'existence de cette onde progressive, même très faible par rapport à l'onde stationnaire, s'est révélée avoir un effet très important en rendant complètement dissymétriques les profils de déflexion des atomes observés expérimentalement.

Ceci nous a conduit à abandonner la cavité Fabry-Perot et à utiliser un interféromètre de Sagnac pour réaliser l'onde stationnaire.

6-5-2 Interféromètre de Sagnac.

Le montage en interféromètre de Sagnac [79] est représenté sur la Figure 6-4. L'interféromètre est réglé en faisant coïncider les taches et en regardant les franges à l'infini. On a interposé un polariseur et une lame quart d'onde dans chacune des voies ; dans l'une, on a ajouté un autre polariseur pour ajuster l'intensité relative de chaque onde.

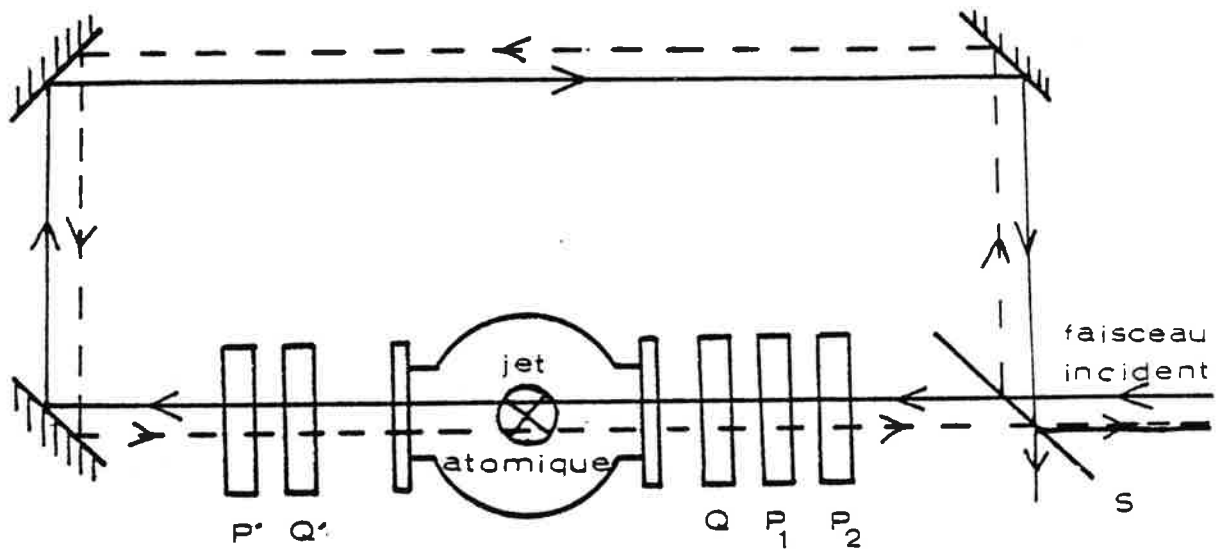


Fig 6-4

Le faisceau laser entre dans l'interféromètre par l'intermédiaire d'une lame séparatrice S qui le divise en deux ondes. L'une traverse deux polariseurs P_1 et P_2 dont la direction de polarisation forme un certain angle, une lame quart d'onde Q , puis pénètre dans l'enceinte du jet. L'autre onde se réfléchit sur trois miroirs, puis traverse

un polariseur P' et une lame quart d'onde Q' avant d'entrer dans l'enceinte. On ajuste la direction de polarisation de P_2 de façon à compenser les pertes dues aux trois miroirs et la différence entre les coefficients de réflexion et de transmission de la lame séparatrice. On obtient ainsi à l'intérieur de l'enceinte deux ondes progressives de même intensité, qui constituent une onde stationnaire.

On règle d'abord les polariseurs grossièrement en mesurant directement les intensités des deux ondes à l'aide d'un mesureur de puissance. On affine ensuite le réglage en rendant symétriques les profils de déflexion des atomes.

Les deux ondes ressortent de l'interféromètre par la lame séparatrice. Si l'on considère le faisceau sortant superposé au faisceau incident, on constate que les deux ondes qui le constituent ont parcouru dans l'interféromètre le même chemin optique et qu'elles ont été toutes deux transmises et réfléchies une fois par la lame séparatrice. Leurs intensités sont donc égales et on peut, en les projetant à l'infini à l'aide d'une seconde lame séparatrice, observer des figures d'interférence bien contrastées et ainsi améliorer la superposition des faisceaux.

La Figure 6-5 illustre l'effet de dissymétrie du profil du jet atomique résultant d'une inégalité entre les intensités des deux composantes de l'onde stationnaire. L'enregistrement 6-5-c, quasi-symétrique, a été obtenu pour des valeurs mesurées des puissances de ces deux composantes égales à 11,5 mW. Dans le cas de l'enregistrement 6-5-a ,

la puissance de la composante ajustable était de 8 mW ; dans le cas de l'enregistrement 6-5-b , elle était de 13,5 mW . Ces deux enregistrements présentent des dissymétries inverses. Ils confirment les résultats obtenus avec le Fabry-Perot (voir paragraphe 6-5-1) : une faible différence entre les intensités des deux composantes de l'onde stationnaire suffit à créer une dissymétrie très sensible de la distribution des atomes.

Figure 6-5 :

Effet sur la symétrie du profil du jet atomique d'une différence entre les intensités des deux composantes qui forment l'onde stationnaire :

- (a) Profil dissymétrique ;
- (b) Profil dissymétrique inversé ;
- (c) Profil quasi-symétrique.

La partie centrale des enregistrements est la partie inférieure du pic dû aux atomes non défléchis du niveau $F=1$, qui n'interagissent pas avec le rayonnement (Il n'y avait pas dans cette expérience de pompage optique préalable).

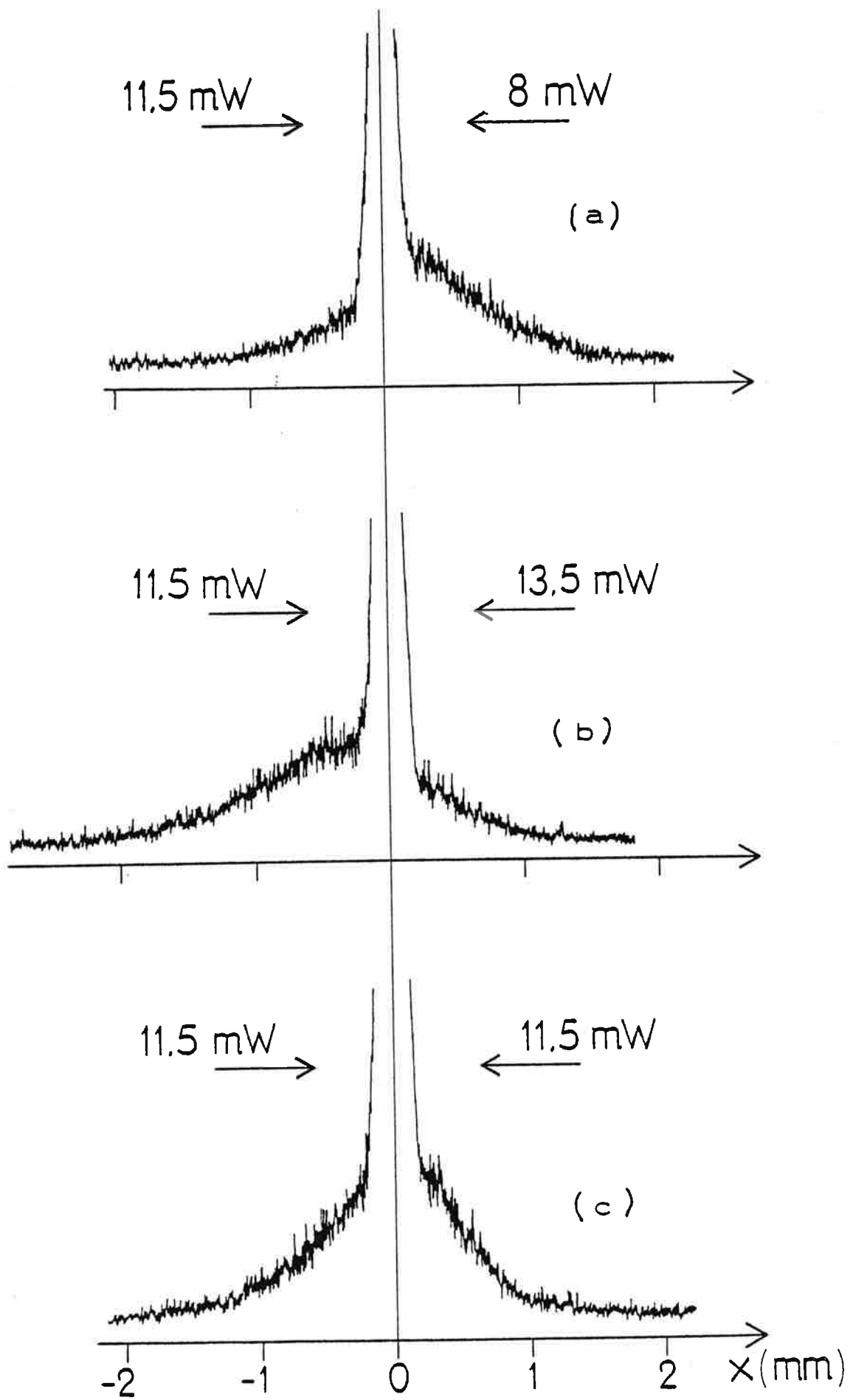


Figure: 6-5

6-5-3 Mesure de la largeur du profil du jet atomique.

Une expérience en onde stationnaire a été effectuée antérieurement par Oka et ses collaborateurs [19]. Ces auteurs ont pu vérifier la forme de la variation de l'écart quadratique moyen de la distribution des atomes en fonction de la fréquence de Rabi, du type $\sqrt{\langle(\Delta x)^2\rangle} = a \sqrt{\Omega}$ (voir expression (53)). Mais la valeur expérimentale du coefficient de proportionnalité a et sa valeur théorique diffèrent d'un facteur quatre [28]. Cet écart peut probablement s'expliquer par une inhomogénéité du faisceau laser, rendant difficile l'évaluation de la fréquence de Rabi. Pour cette raison, nous nous sommes proposés de déterminer la fréquence de Rabi en onde stationnaire directement, à partir d'expériences effectuées en onde progressive dans les mêmes conditions. Nous présentons sur la Figure 6-6 trois profils de déflexion du jet atomique. L'un d'eux correspond à une expérience en onde stationnaire. Les deux autres proviennent d'expériences en onde progressive réalisées en interrompant l'une, puis l'autre des deux composantes de l'onde stationnaire. Ces trois enregistrements ont donc été obtenus avec des fréquences de Rabi identiques. La puissance transportée par chaque onde était $P = 11,5 \text{ mW}$, et le diamètre du faisceau $\ell = 2,2 \text{ mm}$.

Figure 6-6 :

Comparaison entre les profils du jet
atomique observés avec :

- (a) une onde progressive ;
- (b) une onde progressive de même intensité
et de sens opposé ;

(c) l'onde stationnaire obtenue en super-
posant ces deux ondes dans un interféromètre
de Sagnac.

Puissance transportée dans chaque faisceau :
11,5 mW . Diamètre des faisceaux : 2,2 mm.

La partie centrale des enregistrements
est due aux atomes non défléchis du niveau $F=1$.

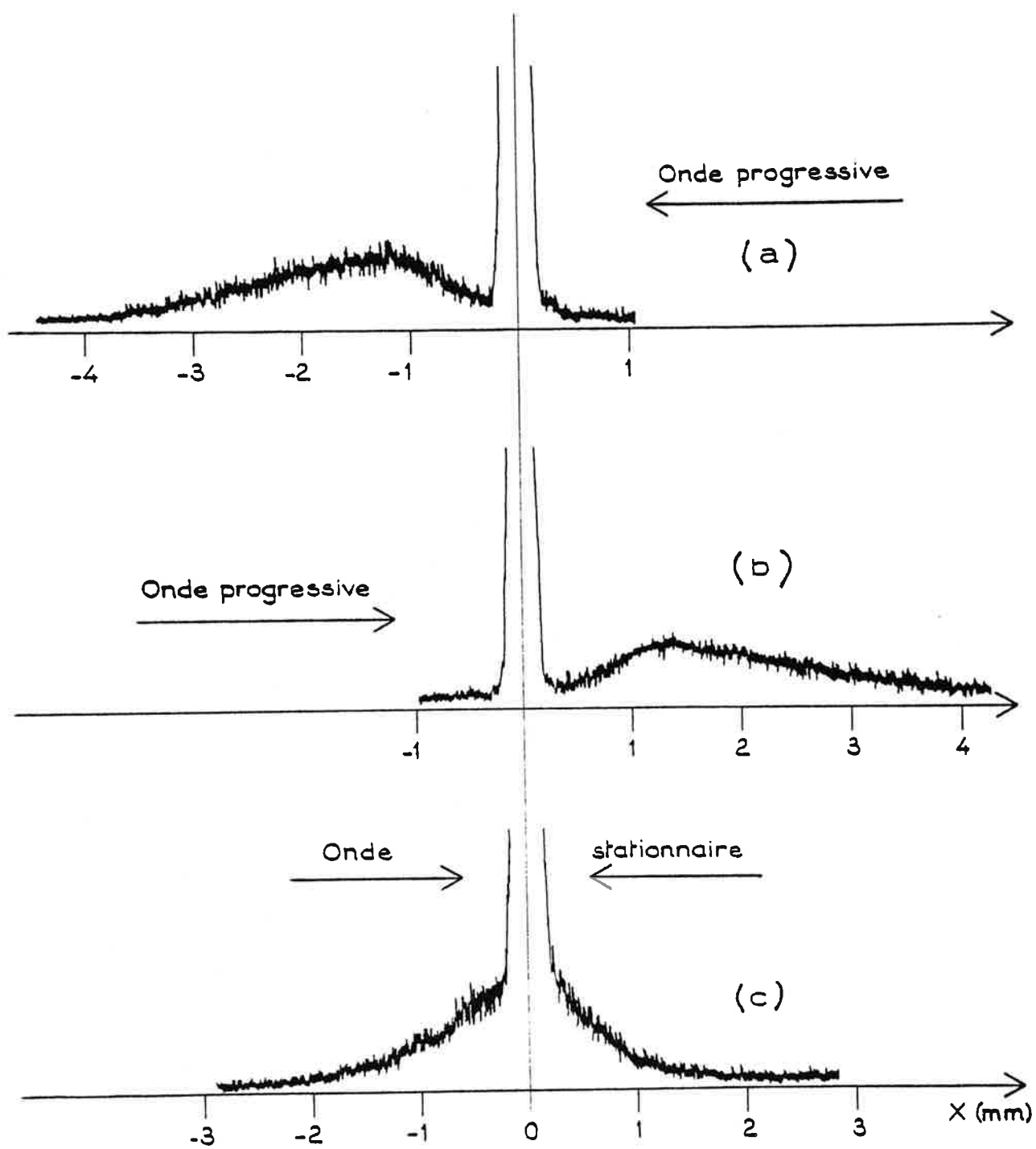


Figure 6-6

On mesure pour la largeur quadratique moyenne du profil obtenu en onde stationnaire (Fig. 6-6-c) :

$$\sqrt{\langle (\Delta x)^2 \rangle_{\text{exp}}} = 1,32 \text{ mm} \quad . \quad (59)$$

En effectuant une moyenne entre les enregistrements (6-6-a) et 6-6-b), on trouve que la valeur moyenne du déplacement observé en onde progressive est :

$$\langle x \rangle = 1,9 \text{ mm} \quad . \quad (60)$$

6-5-4 Evaluation de la fréquence de Rabi.

Au paragraphe 5-6-2 (formules (78) et (86)) , nous avons établi la relation entre la valeur moyenne du déplacement en onde progressive et la fréquence de Rabi :

$$\langle x \rangle = x_0 \frac{\Omega^2/2}{\Omega^2/2 + \Gamma^2/4} \quad . \quad (61)$$

Le paramètre x_0 correspondant à la valeur moyenne du déplacement à la saturation avait été déterminé expérimentalement pour les mêmes conditions de température du jet (donc de vitesse des atomes), mais avec un faisceau laser ayant une section $l' = 2 \text{ mm}$. On avait trouvé alors $x'_0 = 1,74 \text{ mm}$. L'expression théorique de x_0 permet de corriger la valeur numérique de ce paramètre en fonction des conditions expérimentales (paragraphe 5-6-2, formule (87)) :

$$x_0 = \frac{\pi \Gamma k_L L}{2m \alpha^2} l \quad . \quad (62)$$

Pour l'expérience discutée actuellement, nous devons utiliser la valeur moyenne du déplacement à la saturation suivante :

$$x_0 = x'_0 \frac{\ell}{\ell'} \quad . \quad (63)$$

A partir de (61) et (63), nous déduisons l'expression de Ω :

$$\Omega = \Gamma \sqrt{\frac{1}{2 \left(\frac{x'_0 \ell}{\langle x \rangle \ell'} - 1 \right)}} \quad . \quad (64)$$

En y introduisant les valeurs numériques : $x'_0 = 1,74 \text{ mm}$, $\ell' = 2 \text{ mm}$, $\langle x \rangle = 1,9 \text{ mm}$, $\ell = 2,2 \text{ mm}$, nous obtenons pour la valeur de la fréquence de Rabi déduite de l'expérience en onde progressive :

$$\Omega = 515 \text{ MHz} \quad . \quad (65)$$

La valeur de la fréquence de Rabi qui aurait été calculée directement à partir des paramètres expérimentaux $P = 11,5 \text{ mW}$, $\ell = 2,2 \text{ mm}$ (paragraphe 5-6-2, formule (81)) serait :

$$\Omega = 370 \text{ MHz} \quad . \quad (66)$$

6-5-5 Interprétation de la largeur du profil du jet en onde stationnaire.

Dans notre expérience, la vitesse la plus probable des atomes dans le jet était $v = 826 \text{ m/s}$ (température du four $T = 630 \text{ K}$). Le temps d'interaction $t = \ell/v$ avec le faisceau laser (diamètre $\ell = 2,2 \text{ mm}$) était donc de l'ordre de $3 \mu\text{s}$. Par ailleurs, on calcule que la valeur du facteur $\sqrt{\frac{m}{\hbar k_L^2} \Omega}$ est de l'ordre de 80 ns . La condition (50) est ainsi largement remplie. Nous devons donc utiliser l'expression de

l'écart quadratique moyen (53) :

$$\sqrt{\langle(\Delta x)^2\rangle} = L \sqrt{\frac{\hbar \Omega}{m v^2}} \quad (67)$$

En y introduisant la valeur de la fréquence de Rabi (65) établie précédemment (et $L = 0,7 \text{ m}$), nous obtenons :

$$\sqrt{\langle(\Delta x)^2\rangle_{th}} = 1,03 \text{ mm} \quad . \quad (68)$$

La comparaison des valeurs numériques (59) et (68) indique que la valeur calculée est légèrement inférieure à la valeur mesurée. Ce résultat n'est pas surprenant, car nous avons supposé le jet monocinétique. La prise en compte de la distribution des vitesses aurait pour effet d'augmenter la largeur théorique du profil de déflexion. Cependant, il faut rappeler qu'en négligeant l'émission spontanée pour établir l'expression (67), nous avons surestimé cette largeur théorique.

7 - CONCLUSION.

En conclusion, nous allons brièvement rappeler les principaux résultats obtenus dans cette étude, dont nous mentionnerons ensuite quelques prolongements.

Nous nous sommes efforcés de concevoir le montage expérimental de façon à ce que les différents paramètres de l'expérience soient définis aussi bien que possible : état interne et externe du système atomique, caractéristiques du rayonnement laser. En particulier, l'utilisation d'un pompage optique préalable permet de préparer les atomes sous forme d'un système à deux niveaux. Cela rend les conditions expérimentales très proches des hypothèses du modèle théorique. Par ailleurs, grâce à la préparation d'un système à deux niveaux, le processus élémentaire de transfert d'impulsion se répète un grand nombre de fois au cours de la traversée du faisceau laser. Nous avons ainsi montré que le phénomène de pression de radiation résonnante pouvait produire des effets macroscopiques de déflexion d'un jet atomique (déplacement des atomes de plusieurs millimètres).

Nous avons étudié deux aspects du phénomène de pression de radiation résonnante : interaction des atomes avec une onde progressive et avec une onde stationnaire. Avant d'effectuer une analyse théorique de ces deux types d'interaction, nous avons montré qualitativement leur différence de nature physique. Dans le cas de l'onde progressive, ce sont les processus absorption-émission spontanée de photons qui sont efficaces dans le transfert d'impulsion aux atomes. Le taux de répétition de ces processus est limité par la durée de vie radiative de l'état excité. Dans le cas de l'onde stationnaire, c'est l'émission stimulée qui joue le rôle essentiel. Le taux de répétition des processus élémentaires de transfert d'impulsion est alors la fréquence de Rabi qui caractérise l'oscillation cohérente du système à deux niveaux en présence du rayonnement monochromatique. Le phénomène présente néanmoins une saturation après un temps d'interaction relativement court.

Au plan expérimental, nous avons pu relever dans de bonnes conditions de résolution spatiale et de rapport Signal/Bruit la distribution transversale d'un jet atomique de haute collimation, modifiée par l'interaction avec un rayonnement laser continu, quasi-monochromatique, résonnant. Dans le cas de l'onde progressive, le profil du jet atomique est déplacé dans le sens de propagation de l'onde. Nous avons vérifié que la valeur moyenne du déplacement des atomes varie avec l'intensité du rayonnement suivant la loi de saturation prédite par la théorie. Dans le cas de l'onde stationnaire (formée dans un interféromètre de Sagnac), le rayonnement produit un élargissement symétrique du profil du jet atomique. Nous avons effectué une comparaison quantitative entre l'écart quadratique

moyen de la distribution du déplacement observé expérimentalement et établi théoriquement.

Nous nous sommes attachés à la mesure et à l'interprétation des moments les plus bas de la distribution des atomes plutôt qu'à la forme exacte de cette distribution. En effet, dans notre expérience, cette forme est essentiellement influencée par la distribution des vitesses longitudinales dans le jet effusif. Dans la phase suivante, un sélecteur de vitesses mécanique sera interposé entre les deux fentes collimatrices de l'appareil de jet atomique. Il deviendra alors possible d'accéder aux effets fondamentaux, actuellement masqués par la distribution des vitesses, qui contribuent à la forme de la distribution spatiale des atomes. En particulier, dans le cas de d'onde progressive, cela devrait permettre d'étudier la nature de la statistique des photons de fluorescence émis par les atomes au cours de la traversée du faisceau laser, et peut-être de mettre en évidence son caractère sub-Poissonien, prédit par la théorie quantique.

Si le phénomène de pression de radiation mérite une étude fondamentale approfondie, il peut également donner lieu à certaines applications intéressantes. Un ralentissement important des atomes, obtenu à l'aide du phénomène que nous avons étudié en onde progressive, a déjà été démontré aux Etats-Unis. Le refroidissement des atomes est une première étape vers la réalisation à l'aide de champs optiques et statiques de "pièges" permettant de confiner un grand nombre d'atomes neutres. La réalisation de tels pièges repousserait les limites actuelles de la métrologie et de la spectroscopie de très haute précision, et pourrait permettre de tester certains effets fondamentaux de la physique.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] R. Frisch, Z. Physik 86, 42 (1933).
- [2] A. Ashkin, Phys. Rev. Lett. 25, 1321 (1970).
- [3] J. L. Picqué and J. L. Vialle, Opt. Commun. 5, 402 (1972).
- [4] R. Schieder, H. Walther and L. Wöste, Opt. Commun. 5, 337 (1972).
- [5] J. E. Bjorkholm, R. R. Freeman and D. B. Pearson, Phys. Rev. A 23, 491 (1981).
- [6] A. P. Kazantsev, Sov. Phys. JETP 36, 861 (1973).
- [7] A. P. Kazantsev, Sov. Phys. JETP 39, 784 (1974).
- [8] V. S. Letokhov, V. G. Minogin and B. D. Pavlik, Opt. Commun. 19, 72 (1976).
- [9] A. Yu. Pusep, Sov. Phys. JETP 43, 441 (1976).
- [10] E. V. Baklanov and B. Ya. Dubetskii, Opt. Spectrosc. 41, 1 (1976).
- [11] S. Stenholm, Appl. Phys. 15, 287 (1978).
- [12] J. L. Picqué, Phys. Rev. A 19, 1622 (1979).
- [13] R. J. Cook, Phys. Rev. A 22, 1078 (1980).
- [14] L. Mandel, J. Optics (Paris) 10, 51 (1979).
- [15] R. J. Cook, Phys. Rev. A 23, 1243 (1981).
- [16] R. J. Cook, Phys. Rev. Lett. 44, 976 (1979).

- [17] J. Javanainen, Appl. Phys. 21, 263 (1980).
- [18] J. L. Picqué, in Rarefied Gas Dynamics, edited by S. Fischer, 74, 912 (1981).
- [19] E. Arimondo, H. Lew and T. Oka, Phys. Rev. Lett. 43, 753 (1979).
- [20] A. P. Kazantsev and G. I. Surdutovich, JETP Lett. 21, 158 (1975).
- [21] G. A. Delone, V. A. Grinchuk, A. P. Kazantsev and G. I. Surdutovich, Opt. Commun. 25, 399 (1978).
- [22] V. G. Minogin and O. T. Serimaa, Opt. Commun. 30, 373 (1979).
- [23] A. P. Botin and A. P. Kazantsev, Sov. Phys. JETP 41, 1038 (1975).
- [24] S. Stenholm and J. Javanainen, Appl. Phys. 16, 159 (1978).
- [25] S. Stenholm, V. G. Minogin and V. S. Letokhov, Opt. Commun. 25, 107 (1978).
- [26] R. J. Cook and A. F. Bernhardt, Phys. Rev. A 18, 2533 (1978).
- [27] A. F. Bernhardt and B. W. Shore, Phys. Rev. A 23, 1290 (1981).
- [28] E. Arimondo, A. Bambini and S. Stenholm, Phys. Rev. A 24, 98 (1981).
- [29] A. P. Kazantsev, G. I. Surdutovich and V. P. Yakolev, Appl. Phys. 25, 165 (1981).
- [30] E. Arimondo, A. Bambini and S. Stenholm, Opt. Commun. 37, 103 (1981).
- [31] I. Nebenzahl and A. Szöke, Appl. Phys. Lett. 25, 327 (1974).
- [32] H. Friedman and A. D. Wilson, Appl. Phys. Lett. 28, 270 (1976).
- [33] R. J. Cook, Opt. Commun. 32, 235 (1980).
- [34] G. A. Askar'yan, Sov. Phys. JETP 15, 1088 (1962).
- [35] A. P. Kazantsev, Sov. Phys. JETP 39, 784 (1975).
- [36] A. P. Kazantsev, Sov. Phys. JETP 40, 825 (1975).
- [37] J. E. Bjorkholm, R. R. Freeman, A. Ashkin and D. B. Pearson, Phys. Rev. Lett. 41, 1361 (1978).

- [38] D. B. Pearson, R. R. Freeman, J. E. Bjorkholm and A. Ashkin, Appl. Phys. Lett. 36, 99 (1980).
- [39] J. E. Bjorkholm, R. R. Freeman, A. Ashkin and D. B. Pearson, Opt. Lett. 5, 111 (1980).
- [40] P. Jacquinot, S. Liberman, J. L. Picqué and J. Pinard, Opt. Commun. 8, 163 (1973).
- [41] A. F. Bernhardt, D. E. Duerre, J. R. Simpson and L. L. Wood, Opt. Commun. 16, 166 (1976).
- [42] A. F. Bernhardt, D. E. Duerre, J. R. Simpson and L. L. Wood, Appl. Phys. Lett. 25, 617 (1974).
- [43] A. F. Bernhardt, Appl. Phys. 9, 19 (1974).
- [44] A. F. Bernhardt, D. E. Duerre, J. R. Simpson and L. L. Wood, Opt. Commun. 16, 169 (1976).
- [45] T. W. Hänsch and A. L. Schawlow, Opt. Commun. 13, 68 (1975).
- [46] I. V. Krasnov and N. Ya. Shaparev, Sov. J. Quantum Electron. 17, 100 (1977).
- [47] I. V. Krasnov and N. Ya. Shaparev, Opt. Commun. 27, 239 (1978).
- [48] J. Javanainen and S. Stenholm, Appl. Phys. 21, 163 (1980).
- [49] D. J. Wineland and W. M. Itano, Phys. Rev. A 20, 1521 (1979).
- [50] V. G. Minogin, Sov. Phys. JETP 52, 1032 (1980).
- [51] V. G. Minogin, Opt. Commun. 34, 265 (1980).
- [52] T. V. Zueva, V. S. Letokhov and V. G. Minogin, Sov. Phys. JETP 54, 38 (1981).
- [53] V. I. Balykin, V. S. Letokhov and V. I. Mishin, JETP Lett. 29, 560 (1979).
- [54] V. I. Balykin, V. S. Letokhov and V. I. Mishin, Sov. Phys. JETP 51, 692 (1980).

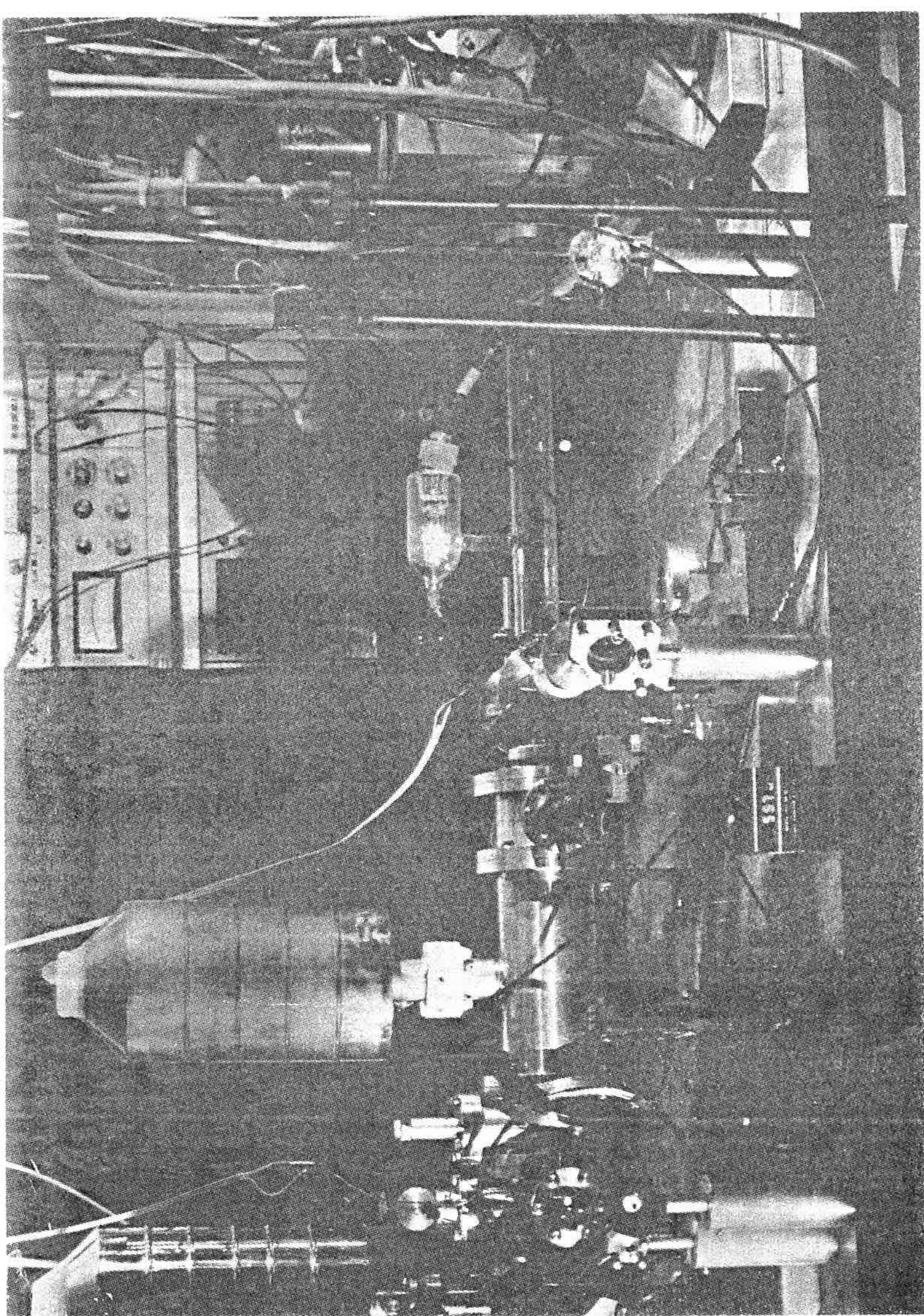
- [55] V. I. Balykin, V. S. Letokhov and V. G. Minogin, *Sov. Phys. JETP* 53, 919 (1981).
- [56] W. D. Phillips and H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* 48, 596 (1982).
- [57] V. S. Letokhov and B. D. Pavlik, *Appl. Phys.* 9, 229 (1976).
- [58] A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.* 40, 729 (1978).
- [59] V. S. Letokhov and V. G. Minogin, *Appl. Phys.* 17, 99 (1978).
- [60] V. S. Letokhov, *Comments Atom. Mol. Phys.* 6, 119 (1977).
- [61] A. Ashkin and J. P. Gordon, *Opt. Lett.* 4, 161 (1979).
- [62] J. P. Gordon and A. Ashkin, *Phys. Rev. A* 21, 1606 (1980).
- [63] V. S. Letokhov and V. G. Minogin, *Opt. Commun.* 35, 199 (1980).
- [64] R. J. Cook, *Phys. Rev. Lett.* 41, 1788 (1978).
- [65] R. J. Cook, *Phys. Rev. A* 20, 224 (1979).
- [66] R. J. Cook, *Phys. Rev. A* 21, 268 (1980).
- [67] A. P. Kazantsev, *Sov. Phys. Usp.* 21, 58 (1978).
- [68] R. J. Cook, *Comments Atom. Mol. Phys.* 10, 267 (1981).
- [69] J. E. Bjorkholm and R. R. Freeman, *Comments Atom. Mol. Phys.* 10, 31 (1980).
- [70] N. F. Ramsey, "Molecular Beams", Clarendon Press, Oxford (1956).
- [71] E. Arimondo, M. Inguscio and P. Violino, *Rev. Mod. Phys.* 49, 31 (1977).
- [72] J. L. Picqué, Thèse d'Etat, Université Paris-Sud, Orsay (1977).
- [73] R. P. Feynman, R. B. Leighton and M. Sands, "The Feynman Lectures on Physics", Vol. 2, Addison-Wesley, Reading (1966).
- [74] H. J. Kimble and L. Mandel, *Phys. Rev. A* 15, 689 (1977).
- [75] L. Mandel, *Opt. Lett.* 4, 205 (1979).
- [76] R. J. Cook, *Opt. Commun.* 35, 347 (1980).

- [77] C. V. Rahman and N. S. Nath, Proc. Indian Acad. Sci. 2, 406 (1936).
- [78] A. Kastler, Appl. Opt. 1, 17 (1962).
- [79] G. Sagnac, C. R. Acad. Sci. 150, 1676 (1910) ; 157, 1410 (1913).

Photographie C :

Vue de la partie arrière de l'appareil
de jet atomique.

On distingue de droite à gauche : la
zone détecteur, la zone de vol libre, la
zone d'interaction , la zone de collima-
tion, la zone de pompage optique.



RESUME :

Cette thèse a pour objet l'étude du phénomène de pression de radiation résonnante. Les échanges d'impulsion entre photons et atomes sont détectés avec sensibilité dans une expérience de déflexion d'un jet atomique très collimaté, éclairé transversalement par un rayonnement laser résonnant. Les conditions expérimentales sont choisies de façon à se rapprocher des hypothèses du problème traité par la théorie. En particulier, les atomes de sodium sont préparés préalablement par pompage optique sous forme d'un système à deux niveaux. Cela a permis d'observer des déplacements transversaux des atomes au niveau du détecteur de plusieurs millimètres.

Deux cas ont été étudiés expérimentalement. Dans le cas de l'onde progressive, les atomes sont défléchis grâce aux processus absorption-émission spontanée. La valeur moyenne de la distribution spatiale des atomes modifiée par le rayonnement varie avec l'intensité laser suivant la loi de saturation prévue par la théorie. Dans le cas de l'onde stationnaire, c'est l'émission stimulée qui joue le rôle prédominant. La distribution des atomes est cette fois symétrique ; sa largeur se trouve en bon accord avec la largeur théorique.

MOTS CLES :

Pression de radiation, Impulsion du photon, Photo-déflexion des atomes, Jet atomique, Laser accordable.