

ORSAY
n° d'ordre :

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

Pour obtenir

Le titre de DOCTEUR 3ème cycle

Spécialité : Physique Atomique et Moléculaire

PAR

 Monsieur Jean-Marie SAINT-JALM

SUJET : SPECTROSCOPIE LASER COLINEAIRE SUR FAISCEAU D'ATOMES
RAPIDES.
EFFETS LIES AU POMPAGE OPTIQUE ET A LA PRECESSION
DE LARMOR.

soutenue le 29 Mai 1984 devant la Commission d'examen

MM. R. J. CHAMPEAU Président

 H. T. DUONG

 S. LIBERMAN

 R. NEUGART

 J. L. VIALLE

Abstract :

We present in this thesis a new method of optical resonances detection when a fast atomic beam is excited collinearly. Traditional experiments of which detection uses the observation of laser induced fluorescence have a reduced sensibility when the optical pumping occurs. We propose to take advantage of the optical pumping by using a second collinear laser beam to detect the resonances. A gain in fluorescence signal is achieved. The effects of the lasers power and polarization on line shapes are discussed.

We propose also two methods for nuclear spin determination in collinear laser spectroscopy.

In the first one, the atomic magnetic moments are aligned by optical pumping process, then they interact with a static magnetic field H_0 . The magnetic alignment of the atomic system just at the exit of the magnetic field is monitored by the laser induced fluorescence. Upon varying the amplitude of H_0 , the fluorescence signal presents a fringed structure. This structure is due to the Larmor precession of the aligned magnetic moments around \vec{H}_0 and therefore is a signature of the nuclear spin. An analytical and numerical study is developed.

The second method is the classical magnetic resonance technique. The monocinetic character of the fast atomic beam allows us to observe even at high r.f. power, resonances lines in agreement with the Majorana formula.

TABLE DES MATIERES

<u>CHAPITRE I : PRINCIPE DE L'EXPERIENCE ET</u> <u>RAPPELS THEORIQUES</u>	5
<u>INTRODUCTION</u>	5
<u>I.A. GENERALITES SUR LA SPECTROSCOPIE COLINEAIRE</u>	5
I.A.α. PHENOMENE DE REDUCTION DE LA DISPERSION DES VITESSES DANS UN JET D'IONS RAPIDES.....	5
1) Distribution des vitesses des ions d'un jet thermique.....	6
2) Réduction de l'écart quadratique moyen pour un jet accéléré.....	6
I.A.β. TRANSFORMATION D'UN JET D'IONS RAPIDES EN JET D'ATOMES RAPIDES.....	8
1) Principe.....	8
2) Rendements attendus.....	8
I.A.γ. LARGEURS DE RAIES ESCOMPTEES.....	9
1) Divergence résiduelle du jet d'ions.....	9
2) Divergence induite au cours de la neutralisation.....	11
3) Effet de l'absorption-émission spontanée sur la dispersion des vitesses longitudinales.....	15
4) Elargissement résultant.....	17
5) Comparaison avec la spectroscopie en excitation perpendiculaire.....	17
<u>I.B. LES STRUCTURES ETUDIEES</u>	19
I.B.α. STRUCTURE HYPERFINE ET TRANSITIONS ETUDIEES.....	19
1) Rappels sur la structure hyperfine.....	19
2) Transitions étudiées, structures hyperfines des raies D_1 et D_2 du sodium.....	21
I.B.β. NIVEAUX D'ENERGIE DU FONDAMENTAL DANS UN CHAMP MAGNE- TIQUE STATIQUE HOMOGENE.....	23

I.C. <u>PRINCIPE DE LA SPECTROSCOPIE COLINEAIRE A DEUX LASERS</u> ..	26
I.C.α. LIMITATIONS DUES AUX POMPAGES OPTIQUES DE LA SPECTROSCOPIE COLINEAIRE PAR OBSERVATION DE LA FLUORESCENCE.....	26
1) Pompage optique.....	26
2) Vitesse de pompage.....	26
3) Détection de la fluorescence émise par un jet d'atomes rapides.....	27
I.C.β. UTILISATION DU POMPAGE OPTIQUE HYPERFIN GRACE A UN SECOND LASER COLINEAIRE.....	28

CHAPITRE II : EFFET D'UN CHAMP MAGNETIQUE STATIQUE
ETUDE THEORIQUE ET NUMERIQUE ; CAS
DE LA TRANSITION $F=1 \rightarrow F'=1$ 31

<u>INTRODUCTION</u>	31
II.A. <u>POSITION DU PROBLEME</u>	32
1) SCHEMA DES NIVEAUX MIS EN JEU.....	32
2) REPRESENTATION DU SYSTEME ATOMIQUE.....	33
3) REPRESENTATION DE L'ONDE LUMINEUSE, CHOIX DE L'AXE DE QUANTIFICATION.....	33
II.B. <u>EQUATIONS DU SYSTEME</u>	35
II.C. <u>RESOLUTION ET REMARQUES</u>	40
II.D. <u>EFFET D'UN CHAMP MAGNETIQUE STATIQUE "FAIBLE" AGISSANT SUR TOUTE LA LONGUEUR D'INTERACTION DU JET D'ATOMES AVEC LA LUMIERE</u>	43

CHAPITRE III : LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL..... 45

<u>INTRODUCTION</u>	45
III.A. <u>L'ENCEINTE</u>	49
III.A.α. DESCRIPTION GENERALE.....	49
III.A.β. LA PREMIERE CHAMBRE, LE FOUR, L'IONISATION, LA DEFLEXION.....	51
1) Le four et l'ioniseur.....	51
2) Extractrice, optique électrostatique, déflexion....	53

III.A.δ.	LA SECONDE CHAMBRE : LA CELLULE D'ECHANGE DE CHARGE...	55
1)	La cellule d'échange de charge.....	55
2)	Rendements attendus.....	57
III.A.γ.	LA TROISIEME CHAMBRE, ZONE DE DETECTION.....	59
III.A.ε.	MESURE DE L'INTENSITE DU JET, FORME ET POSITION DES FAISCEAUX ATOMIQUE OU IONIQUE, DES FAISCEAUX LASER ; REGLAGES.....	62
III.B.	<u>LES LASERS</u>	64
III.C.	<u>MODIFICATIONS APORTEES POUR LES EXPERIENCES EN PRESEN- CE DE CHAMP MAGNETIQUE</u>	68
III.C.α.	CAS D'UN CHAMP MAGNETIQUE STATIQUE SEUL.....	68
III.C.β.	CAS DES EXPERIENCES DE RESONANCE MAGNETIQUE.....	68
	 <u>CHAPITRE IV : SPECTROSCOPIE COLINEAIRE A HAUTE RESOLUTION</u>	69
	 <u>INTRODUCTION</u>	69
IV.A.	<u>EXCITATION A UN LASER</u>	70
IV.A.α.	CONSIDERATIONS SIMPLES SUR LES SYSTEMES A 3 NIVEAUX, SPECIFICITE DE L'EXCITATION COLINEAIRE.....	70
1)	Excitation perpendiculaire d'un jet atomique.....	70
2)	Excitation colinéaire.....	73
IV.A.β.	SPECTRES A HAUTE RESOLUTION DES RAIES D ₁ ET D ₂ du ²³ Na	75
IV.A.γ.	OPTIMISATION ET EFFET PARASITE.....	81
1)	Influence de l'intensité du jet.....	81
2)	Effet du champ magnétique statique (champ magnéti- que terrestre).....	83
IV.A.δ.	EFFETS DE PUISSANCE ET DE POMPAGE OPTIQUE HYPERFIN.....	83
1)	Raie D ₁	83
2)	Composantes "rouges" de la raie D ₂	95
IV.B.	<u>EXCITATION A DEUX LASERS</u>	95
IV.B.α.	DESCRIPTION GENERALE.....	95
IV.B.β.	SPECTRE EN SPECTROSCOPIE COLINEAIRE A DEUX LASERS ; EFFETS DE PUISSANCE ET DE POLARISATION.....	95

1) Raie D_1	95
a) "Composantes bleues" de la raie D_1 ; élargissements.....	97
b) "composantes rouges" de la raie D_1 ; élargissements.....	99
c) Effets de la polarisation respective des deux lasers.....	103
2) Raie D_2	104
a) "Composantes bleues".....	106
b) "composantes rouges".....	106
<u>IV.C. COMPARAISON DES DEUX METHODES</u>	106
<u>IV.D. PREMIERE EXPERIENCE "EN LIGNE" AU C.E.R.N.</u>	108
IV.D.α. PRINCIPE DE L'APPAREILLAGE DU GROUPE DE MAYENCE.....	108
IV.D.β. RESULTATS.....	111
<u>CONCLUSION</u>	115

CHAPITRE V : EFFETS D'UN CHAMP MAGNETIQUE STATIQUE
OU OSCILLANT EN SPECTROSCOPIE COLINEAIRE.
DETERMINATION DE SPINS ET MOMENTS MAGNETIQUES NUCLEAIRES

<u>INTRODUCTION</u>	117
<u>V.A. ACTION D'UN CHAMP MAGNETIQUE STATIQUE</u>	119
V.A.α. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET PRINCIPE DE L'EXPERIENCE...	119
1) Le dispositif.....	119
2) Le principe.....	119
V.A.β. LES RESULTATS, PREMIERE INTERPRETATION.....	125
1) Les courbes enregistrées.....	125
2) Première interprétation.....	127
V.A.γ. INTERPRETATION DES COURBES A PARTIR D'UN MODELE SIMPLIFIE.....	129
1) Présentation du modèle.....	129
2) Cas de la transition ($F=1 \rightarrow F'=1$) raie D_1	131
3) Cas de la transition ($F=2 \rightarrow F'=1$) raie D_1	135
4) Interprétation en termes de cohérences.....	137
5) Limites du modèle simplifié.....	139

V.A.δ. PRECISIONS APORTEES PAR UN CALCUL NUMERIQUE POUR LA TRANSITION ($F=1 \rightarrow F'=1$).....	139
1) Calcul rigoureux.....	139
2) Résolution par itération pour de faibles puissances lumineuses.....	143
a) Calcul pour la zone I.....	143
b) Calcul pour la zone II.....	143
c) Calcul pour la zone III.....	145
d) Le résultat.....	145
V.A.ε. MESURE DE SPIN ET DE MOMENT MAGNETIQUE NUCLEAIRE.....	148
1) Méthode.....	148
2) Détermination de la constante de structure hyperfine.....	149
3) Conclusion et applications.....	150
V.B. <u>EXPERIENCES DE RESONANCE MAGNETIQUE</u>	151
V.B.α. RAPPELS SUR LA RESONANCE MAGNETIQUE.....	151
1) Généralités.....	151
2) Cas d'un spin 1/2.....	153
3) Spin 1/2, cas d'un jet atomique thermique.....	153
4) Cas des spins plus grands que 1/2.....	155
V.B.β. EXPERIENCE ET RESULTATS.....	158
1) Rappel du principe de l'expérience.....	158
2) Résultats et discussion.....	158
<u>CONCLUSION</u>	161
<u>APPENDICE I</u>	163
<u>APPENDICE II</u>	167
<u>APPENDICE III</u>	171
<u>APPENDICE IV</u>	173
<u>REFERENCES</u>	177

I N T R O D U C T I O N

Dès les premières années de la physique nucléaire, les physiciens se sont intéressés aux informations qu'ils pouvaient tirer des spectres obtenus en physique atomique. La structure hyperfine des niveaux d'énergie des électrons, ainsi que le déplacement isotopique ont permis, pour de nombreux isotopes stables, la détermination de paramètres nucléaires, tels que le spin nucléaire, le moment magnétique nucléaire, le moment quadropolaire électrique, la variation isotopique du rayon de charge des noyaux ... Toutes ces données ont fourni les bases des interprétations nucléaires actuelles : modèle en couche, forme et taille des noyaux.

Les techniques expérimentales classiques ont connu ces vingt dernières années des améliorations considérables. C'est ainsi que durant les années 60, de nombreux isotopes radioactifs ont été étudiés grâce aux expériences de spectroscopie radio-fréquence. Les dix dernières années ont vu l'avènement des lasers à colorants accordables ce qui a accru la résolution de la spectroscopie optique de plusieurs ordres de grandeur. En parallèle, les grands instruments de la physique nucléaire se sont imposés. En bombardant des cibles choisies avec des particules accélérées chargées, on produit un grand nombre d'isotopes instables même ceux situés loin de la vallée de stabilité. (Par exemple au CERN à Genève).

Tous ces perfectionnements ont donné accès à l'étude de longues séries d'isotopes de nombreux éléments, le nombre de neutrons pouvant varier continuellement, parfois jusqu'à 30 unités.

Plusieurs types d'expériences ont alors été entrepris, dans le cadre de la spectroscopie par radiation monochromatique accordable (S.R.M.A.). Toutes visaient à élaborer des méthodes de détection de grande sensibilité, puisque les isotopes situés loin de la vallée de stabilité sont souvent produits en petite quantité. On peut scinder ces travaux en deux groupes : [16][50]. Les méthodes de détection non optique et les méthodes de détection optique. Dans chaque groupe, on peut distinguer les

expériences où l'élargissement Doppler est important de celles où il est négligeable. Ces dernières sont de plus en plus employées car elles donnent des spectres à haute résolution bien qu'elles nécessitent de travailler sur un plus grand nombre d'atomes.

Pour les expériences qui utilisent des méthodes de *détection non optique*, on peut citer la méthode β RADOP, avec effet Doppler (Radio active Detection of Optical Pumping) qui utilise l'assymétrie spatiale du rayonnement β émis par un atome radioactif (mais cette méthode est inapplicable aux isotopes pour lesquels $I = 0$). Des expériences de ce type ont été effectuées par des groupes de recherche allemands (Heidelberg, Mayence) sur le mercure [8]. Une autre méthode fructueuse est la détection du pompage optique par un champ magnétique inhomogène sur un jet atomique (méthode sans effet Doppler). Elle a fourni aux chercheurs d'Orsay (Laboratoire Aimé Cotton et Laboratoire René Bernas) une moisson de résultats sur de nombreux alcalins [1][2][3][4][5].

D'autres méthodes, au contraire, utilisent la *détection de la fluorescence*. Le cas du mercure pour lequel les effets hyperfins sont plus grands que l'élargissement Doppler à pu être étudié en cellule, pour les isotopes pairs [6]. Mais les méthodes sans élargissement Doppler ont vite été jugées plus prometteuses. Elles opèrent soit sur un jet atomique thermique par excitation perpendiculaire (cas du barium [7]), soit par excitation colinéaire sur un jet atomique rapide. Cette dernière, proposée en premier par S.L. Kaufmann [10], fut développée à Mayence [22], pour des essais sur le césium, le sodium et le rubidium. Très vite, elle suscita un intérêt particulier. En effet, elle utilise astucieusement le phénomène de regroupement de la dispersion des vitesses d'un jet accéléré *directement utilisable* en sortie d'un séparateur de masse, comme ISOLDE au CERN.

C'est dans cette perspective que nous avons construit au Laboratoire, un dispositif permettant de travailler sur un jet d'atomes rapides. En effet, jusqu'à présent, les expériences de spectroscopie colinéaire n'ont utilisé que la détection par fluorescence. Nous avons voulu dans un premier temps montrer qu'il était possible d'améliorer la résolution et la sensibilité de cette méthode. A plus long terme, ces expériences doivent servir de repère pour la comparaison avec d'autres méthodes de

détection, non optiques, telles que la détection par ionisation par champ, ou la détection par échange de charge inverse après interaction avec la lumière dans le cas des gaz rares.

Le travail exposé dans ce mémoire ne concerne que la partie ayant trait aux améliorations que l'on peut envisager à la détection par fluorescence sur jet d'atomes rapides. Dans un premier chapitre consacré aux avantages mais aussi aux limitations de la spectroscopie colinéaire classique, nous montrerons qu'il est possible d'espérer s'affranchir de ces dernières dans un nouveau type d'expérience. Il nous a paru judicieux dans un second chapitre d'effectuer un calcul numérique rigoureux pour évaluer les effets d'un champ magnétique, même faible, sur le signal de fluorescence dans le cas d'une transition hyperfine du sodium. Le troisième chapitre présentera le dispositif expérimental tandis que le quatrième sera consacré à l'aspect comparatif de la spectroscopie colinéaire classique avec les nouvelles expériences que nous proposons. Enfin, le cinquième chapitre détaillera les effets d'un champ magnétique statique où oscillant sur un système atomique préalablement préparé dans un état déterminé. Dans chaque cas, une analyse théorique, analytique, mais aussi numérique montrera que la physique des phénomènes observés est parfaitement comprise.

* *
*

CHAPITRE I

PRINCIPE DE L'EXPERIENCE ET RAPPELS THEORIQUES

INTRODUCTION

Dans ce premier chapitre, nous allons rappeler quels sont les avantages de la spectroscopie colinéaire (paragraphe I.A), principalement énoncés par S.L. KAUFMAN en 1976 [10]. Nous donnerons des estimations de largeurs de raies à partir de considérations simples sur les principaux phénomènes qui interviennent dans la réalisation d'un jet atomique rapide.

Après un bref rappel sur la structure hyperfine nous parlerons de la structure des niveaux $3^2S_{1/2}$, $3^2P_{1/2,3/2}$ du sodium, ainsi que leur comportement en présence d'un champ magnétique statique homogène (paragraphe I.B).

Enfin, dans un dernier paragraphe (I.C), nous examinerons les limitations de la spectroscopie colinéaire à un seul laser, dues au pompage optique hyperfin. Une nouvelle méthode, utilisant deux lasers colinéaires sera alors exposée. Cette dernière, en permettant de s'affranchir des effets de pompages optiques devrait se traduire par une amélioration de la sensibilité et de la résolution par rapport aux expériences classiques utilisant un seul laser.

I.A. GENERALITES SUR LA SPECTROSCOPIE COLINEAIRE

I.A.α. PHENOMENE DE REDUCTION DE LA DISPERSION DES VITESSES DANS UN JET D'IONS RAPIDES

L'un des attraits de la spectroscopie colinéaire sur jet accéléré est contenu dans le phénomène de "velocity-bunching" ou phénomène de regroupement de la dispersion des vitesses : [10]

1) Distribution des vitesses des ions d'un jet thermique

Soit $F(V)dV$ le nombre d'ions du jet qui ont une vitesse comprise entre V et $V + dV$, dans la direction de propagation. A partir d'une distribution des vitesses maxwelliennes pour les ions contenus dans le four, et avant toute accélération, on peut montrer que pour le jet $F(V)$ s'écrit : [9]

$$F(V) = \frac{2V^3}{\alpha^4} e^{-\frac{V^2}{\alpha^2}} \quad (\text{I.A}\alpha.1)$$

$$\text{avec } \int_0^{\infty} F(V) dV = 1$$

T = température à la sortie du four

m = masse de l'atome

$$\alpha = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

k = constante de Boltzmann

A.N. Pour le sodium 23, avec $T = 1500$ K, on a $\alpha = 1,04 \cdot 10^3$ m/s.

La valeur moyenne de la vitesse étant :

$$\langle V \rangle = \int_0^{\infty} V F(V) dV = \frac{3\sqrt{\pi}}{4} \alpha \approx 1,33 \alpha \quad (\text{I.A}\alpha.2)$$

et l'écart quadratique moyen EQM_1 :

$$EQM_1 = \left[\int_0^{\infty} (V - \bar{V})^2 e^{-\frac{V^2}{\alpha^2}} dV \right]^{1/2} = \frac{\sqrt{23}}{4} \alpha \approx 1,2 \alpha \quad (\text{I.A}\alpha.3)$$

2) Réduction de l'écart quadratique moyen pour un jet accéléré

Si l'on applique dans la direction du jet sur une distance L , une différence de potentiel u , ayant pour effet d'accélérer en bloc tous les ions (mono-chargés), on obtient pour une particule l'énergie :

$$E = \frac{1}{2} mV^2 + eu \quad (\text{I.A}\alpha.4)$$

où le premier terme représente l'énergie cinétique de l'ion dans le jet thermique et le second l'énergie acquise au cours de l'accélération ($eu = \frac{1}{2} mV_{acc}^2$).

On a donc pour l'ion la vitesse finale V_F :

$$V_F = (V^2 + V_{acc}^2)^{1/2} \approx V_{acc} + \frac{1}{2} \frac{V^2}{V_{acc}} \quad (\text{I.A}\alpha.5)$$

car $V_{acc} \gg V$ si u est assez grand.

On trouvera alors la valeur moyenne de la vitesse $\langle V_F \rangle$:

$$\langle V_F \rangle = \int_0^{\infty} \left(V_{acc} + \frac{V^2}{2V_{acc}} \right) F(V) dV = V_{acc} + \frac{\alpha^2}{V_{acc}} \quad (\text{I.A}\alpha.6)$$

et l'écart quadratique moyen EQM_2 :

$$EQM_2 = \left[\int_0^{\infty} \left(V_{acc} + \frac{V^2}{2V_{acc}} - \langle V_F \rangle \right)^2 F(V) dV \right]^{1/2} = \sqrt{2} \frac{\alpha^2}{V_a} \quad (\text{I.A}\alpha.7)$$

En tenant compte de (I.A α .3) on obtient :

$$\frac{EQM_2}{EQM_1} \approx 1,18 \frac{\alpha}{V_a} \approx 1,18 \sqrt{\frac{kT}{eu}} = R \quad (\text{I.A}\alpha.8)$$

On constate donc que la dispersion des vitesses a été réduite au cours de l'accélération d'un facteur R .

A.N. Pour une température $T = 1500 \text{ K}$

une différence de potentiel $u = 5 \text{ kV}$

$$R \approx 6.10^{-3}$$

On peut donner une explication simple du phénomène de réduction de la dispersion des vitesses : les ions initialement les plus rapides passent dans le champ électrostatique accélérateur moins de temps que ceux qui étaient au départ les plus lents. De par ce fait les premiers y gagnent moins de vitesse que les seconds.

La conséquence principale de ce phénomène est de donner une largeur Doppler dans la direction de propagation :

$$\Delta v_o = v_o \frac{\Delta V}{c} = v_o \frac{\alpha}{c} R \quad (\text{I.A}\alpha.9)$$

où v_o est la fréquence de la raie étudiée.

A.N. Pour le sodium 23 sur la raie $D_1 = 5896 \text{ \AA}$

$$\Delta v_o = 10,58 \text{ MHz}$$

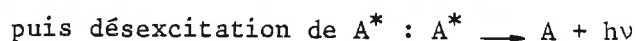
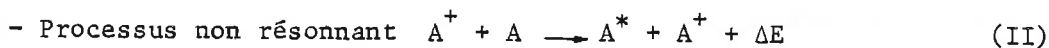
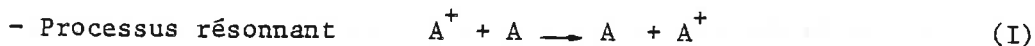
I.A.β. TRANSFORMATION D'UN JET D'IONS RAPIDES OU JET D'ATOMES
RAPIDES

1) Principe

La neutralisation du jet d'ions rapides s'effectue dans une cellule dite d'échange de charge (de géométrie et fonctionnement précisés dans le chapitre III, paragraphe III.A.δ).

Une vapeur atomique sous une pression p à une température T se trouve confinée dans la partie centrale de cette cellule. Les ions constituant le jet peuvent par interaction avec les atomes de la vapeur capter un électron, avec une probabilité proportionnelle à la section efficace d'échange de charge correspondante.

Deux phénomènes d'échange de charge peuvent principalement se produire dans le cas où les ions du jet et les atomes de la vapeur sont constitués d'éléments de mêmes espèces (par exemple Na^+ et Na) notés A^+ et A .



où A^* est un état excité de l'atome et ΔE est la différence d'énergie entre l'état fondamental et l'état excité.

Bien entendu le processus (I) est prépondérant [11][40]. Cependant le processus (II) loin d'être négligeable (environ 6 % pour nos expériences) donnera sur nos enregistrements des raies parasites : en effet le processus d'échange de charge non résonnant absorbe une énergie ΔE qui est fournie par l'énergie cinétique de la particule rapide. En spectroscopie colinéaire, ceci se traduira par un décalage Doppler différent de celui correspondant au processus résonnant.

2) Rendements attendus

Comme nous allons le voir au paragraphe suivant (I.Aγ) le rayon correspondant à la section efficace totale d'échange de charge pour les

alcalins est bien supérieur au rayon atomique. Ceci a pour conséquence que la neutralisation du jet s'effectue sans changement dans la distribution de l'espace des phases. Cela revient à dire que le jet atomique garde les mêmes "qualités" que le jet ionique.

D'autre part, l'efficacité de la neutralisation est fonction de la pression de la vapeur à l'intérieur de la cellule d'échange de charge : en effet, à trop faible pression la probabilité de collision est médiocre ; inversement, à trop forte pression la probabilité de collisions multiples devient trop importante. On montre qu'une pression optimale est de l'ordre de $3 \cdot 10^{-3}$ Torr pour laquelle la conversion est voisine de 50 % (voir chapitre III).

I.A.γ. LARGEURS DE RAIES ESCOMPTEES

On peut discuter les différents facteurs qui influenceront les largeurs des raies dans la spectroscopie colinéaire sur jet d'atomes rapides [10].

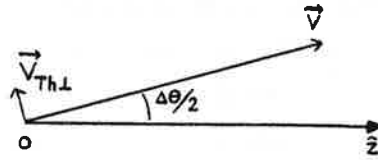
Outre la largeur naturelle de la transition étudiée et la largeur Doppler longitudinale (I.A.9), on pourra distinguer des élargissements dûs :

- . à la divergence résiduelle du jet d'ion avant la neutralisation
- . à la divergence induite par les collisions et l'échange de charge au cours de la neutralisation
- . à l'effet d'absorption-émission de photons tout au long de la zone d'interaction de la lumière avec le jet.

Dans chaque cas, on donnera une application numérique pour le sodium qui mettra en valeur le gain obtenu par rapport à une excitation perpendiculaire sur jet rapide.

1) Divergence résiduelle du jet d'ions

Soit un jet présentant une divergence angulaire $\frac{\Delta\theta}{2}$



Entre un atome qui a une vitesse \vec{V}_a le long de l'axe (O, \vec{z}) et un dont la direction de la vitesse fait un angle $\frac{\Delta\theta}{2}$ avec le précédent, on a l'écart :

$$\Delta V_1 = v_a \left(1 - \cos \frac{\Delta\theta}{2} \right) \approx v_a \frac{\Delta\theta^2}{4} \text{ car } \Delta\theta \text{ est supposé petit (I.A}\gamma\text{.1)}$$

la largeur introduite sera donc :

$$\Delta v_1 = v_o \frac{\Delta V_1}{c}$$

En tenant compte de (I.A α .8) et (I.A γ .1) on aboutit à :

$$\Delta v_1 \approx 1,18 v_o \left(\frac{\alpha}{c} \right) \frac{\Delta\theta^2}{4R}$$

A.N. Pour le sodium 23, raie D_1 avec $\Delta\theta = 5.10^{-3}$ radians

$$\Delta v_1 \approx 2,17 \text{ MHz}$$

D'autre part, il faut tenir compte de la composante de la vitesse thermique perpendiculaire à la direction d'accélération, qui se projette selon \vec{Oz} en :

$$\vec{V}_{ThL} \cdot \vec{Oz} = 1,33 \alpha \sin \frac{\Delta\theta}{2} \sim 1,33 \alpha \frac{\Delta\theta}{2} \quad (\text{I.A}\gamma\text{.2})$$

Si de plus, on tient compte des vitesses qui se projettent selon les directions positives et négatives de \vec{Oz} , on a :

$$\Delta V_{ThL} = 2 \vec{V}_{ThL} \cdot \vec{Oz} = 1,33 \alpha \Delta\theta \quad (\text{I.A}\gamma\text{.3})$$

D'où l'élargissement :

$$\Delta v_2 = \omega_o \frac{\alpha}{c} 1,33 \Delta\theta \quad (\text{I.A}\gamma\text{.4})$$

A.N. Pour la raie D_1 du sodium 23 ($\Delta\theta = 5.10^{-3}$ radians)

$$\Delta v_2 \approx 3,7 \text{ MHz}$$

2) Divergence induite au cours de la neutralisation

La neutralisation dans la cellule d'échange de charge s'effectue par collision entre les ions du jet et les atomes d'une vapeur. Dans notre cas, il s'agit d'ions et atomes neutres du même élément.

Nous distinguerons deux types de section efficace :

- . la section efficace de diffusion élastique σ_d de l'ordre de $2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$
- . la section efficace d'échange de charge σ_e que nous allons évaluer.

Pour cela nous nous reportons aux travaux de la référence [11] (D. RAPP et W.E. FRANCIS) (cf. fig. I.1).

Une collision entre un ion monochargé A^+ et un atome A peut être décrite comme l'évolution d'une molécule (deux ions monochargés A^+ et un électron) quand la distance internucléaire varie de l'infini, passe par une distance minimale r_0 , puis retourne à l'infini.

L'application d'une méthode de calcul semi-classique suppose entre autre le respect de l'approximation de Born-Oppenheimer : le mouvement de l'électron étant bien plus rapide que celui des noyaux, les orbitales électroniques suivent adiabatiquement tout changement de distance entre les noyaux, et de direction de l'axe internucléaire.

Cela conduit à distinguer pour la collision trois classes de vitesses :

- . A "faible vitesse" seul un traitement purement quantique est valable [57]
- . A "très grande vitesse" les mouvements respectifs des noyaux et de l'électron sont du même ordre de grandeur mettant en défaut l'approximation de Born-Oppenheimer
- . Seules les "vitesses intermédiaires" (10^3 à 10^6 m/s) nous concernent.

Sachant que la section efficace d'échange de charge σ_e pour un processus résonnant suit la relation [11]

$$\sigma_e = -k_1 \text{Log } V + k_2 \quad (\text{I.AY.5})$$

où V représente la vitesse de l'ion incident et k_1 , k_2 sont des constantes

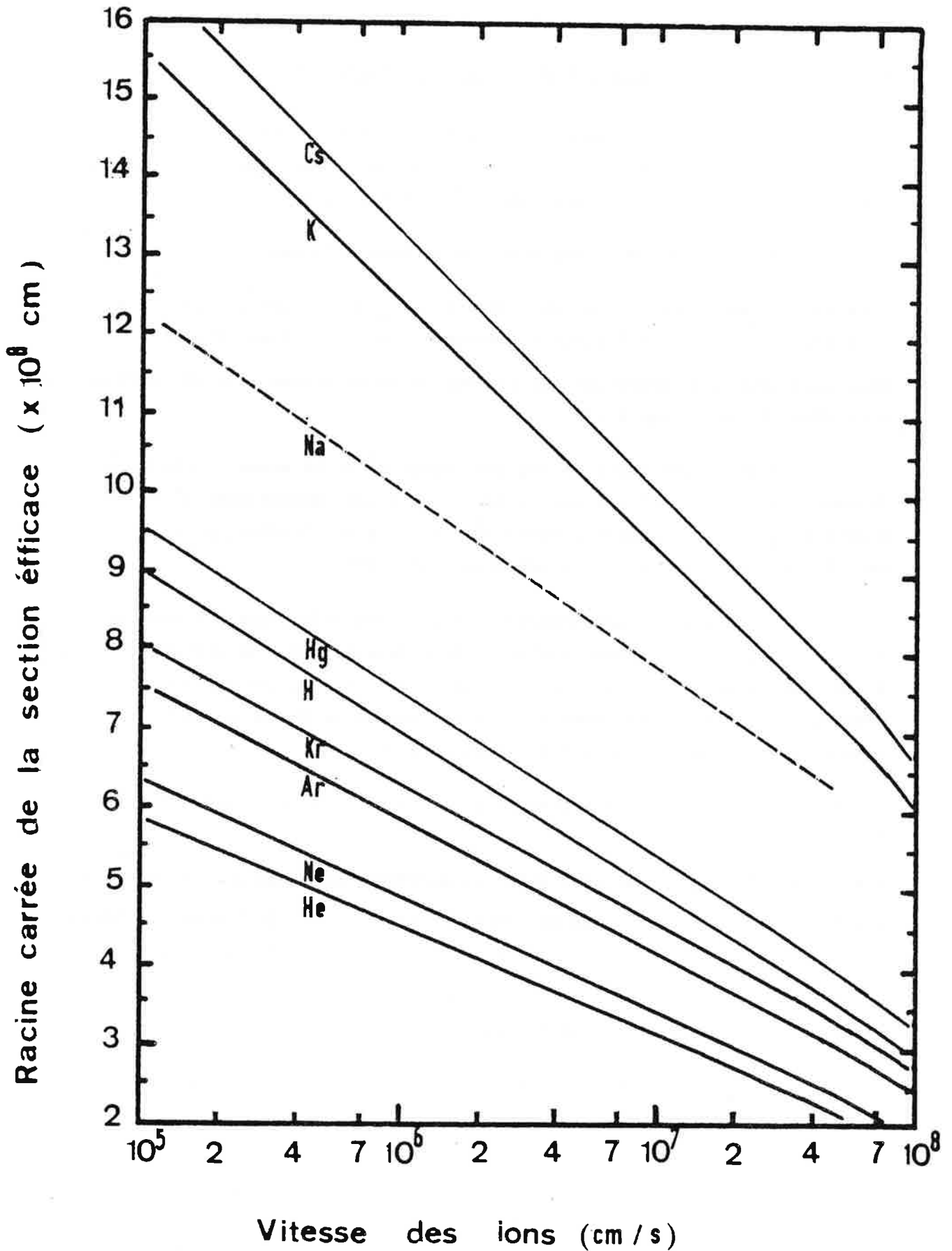


Figure I-1 d'après [11] : Sections efficaces d'échange de charges calculées pour un processus d'échange de charges résonnant. La courbe correspondant à Na est déduite de celle correspondant à He (voir texte)

proportionnelles à $1/I$ (I : potentiel de 1^{ère} ionisation),
on exprime $k_1(\text{Na})$, $k_2(\text{Na})$ respectivement en fonction de $k_1(\text{He})$ et $k_2(\text{He})$
sachant que $I(\text{Na}) = 5,12 \text{ eV}$ et $I(\text{He}) = 24,6 \text{ eV}$.

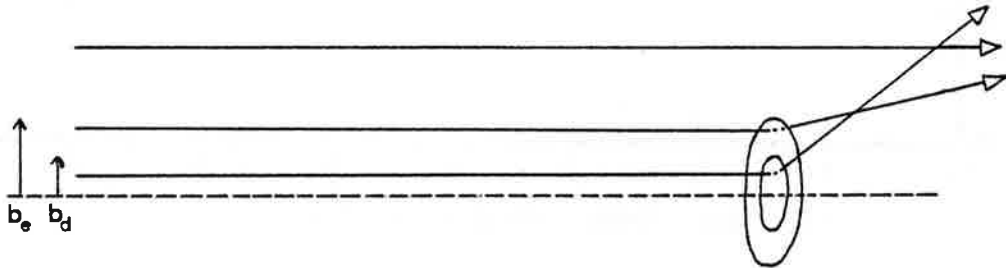
Sur la droite obtenue (fig. I.1), on a $\sigma_e (V=2.10^7 \text{ cm/s}) = 5,4.10^{-19} \text{ m}^2$.

Remarque : Les calculs effectués par RAPP et FRANCIS semblent donner des
résultats sous-estimés. Des mesures expérimentales ont donné [40]
 $\sigma_e (V=2.10^7 \text{ cm/s}) = 9,5.10^{-19} \text{ m}^2$ (fig. I.2).

Quoiqu'il en soit on voit que $\sigma_e \gg \sigma_d$.

Si l'on essaie d'exprimer les effets de la divergence induite au
cours de la neutralisation, il suffira de remarquer que seule la diffusion
aux petits angles nous intéressera. On calculera donc la déviation due à
l'échange de charge pour des paramètres d'impact compris entre

$$b_e = \left(\frac{\sigma_e}{\pi}\right)^{1/2} \quad \text{et} \quad b_d = \left(\frac{\sigma_d}{\pi}\right)^{1/2}.$$



Pour de petits angles, la formule de KENNARD correspondante est
donnée par [12]

$$\theta = -\frac{b}{E} \int_b^{\infty} \frac{\partial v}{\partial r} \frac{dr}{\sqrt{r^2 - b^2}} \quad (\text{I.AY.6})$$

où θ = angle de diffusion

b = paramètre d'impact

v = potentiel d'interaction

E = énergie totale de la particule incidente

En prenant un potentiel d'interaction entre la charge de l'ion et le dipôle
induit sur l'atome neutre de la forme : $\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{\alpha}{2r^4}$ (α = polarisabilité atomi-

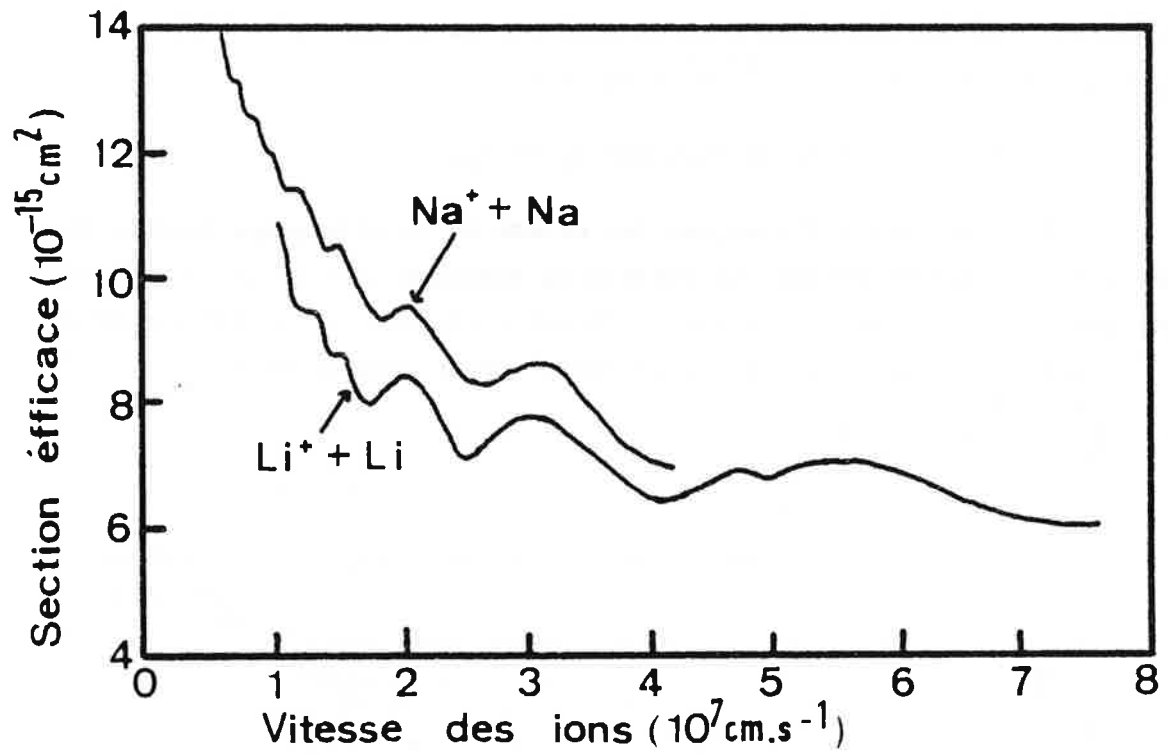


Figure I-2 d'après [40] : Sections efficaces d'échange de charges pour un processus d'échange de charge résonnant.

que) [10] on obtient une intégrale de la forme :

$$\int \frac{dr}{r^5 \sqrt{r^2 - b^2}} \text{ qui s'intègre à l'aide de [13]}$$

On trouve :
$$\theta = \frac{3\pi}{8} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2\alpha}{Eb^4} \quad (\text{I.AY.7})$$

On a donc un ΔV longitudinal tel que :

$$\Delta V_\ell = V_a \frac{\theta^2}{2} = V_a \frac{9\pi^2}{32} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left(\frac{e\alpha}{2u} \right)^2 \frac{1}{b^8} \quad (\text{I.AY.8})$$

Pour obtenir $\langle \Delta V_\ell \rangle$, on moyenne $\frac{1}{b^8}$ entre b_e et b_d :

$$\frac{1}{b_e - b_d} \int_{b_d}^{b_e} \frac{db}{b^8} \approx \frac{1}{7b_e b_d^7} \approx \frac{\pi^4}{7\sigma_d^3 (\sigma_d \sigma_e)^{1/2}} \quad (\text{I. AY.9})$$

d'où
$$\langle \Delta V_\ell \rangle = V_a \frac{9\pi^6}{224} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{\left(\frac{e\alpha}{2u} \right)^2}{\sigma_d^3 (\sigma_d \sigma_e)^{1/2}} \quad (\text{I.AY.10})$$

Il correspond donc un élargissement en fréquence $\Delta\nu_3$:

$$\Delta\nu_3 = 38,63 \frac{v_o V_a}{c} \frac{\left(\frac{e\alpha}{8\pi\epsilon_0 u} \right)^2}{\sigma_d^3 (\sigma_d \sigma_e)^{1/2}} \quad (\text{I.AY.11})$$

A.N. Pour la raie D_1 du sodium 23 $\left\{ \begin{array}{l} \text{avec } 4\pi\alpha = 24,2 \text{ \AA}^3 \text{ [34]} \\ \sigma_e = 9,5 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2 \\ \sigma_d = 2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \end{array} \right.$

$$\Delta\nu_3 = 0,91 \text{ MHz}$$

3) Effet de l'absorption-émission spontanée sur la dispersion des vitesses longitudinales

Le transfert d'énergie, des degrés de liberté interne aux degrés de liberté externe a été longuement étudié par différents auteurs [54-56].

Nous ne ferons ici qu'un calcul simple sur les quantités de mouvement inspiré de celui de F. VIALA [14] :

La lumière se propage colinéairement avec le jet. Un atome absorbant un photon a donc la quantité de mouvement

$$\vec{P}_1 = \vec{P}_i + \hbar\vec{k}_L = (P_{iz} + \hbar k_{Lz})\vec{Oz} \quad (\text{I.AY.12})$$

avec $\left\{ \begin{array}{l} \vec{P}_i : \text{impulsion initiale} \\ \hbar\vec{k}_L : \text{quantité de mouvement associée au photon} \end{array} \right.$

Après l'émission spontanée, l'atome possède la quantité de mouvement :

$$\vec{P}_F = \vec{P}_1 + \hbar\vec{k}_2 \quad (\text{I.AY.13})$$

où \vec{k}_2 peut avoir une direction quelconque (isotropie de ce phénomène).
En moyenne, après un grand nombre de cycles absorption-émission spontanée, on peut écrire :

$$\langle \vec{P}_F \rangle_N = \langle \vec{P}_1 \rangle_N + \langle \hbar\vec{k}_2 \rangle_N \quad (\text{I.AY.14})$$

mais $\langle \hbar\vec{k}_2 \rangle_N = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \hbar\vec{k}_{2,j} = \vec{0} \quad (\text{I.AY.15})$

et $\langle \vec{P}_1 \rangle_N = \vec{P}_{iz} + N\hbar\vec{k}_{Lz}$ (un cycle augmente en moyenne la quantité de mouvement de l'atome de $\hbar\vec{k}_{Lz}$)

Donc après N répétitions l'atome aura gagné $N\hbar\vec{k}_{Lz}$. (Si le faisceau laser est anticolinéaire l'atome perd $N\hbar\vec{k}_{Lz}$).

Ceci provoque un élargissement :

$$\Delta\nu_4 = \nu_0 \frac{\Delta V}{c} = \frac{N\hbar}{\lambda^2 m} \quad (\text{I.AY.16})$$

A.N. Pour la raie D_1 du sodium 23

$$\Delta\nu_4 = N \times 4,96.10^4 \text{ Hz}$$

Si N est de l'ordre de M (nombre atomique de masse de l'élément considéré) alors

$$\Delta\nu_4 = 1,14 \text{ MHz.}$$

4) Élargissement résultant

Si on tient compte de tous les effets exposés dans les paragraphes précédents, y compris la largeur naturelle ($\Delta\nu_5 = 10$ MHz) on aura l'élargissement résultant :

$$\Delta\nu = \left(\sum_{i=0}^5 (\Delta\nu_i)^2 \right)^{1/2} \quad (\text{I.AY.17})$$

Soit $\Delta\nu \approx 14,79$ MHz pour le sodium, ce qui n'est guère supérieur à la largeur naturelle.

Tous les élargissements calculés sont faibles par rapport à la largeur naturelle. En fait, comme on le verra plus loin, la dispersion des vitesses dans la source d'ions a une origine non thermique et est bien supérieure à la dispersion thermique. C'est elle qui, même comprimée, limite la résolution à 30 MHz.

5) Comparaison avec la spectroscopie en excitation perpendiculaire

Si, au lieu d'exciter le jet atomique colinéairement, le faisceau laser était envoyé perpendiculairement, on aboutirait à un élargissement dont la contribution la plus importante serait due à la divergence angulaire résiduelle du jet d'ions.

On aurait :

$$\Delta\omega' = 2\omega_0 \frac{\Delta V_{\perp}}{c} \approx \omega_0 \frac{V_a}{c} \Delta\theta \quad (\text{I.A.18})$$

A.N. Pour le sodium, avec $\Delta\theta = 5 \cdot 10^{-3}$ radians :

$$\Delta\omega' \approx 1,7 \text{ GHz}$$

ce qui est supérieur d'un facteur 115 à l'élargissement escompté $\Delta\nu$.

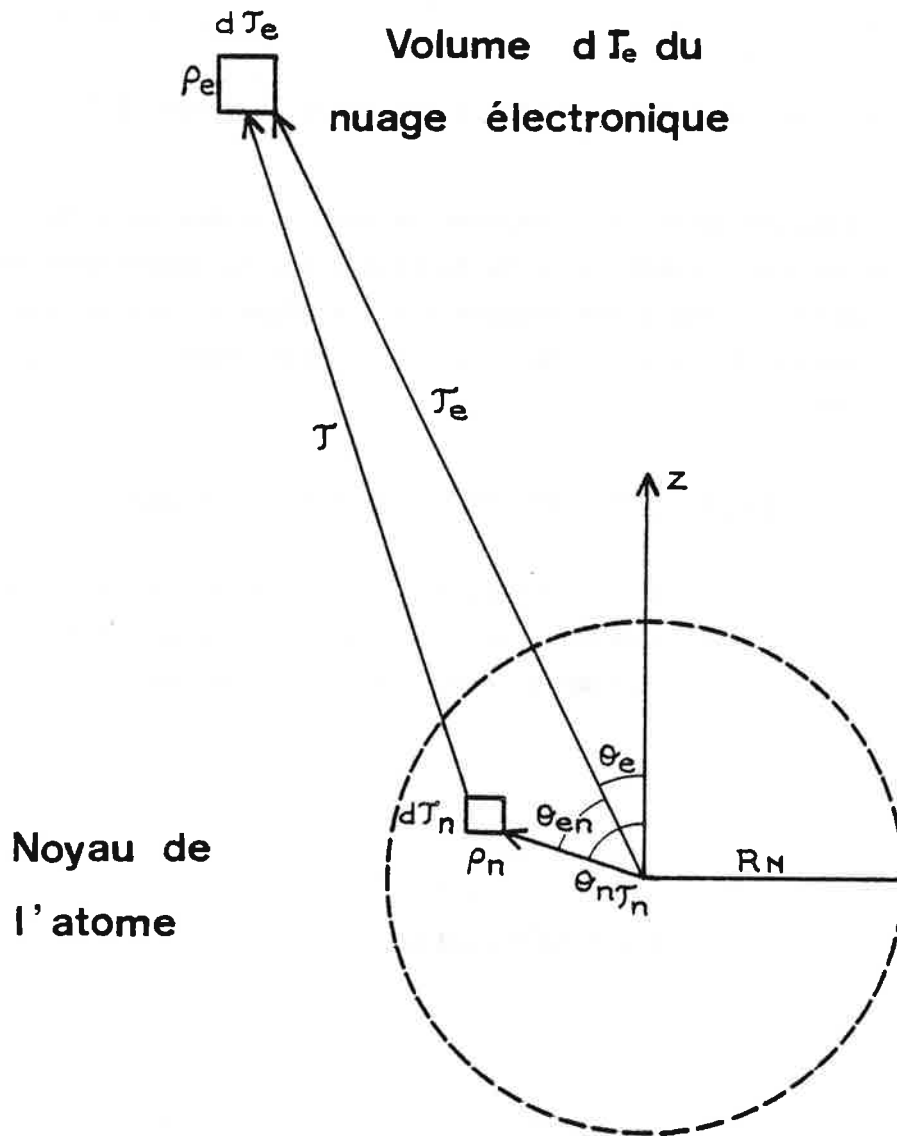


Figure I-3

Interaction électromagnétique entre le noyau et les électrons (d'après [9]).

I.B. LES STRUCTURES ETUDIÉES

I.B.α. STRUCTURE HYPERFINE ET TRANSITIONS ETUDIÉES

1) Rappels sur la structure hyperfine [9][17]

L'interaction électromagnétique entre les électrons et le noyau peut être écrite sous sa forme la plus générale par un développement en multipôles d'ordre K :

$$H = \sum_K T_n^{(K)} \cdot T_e^{(K)} = \sum_{q=-K}^K T_{nq}^{(K)} T_{e-q}^{(K)} \quad (\text{I.B}\alpha.1)$$

où $T_n^{(K)}$ et $T_e^{(K)}$ sont des opérateurs tensoriels irréductibles d'ordre K agissant respectivement sur l'espace des variables nucléaires et électroniques.

a) Les termes en K pairs correspondent aux interactions électriques et par conséquent (pour les notations, voir figure I.3)

$$T_{nq}^{(K)} = \sqrt{\frac{4\pi}{2K+1}} \int_{\tau_n} \rho_n r_n^K Y_q^{(K)}(\cos \theta_n, \phi_n) d\tau_n \quad (\text{I.B}\alpha.2)$$

$$T_{eq}^{(K)} = \sqrt{\frac{4\pi}{2K+1}} \int_{\tau_e} \rho_e r_e^{-(K+1)} Y_q^{(K)}(\cos \theta_e, \phi_e) d\tau_e \quad (\text{I.B}\alpha.3)$$

K pair, ρ_n et ρ_e sont des densités de charge du noyau et du nuage électronique

b) Les termes en K impairs correspondent aux interactions magnétiques d'où :

$$T_{nq}^{(K)} = \sqrt{\frac{4\pi}{2K+1}} \int_{\tau_n} (-\vec{\nabla}_n \vec{m}_n) r_n^K Y_q^{(K)}(\cos \theta_n, \phi_n) d\tau_n \quad (\text{I.B}\alpha.4)$$

$$T_{eq}^{(K)} = \sqrt{\frac{4\pi}{2K+1}} \int_{\tau_e} (-\vec{\nabla}_e \vec{m}_e) r_e^{-(K+1)} Y_q^{(K)}(\cos \theta_e, \phi_e) d\tau_e \quad (\text{I.B}\alpha.5)$$

K impair, \vec{m}_n et \vec{m}_e sont les potentiels vecteurs associés aux densités de courant \vec{j}_n nucléaire, et \vec{j}_e électronique

- Le terme $K = 0$ qui représente l'interaction monopolaire électrique n'a pas de dépendance angulaire ($Y_0^0 = \frac{1}{4\pi}$)

$$\text{donc } H_{EO} = \int_{\tau_n} \rho_n d\tau_n \int_{\tau_e} \frac{e}{r_e} d\tau_e = Ze\phi_c \quad (\text{I.B.6})$$

où Ze est la charge du noyau

ϕ_c le potentiel au centre du noyau créé par les électrons extérieurs à une sphère de rayon R_N .

- Le terme en $K = 1$ représente l'interaction du moment magnétique dipolaire du noyau $\vec{\mu}_I$ avec le champ magnétique créé au centre du noyau par les charges électroniques extérieures en mouvement, de moment angulaire J .

$$H_{M1} = - \vec{\mu}_I \cdot \vec{B}_j \quad \text{où } \vec{\mu}_I = + \int_{\tau_n} (-\vec{\nabla}_n \vec{m}_n) r_n d\tau_n$$

Comme \vec{B}_j est proportionnel à \vec{J} et $\vec{\mu}_I$ à \vec{I}

$$H_{M1} = ha\vec{I}\vec{J} \quad (\text{I.B}\alpha.7)$$

où a est la constante de structure hyperfine.

Dans une représentation F, m_F ($\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$) l'énergie associée à cet hamiltonien est :

$$W_{M1} = \frac{ha}{2} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] \quad (\text{I.B}\alpha.8)$$

Une théorie semi-classique [9] permet pour des atomes hydrogénéoïdes de calculer le moment magnétique nucléaire, à partir de la valeur de a . Pour le cas d'un électron dans un état $^2S_{1/2}$ on a :

$$ha = \frac{16\pi}{3} \mu_B \frac{\mu_I}{I} |\psi_{no}(0)|^2 = \frac{8hc Ry \alpha^2 Z^3 \mu_I}{3 n^3 (M/m) I} \quad (\text{I.B}\alpha.8 \text{ bis})$$

où μ_B est le magnéton de Bohr

$|\psi_{no}(0)|$ est la valeur absolue de la fonction d'onde de l'état ($n, s=0$) calculée au centre du noyau

μ_I le moment magnétique nucléaire

Ry la constante de Rydberg

α la constante de structure hyperfine

Z la charge vue par l'électron s
 n le nombre quantique principal
 (M/m) le rapport des masses du proton et de l'électron.

- Enfin le terme en $K = 2$ est lié à l'interaction du moment quadrupolaire électrique du noyau avec le gradient de champ électrique créé par les électrons extérieurs au noyau.

$$H_{E2} = b \frac{6(\vec{I} \cdot \vec{J})^2 + 3(\vec{I} \cdot \vec{J}) - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)} \quad (\text{I.B}\alpha.9)$$

$$\text{où } b = eQ \left\langle \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right\rangle_e \quad (\text{I.B}\alpha.10)$$

Q moment quadrupolaire électrique.

Dans une représentation F, m_F , l'énergie associée à cette interaction est :

$$W_{E2} = b \frac{(3/2)C(C+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)(2J-1)2J} \quad (\text{I.B}\alpha.11)$$

$$\text{avec } C = \left[F(F+1) - I(I+1) - J(J+1) \right]$$

. On peut voir sur (I.B α .10) que pour un alcalin dans un état S qui possède donc une symétrie sphérique, b est nul et par conséquent H_{E2} aussi.

. D'autre part, on peut montrer ([17] p. 23) que pour un noyau de spin $I = 0$ ou $I = 1/2$, une déformation intrinsèque donnant un moment quadrupolaire Q_0 sera, par précession autour de l'axe de symétrie équivalent à une répartition de charge à symétrie sphérique, avec un Q effectif nul.

Conséquence : Pour le sodium 23 ($I = 3/2$, $J = 1/2$), seule l'étude du niveau $^2P_{3/2}$ permet d'accéder à b.

2) Transitions étudiées, structures hyperfines des raies D_1 et D_2 du sodium [24]

Les expériences de spectroscopie colinéaire décrites ici font figure de test en regard de celles qui doivent se dérouler ultérieurement au CERN, sur des jets de gaz rares. Les raies optiques d'un gaz rare à partir d'un état métastable se trouvent dans le même domaine de longueur d'onde que les raies de résonance de l'alcalin correspondant.

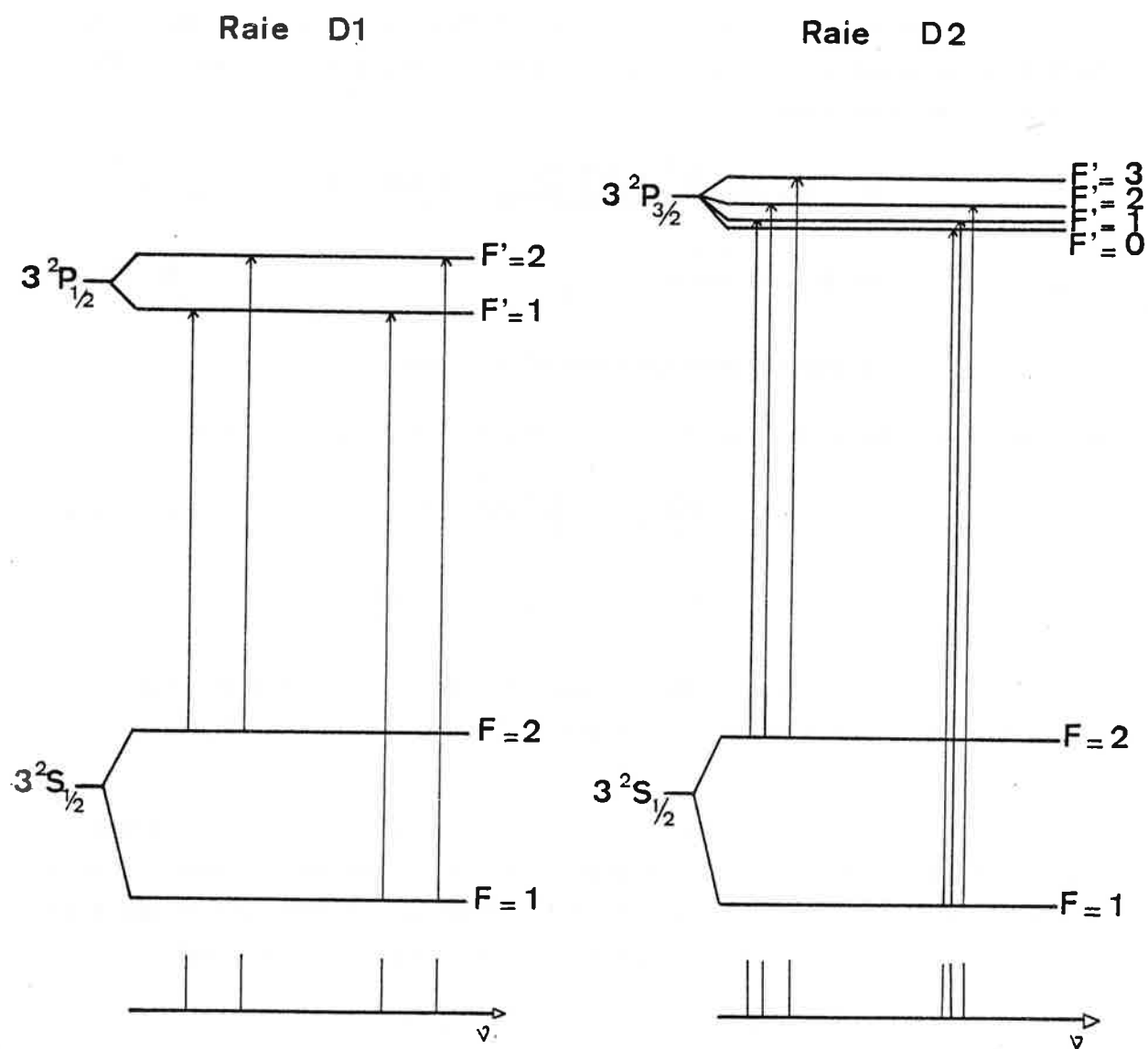


Figure I-4 : Diagramme des niveaux d'énergie du Sodium 23.

C'est pourquoi il a paru judicieux d'entreprendre ces premiers essais sur l'un des alcalins les plus familiers : le sodium.

Dans le cas du sodium, la structure hyperfine du fondamental est bien plus importante que celles des états excités, chaque raie D se décomposera donc en deux groupes (comprenant 2 composantes pour D_1 et 3 composantes pour D_2) issus des niveaux $F = 1$ et $F = 2$ du fondamental.

Par suite, pour une raie D donnée, les composantes appartenant au groupe de plus basse fréquence seront, par abus de langage, appelées "*les composantes rouges*" et, similairement, celles appartenant au groupe de plus grande fréquence seront "*les composantes bleues*".

La durée de vie de l'état excité est $\tau = 16$ ns correspondant à une largeur naturelle $\gamma = 10$ MHz ($\gamma = \frac{1}{2\pi\tau}$).

Le schéma des niveaux mis en jeu pour les raies D_1 et D_2 du sodium est représenté sur la figure I.4.

I.B.β. NIVEAUX D'ENERGIE DU FONDAMENTAL DANS UN CHAMP MAGNETIQUE STATIQUE HOMOGENE [9]

Un atome possédant une structure hyperfine plongé dans un champ magnétique externe \vec{B} , a pour tous les sous-niveaux de l'état fondamental de même J un hamiltonien H qui est la somme de 3 hamiltoniens H_1, H_2, H_3 correspondant aux trois types d'interactions suivantes :

$H_1 = ha\vec{I}\vec{J}$ qui représente l'interaction entre le moment magnétique du noyau et le champ magnétique produits par les électrons

$H_2 = -\frac{\mu_J}{J} \vec{J}\vec{B}$ qui représente l'interaction entre le moment magnétique électronique et le champ magnétique extérieur \vec{B}

$H_3 = -\frac{\mu_I}{I} \vec{I}\vec{B}$ qui représente l'interaction entre le moment magnétique nucléaire et le champ magnétique extérieur \vec{B} .

1) Dans le cas d'un champ extérieur très faible, H_1 est prépondérant de sorte que \vec{I} et \vec{J} sont fortement couplés, formant un vecteur résultant \vec{F} .

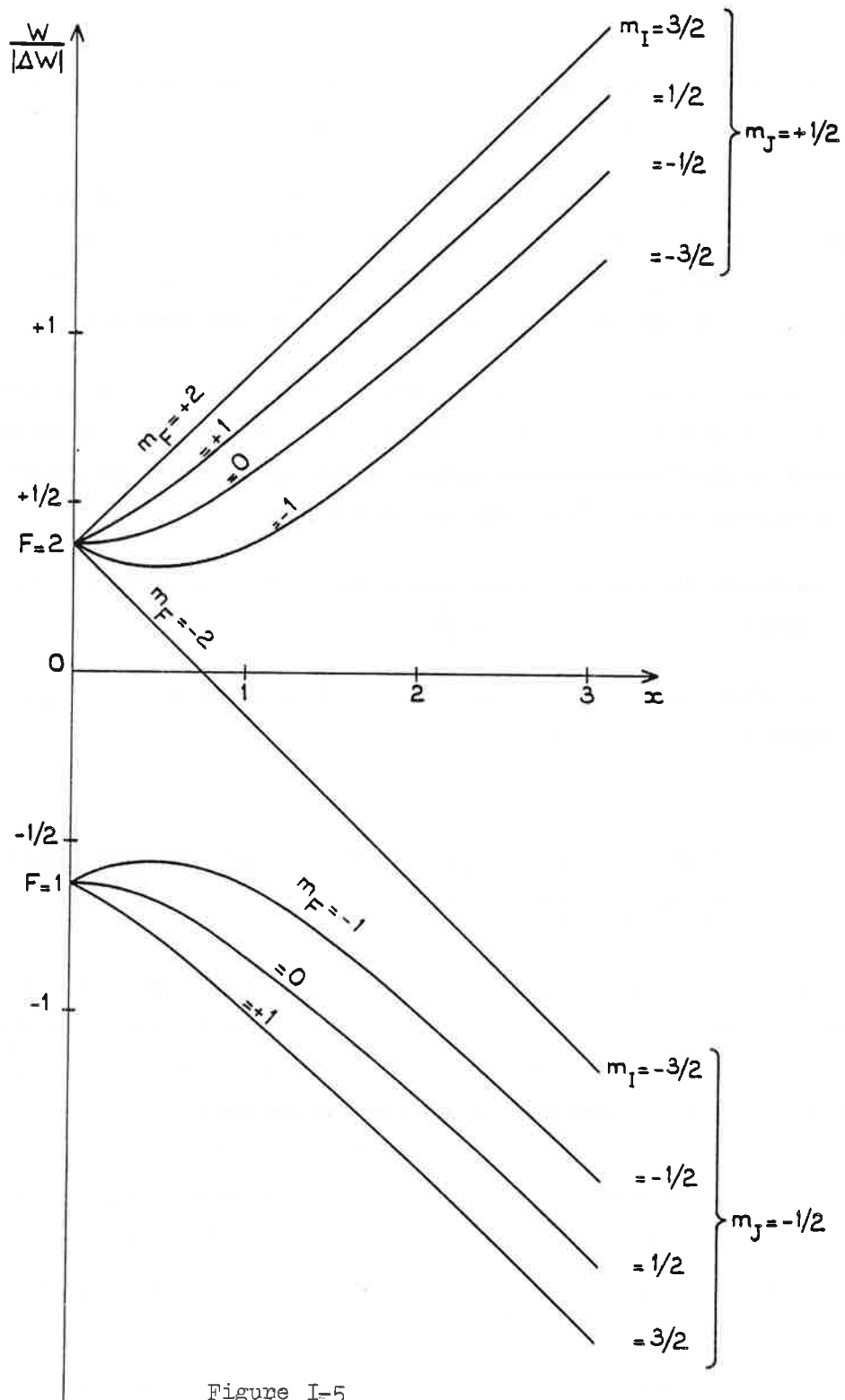


Figure I-5

Variation de l'énergie W des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental en fonction du champ magnétique $(x = \frac{(-\mu_J/J + \mu_I/I) B}{\Delta W})$ pour un spin nucléaire $I = 3/2$ et un moment magnétique nucléaire $\mu_I > 0$ (cas de ^{23}Na).

F et m_F sont les bons nombres quantiques. L'énergie d'un état repéré par F, m_F sera :

$$W_{F, m_F} = \frac{ha}{2} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] - \frac{\mu_J}{J} \left[\frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} \right] Bm_F - \frac{\mu_I}{I} \left[\frac{F(F+1) + I(I+1) - J(J+1)}{2F(F+1)} \right] Bm_F \quad (I.B\beta.1)$$

Ici l'effet Zeeman est linéaire.

2) Dans le cas d'un champ extérieur très fort, \vec{I} et \vec{J} précessent séparément autour de \vec{B} de sorte que la base (F, m_F) n'est plus une bonne représentation quantique. m_I et m_J seront donc là les bons nombres quantiques et l'énergie d'un état repéré par m_I, m_J sera :

$$W_{m_I m_J} = ham_{I m_J} - \frac{\mu_J}{J} Bm_J - \frac{\mu_I}{I} Bm_I \quad (I.B\beta.2)$$

3) Dans le cas d'un champ extérieur \vec{B} de valeur intermédiaire, l'énergie exacte d'un état F, m_F de $J = 1/2$ est donnée par la formule de BREIT-RABI :

$$W_{F m_F} = - \frac{\Delta W}{2I(I+1)} - \frac{\mu_I}{I} Bm_F \pm \frac{\Delta W}{2} \sqrt{1 + \frac{4m_F}{2I+1} x + x^2} \quad (I.B\beta.3)$$

où le signe (+) correspond à $F = I + 1/2$ et le signe (-) à $F = I - 1/2$.

$$\text{avec } x = \frac{(-\mu_J/J + \mu_I/I)B}{\Delta W}$$

$$\text{et } \Delta W = \frac{ha(2I+1)}{2} = h\Delta\nu_{HFS}$$

Dans ce domaine de champ, l'effet Zeeman quadratique apparaît.
Pour le sodium 23

$$x \approx \frac{g_J \mu_O B}{\Delta W} \approx \frac{2\pi B}{h\Delta\nu_{HFS}} \quad (I.B\beta.4)$$

$$\text{car } -\mu_J = g_J \mu_O J$$

Donc $x = 1$ pour $B \approx 633$ g

I.C. PRINCIPE DE LA SPECTROSCOPIE COLINEAIRE A DEUX LASERS

I.C.α. LIMITATIONS DUES AU POMPAGE OPTIQUE DE LA SPECTROSCOPIE COLINEAIRE PAR OBSERVATION DE LA FLUORESCENCE

1) Pompage optique [18][59]

Le terme de pompage optique a été introduit par KASTLER en 1950. Cette méthode permet par illumination d'une vapeur atomique par de la lumière polarisée de transférer à la vapeur de l'orientation ou de l'alignement. En régime stationnaire, la répartition des atomes entre les sous-niveaux Zeeman se trouve fortement modifiée par rapport à la répartition initiale (équipartition). Ceci nécessite plusieurs cycles d'absorption de lumière résonnante suivie d'émission spontanée par les atomes excités.

D'autre part, dans le cas où le fondamental possède une structure hyperfine dont un des niveaux est hors résonance, s'il est susceptible d'être atteint par l'émission spontanée à partir des niveaux excités, le pompage optique a pour effet d'accumuler au bout d'un temps d'interaction suffisamment long, la quasi-totalité des atomes dans ce "niveau piège". Dans la suite du texte, nous parlerons pour désigner ce type de pompage de pompage hyperfin.

2) Vitesse de pompage [21]

Un calcul rigoureux sur l'évolution du signal de fluorescence sera donné ultérieurement (chapitre II) dans le cas de la raie D_1 ($3^2S_{1/2} F=1 \rightarrow 3^2P_{1/2} F'=1$).

Par des considérations simples sur les populations, on va voir que l'on peut prévoir quelques phénomènes intéressants :

Considérons un système fermé (vis à vis du pompage hyperfin). Les populations des niveaux excités $|F', m_{F'}\rangle$ et fondamentaux $|F, m_F\rangle$ obéissent à un système d'équations différentielles linéaires, couplées.

On sait que le nombre d'atomes initialement dans l'état $|F, m_F\rangle$ qui sont excités dans l'état $|F', m_{F'}\rangle$ pendant le temps dt est donné par [58]

$$dn = a_{m_F}(t) \left(\begin{array}{ccc} F' & 1 & F \\ -m_F' & q & m_F \end{array} \right)^2 [2F+1][2F'+1] \left\{ \begin{array}{ccc} F & 1 & F' \\ J' & I & J \end{array} \right\} \alpha \cdot W \cdot dt \quad (\text{I.C}\alpha.1)$$

où α est la même constante pour tous les niveaux $|F, m_F\rangle$

W = densité d'énergie de rayonnement

$a_{m_F}(t)$ = population du sous-niveau Zeeman $|F, m_F\rangle$.

Dans un premier temps (régime transitoire), les populations des différents niveaux évolueront en fonction d'un paramètre $u = Wt$ puis se stabiliseront à des valeurs correspondant au régime stationnaire (donc indépendantes de u). L'équilibre s'établit pour $u = u_0 = W \cdot \Delta t_0$.

Si maintenant, on considère un système ouvert, le signal de fluorescence émis le long du jet commencera par augmenter jusqu'à un maximum correspondant à un temps d'interaction $\Delta t'_0$. Ensuite, le signal présentera une décroissance due au piégeage des atomes dans le niveau non résonnant (voir fig. V.7, $\theta = 0^\circ$).

On peut alors distinguer deux points de vue.

Si on regarde la fluorescence émise par le jet sur toute la longueur d'interaction avec la lumière, on verra que le nombre de photons d'émission spontanée ne dépendra que du nombre d'atomes dans le jet et du rapport de branchement qui caractérise le pompage hyperfin. (Le nombre total de photons d'émission spontanée émis par chaque atome ne dépend que de ce rapport de branchement).

Par contre si l'on observe la fluorescence en un point déterminé du jet, le signal dépendra aussi de la puissance lumineuse ; plus la puissance sera forte, plus $\Delta t'_0$ sera court et plus la zone de fluorescence maximale sera proche du lieu où les atomes commencent à interagir avec la lumière (cellule d'échange de charge pour notre cas). Au contraire, à faible puissance laser, la zone de fluorescence s'étalera, le nombre de photons d'émission spontanée restant lui constant.

Détection de la fluorescence émise par un jet d'atomes rapides

Le rendement d'une détection par fluorescence dépend de facteurs variés : en particulier, si l'on suppose que tous les atomes du jet ont été

excités et donc participent à la fluorescence, la géométrie du détecteur ne permettra de recueillir qu'une partie de la lumière émise dans un angle solide déterminé. Il faut de plus tenir compte du rendement quantique du photomultiplicateur.

D'un autre côté, la lumière parasite et le courant d'obscurité du détecteur sont des facteurs qui limitent la sensibilité de cette méthode.

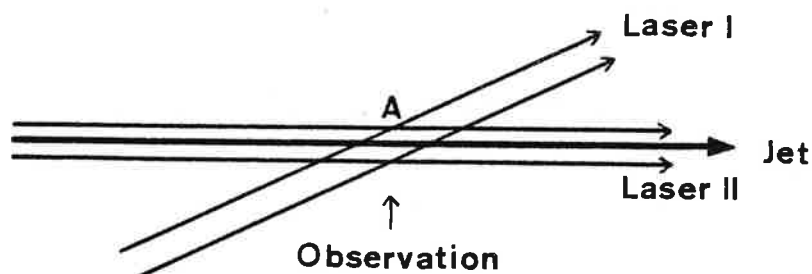
Pour des transitions ne comportant pas de pompage hyperfin, la sensibilité reste très bonne car chaque atome peut émettre un grand nombre de photons [14]. Par contre, quand le pompage hyperfin intervient, chaque atome n'émet plus que quelques photons. De plus, à faible puissance lumineuse, la zone de fluorescence maximale étalée, rend difficile la collecte des photons ainsi que l'élimination de la lumière parasite ; à forte puissance lumineuse, cette zone bien plus resserrée est inaccessible, à l'intérieur de la cellule d'échange de charge.

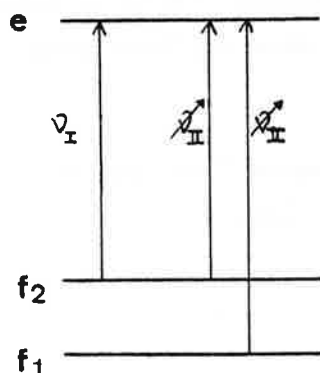
Comme nous désirons utiliser la spectroscopie colinéaire pour la détermination de grandeurs nucléaires d'isotopes instables qui sont souvent produits en très petite quantité, il était nécessaire d'essayer de s'affranchir de cette fâcheuse limitation.

I.C.β. UTILISATION DU POMPAGE OPTIQUE HYPERFIN GRACE A UN SECOND LASER COLINEAIRE [21]

En 1980, H.T. DUONG, J.L. VIALLE, et P. JACQUINOT ont proposé de tirer parti du pompage hyperfin au lieu d'en subir les conséquences.

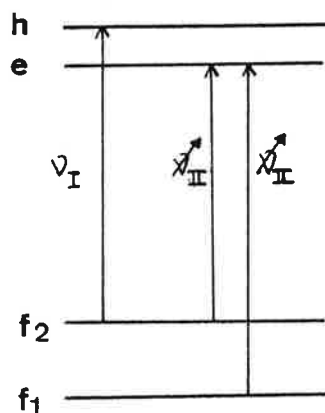
Le principe consistait à détecter, grâce à l'emploi d'un laser presque colinéaire I (pour limiter l'élargissement Doppler), le pompage optique induit par un second laser colinéaire II.





Dans un système à trois niveaux où les transitions $f_1 \rightarrow e$, $f_2 \rightarrow e$ sont permises, le laser I est par exemple accordé sur la transition $f_1 \rightarrow e$ par observation de la fluorescence à basse résolution. Si le laser II, colinéaire, est lui aussi accordé sur la transition $f_1 \rightarrow e$, le transfert des atomes sur le niveau f_2 qu'il induira dans toute la partie du jet qui précède la zone d'observation, provoquera une baisse du signal de fluorescence en A. Au contraire si le laser II est accordé sur la transition $f_2 \rightarrow e$, l'effet sera inverse et la fluorescence augmentera en A. Le balayage du laser II donnera donc des pics négatifs et positifs constituant le spectre à haute résolution.

Lors de sa réalisation, cette expérience s'est révélée quelque peu décevante ; la faible durée du temps d'interaction du laser I imposait une puissance forte pour détecter un signal notable. Les raies étaient donc larges et la lumière parasite très importante. Nous avons donc préféré, sur un principe similaire, proposer la modification suivante :



Supposons que dans le schéma des niveaux, il existe une transition $f_1 \rightarrow h$ qui soit permise mais que $f_2 \rightarrow h$ soit, elle, interdite.

On accorde alors le laser I, *cette fois colinéaire*, sur $f_1 \rightarrow h$ qui ne présente pas de *pompage optique hyperfin*. Le second laser II, lui aussi colinéaire, est alors balayé en fréquence. Accordé sur la transition $f_1 \rightarrow e$, il provoquera une baisse du signal de fluorescence par transfert progressif des atomes du niveau f_1 au niveau f_2 . Au contraire, accordé sur la transition $f_2 \rightarrow e$, il induira une augmentation du signal.

L'avantage principal de cette méthode est que la détection pourra se faire en n'importe quel endroit du jet mais suffisamment loin pour que le pompage hyperfin induit par le laser II ait eu le temps d'opérer. Ceci permet de plus d'éviter la lumière parasite due à la diffusion de lumière

laser par les ouvertures de la cellule d'échange de charges. Enfin la zone laissée libre entre la cellule et le détecteur pourra être utilisée pour des expériences de résonance magnétique.

Cette méthode peut être rapprochée de celle nommée "absorption saturée en vol" déjà utilisée par BEGUIN-RENIER et al. [25].

* *
*

C H A P I T R E I I

EFFET D'UN CHAMP MAGNETIQUE STATIQUE

ETUDE THEORIQUE ET NUMERIQUE ; CAS DE LA TRANSITION ($F=1 \rightarrow F'=1$)

INTRODUCTION

L'interprétation des résultats expérimentaux décrits dans les chapitres suivants va nécessiter de prendre en compte l'effet spécifique d'un champ magnétique statique de direction fixe mais quelconque par rapport à la direction de polarisation de la lumière laser excitatrice. Dans certaines expériences, l'effet de ce champ magnétique statique apparaîtra comme un effet parasite (champ magnétique terrestre) qu'il faudra soigneusement éliminer. Dans d'autres expériences, nous montrerons que l'effet d'un champ magnétique statique parfaitement contrôlé en amplitude et direction sur la fluorescence du jet, permet de déterminer des grandeurs nucléaires (spins nucléaires, moments magnétiques nucléaires).

Certains auteurs se sont intéressés à cet effet, soit à partir de modèles simplifiés, ou pour des polarisations lumineuses définies, ce qui bien entendu allégeait largement le système d'équations différentielles linéaires couplées [23], soit de manière plus exhaustive [60-63].

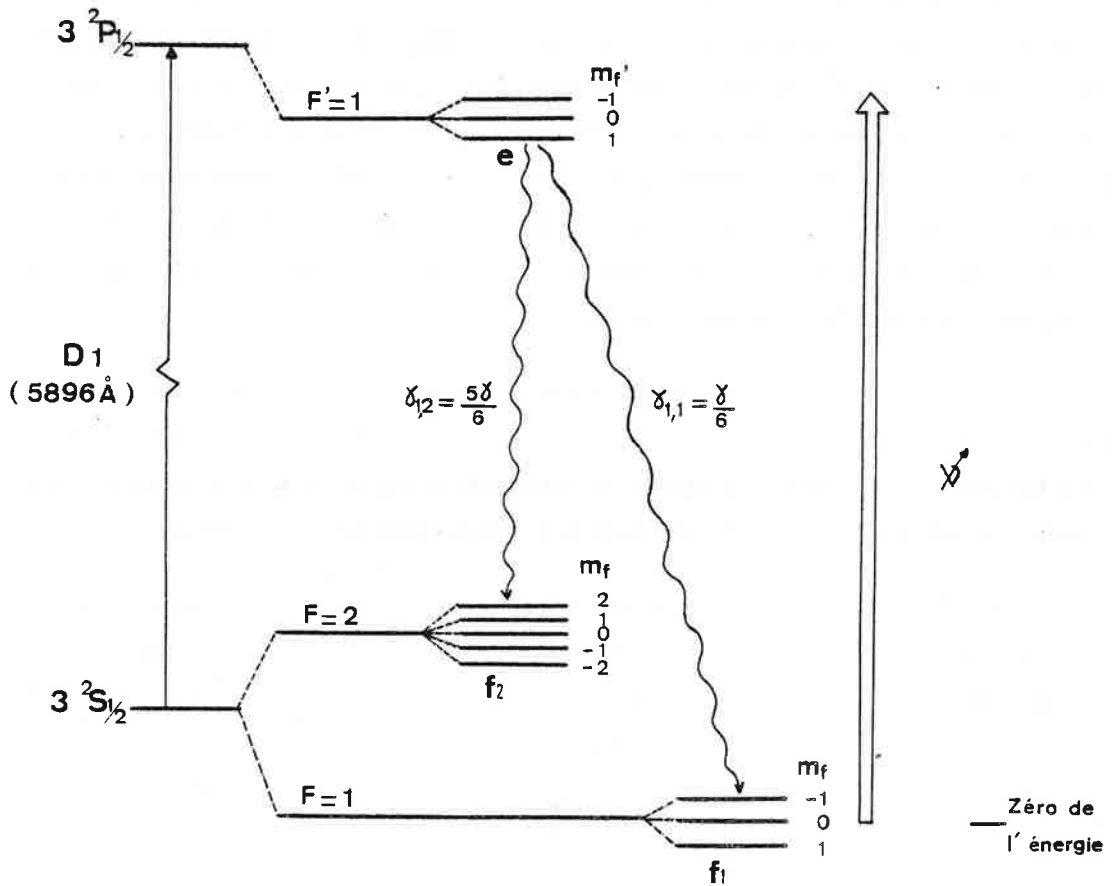
Il nous a paru intéressant d'effectuer un calcul numérique exact dans le cas de la transition ($F = 1 \rightarrow F' = 1$), (cas le plus simple), la polarisation de la lumière excitatrice étant linéaire et faisant un angle β quelconque avec la direction du champ magnétique. Comme pour cette transition, il y a pompage hyperfin, le régime stationnaire correspond à la situation où tous les atomes sont transférés dans des niveaux du fondamental qui ne sont pas excitables ($F = 1, m_F = 0$, et $F = 2, m_F$ quelconque). Ceci donne une fluorescence nulle.

Nous nous proposons donc de calculer la solution correspondant au régime transitoire.

Pour résoudre le système (complet) des 55 équations différentielles couplées, il faudra calculer dans le formalisme de la matrice densité, l'évolution pas par pas de toutes les grandeurs (populations, cohérences optiques, cohérences Zeeman) jusqu'à la zone où s'effectue la détection.

II.A. POSITION DU PROBLEME

1. SCHEMA DES NIVEAUX MIS EN JEU



2. REPRESENTATION DU SYSTEME ATOMIQUE

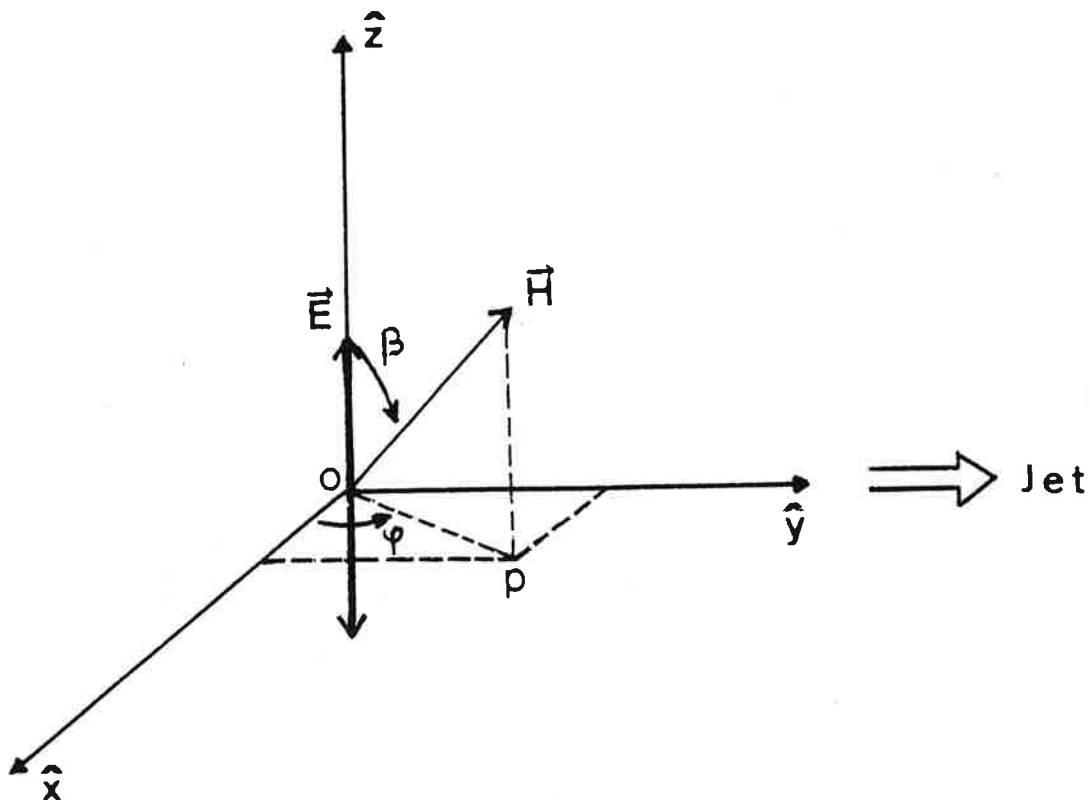
On se placera dans le cadre du formalisme de la matrice densité.

Les éléments de matrices $\rho_{i,j}^{\lambda,\mu}$ représenteront :

- les populations (si $j = i$) de l'état fondamental si $\lambda = \mu = f_1$ ou f_2
de l'état excité si $\lambda = \mu = e$
- les cohérences (si $j \neq i$) . optiques entre les niveaux e et f_1 ou e et f_2 (si $\lambda \neq \mu$)
. Zeeman (ou hertziennes) à l'intérieur des
niveaux e , f_1 ou f_2 (si $\lambda = \mu$).

N.B. Quand on aura $\lambda = \mu$, on écrira ρ^λ au lieu de $\rho^{\lambda,\lambda}$.

3. REPRESENTATION DE L'ONDE LUMINEUSE, CHOIX DE L'AXE DE QUANTIFICATION



Soit un trièdre de référence $(0, \hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$.

Le jet atomique se propage selon $\vec{O}\hat{y}$.

La polarisation de la lumière est dirigée selon $\vec{O}\hat{z}$.

$$\text{On a } \vec{E} = \frac{E}{2} \left(e^{i(\omega t + \varphi)} + e^{-i(\omega t + \varphi)} \right) \hat{z}$$

Il faut choisir une direction pour l'axe de quantification. Il nous a paru judicieux d'écrire les équations différentielles dans le repère où l'Hamiltonien d'interaction avec \vec{H} est diagonal. On introduit donc le repère $(0\hat{x}'\hat{y}'\hat{z}')$, \hat{z}' coïncidant avec \vec{H} (rotation β , voir figure).

Cela conduit à décomposer \vec{E} en le projetant sur $\vec{O}\hat{z}'$ et dans le plan $(0\hat{x}'\hat{y}')$.

On garde la polarisation rectiligne selon $\vec{O}\hat{z}'$

$$\vec{E}_{z'} = E \cos \beta \frac{e^{i(\omega t + \varphi)} + e^{-i(\omega t + \varphi)}}{2} \hat{z}'$$

On décompose la polarisation rectiligne dans le plan $(0\hat{x}'\hat{y}')$ en deux polarisations circulaires de même module et de sens inverse.

$$\text{On pose } \hat{e}_+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{x}' - i\hat{y}') \quad \hat{e}_- = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{x}' + i\hat{y}')$$

$$\text{Il vient : } \vec{E} = \left(\frac{E}{\sqrt{2}} \sin \beta \hat{e}_+ + \frac{E}{\sqrt{2}} \sin \beta \hat{e}_- + E \cos \beta \hat{z}' \right) \frac{e^{i(\omega t + \varphi)} + e^{-i(\omega t + \varphi)}}{2} \quad (\text{II.A1})$$

II.B. EQUATIONS DU SYSTEME

Le laser étant réglé sur la transition $F = 1, F' = 1$, on ne considère dans un premier temps que l'hamiltonien du système réduit (f_1, e) .

$$H = \begin{bmatrix} \hbar\omega_1 + \mu_B H g_e & 0 & 0 & V_{11}^{e,f_1} & V_{10}^{e,f_1} & 0 \\ 0 & \hbar\omega_1 & 0 & V_{01}^{e,f_1} & 0 & V_{0-1}^{e,f_1} \\ 0 & 0 & \hbar\omega_1 - \mu_B H g_e & 0 & V_{-10}^{e,f_1} & V_{-1-1}^{e,f_1} \\ V_{11}^{f_1,e} & V_{10}^{f_1,e} & 0 & \mu_B H g_{f_1} & 0 & 0 \\ V_{01}^{f_1,e} & 0 & V_{0-1}^{f_1,e} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & V_{-10}^{f_1,e} & V_{-1-1}^{f_1,e} & 0 & 0 & -\mu_B H g_{f_1} \end{bmatrix}$$

(I.EB.1)

$$\text{où } V_{a'b'}^{\lambda\mu} = -d_{a'b'} \left[\vec{E}(\sqrt{2}\hat{e}_+) \delta_{a',b'+1} + \vec{E}(\sqrt{2}\hat{e}_-) \delta_{a',b'-1} + \vec{E}\hat{z}' \delta_{a,b'} \right] \quad (\text{II.B1})$$

avec $d_{a'b'} = \begin{cases} \frac{1}{2} d \left[(F_{f_1} \bar{+} a') (F_{f_1} \pm a' + 1) \right]^{1/2} & \text{pour } a' = b' \mp 1 \\ d_{a'} & \text{pour } a' = b' \end{cases}$ } réf. [52], [58]

$$d = \langle F_1 | er | e \rangle$$

L'équation de Schrödinger s'écrira donc :

$$\rho_{ij}^{\lambda\mu} = -\frac{i}{\hbar} \langle i | H_{\rho-p} H | j \rangle + \text{relaxations} \quad (\text{II.B2})$$

Les relaxations pour les populations du niveau excité seront du type

$$-\gamma \rho_{ii}^e \quad (\gamma = \frac{1}{T}, T \text{ durée de vie du niveau excité } m_{F_e})$$

- pour les cohérences seront proportionnelles à la demi somme de l'inverse des durées de vie des niveaux mis en jeu
- pour les niveaux récepteurs, selon la théorie de l'émission spontanée

$$\langle F_e, m_{F_e} | \tau | F_f, m_{F_f} \rangle = \gamma (2F_e + 1) (-1)^{2F_e - m_{F_e} - m_{F_f}} \times$$

$$\times \sum_{\substack{m, m' \\ q = -1, 0, 1}} C_{m=m_{F_e}+q, m_{F_e}}^{ef} C_{m=m_{F_f}+q, m_{F_f}}^{ef} \rho_{m=m_{F_e}+q, m'=m_{F_f}+q}^e$$

avec $C_{m_{F_f}, m_{F_e}}^{f,e} = \begin{pmatrix} F_f & 1 & F_e \\ -m_{F_f} & q & m_{F_e} \end{pmatrix}$

(II.B3)
réf. [15]
[16][23]

Après approximation du champ tournant (on a posé :

$$\sigma_{m_{F_f}, m_{F_e}}^{\lambda, \mu} = \rho_{m_{F_f}, m_{F_e}}^{\lambda, \mu} e^{-i(\omega t + \varphi)} \quad (\lambda \neq \mu). \text{ On obtient le système (II.B4) :}$$

a) Pour le système (f₁, e)

$$\dot{\rho}_{1,1}^e = -\gamma \rho_{1,1}^e - i\alpha X \left[\left(\sigma_{1,1}^{e, f_1} - \sigma_{1,1}^{f_1, e} \right) \frac{\cos \beta}{2} + \left(\sigma_{1,0}^{e, f_1} - \sigma_{0,1}^{f_1, e} \right) \frac{\sin \beta}{2\sqrt{2}} \right] \quad (1)$$

$$\dot{\rho}_{0,0}^e = -\gamma \rho_{0,0}^e - i\alpha X \left[\left(\sigma_{0,-1}^{e, f_1} - \sigma_{-1,0}^{f_1, e} \right) \frac{\sin \beta}{2\sqrt{2}} + \left(\sigma_{0,1}^{e, f_1} - \sigma_{1,0}^{f_1, e} \right) \frac{\sin \beta}{2\sqrt{2}} \right] \quad (2)$$

$$\dot{\rho}_{-1,-1}^e = -\gamma \rho_{-1,-1}^e - i\alpha X \left[\left(\sigma_{-1,-1}^{e, f_1} - \sigma_{-1,-1}^{f_1, e} \right) \frac{\cos \beta}{2} + \left(\sigma_{-1,0}^{e, f_1} - \sigma_{0,-1}^{f_1, e} \right) \frac{\sin \beta}{2\sqrt{2}} \right] \quad (3)$$

$$\dot{\rho}_{1,1}^{f_1} = \frac{\gamma}{12} (\rho_{1,1}^e + \rho_{0,0}^e) + i\alpha X \left[\left(\sigma_{1,1}^{e, f_1} - \sigma_{1,1}^{f_1, e} \right) \frac{\cos \beta}{2} + \left(\sigma_{0,1}^{e, f_1} - \sigma_{1,0}^{f_1, e} \right) \frac{\sin \beta}{2\sqrt{2}} \right] \quad (4)$$

$$\dot{\rho}_{0,0}^{f_1} = \frac{\gamma}{12} (\rho_{1,1}^e + \rho_{-1,-1}^e) + i\alpha X \left[\left(\sigma_{1,0}^{e, f_1} - \sigma_{0,1}^{f_1, e} \right) \frac{\sin \beta}{2\sqrt{2}} + \left(\sigma_{-1,0}^{e, f_1} - \sigma_{0,-1}^{f_1, e} \right) \frac{\sin \beta}{2\sqrt{2}} \right] \quad (5)$$

$$\dot{\rho}_{-1,-1}^{f_1} = \frac{\gamma}{12} (\rho_{0,0}^e + \rho_{-1,-1}^e) + i\alpha X \left[- \left(\sigma_{-1,-1}^{e, f_1} - \sigma_{-1,-1}^{f_1, e} \right) \frac{\cos \beta}{2} + \left(\sigma_{0,-1}^{e, f_1} - \sigma_{-1,0}^{f_1, e} \right) \frac{\sin \beta}{2\sqrt{2}} \right] \quad (6)$$

$$\dot{\rho}_{1,0}^e = - \left(\gamma + \frac{i}{\hbar} \mu_B H g_e \right) \rho_{1,0}^e + i\alpha X \left[\sigma_{1,0}^{f_1, e} \frac{\cos \beta}{2} + \left(\sigma_{0,0}^{f_1, e} - \sigma_{1,1}^{e, f_1} - \sigma_{1,-1}^{e, f_1} \right) \frac{\sin \beta}{2\sqrt{2}} \right] \quad (7)$$

$$\dot{\rho}_{1,-1}^e = - \left(\gamma + \frac{i}{\hbar} 2\mu_B H g_e \right) \rho_{1,-1}^e + i\alpha X \left[\left(\sigma_{1,-1}^{f_1, e} + \sigma_{1,-1}^{e, f_1} \right) \frac{\cos \beta}{2} + \left(\sigma_{0,-1}^{f_1, e} - \sigma_{1,0}^{e, f_1} \right) \frac{\sin \beta}{2\sqrt{2}} \right] \quad (8)$$

$$\dot{\sigma}_{1,1}^{e, f_1} = - \left(\frac{\gamma}{2} + i \left[\Delta\omega + \mu_B \frac{H}{\hbar} (g_e - g_{f_1}) \right] \right) \sigma_{1,1}^{e, f_1} + i\alpha X \left[\left(\rho_{1,1}^{f_1, e} - \rho_{1,1}^e \right) \frac{\cos \beta}{2} + \left(\rho_{0,1}^{f_1, e} - \rho_{1,0}^e \right) \frac{\sin \beta}{2\sqrt{2}} \right] \quad (9)$$

$$\dot{\sigma}_{1,0}^{e, f_1} = - \left(\frac{\gamma}{2} + i \left[\Delta\omega + \mu_B \frac{H}{\hbar} g_e \right] \right) \sigma_{1,0}^{e, f_1} + i\alpha X \left[\rho_{1,0}^{f_1, e} \frac{\cos \beta}{2} + \left(\rho_{0,0}^{f_1, e} - \rho_{1,1}^e - \rho_{1,-1}^e \right) \frac{\sin \beta}{2\sqrt{2}} \right] \quad (10)$$

$$\dot{\sigma}_{1,-1}^{e, f_1} = - \left(\frac{\gamma}{2} + i \left[\Delta\omega + \mu_B \frac{H}{\hbar} (g_e + g_{f_1}) \right] \right) \sigma_{1,-1}^{e, f_1} + i\alpha X \left[\left(\rho_{1,-1}^{f_1, e} + \rho_{1,-1}^e \right) \frac{\cos \beta}{2} + \left(\rho_{0,-1}^{f_1, e} - \rho_{1,0}^e \right) \frac{\sin \beta}{2\sqrt{2}} \right] \quad (11)$$

$$\dot{\rho}_{0,-1}^e = - \left(\gamma + \frac{i}{\hbar} \mu_B H g_e \right) \rho_{0,-1}^e + i\alpha X \left[\sigma_{0,-1}^{e, f_1} \frac{\cos \beta}{2} + \left(\sigma_{1,-1}^{f_1, e} + \sigma_{-1,-1}^{f_1, e} - \sigma_{0,0}^{e, f_1} \right) \frac{\sin \beta}{2\sqrt{2}} \right] \quad (12)$$

$$\dot{\sigma}_{0,1}^{e,f_1} = -\left(\frac{\gamma}{2} + i\left[\Delta\omega - \mu \frac{H}{B\hbar} g_{f_1}\right]\right) \sigma_{0,1}^{e,f_1} - i\alpha X \left[\rho_{0,1}^e \frac{\cos\beta}{2} - \left(\rho_{1,1}^{f_1} \rho_{0,0}^e \rho_{-1,1}^{f_1}\right) \frac{\sin\beta}{2\sqrt{2}} \right] \quad (13)$$

$$\dot{\sigma}_{0,0}^{e,f_1} = -\left(\frac{\gamma}{2} + i\Delta\omega\right) \sigma_{0,0}^{e,f_1} + i\alpha X \left[\left(\rho_{1,0}^{f_1} \rho_{-1,0}^{f_1} \rho_{0,1}^e \rho_{0,-1}^e\right) \frac{\sin\beta}{2\sqrt{2}} \right] \quad (14)$$

$$\dot{\sigma}_{0,-1}^{e,f_1} = -\left(\frac{\gamma}{2} + i\left[\Delta\omega + \mu \frac{H}{B\hbar} g_{f_1}\right]\right) \sigma_{0,-1}^{e,f_1} + i\alpha X \left[\rho_{0,-1}^e \frac{\cos\beta}{2} + \left(\rho_{1,-1}^{f_1} \rho_{-1,-1}^{f_1} \rho_{0,0}^e\right) \frac{\sin\beta}{2\sqrt{2}} \right] \quad (15)$$

$$\dot{\sigma}_{-1,1}^{e,f_1} = -\left(\frac{\gamma}{2} + i\left[\Delta\omega - \mu \frac{H}{B\hbar} (g_e + g_{f_1})\right]\right) \sigma_{-1,1}^{e,f_1} + i\alpha X \left[-\left(\rho_{-1,1}^{f_1} \rho_{-1,1}^e\right) \frac{\cos\beta}{2} + \left(\rho_{0,1}^{f_1} \rho_{-1,0}^e\right) \frac{\sin\beta}{2\sqrt{2}} \right] \quad (16)$$

$$\dot{\sigma}_{-1,0}^{e,f_1} = -\left(\frac{\gamma}{2} + i\Delta\left[\omega - \mu \frac{H}{B\hbar} g_e\right]\right) \sigma_{-1,0}^{e,f_1} + i\alpha X \left[-\rho_{-1,0}^{f_1} \frac{\cos\beta}{2} + \left(\rho_{0,0}^{f_1} \rho_{-1,-1}^e \rho_{-1,1}^e\right) \frac{\sin\beta}{2\sqrt{2}} \right] \quad (17)$$

$$\dot{\sigma}_{-1,-1}^{e,f_1} = -\left(\frac{\gamma}{2} + i\left[\Delta\omega - \mu \frac{H}{B\hbar} (g_e - g_{f_1})\right]\right) \sigma_{-1,-1}^{e,f_1} + i\alpha X \left[-\left(\rho_{-1,-1}^{f_1} \rho_{-1,-1}^e\right) \frac{\cos\beta}{2} + \left(\rho_{0,-1}^{f_1} \rho_{-1,0}^e\right) \frac{\sin\beta}{2\sqrt{2}} \right] \quad (18)$$

$$\dot{\rho}_{1,0}^{f_1} = -i\mu \frac{H}{B\hbar} g_{f_1} \rho_{1,0}^{f_1} + \frac{\gamma}{12} \rho_{0,-1}^e + i\alpha X \left[\sigma_{1,0}^{e,f_1} \frac{\cos\beta}{2} + \left(\sigma_{0,0}^{e,f_1} \rho_{-1,1}^{f_1,e} \rho_{-1,-1}^{f_1,e}\right) \frac{\sin\beta}{2\sqrt{2}} \right] \quad (19)$$

$$\dot{\rho}_{1,-1}^{f_1} = -2i\mu \frac{H}{B\hbar} g_{f_1} \rho_{1,-1}^{f_1} - \frac{\gamma}{12} \rho_{1,-1}^e + i\alpha X \left[\left(\sigma_{1,-1}^{e,f_1} \rho_{1,-1}^{f_1,e}\right) \frac{\cos\beta}{2} + \left(\sigma_{0,-1}^{e,f_1} \rho_{1,0}^{f_1,e}\right) \frac{\sin\beta}{2\sqrt{2}} \right] \quad (20)$$

$$\dot{\rho}_{0,-1}^{f_1} = -i\mu \frac{H}{B\hbar} g_{f_1} \rho_{0,-1}^{f_1} + \frac{\gamma}{12} \rho_{1,0}^e + i\alpha X \left[\sigma_{0,-1}^{e,f_1} \frac{\cos\beta}{2} + \left(\sigma_{1,-1}^{e,f_1} \rho_{-1,-1}^{f_1,e} \rho_{0,0}^{f_1,e}\right) \frac{\sin\beta}{2\sqrt{2}} \right] \quad (21)$$

$$\dot{\rho}_{j,i}^{\lambda} = \dot{\sigma}_{i,j}^{\lambda*} \quad \text{et} \quad \dot{\sigma}_{j,i}^{\lambda,\mu} = \dot{\sigma}_{i,j}^{\mu,\lambda*} \quad \text{donnent les équations (22) à (36)}$$

b) Puis pour le niveau récepteur f_2

$$\dot{\rho}_{2,2}^{f_2} = \frac{\gamma}{2} \rho_{1,1}^e \quad (37)$$

$$\dot{\rho}_{1,1}^{f_2} = \frac{\gamma}{4} \left[\rho_{0,0}^e + \rho_{1,1}^e \right] \quad (38)$$

$$\dot{\rho}_{0,0}^{f_2} = \gamma \left[\frac{1}{12} \left(\rho_{-1,-1}^e + \rho_{1,1}^e \right) + \frac{1}{3} \rho_{0,0}^e \right] \quad (39)$$

$$\dot{\rho}_{-1,-1}^{f_2} = \frac{\gamma}{4} [\rho_{0,0}^e + \rho_{-1,-1}^e] \quad (40)$$

$$\dot{\rho}_{-2,-2}^{f_2} = \frac{\gamma}{2} \rho_{-1,-1}^e \quad (41)$$

$$\dot{\rho}_{2,1}^{f_2} = -i\mu_B \frac{H}{\hbar} g_{f_2} \rho_{2,1}^{f_2} + \frac{\gamma}{2\sqrt{2}} \rho_{1,0}^e \quad (42)$$

$$\dot{\rho}_{2,0}^{f_2} = -2i\mu_B \frac{H}{\hbar} g_{f_2} \rho_{2,0}^{f_2} + \frac{\gamma}{2\sqrt{6}} \rho_{1,-1}^e \quad (43)$$

$$\dot{\rho}_{1,0}^{f_2} = -i\mu_B \frac{H}{\hbar} g_{f_2} \rho_{1,0}^{f_2} + \frac{\gamma}{4\sqrt{3}} \rho_{0,-1}^e + \frac{\gamma}{\sqrt{6}} \rho_{1,0}^e \quad (44)$$

$$\dot{\rho}_{1,-1}^{f_2} = -2i\mu_B \frac{H}{\hbar} g_{f_2} \rho_{1,-1}^{f_2} + \frac{\gamma}{4} \rho_{1,-1}^e \quad (45)$$

$$\dot{\rho}_{0,-1}^{f_2} = -i\mu_B \frac{H}{\hbar} g_{f_2} \rho_{0,-1}^{f_2} + \frac{\gamma}{\sqrt{6}} \rho_{0,-1}^e + \frac{\gamma}{4\sqrt{3}} \rho_{1,0}^e \quad (46)$$

$$\dot{\rho}_{0,-2}^{f_2} = -2i\mu_B \frac{H}{\hbar} g_{f_2} \rho_{0,-2}^{f_2} + \frac{\gamma}{2\sqrt{6}} \rho_{1,-1}^e \quad (47)$$

$$\dot{\rho}_{-1,-2}^{f_2} = -i\mu_B \frac{H}{\hbar} g_{f_2} \rho_{-1,-2}^{f_2} + \frac{\gamma}{2\sqrt{2}} \rho_{0,-1}^e \quad (48)$$

enfin $\dot{\rho}_{j,i}^{f_2} = \dot{\rho}_{i,j}^{f_2*}$ pour $i \neq j$ donnent les équations (49) à (55).

Dans ces formules, on a posé :

$$X = \sqrt{\frac{P}{S}} \quad (P = \text{puissance du laser}, S = \text{section du faisceau laser})$$

$$\alpha = \frac{d}{2\hbar} \sqrt{\frac{8\pi}{c}} \quad (d = \langle f_1 | e \cdot r | e \rangle, c = \text{vitesse de la lumière})$$

$$\Delta\omega = \omega - \omega_0$$

$$g_\lambda = \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} g_{\lambda J} : \text{facteur gyromagnétique du niveau hyperfin } (\lambda, F) \quad (\lambda = e, f_1, f_2)$$

$$g_{\lambda J} = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

μ_B = magnéton de Bohr.

Pour le sodium 23 :

• pour l'état 2S $g_{F=1} = -\frac{1}{2}$, ($J=1/2$, $S=1/2$, $L=0$, $I=3/2$, $F=1$)

$g_{F=2} = \frac{1}{2}$, ($J=1/2$, $S=1/2$, $L=0$, $I=3/2$, $F=2$)

• pour l'état 2P $g_{F=1} = -\frac{1}{6}$, ($J=3/2$, $S=1/2$, $L=1$, $I=3/2$, $F=1$)

De plus $\alpha = 1,65 \cdot 10^6$ unités M.K.S.A.

II.C. RESOLUTION ET REMARQUE

1) L'écriture des équations [(37)-(48)] n'est pas nécessaire pour la résolution du système [(1)-(36)]. Elle ne figure ici que dans le but d'avoir l'évolution complète du système à trois niveaux.

2) La résolution du système [(1)-(36)] ne peut bien entendu pas s'effectuer analytiquement. Nous avons donc mis au point un programme Fortran qui fonctionne dans les conditions énoncées au sous-paragraphe suivant. Les équations (22) à (36) peuvent évidemment être déduites des équations (7) à (21) (elles en sont les complexes conjugués). Mais une résolution pas trop "lourde" en langage d'informatique nécessite de séparer, pour un système de variables complexes, les parties réelles et imaginaires, ce qui revient à un système à variables réelles, mais de nouveau constitué de 36 équations à 36 inconnues.

3) La méthode de résolution pas par pas des équations différentielles que nous avons adoptée peut s'adapter avec souplesse aux différentes configurations de champ magnétique statique entrant en jeu dans nos expériences. Les atomes et le faisceau laser interagissent sur toute la longueur du jet atomique. Nous avons divisé cette dernière en 3 zones (1,2,3) (la longueur de chaque zone est un paramètre ajustable) dans lesquelles règne un

champ magnétique statique d'intensité I_i ($i=1,2,3$) déterminé, et dont la direction fait un angle β_i ($i=1,2,3$) par rapport à la direction de polarisation de la lumière.

Les équations différentielles sont écrites dans la base où l'hamiltonien d'interaction magnétique est diagonal. Comme on veut avoir les résultats (populations et cohérences) dans la base dont l'axe de quantification est parallèle à la direction de polarisation de la lumière, le programme doit opérer des changements de base par rotation d'angle β_i avant chaque zone puis par rotation d'angle $-\beta_i$ à la fin de chaque zone, (la rotation s'effectue autour de \vec{Ox} , ($\phi = \pi/2$), ceci dans le cadre du formalisme de la matrice densité.

On peut montrer, dans le cas du niveau $P_{1/2}$ (transition $F=1 \rightarrow F'=1$) que la lumière de fluorescence détectée est proportionnelle à la somme des populations du niveau excité $F' = 1$ (cf. appendice II). Il suffira donc grâce au calcul numérique exposé ci-dessus, de trouver cette somme de populations à l'endroit où s'effectue la détection de la fluorescence.

Signalons enfin que le programme d'intégration du système d'équations différentielles est du type Runge Kutta d'ordre 6, en double précision, et a été aimablement mis à notre disposition par M.G. SCHWEIGHOFER.

Ceci nous a permis de faire essentiellement deux types de calculs :

a) $I_i = \text{cste}$ ($\forall i$) et $\beta_i = \text{cste}$ ($\forall i$). Ceci correspond au cas de l'interaction d'un faisceau laser avec un jet d'atomes rapides en présence d'un champ magnétique homogène dans tout l'espace.

b) $I_{1,3} = 0$, $\beta_{1,3} = 0$, I_2 et β_2 étant des paramètres différents de zéro. Ceci correspond au cas où le champ magnétique terrestre a été compensé, et où un champ magnétique statique est établi dans une zone bien délimitée du jet, avant la détection de fluorescence. Ce cas sera décrit très précisément dans le chapitre V, paragraphe A, consacré à la détermination de spins par détection des franges de Larmor.

On ne considèrera donc dans ce chapitre que le cas correspondant au paragraphe a, ce qui nous montrera l'utilité qu'il y a à compenser soigneusement l'effet du champ magnétique terrestre.

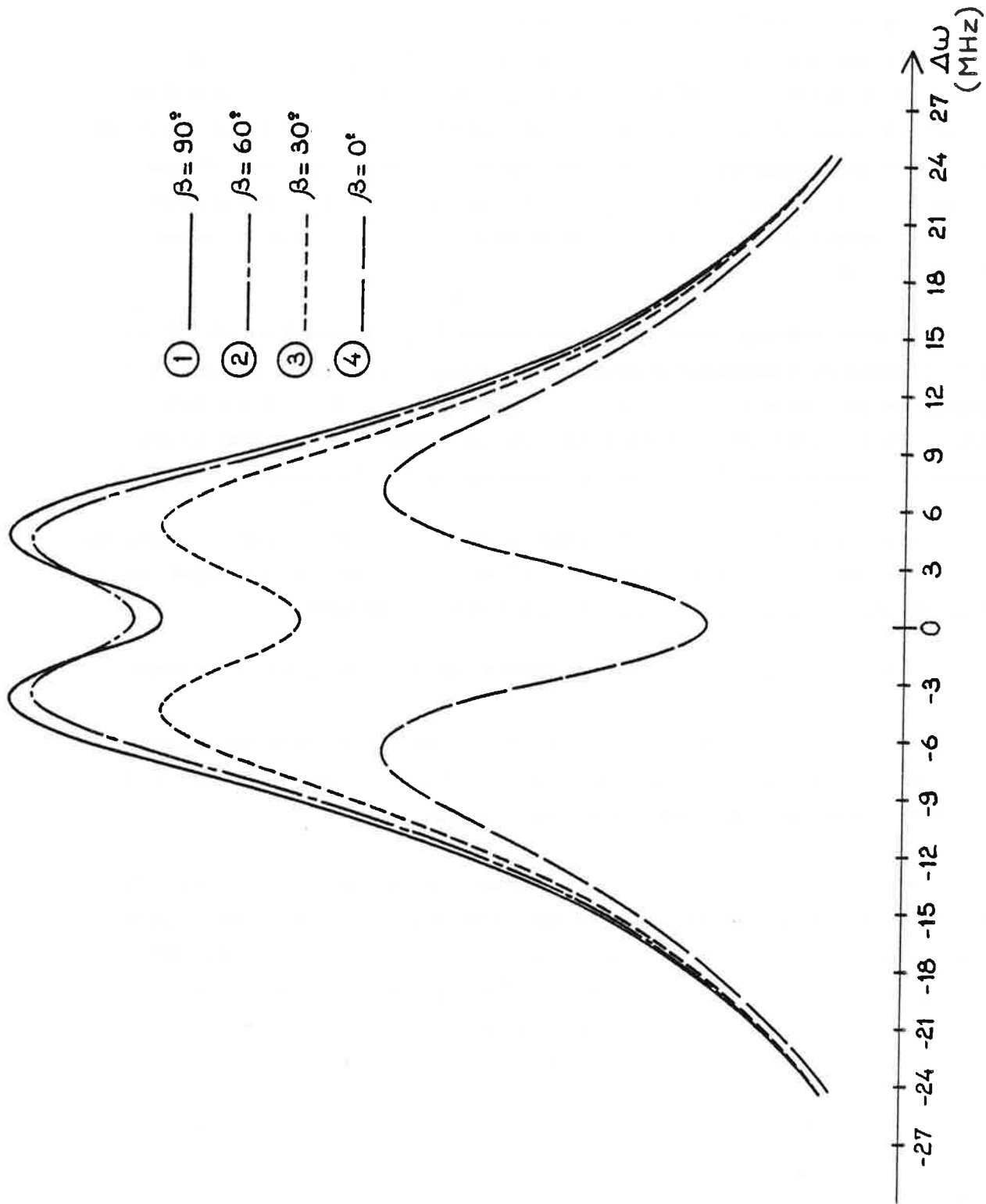


Figure II-1 : Signal de fluorescence calculé pour la transition $F=1 \rightarrow F'=1$ de la raie D_1 . Les quatre cas correspondent à différentes valeurs d'angle entre la direction du champ magnétique statique et la direction de polarisation de la lumière.

II.D. EFFET D'UN CHAMP MAGNETIQUE STATIQUE "FAIBLE" AGISSANT
SUR TOUTE LA LONGUEUR D'INTERACTION DU JET D'ATOMES
RAPIDES AVEC LA LUMIERE

Les courbes de la figure (II.1) donnent l'allure de la raie ($F=1 \rightarrow F'=1$) pour différents angles β_1 entre les directions des champs magnétique et électrique, en fonction du désaccord en fréquence. On a pris $|H| = 0,6$ gauss, ce qui est du même ordre de grandeur que l'amplitude du champ magnétique terrestre. Le temps d'interaction t a été fixé à 3.10^{-6} s ce qui donne une longueur d'interaction L de 60 cm ($V = 2.10^5$ m/s). On a pris 400 μ watts pour la puissance du laser.

Explication qualitative : On raisonne dans la base dont l'axe de quantification est parallèle à la direction de polarisation π du laser. On remarque pour $\beta = 0$, le creux prononcé qui est dû au pompage optique hyperfin, qui a tendance à vider les sous-niveaux du fondamental ($F=1, m_F=\pm 1$), [$(F=1, m_F=0 \rightarrow F'=1, m_F=0)$ étant une transition interdite], et ceci d'autant mieux que l'on est plus proche de la résonance (le laser y est plus efficace).

Dès que β est différent de zéro, la précession de Larmor des moments magnétiques autour de H produit une redistribution à l'intérieur de chaque niveau hyperfin de l'état fondamental, entre les sous-niveaux Zeeman : les sous-niveaux $F=1, m_F=\pm 1$ (qui fluorescent) sont repeuplés à partir du sous-niveau $F=1, m_F=0$ (qui ne fluoresce pas).

On peut voir ainsi que pour β variant de 30° à 90° , le signal à résonance peut être de 2,6 à 3 fois plus important que pour $\theta = 0^\circ$; pour les valeurs de H, p et t choisies. On remarque aussi que les courbes (1), (2) et (3) peuvent s'entrecroiser au voisinage de la résonance. L'explication de ce phénomène sera donnée au chapitre V, paragraphe (V.A δ .2).

En conclusion, le champ magnétique terrestre, malgré sa faible valeur peut fortement influencer l'amplitude du signal de fluorescence détecté. Il faudra donc, pour nos mesures le compenser soigneusement.

CHAPITRE III

LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

INTRODUCTION

La réalisation d'un jet accéléré a constitué pour le laboratoire une entreprise nouvelle, qui a nécessité un gros investissement à la fois sur le plan financier et scientifique. En ce qui concerne les moyens financiers, une aide décisive a été fournie au laboratoire par la D.R.E.T. sous la forme d'un contrat. Pour le volet scientifique deux années ont été nécessaires pour concevoir et réaliser un dispositif expérimental à la fois sophistiqué et volumineux.

Si la technique du jet atomique fait partie du savoir-faire des chercheurs du laboratoire, celle de jet ionique post accéléré puis neutralisé restait à découvrir.

Dans les différents paragraphes de ce chapitre, nous décrirons successivement les composantes de l'enceinte abritant le jet en distinguant la partie réservée à la production et à l'accélération des ions, de celle concernant la neutralisation ainsi que de la zone d'interaction de détection. Une attention spéciale sera consacrée aux contrôles des qualités du jet (intensité avant et après neutralisation) ainsi que du réglage de la colinéarité de ce dernier avec le ou les faisceaux lumineux. Enfin nous parlerons des lasers ainsi que du pilotage de l'un d'eux assuré par un sigmamètre [47-49].

On pourra se référer à la figure III.1 qui montre une vue d'ensemble schématique du dispositif.

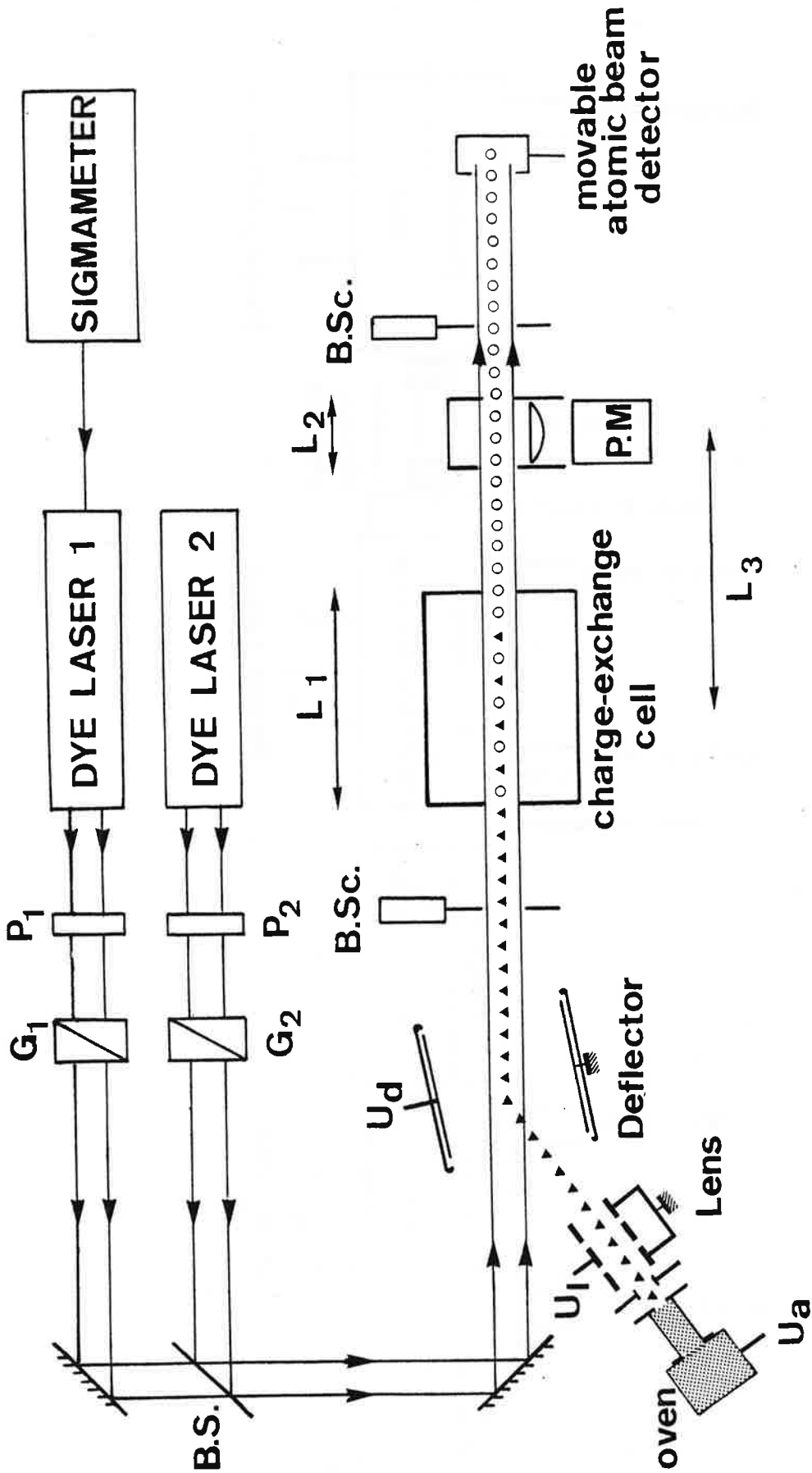


Figure III-1 : Vue d'ensemble schématique du dispositif expérimental.

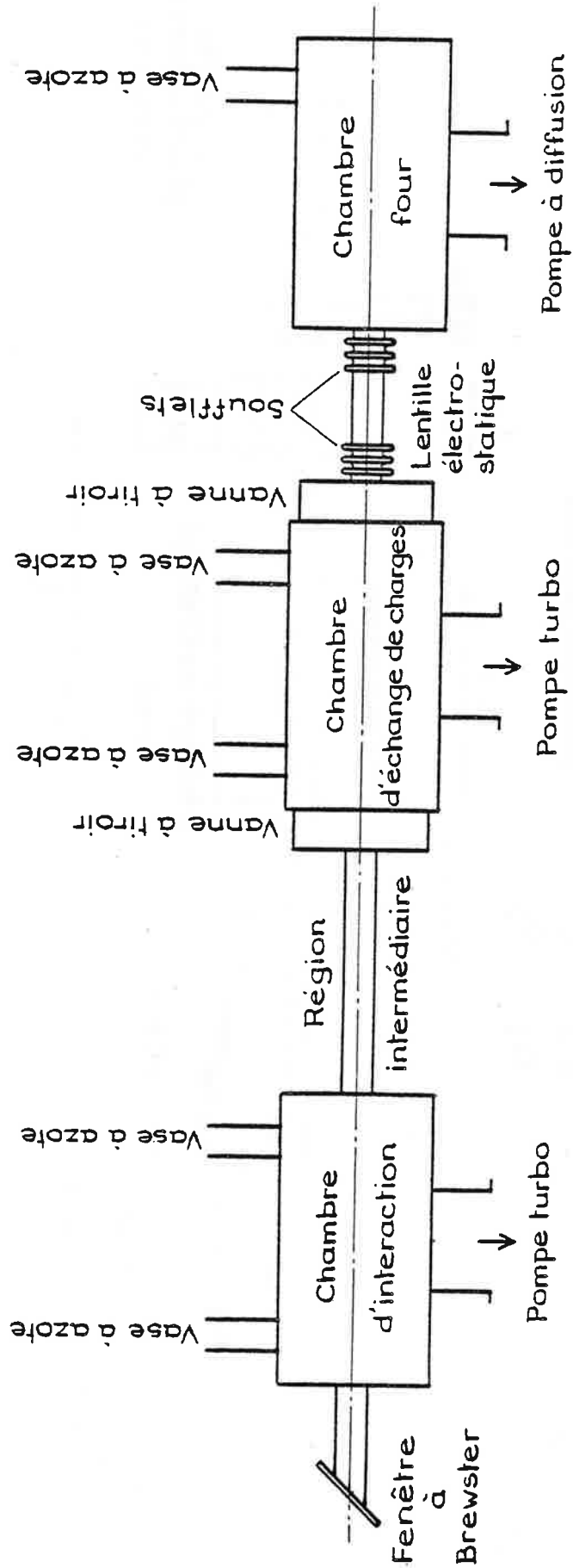


Figure III-2 : L'enceinte abritant le jet d'ions - atomes rapides.

III.A. L'ENCEINTE

III.A.α. DESCRIPTION GENERALE (voir figure III.2)

L'enceinte est essentiellement constituée de 3 chambres distinctes. Elles sont reliées entre elles par l'intermédiaire de tubes et soufflets qui donnent à l'ensemble la souplesse nécessaire au bon alignement de tous les éléments qui définissent le jet. Deux vannes à tiroir (V.A.T.) permettent d'isoler chacune des chambres afin de pouvoir y intervenir pour effectuer réparations ou modifications sans perturber le fonctionnement ou le vide des deux autres.

Le vide est assuré par 3 systèmes de pompage indépendants. Pour la première chambre, réservée à la production et accélération des ions, le vide est obtenu grâce à une pompe primaire mécanique ALCATEL (type 2012A) en série avec une pompe secondaire à diffusion d'huile munie d'un piège à azote liquide. Les seconde et troisième chambres sont, elles, équipées de pompes Alcatel (type 2012A) pour le pompage primaire et de pompes turbo-moléculaires (BALSERS 500 litres) pour le pompage secondaire. Ces deux derniers groupes de pompage sont munis de sécurité qui permettent de couper l'alimentation des pompes et de fermer les vannes électropneumatiques en cas de panne. Ceci autorise donc un pompage continu jour et nuit sans surveillance.

Pour chaque chambre, la pression en vide secondaire est mesurée par des jauges à ionisation. Nous avons travaillé régulièrement avec un vide de 10^{-7} Torr dans la première chambre, et environ 5.10^{-8} Torr pour les deux autres, quand les pièces de cuivre, qui s'échelonnent tout au long du jet, pour piéger les atomes résiduels, étaient refroidies à la température de l'azote liquide.

Enfin le champ magnétique terrestre a été compensé avec soin, dans la deuxième et troisième chambres. Pour cela, on a entouré ces deux enceintes de deux doubles enroulements de fils conducteurs parcourus par des courants de sens et d'intensité choisis pour éliminer les composantes horizontales et verticales du champ magnétique terrestre dans le plan perpendiculaire du jet.

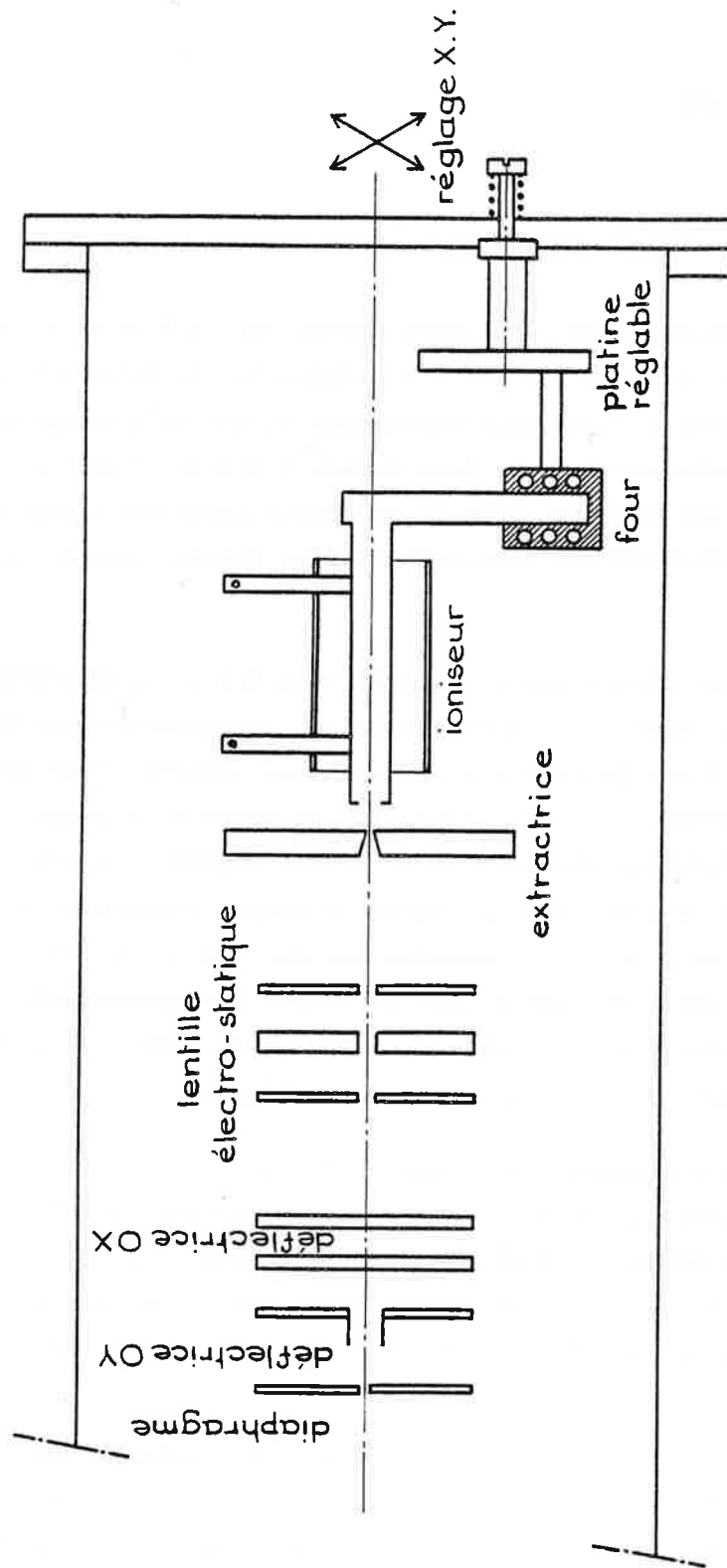


Figure III-3 : La première chambre : le four, l'ioniseur et l'optique électrostatique.

III.A.8. LA PREMIERE CHAMBRE : LE FOUR, L'IONISATION, LA DEFLEXION
(voir figures III.3 et III.4)

La première chambre est constituée d'un cylindre de 61 cm de long pour un diamètre intérieur de 15 cm. Son axe fait un angle de 10° avec l'axe commun des deuxième et troisième chambres. A l'une des extrémités une plaque, dont la position horizontale et verticale est ajustable grâce à un double système de vis (fig. III.3) soutient le four et l'ioniseur.

1) Le four et l'ioniseur (fig. III.3)

Le four est en acier inoxydable. Il peut contenir environ 2 cm³ de sodium métallique. Il est chauffé électriquement par des enroulements spirales de fils de tantale glissés dans des tubes d'alumine qui pénètrent dans la masse du four. Il est porté jusqu'à une température typique de 250°C. La vapeur ainsi formée débouche par un trou de 10 mm de diamètre dans un tube coudé dont la première partie est constituée d'un cylindre de diamètre Ø 10 en tantale et la seconde, après le coude, d'un cylindre également en tantale de diamètre beaucoup plus faible (Ø 2). Ce dernier est chemisé intérieurement avec une feuille de rhénium. Ce tube coudé forme l'ioniseur qui est chauffé à 1200°C environ dans sa partie terminale, par un courant continu. L'ionisation s'effectue sur la paroi interne du tube par effet thermoionique : un atome qui subit un choc est absorbé puis réémis aléatoirement dans n'importe quelle direction, ionisé ou non. La loi qui décrit l'équilibre entre l'état atomique et l'état ionique d'une vapeur en contact avec une surface, appelée loi de Saha Langmuir s'écrit : [9][14] :

$$\frac{N^+}{N_0} = \frac{g^+}{g_0} e^{(W-\phi)/kT} \quad (1)$$

où N^+ et N_0 désignent respectivement le nombre d'ions et d'atomes,
 g^+ et g_0 le poids statistique de l'état électronique de l'ion et de l'atome (g^+/g_0 vaut 1/2 pour les alcalins),
 W la fonction de travail du corps constituant la surface,
 ϕ le potentiel d'ionisation de l'atome.

Nous avons déjà vu au paragraphe (I.Aγ.b) que pour le sodium $\phi = 5,12$ eV. Par ailleurs W pour le tantale vaut 4,2 eV et pour le rhénium 4,8 eV [51].

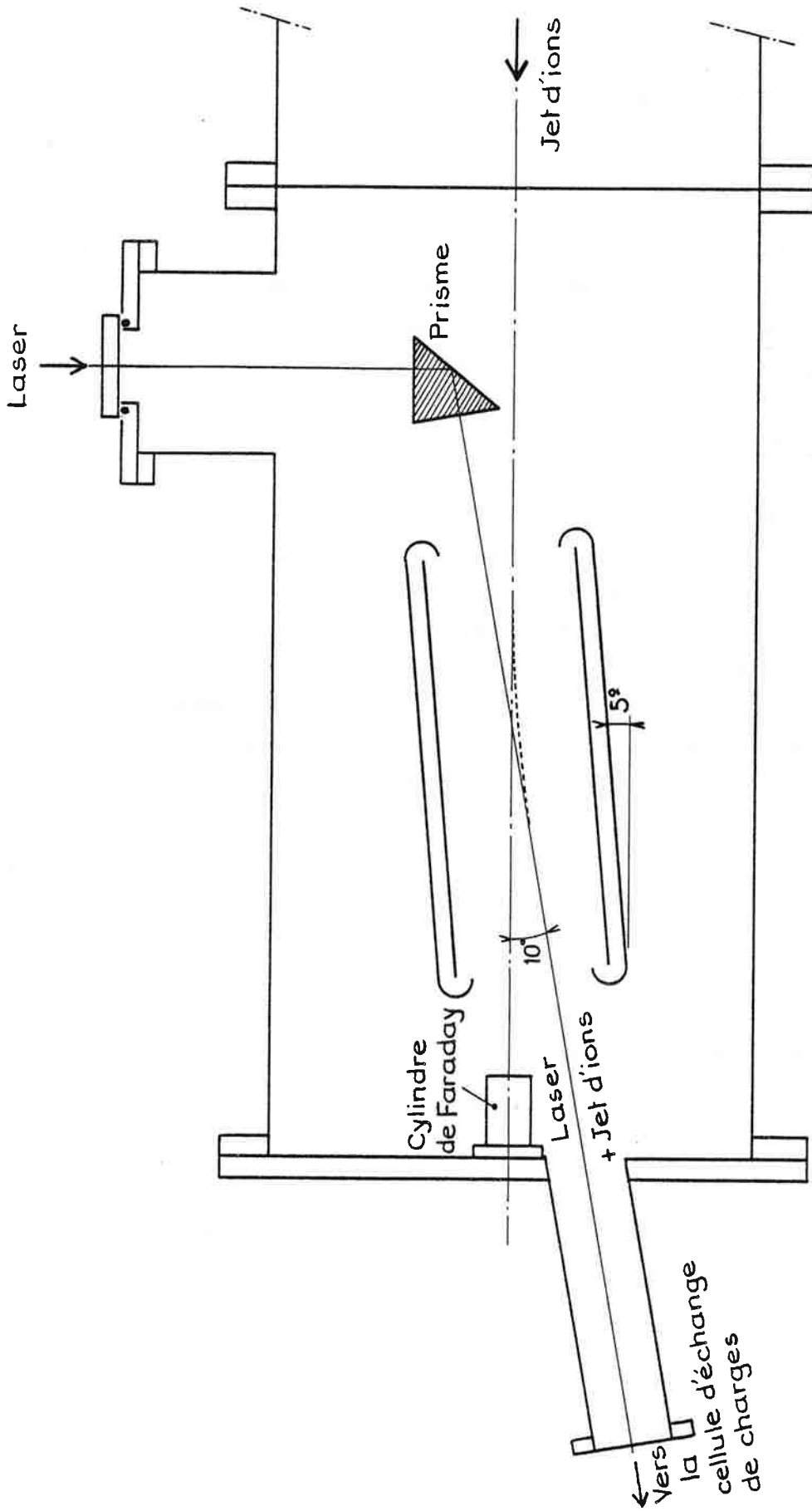


Figure III-4 : La première chambre : le système de déflection du jet d'ions et l'entrée du faisceau laser.

Appliquée au tantale, l'égalité (1) donne : $\frac{N^+}{N_0} = 4,1 \cdot 10^{-4}$

et au rhénium : $\frac{N^+}{N_0} = 4,2 \cdot 10^{-2}$.

Le rendement de l'ionisation $\rho = \frac{N^+}{N_0 + N^+}$ a les mêmes valeurs. Par contre, le rendement de l'ioniseur peut, lui, être notablement plus élevé, car un atome subit au cours de son trajet plusieurs chocs contre la paroi. En conséquence, on peut montrer [64] que pour de faibles valeurs de ρ , le rendement r de l'ioniseur vaut approximativement $\bar{N} \cdot \rho$ où \bar{N} est le nombre moyen de chocs que subit un atome.

L'ensemble four plus ioniseur, isolé électriquement de la chambre portée à la masse, est soumis à un potentiel de +5 kV. Dans sa partie finale, l'ioniseur, du fait du fort courant de chauffage qui le traverse ($I \approx 60$ A) n'est plus équipotentiel. Les ions formés par ionisation de surface ne sont donc pas tous produits au même potentiel et ne seront pas accélérés de la même façon ; c'est ce facteur qui imposera finalement la limite inférieure des raies observées.

2) Extractrice, optique électrostatique, déflexion

On place juste à la sortie de l'ioniseur une plaque percée d'un trou et portée à 4,8 kV. Les ions formés dans l'ioniseur polarisé lui à 5 kV sont donc extraits et accélérés. Un système de trois plaques percées de trous succède à l'extractrice. La plaque centrale est soumise à un potentiel positif (environ 2000 V) tandis que les deux plaques extérieures sont portées à la masse. Ce système fonctionne comme une lentille convergente. Viennent ensuite un diaphragme refroidi à l'azote liquide, puis deux systèmes de doubles plaques qui permettent de régler la direction du jet, horizontalement et verticalement (voir figure III.3) (on remarque que ce système permet de préserver la symétrie cylindrique du jet ionique).

Enfin, au bout de la chambre un système de plaques délectrices permet d'envoyer le jet d'ions selon l'axe commun des deux chambres suivantes.

Une fenêtre latérale a été aménagée pour permettre le passage du faisceau laser. Ce dernier est amené colinéairement avec le jet d'ions grâce à un prisme utilisé en réflexion totale. (voir figure III.4).

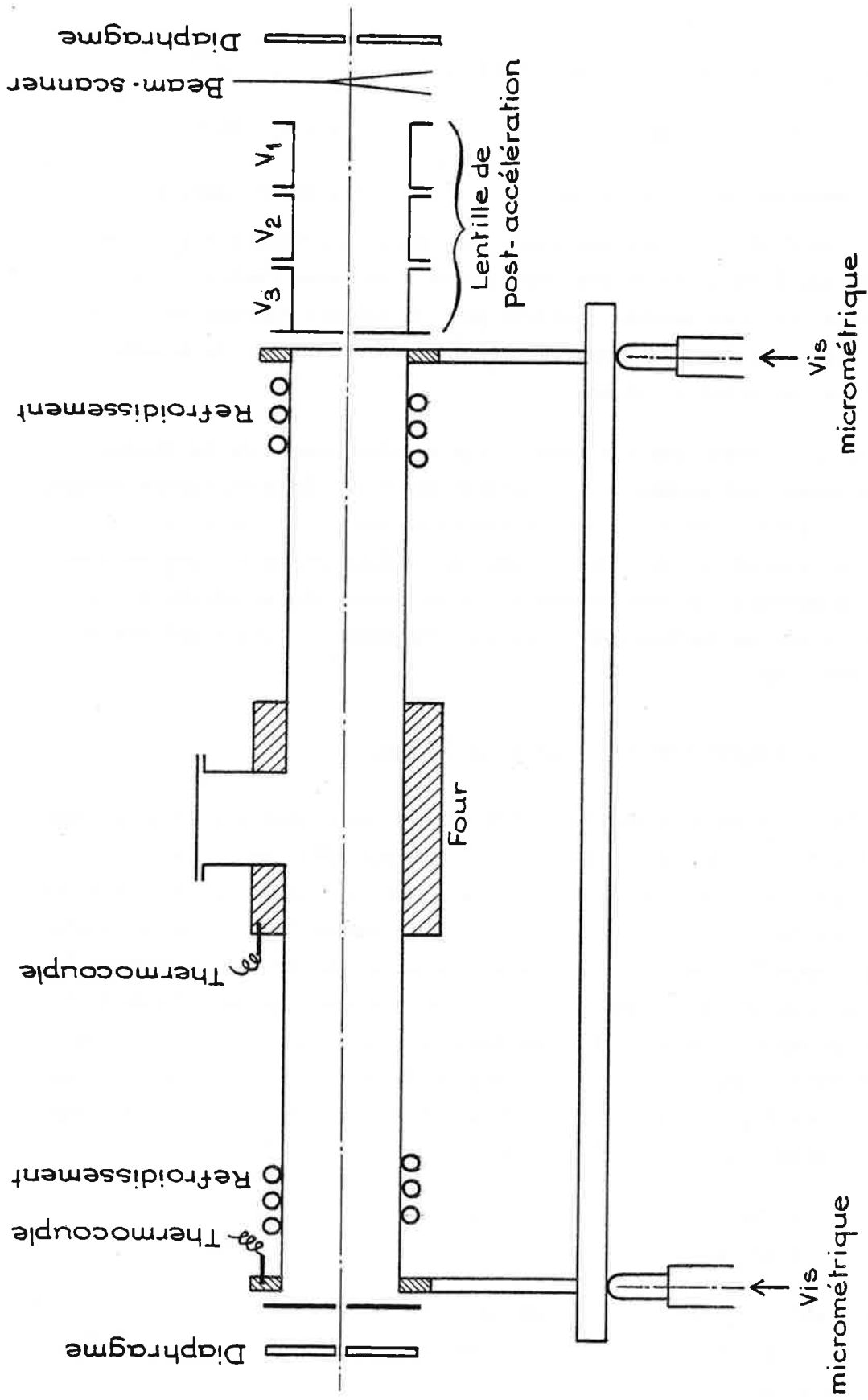


Figure III-5 : La seconde chambre : la cellule d'échange de charges. La lentille de post accélération permet de faire varier la vitesse du jet d'ions et donc, à fréquence laser fixe, de balayer les résonances.

Si l'on met le déflecteur à la masse, le jet d'ion reste dans l'axe de la première chambre. Aussi a-t-on placé un cylindre de Faraday de manière à mesurer l'intensité du jet d'ions avant la déflexion, ceci permet de contrôler le bon fonctionnement du four et d'ajuster les premiers réglages pour avoir un jet de bonne qualité.

III.A.δ. LA SECONDE CHAMBRE : LA CELLULE D'ECHANGE DE CHARGE (fig.III.5)

La seconde chambre est de forme parallépipédique (longueur 50 cm, largeur 50 cm, hauteur 26 cm). Elle contient essentiellement la cellule d'échange de charge. De part et d'autre de la cellule, deux plaques percées refroidies à l'azote liquide permettent d'améliorer le vide. Enfin avant la cellule un analyseur de faisceau de fonctionnement précisé au paragraphe III.A.ε, permet de régler la colinéarité du jet d'ions avec le faisceau laser.

1) La cellule d'échange de charge

Le schéma de principe de cette cellule est donné par la figure (III.6) [52,53].

La cellule d'échange de charge est constituée d'un tube d'inox de 31,5 cm de longueur et de diamètre intérieur 2 cm. La paroi interne de ce tube est entièrement chemisée avec une mèche également en inox constituée de plusieurs épaisseurs de toile très fine. Cette cellule renferme une quantité importante de sodium (plusieurs grammes) qui, compte tenu des températures de fonctionnement des différentes zones de la cellule, va se trouver en phases liquide et vapeur. La zone centrale de la cellule est enserrée dans un bloc de cuivre chauffé électriquement à environ 250°C : elle constitue la zone chaude. Les deux extrémités sont maintenues à environ 100°C grâce à des enroulements tubulaires dans lesquels circule un courant d'huile à la température désirée. On choisit 100°C pour être légèrement au-dessus du point de fusion du sodium (97,8°C).

La vapeur, produite dans la zone chaude diffuse vers les extrémités. Elle se condense par contact sur les parois plus froides des extrémités de la cellule. La mèche mouillée par le sodium liquide, assure par capillarité le retour vers le centre du liquide formé aux extrémités. On a donc ainsi un recyclage continu, et aussi une purification de la vapeur.

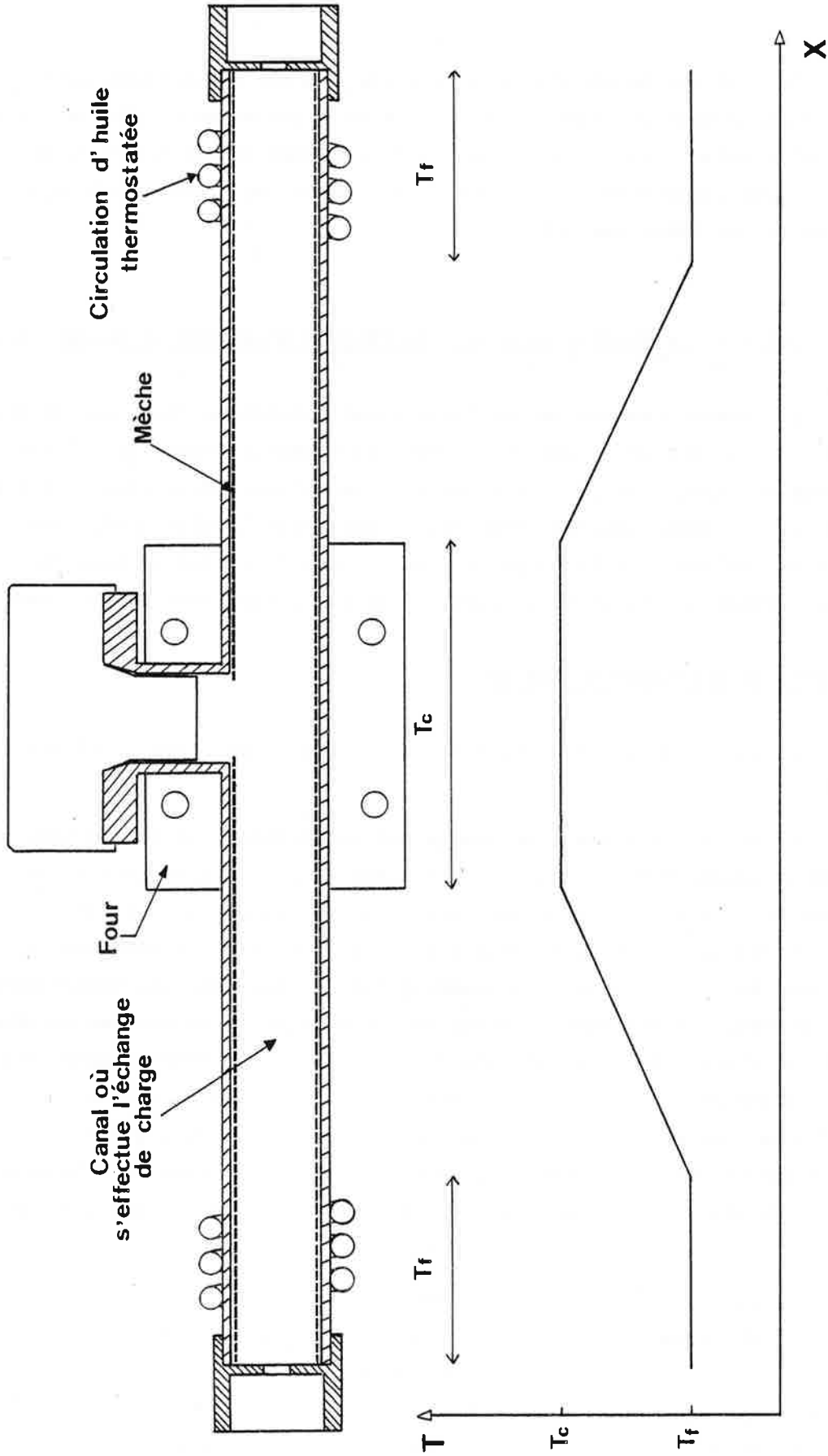


Figure III-6 : Schéma de fonctionnement de la cellule d'échange de charges. T_c est la température de la zone chaude et T_f celle de la zone froide.

Contrairement au "heat pipe" qui fonctionne à des pressions de vapeur saturante de 10 Torr (et plus), la pression requise ici pour l'échange de charge n'est que de 10^{-2} à 10^{-3} Torr. De plus la nécessité d'avoir une cellule ouverte débouchant sur une enceinte à vide conduit à modifier la géométrie et le fonctionnement d'un heat pipe afin d'éviter les pertes.

a) Celles-ci sont "en gros" proportionnelles au flux d'atomes quittant la zone chaude dans l'angle solide sous lequel on voit l'orifice de sortie du tube depuis le centre de la cellule. Elles seront donc d'autant plus faibles que le diamètre intérieur sera petit, et que la cellule sera longue.

b) La température des extrémités, légèrement supérieure au point de fusion de l'élément vaporisé, évite la formation d'un amas solide, ce qui boucherait la cellule. De plus, le flux d'atomes circulant dans ce dispositif n'est pas assez important pour que les zones extrémales atteignent par transfert de chaleur dû à la diffusion de la vapeur et à sa condensation, la température de la zone chaude comme cela se produit dans un heat pipe.

La cellule d'échange de charge, montée sur des supports réglables commandés par vis micrométriques, peut être alignée précisément de manière à ce que son axe soit confondu avec l'axe commun des deux dernières chambres (axe du jet d'ions).

2) Rendements de la cellule d'échange de charge

Pour estimer l'intensité du jet d'atomes neutres rapides que l'on peut espérer obtenir après la cellule d'échange de charge, deux mesures peuvent être faites.

a) On peut d'abord mesurer le jet d'ions direct $I_{es}^{(0)}$ grâce à un cylindre de Faraday situé au bout de la première chambre, ainsi que le courant reçu par un deuxième cylindre de Faraday situé après la cellule d'échange de charge dans la troisième chambre, $I_{es}^{(2)}(T)$; ce dernier étant bien sûr fonction de la température T de la cellule. Lorsque la cellule est froide (hors fonctionnement) on trouve :

$$I_{es}^{(2)}/I_{es}^{(0)} = 0,56$$

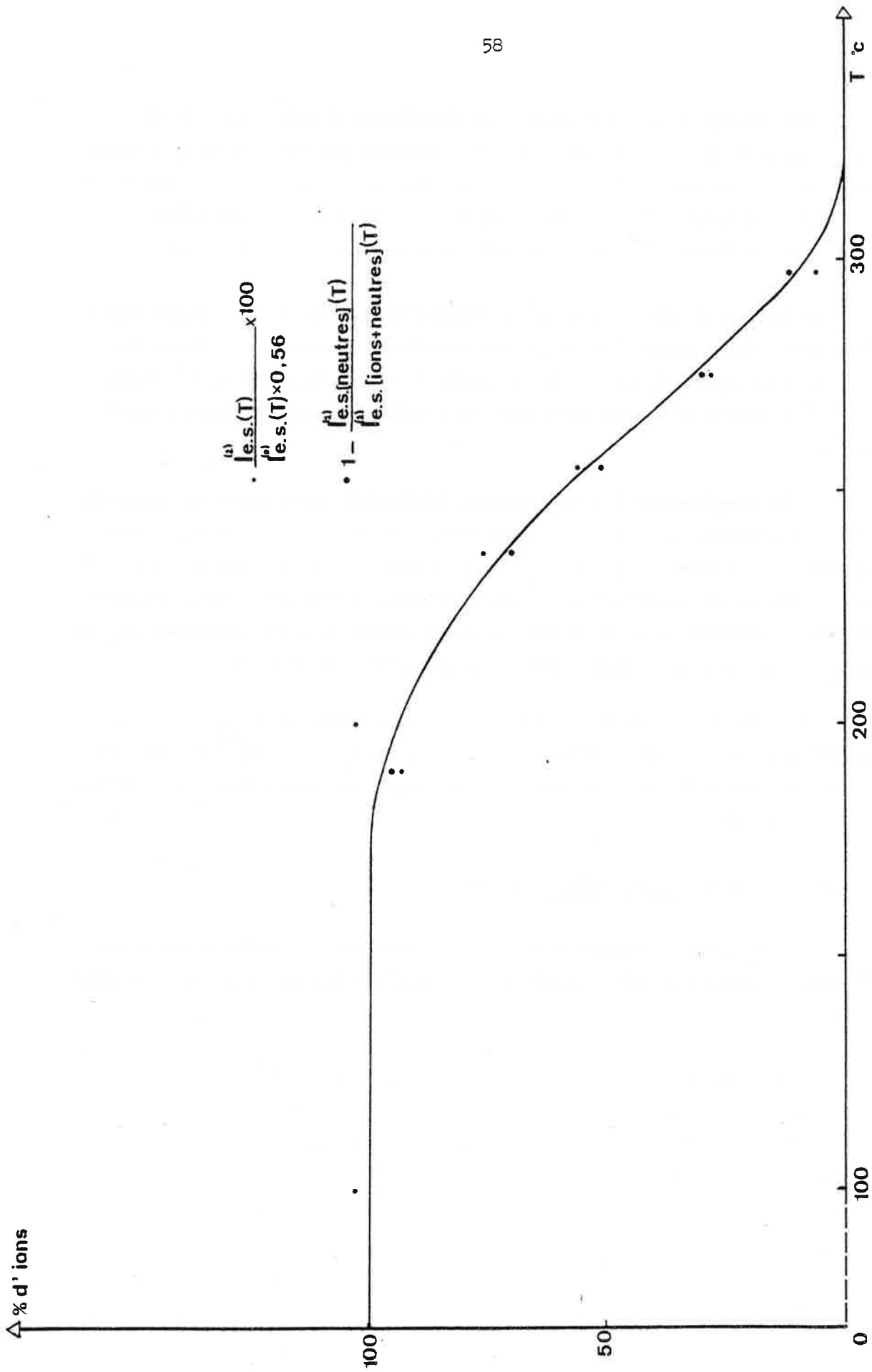


Figure III-6bis : Pourcentage d'ions restant à la sortie de la cellule d'échange de charges, en fonction de la température de chauffage du four (T_C) (voir paragraphes III.A.6 et III.A.ε).

Ceci est dû à la géométrie du dispositif et du faisceau d'ions. Le rendement de la cellule d'échange de charge s'exprime alors simplement sous la forme :

$$\rho(T) = 1 - \frac{1}{0,56} \frac{I_{es}^{(2)}(T)}{I_{es}^{(0)}}$$

b) On peut aussi mesurer directement le rendement de la cellule d'échange de charges en polarisant convenablement le second cylindre de Faraday, comme cela sera exposé au paragraphe III.A.ε.

Remarque : Il vaut mieux, pour nos expériences ne pas trop chauffer la cellule d'échange de charge. En effet pour des températures supérieures à 300°C, la pression de vapeur est telle que la probabilité de collision avec perte d'énergie cinétique du type $Na(3s) + Na(3s) \rightarrow Na(3p) + Na(3s) + \Delta E \rightarrow Na(3s) + Na(3s) + hv + \Delta E$ devient importante. Un atome donné pourra alors subir une ou plusieurs collisions pendant la durée de traversée de la cellule. Comme nous l'avons fait remarquer au chapitre I, paragraphe I.Aβ.1, le processus de collision inélastique se traduira sur nos spectres par des raies parasites distantes de 2,16 eV des raies principales (voir chapitre IV, paragraphe A.β, figures IV.3 et IV.4). Les collisions multiples pourront donc se traduire par une succession de pics parasites équidistants. Le numéro des pics sera égal au nombre de collisions inélastiques que les atomes auront subi. La figure (III.7) montre, que si la cellule est chauffée à 425°C, on peut détecter sur la fluorescence (raie D_2), des atomes qui auront subi jusqu'à 7 collisions inélastiques.

III.A.γ. LA TROISIEME CHAMBRE, ZONE DE DETECTION (figs. III.2 et III.8)

La troisième chambre est de forme parallélépipédique (longueur 50 cm, largeur 35 cm, hauteur 25 cm). Elle contient un piège à lumière recouvert de peinture noire mate, représenté sur la figure (III.8), dans lequel une lentille collectrice (\varnothing 6 cm) focalise la lumière de fluorescence sur un photomultiplicateur (Products for Research Inc. model TE-104) qui est intégré dans un boîtier réfrigéré commercial (-30°C). On y trouve également un cylindre Faraday escamotable (car on veut à certains moments mesurer l'inten-

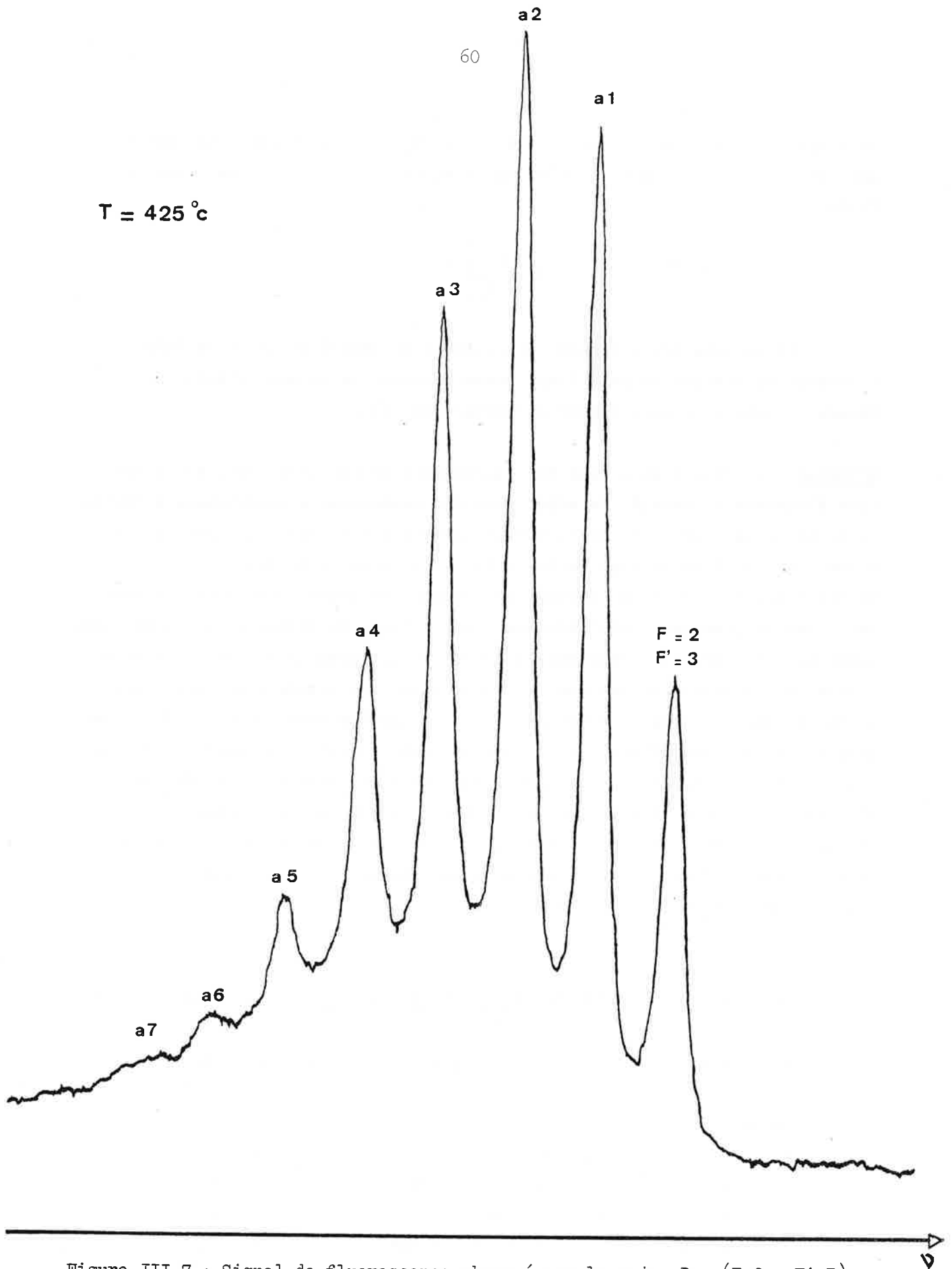


Figure III-7 : Signal de fluorescence observé sur la raie D_2 ($F=2 \rightarrow F'=3$) quand la cellule d'échange de charges est chauffée à 425°C . Les pics, notés a_i ($i=1,7$) correspondent aux atomes qui ont subi une ou plusieurs collisions inélastiques durant leur séjour dans la cellule.

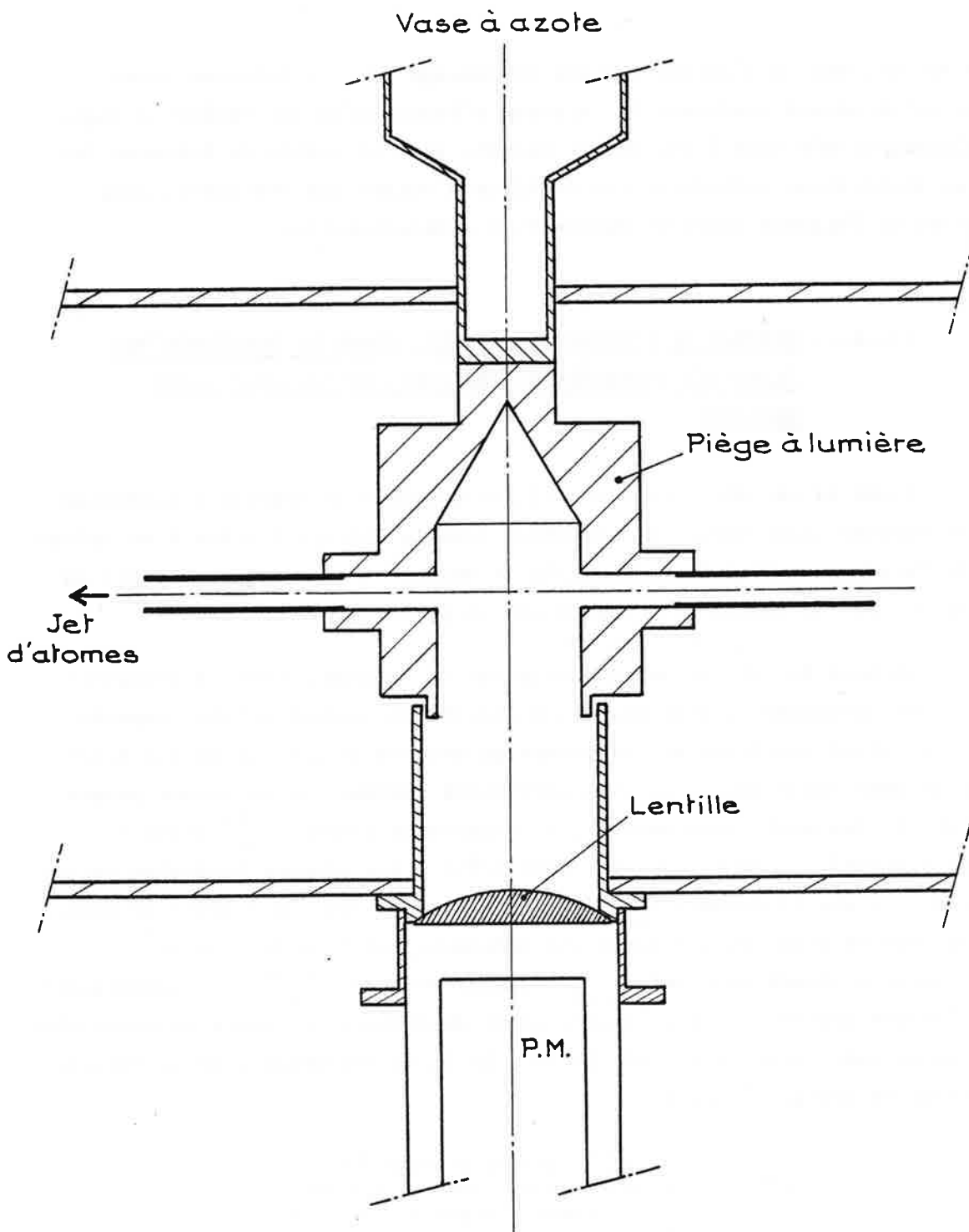


Figure III-8

La troisième chambre : le dispositif de détection.

sité du jet, mais à d'autres laisser le passage pour le faisceau laser ainsi qu'un second analyseur de faisceau d'ions). Enfin une fenêtre à angle de Brewster située dans l'axe du jet permet, soit la sortie du faisceau laser en disposition colinéaire (et facilite d'autant les réglages), soit l'entrée du faisceau laser en disposition anticolinéaire.

III.A.ε. MESURES DE L'INTENSITE DU JET, FORME ET POSITIONS DES FAISCEAUX ATOMIQUES OU IONIQUES, DU FAISCEAU LASER, REGLAGES

Comme il est dit plus haut, il est possible de mesurer l'intensité du jet ionique juste après sa production dans la chambre 1 grâce à un cylindre de Faraday sur lequel on recueille le courant d'ions, proportionnel au nombre d'ions. Ce courant est mesuré par un picoampèremètre.

En bout du jet, un second cylindre de Faraday, polarisé négativement, peut effectuer la même opération (mesure du courant d'ions transmis $I_s^{(2)}$). Polarisé positivement, il permet de mesurer le courant dû aux électrons secondaires produits par les particules rapides. Si on laisse passer les ions et les particules neutres, il donnera un courant $I_{es}^{(2)}$ (ions + atomes neutres). Si on élimine les ions grâce à des plaques latérales portées à haute tension, il donnera $I_{es}^{(2)}$ (atomes neutres). Pour déterminer le nombre d'électrons secondaires par particule incidente, on fera le rapport $[I_{es}^{(2)} \text{ (ions + atomes neutres)} - I_{es}^{(2)} \text{ (atomes neutres)}] / I_s^{(2)} = \alpha$. Connaissant $I_{es}^{(2)}$ (atomes neutres) et α on pourra alors déterminer le nombre de particules neutres/seconde utilisables dans le jet. Enfin le rendement ρ de la cellule d'échange de charge s'écrira :

$$\rho(T) = \frac{I_{es}^{(2)} \text{ (atomes neutres)}(T)}{I_{es}^{(2)} \text{ (atomes neutres + ions)}(T)}$$

Pour déterminer la forme et la position du faisceau atomique par rapport au faisceau laser on utilise deux analyseurs de faisceaux (construits par DANFYSIK, modèle 518). Cette technique est très répandue en physique nucléaire, pour les faisceaux de particules chargées. Une aiguille en V mobile et oscillant de part et d'autre du faisceau qu'elle explore (voir figure III.9).

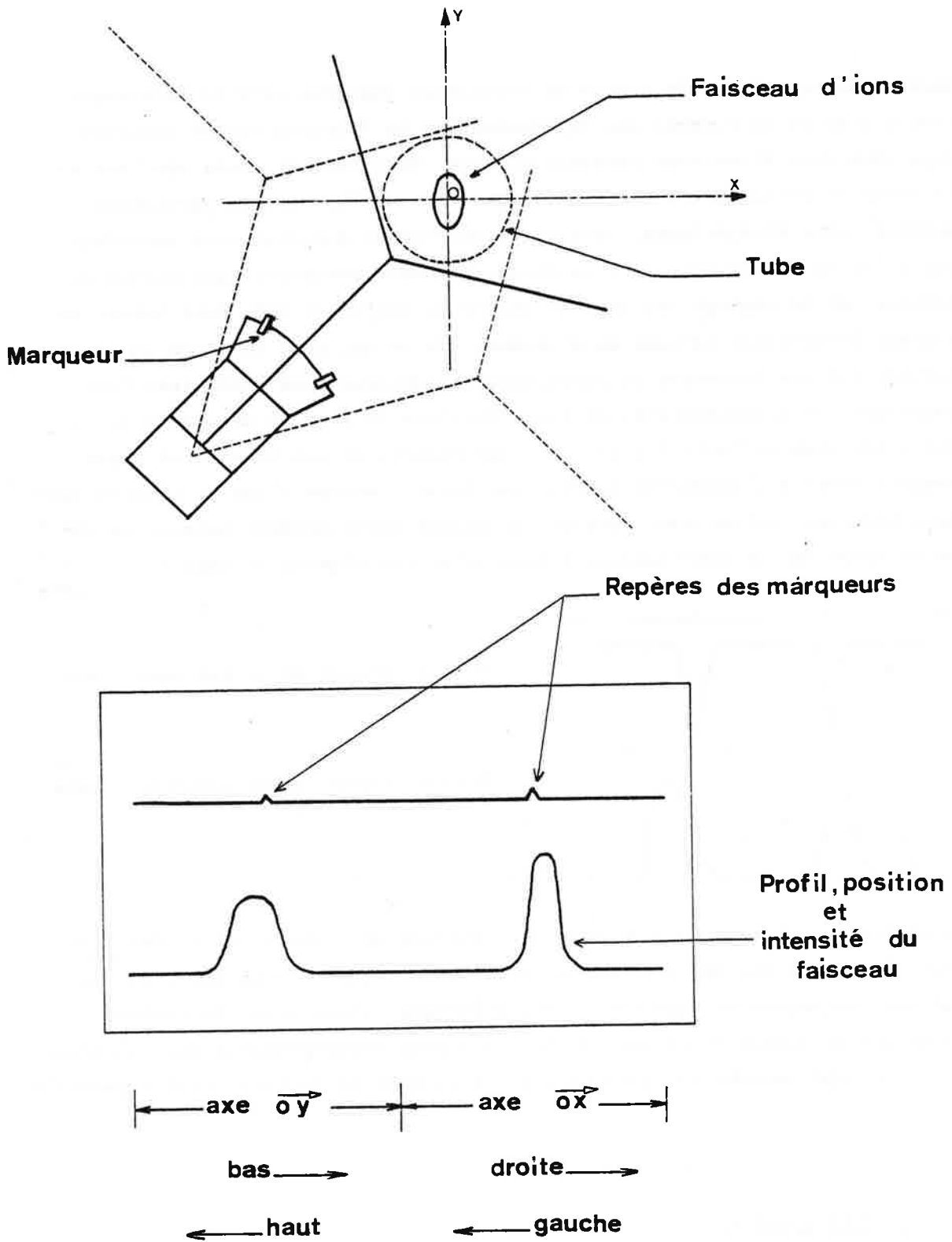
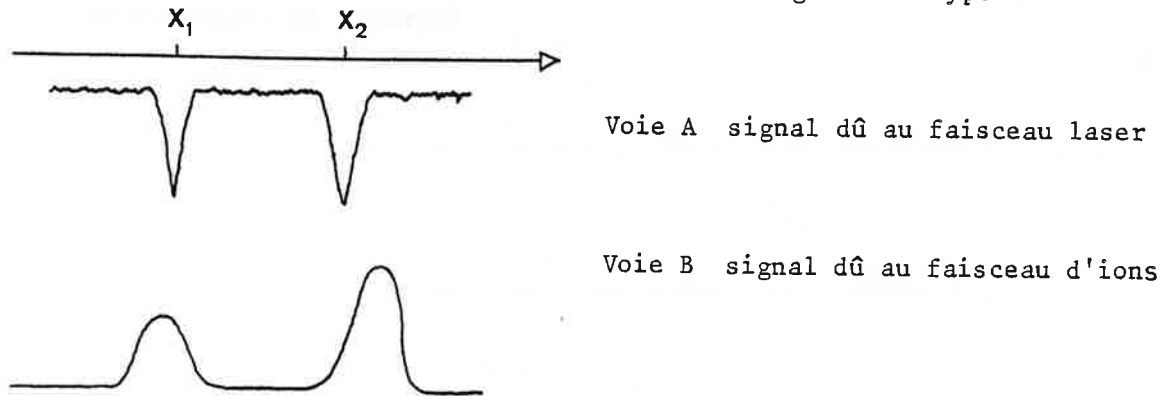


Figure III-9

Schéma et principe de fonctionnement de l'analyseur de faisceau.

mesure instantanément le nombre de particules chargées qu'elle intercepte. Chaque branche du V donne une représentation du faisceau sur un oscilloscope dans deux directions perpendiculaires. Cela fournit alors une idée de la forme du faisceau. Il est à noter que même un faisceau de particules neutres, mais énergétiques, sera détectable grâce aux électrons secondaires qu'elles produisent. Dans ce dispositif deux marqueurs sont prévus qui donnent, si le réglage est bon, un repère du centre du tube dans lequel se propage le faisceau (d'ions ou d'atomes). En ce qui nous concerne seule la colinéarité des faisceaux de particules et lumineux nous intéresse. Pour contrôler cette colinéarité, on place derrière la fenêtre de sortie de la troisième chambre (voir fig.III.2) une photodiode qui fournit un signal proportionnel à l'intensité du faisceau laser. Lorsque l'une ou l'autre des deux branches obstrue son passage, le signal correspondant baisse. On observe alors sur un oscilloscope à deux voies des signaux du type :



Le réglage consiste donc à ajuster les tensions de l'extractrice, des plaques focalisatrices des plaques défectrices de manière à ce que pour chacun des analyseurs de faisceau, (respectivement situés avant la cellule d'échange de charge et en bout du jet) les pics correspondants aux faisceaux d'ions soient centrés aux abscisses x_1 et x_2 avec le meilleur profil possible.

III.B. LES LASERS

Les expériences que nous allons décrire dans les chapitres suivants vont nécessiter l'emploi d'un ou deux lasers en disposition colinéaire. Quand

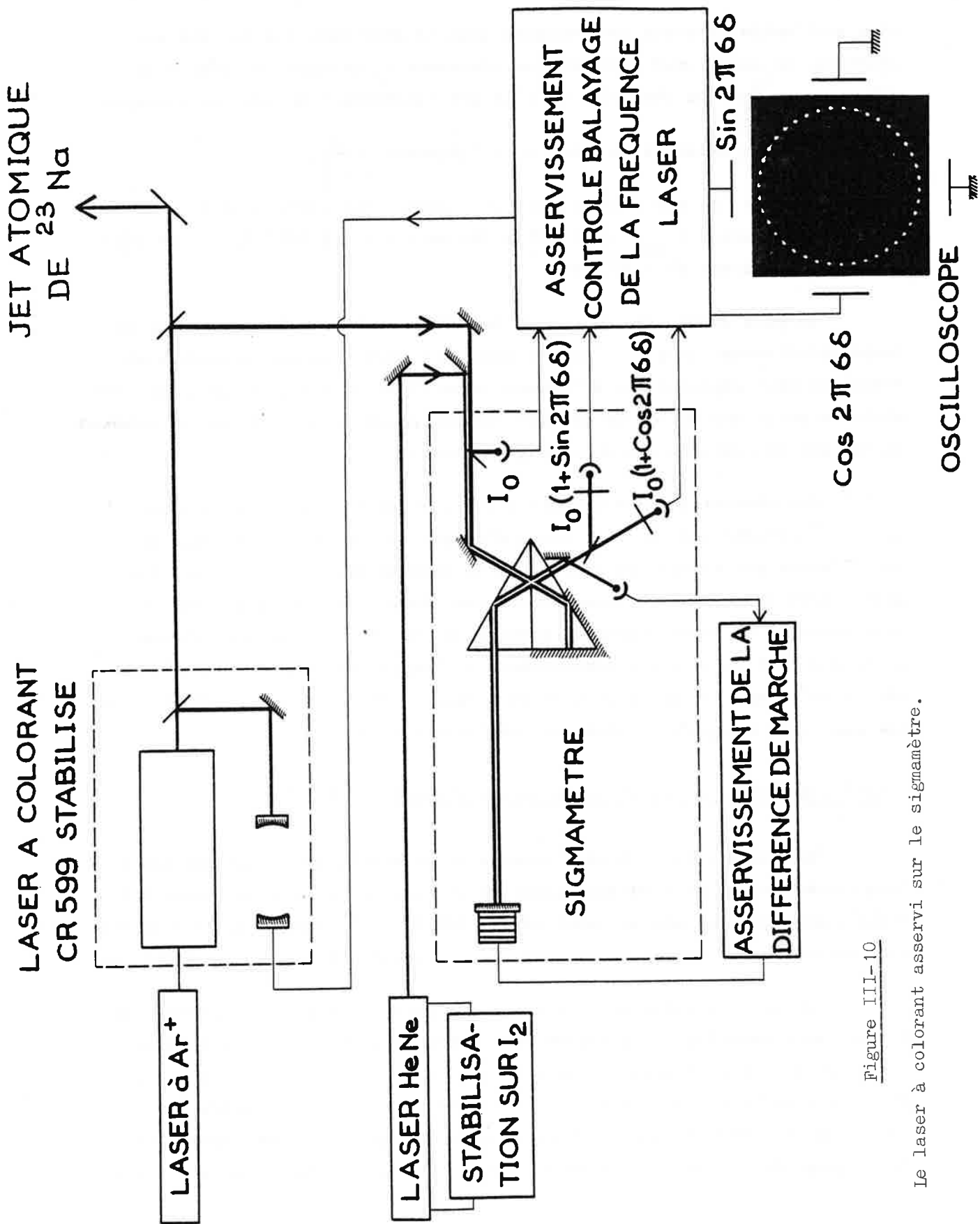


Figure III-10

Le laser à colorant asservi sur le sigmamètre.

l'un ou l'autre faisceau se propagera dans le même sens que le faisceau atomique, on devra pour explorer une résonance ν_0 décaler le laser à la fréquence $\frac{\nu_0}{(1 - \frac{v}{c})}$. Au contraire si l'un des faisceaux a un sens de propagation opposé, on décalera le laser à la fréquence $\frac{\nu_0}{1 + \frac{v}{c}}$.

Pour le cas des raies jaunes du sodium, cela correspond à un déplacement de fréquence $\Delta\nu_{\text{dep.}}$ de $\pm 345,6$ GHz, soit $\pm 4 \text{ \AA}$ à 5893 \AA , si les atomes ont une vitesse de $2 \cdot 10^5$ ms.

De plus chacun des faisceaux doit être stable en fréquence sur un temps relativement long et l'un des deux doit être finement balayable en fréquence pour explorer des structures hyperfines. Enfin l'un des deux doit avoir au moins une puissance notable (le laser qui reste fixe sur la transition qui ne présente pas de pompage hyperfin).

Ces contraintes ont conduit à utiliser deux lasers indépendants dont l'un possède son propre système d'asservissement et de balayage et dont l'autre est asservi et piloté par un sigmamètre. Nous avons utilisé deux lasers à colorant (Coherent Radiation, Modèle 599) fonctionnant en régime monomode et continuellement balayables sur 30 GHz. La longueur d'onde (5890 \AA à 5896 \AA) se prête parfaitement à l'emploi de rodamine 6G. L'un des lasers est pompé par un laser à argon + (Spectra Physics) (2 à 3 watts), l'autre par laser à krypton + (Coherent Radiation) (3 à 4 watts).

Contrôle en fréquence et pilotage par un sigmamètre [47-49]

Un balayage fin, où en l'absence de celui-ci, une stabilisation à long terme peuvent être obtenus grâce au sigmamètre qui est un dispositif entièrement conçu et mis au point par J. PINARD et P. JUNCAR au Laboratoire Aimé Cotton. Rappelons-en brièvement le fonctionnement (voir figure III.10).

La partie optique de l'appareil est principalement constituée d'un double interféromètre de Michelson de différence de marche $\delta = 2$ m, à la sortie duquel on peut disposer de deux faisceaux lumineux dont les états d'interférence diffèrent de $\pi/2$. Si l'on envoie dans le sigmamètre une radiation de nombre d'onde σ , alors en sortie deux photodiodes détectent des signaux de la forme $I_0(1 + \sin 2\pi\sigma\delta)$ et $I_0(1 + \cos 2\pi\sigma\delta)$ tandis qu'une troi-

sième photodiode placée à l'avant de l'interféromètre détecte un signal proportionnel à I_0 . Cela étant les signaux électriques ainsi obtenus sont traités de manière à ne retenir que les parties en $\sin 2\pi\sigma\delta$ et $\cos 2\pi\sigma\delta$ que l'on visualise sur un oscilloscope déterminant ainsi la quantité $2\pi\sigma\delta = \phi$ à $2\sigma\pi$ près. Un système électronique est capable de générer une phase de référence ϕ_0 . La différence $\phi - \phi_0$ sert alors de signal d'erreur pour stabiliser le laser sur le sigmamètre en maintenant ϕ égale à ϕ_0 . Si l'on change ϕ_0 par sauts de $\Delta\phi_0 = \frac{2p\pi}{160}$ (p entier) on peut alors balayer le laser de façon discrète par saut élémentaire correspondant à $\Delta\nu = 0,9368$ MHz. Tout ceci n'est évidemment possible que si δ est rigoureusement maintenue constante. Pour cela on envoie dans le sigmamètre une radiation issue d'un laser He-Ne lui-même asservi sur une raie de l'iode. Une photodiode analyse en outre de l'appareil l'état d'interférence et commande un asservissement qui maintient δ constant. La stabilité du système, testée en de nombreuses occasions s'est révélée être de l'ordre de 1 MHz pour plusieurs heures alors qu'un laser utilisant son propre système d'asservissement n'a qu'une stabilité d'environ 10 MHz/heure.

Signalons enfin que le repérage approximatif des longueurs d'onde se fait grâce à un monochromateur double à haute résolution (H.R.D1, Jobin Yvon) par décalage de $\pm\Delta\nu_{\text{dep}}$ par rapport aux raies jaunes D_1 et D_2 d'une lampe à vapeur de sodium.

La direction de polarisation et la puissance de la lumière laser sont fixées grâce à une lame demi-onde et un prisme de Glan-Thomson. Enfin, quand les deux faisceaux laser sont en disposition colinéaire, ils sont superposés sur un miroir semi réfléchissant.

III.C. MODIFICATIONS APORTEES POUR LES EXPERIENCES EN PRESENCE DE CHAMP MAGNETIQUE

III.C.a. CAS DU CHAMP MAGNETIQUE STATIQUE SEUL

Si l'on se reporte à la figure III.1, on voit que si la distance L_3 est suffisante (ici 60 cm), on peut disposer entre la chambre de neutralisation et la chambre de détection des bobines de Helmholtz, orientables dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation du jet. Celles que nous avons construites, ont un diamètre de 23,5 cm pour un écartement entre bobines de 11,7 cm. Le champ magnétique produit au centre des bobines avec cette géométrie et l'enroulement réalisé a été qualibré à environ 9 gauss par ampère. De plus la zone d'interaction avec le champ magnétique a été blindée grâce à une feuille de μ -métal.

III.C.b. CAS DES EXPERIENCES DE RESONANCE MAGNETIQUE

Pour cela on ajoute dans le tube qui sépare les deux dernières chambres un solénoïde de 10 cm de longueur, centré sur le jet atomique, destiné à produire le champ magnétique oscillant. La puissance radio-fréquence est délivrée par un générateur RF, réglable (Rhode and Schwartz SMS 0.4-1040 Mz) suivi d'un amplificateur linéaire à bande large. La détection des signaux se fait par l'intermédiaire d'un amplificateur à détection synchrone Tekelec (modèle T.E. 9700).

* *
*

C H A P I T R E I V

SPECTROSCOPIE COLINEAIRE A HAUTE RESOLUTION

INTRODUCTION

Les premières expériences entreprises sur le jet rapide construit au laboratoire ont été consacrées à l'étude du spectre des raies D_1 et D_2 du sodium. Cette étude n'apporte bien évidemment rien de nouveau sur le plan de la spectroscopie, mais doit être regardée comme une expérience de tests. Le choix des raies D_1 et D_2 du sodium obéissait à plusieurs critères :

- Réalisation relativement aisée d'un jet d'alcalin, en particulier le sodium
- Tests nécessaires de la bonne marche de tous les éléments de l'appareillage
- Réalisation aisée de l'échange de charge Na^+ rapide sur Na thermique
- Domaine de longueur d'onde visible, facile à produire par les lasers à colorant (rodamine 6g)
- Tests de résolution en particulier sur la raie D_2 où la structure hyperfine était particulièrement favorable (écarts hyperfins de 16, 34, et 59 MHz respectivement entre les niveaux $^2P_{3/2}$ ($F'=0, F'=1$), $^2P_{3/2}$ ($F'=1, F'=2$), et $^2P_{3/2}$ ($F'=2, F'=3$)) à la comparaison entre les élargissements estimés et observés pour une excitation colinéaire
- Tests d'optimisation des signaux en fonction de l'intensité du jet de la puissance d'excitation, de la focalisation du jet grâce aux lentilles électrostatiques, du champ magnétique terrestre compensé ou non, enfin de la démagnétisation de la zone de détection.

Dans la première partie de ce chapitre nous présenterons successivement ces différents aspects en essayant de dégager pour chaque composante

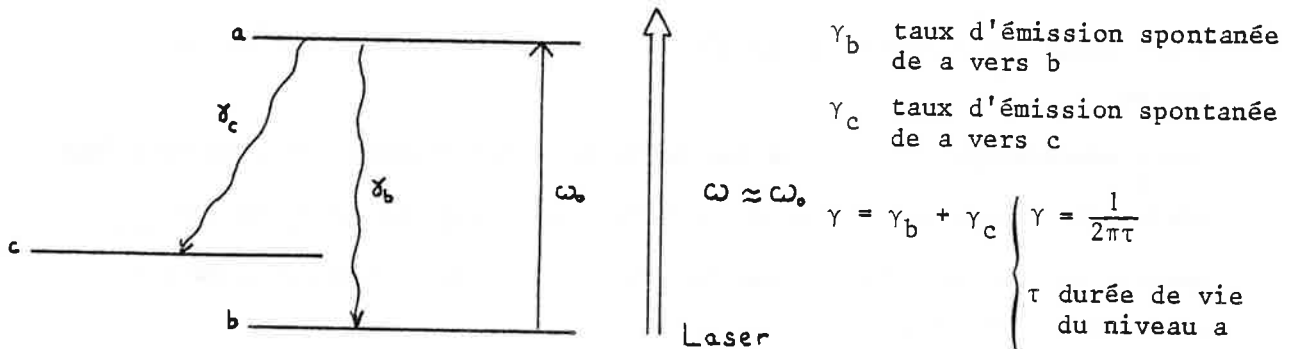
des raies D_1 et D_2 les différents mécanismes qui interviennent de façon à préparer la compréhension de l'excitation à deux lasers, présentée en seconde partie.

IV.A. EXCITATION A UN LASER

IV.A.α. CONSIDERATIONS SIMPLES SUR LES SYSTEMES A 3 NIVEAUX, SPECIFICITE DE L'EXCITATION COLINEAIRE

1) Excitation perpendiculaire d'un jet atomique

J.L. VIALLE [19] a discuté l'évolution du système à 3 niveaux suivant :



Il se plaçait dans le cas où l'interaction avec la lumière se faisant dans une zone restreinte, on peut introduire dans les équations de Bloch optique des termes de relaxation proportionnels à $\Gamma = \frac{V}{L}$ (V vitesse des atomes d'un jet monocinétique, L = longueur de la zone d'interaction) qui traduisent le fait que les atomes quittent la zone d'interaction après avoir interagi avec la lumière pendant un temps $\frac{L}{V}$. Cela revient à prendre un modèle où les atomes restent *en moyenne* éclairés pendant le temps $\frac{L}{V}$.

Dans le cadre du formalisme de la matrice densité (voir chapitre II) il a montré en résolvant le système stationnaire des 5 équations différentielles que :

$$\rho_a = \rho_b(0) \frac{\frac{\Omega^2}{4}}{(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2 \gamma_c}{4\Gamma}} \quad \text{si } \Gamma \ll \gamma, \gamma_b, \gamma_c \quad (\text{IV.A}\alpha.1)$$

$$\text{avec } \begin{cases} \rho_b(0) (= \rho_c(0)) = \frac{N_0}{2}, & \Omega = \frac{dE}{\hbar}, & d = \langle a | \vec{D} \vec{\epsilon} | b \rangle \\ N_0 \text{ nombre total d'atomes} \end{cases}$$

On peut encore écrire (IV.A α .1) sous la forme :

$$\rho_a = \rho_b(0) \frac{\frac{\gamma \gamma_b \alpha}{8}}{(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\gamma^2}{4} + \frac{\gamma \gamma_c \gamma_b \alpha}{8\Gamma}} \quad (\text{IV.A} .2)$$

où $\alpha = \frac{2E^2 d^2}{\hbar^2 \gamma \gamma_b}$ est proportionnel à la puissance de rayonnement mais indépendant du choix de b et c (puisque γ_b est proportionnel à d^2) ainsi que de a.

(IV.A α .2) est une lorentzienne de largeur à mi-hauteur $\gamma \left(1 + \frac{\gamma_b \gamma_c \alpha}{2\gamma \Gamma}\right)^{1/2}$

Pour un système à deux niveaux, on aurait une largeur à mi-hauteur de $\gamma(1+\alpha)^{1/2}$, traduisant l'*élargissement par effet de puissance* (présence de $\alpha \propto E^2$). Ici α est précédé de $\frac{\gamma_b \gamma_c}{2\gamma \Gamma}$. Comme $\Gamma \ll \gamma_b, \gamma_c, \gamma$, il intervient alors un élargissement dû au *pompage hyperfin*, supérieur à l'élargissement radiatif classique. Dans les deux cas précédents, le signal de fluorescence, proportionnel à ρ_a a la forme d'une Lorentzienne ; il ne présente jamais un minimum relatif pour la valeur exacte de la résonance.

Pour la raie D_1 du sodium 23 les largeurs des quatre composantes se regroupent en deux cas :

- les composantes dont le niveau supérieur est $F'=2 \rightarrow \gamma \left(1 + \frac{1}{8} \frac{\gamma \alpha}{\Gamma}\right)^{1/2}$
- les composantes dont le niveau supérieur est $F'=1$ auxquelles correspondent une largeur $\gamma \left(1 + \frac{5}{72} \frac{\gamma \alpha}{\Gamma}\right)^{1/2}$ inférieure à la précédente. Ceci est bien sûr dû au fait que la vitesse de pompage est ici plus lente que dans l'autre groupe.

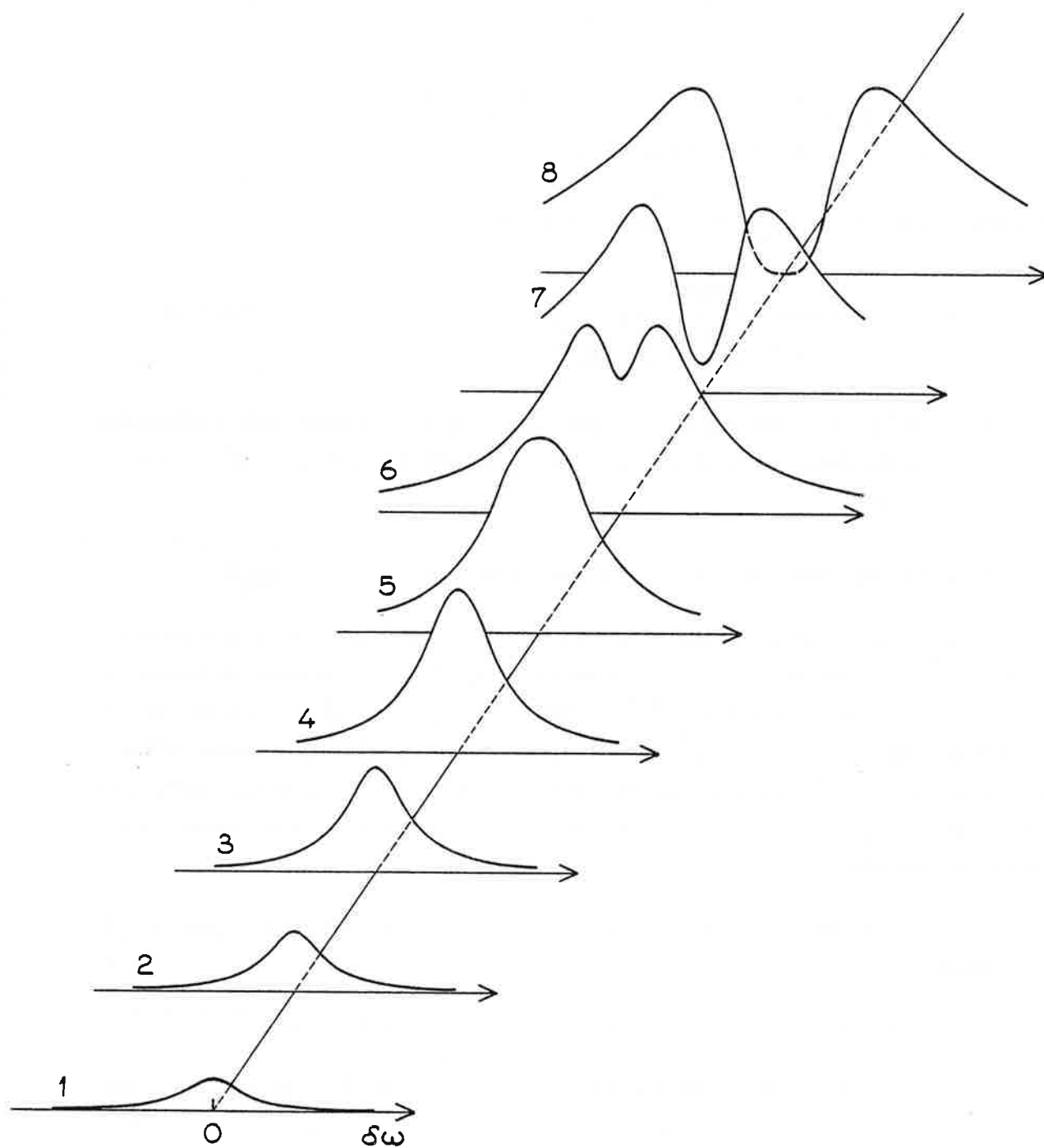


Figure IV-1

Evolution du profil de la raie D_1 (transition $F=1 \rightarrow F'=1$) pour différentes valeurs de la puissance laser excitatrice.

(Pour chaque courbe n° i , $P_i(\text{laser}) = 2^{(i-1)} P_0$).

2) Excitation colinéaire

Ici le modèle stationnaire n'est plus applicable ; les effets successifs de la lumière s'accumulent, formant l'histoire du jet tout au long du parcours. Il faut donc résoudre numériquement les 5 équations différentielles et calculer le signal de fluorescence à l'endroit où se fait la détection.

Le système d'équations différentielles correspondant aux trois niveaux s'écrit dans l'approximation du champ tournant :

$$\left. \begin{aligned} \dot{\rho}_a &= -\gamma \rho_a - \frac{i\Omega}{2}(\sigma_{ab} - \sigma_{ba}) \\ \dot{\rho}_b &= \gamma_b \rho_a + \frac{i\Omega}{2}(\sigma_{ab} - \sigma_{ba}) \\ \dot{\rho}_c &= \gamma_c \rho_a \\ \dot{\sigma}_{ab} &= -\frac{\gamma}{2}\sigma_{ab} + i(\omega - \omega_0)\sigma_{ab} - \frac{i\Omega}{2}(\rho_a - \rho_b) \\ \dot{\sigma}_{ba} &= \dot{\sigma}_{ab}^* \end{aligned} \right\} \begin{aligned} &\text{avec } \Omega = \sqrt{\frac{8\pi}{c}} \sqrt{\frac{P}{s}} d \\ & \text{(IV.A}\alpha\text{.3)} \\ & P = \text{puissance du laser} \\ & s = \text{section du faisceau laser} \end{aligned}$$

La figure (IV.1) montre l'évolution du profil de la raie $F=1 \rightarrow F'=1$ du sodium (ce qui implique $\gamma_b = \frac{1}{6}$, $\gamma_c = \frac{5}{6}$, $\gamma = 10^7$ Hz) pour une longueur d'interaction de 60 cm à différentes valeurs de la puissance laser excitatrice (pour chaque courbe i , $P_i \text{ laser} = 2^{(i-1)} P_0$).

A faible puissance, la raie a une forme lorentzienne de largeur α mi hauteur sensiblement égale à la largeur naturelle (courbe 1). Les courbes 2 et 3 montrent l'apparition de l'élargissement dû à l'effet de pompage hyperfin. Puis sur les courbes 4, 5, 6 l'effet du pompage hyperfin (d'autant plus fort que la fréquence du laser est plus proche de la fréquence de la résonance) se fait sentir par une réduction du signal surtout aux environs de la résonance. Ceci contribue à l'élargissement par pompage hyperfin ; sur la courbe 6 un trou dû au pompage se dessine.

Sur les courbes 7 à 8, le pompage devient progressivement si important que le signal vient à s'annuler à résonance (courbe 8).

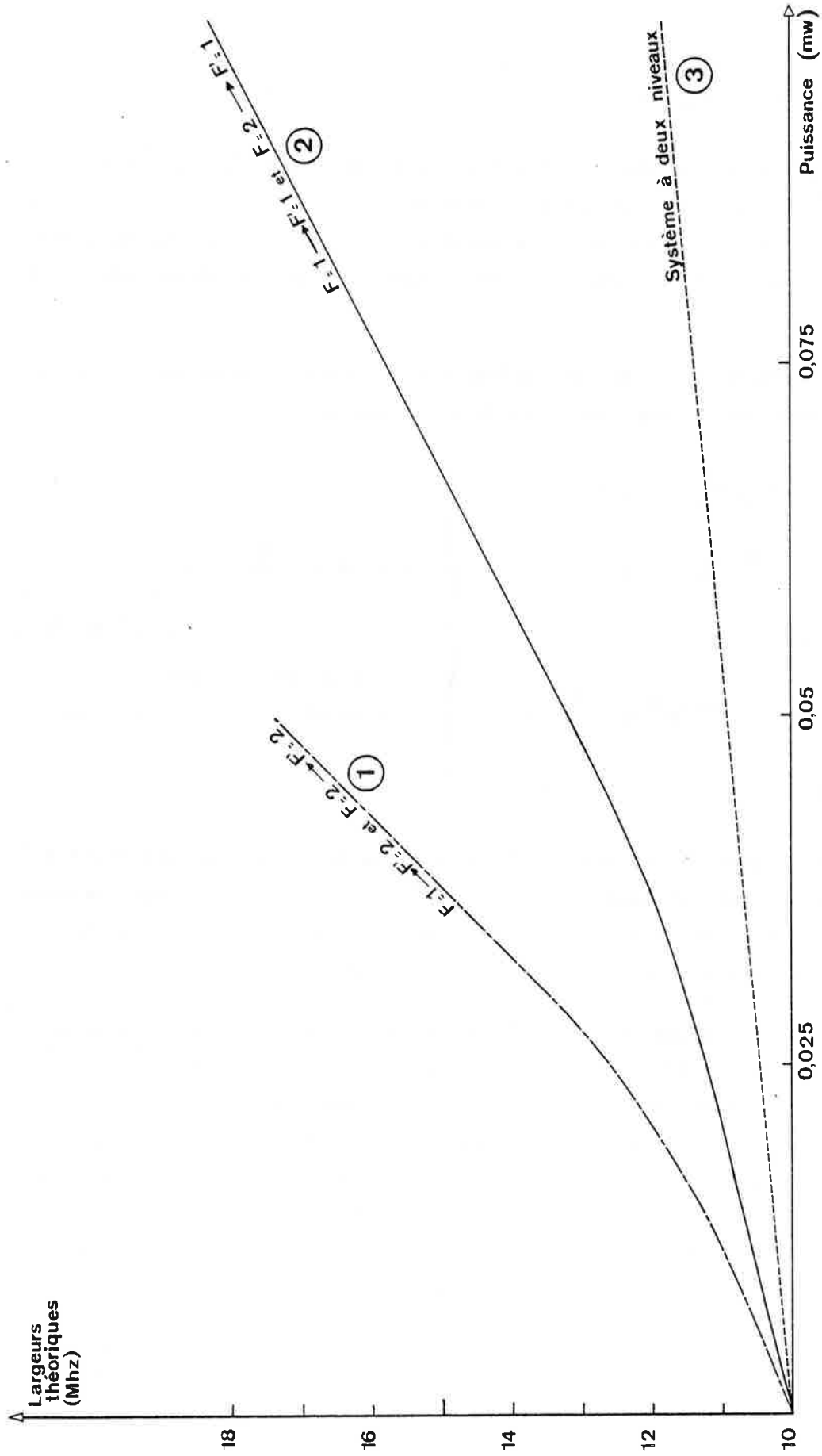


Figure IV-1bis : Elargissements à mi-hauteur calculés pour les composantes hyperfines de la raie D_1 .

Ce schéma d'évolution interviendra à chaque fois que nous serons accordés sur des transitions subissant un pompage hyperfin.

Regardons maintenant la figure (IV.1bis) qui représente les élargissements calculés des composantes hyperfines de D_1 :

Là encore deux groupes se dessinent en fonction du niveau supérieur (courbes ① et ②). Ceci est à comparer avec la courbe ③ qui résulte du calcul sur un système à deux niveaux (donc sans pompage hyperfin). Dans ce dernier cas seul l'élargissement par puissance intervient.

On comprend donc immédiatement que c'est essentiellement le pompage hyperfin qui est la cause des élargissements observés.

Remarque : Si on éclaire le jet atomique par une lumière polarisée, il faut tenir compte pour l'évolution du signal de fluorescence des sous-niveaux Zeeman du niveau hyperfin mis en jeu dans la transition. En effet pour certaines transitions et certaines polarisations il se peut qu'un ou plusieurs sous-niveaux Zeeman du fondamental ne soient pas excitables. Si tous les champs magnétiques (y compris le champ magnétique terrestre) sont compensés le signal peut à résonance, pour une valeur suffisante de la puissance laser, tomber à zéro. Par contre la moindre redistribution dans le fondamental d'un sous-niveau non excitable vers un sous-niveau excitable (typiquement provoqué par un champ magnétique) contribuera à faire réapparaître un signal de fluorescence non nul.

IV.A.β. SPECTRE A HAUTE RESOLUTION DES RAIES D_1 ET D_2 DU SODIUM 23

Les figures (IV.2) et (IV.3) montrent respectivement les spectres bien connus des raies D_1 et D_2 du sodium obtenues par excitation polarisée linéairement avec une puissance de 100 μ W environ. La largeur à mi-hauteur des résonances mesurée sur la figure (IV.2) est de 28 MHz, ce qui est supérieur aux estimations théoriques, mais comparables aux meilleurs résultats obtenus par le groupe de MAYENCE [22]. En fait, cette valeur est principalement due aux variations de la tension de chauffage appliquée au tube de tantale au moment de l'ionisation. Pour la raie D_1 toutes les composantes sont bien séparées. Pour la raie D_2 , dans le groupe "rouge" la compo-

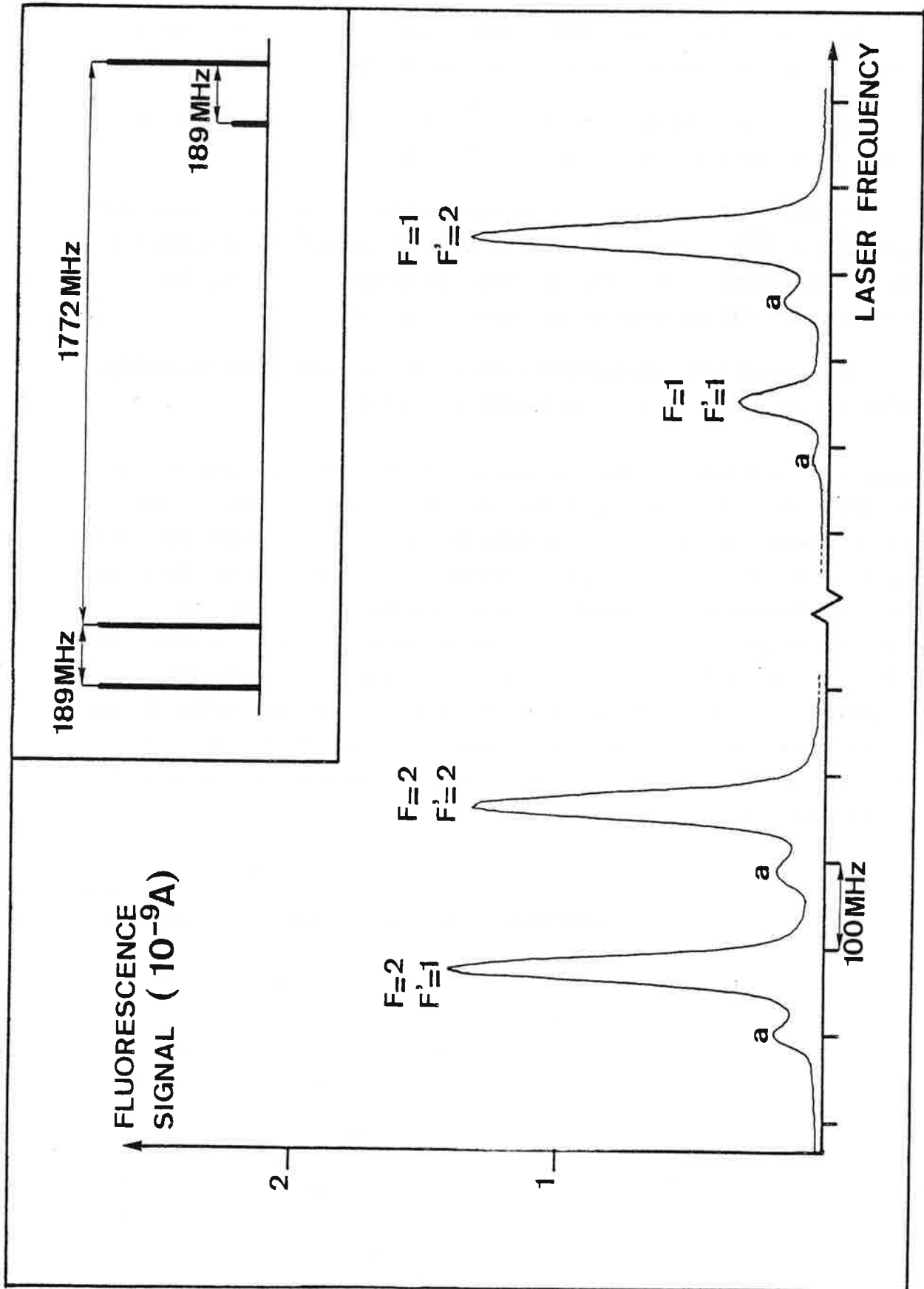


Figure IV-2 : Spectre de la raie D_1 .

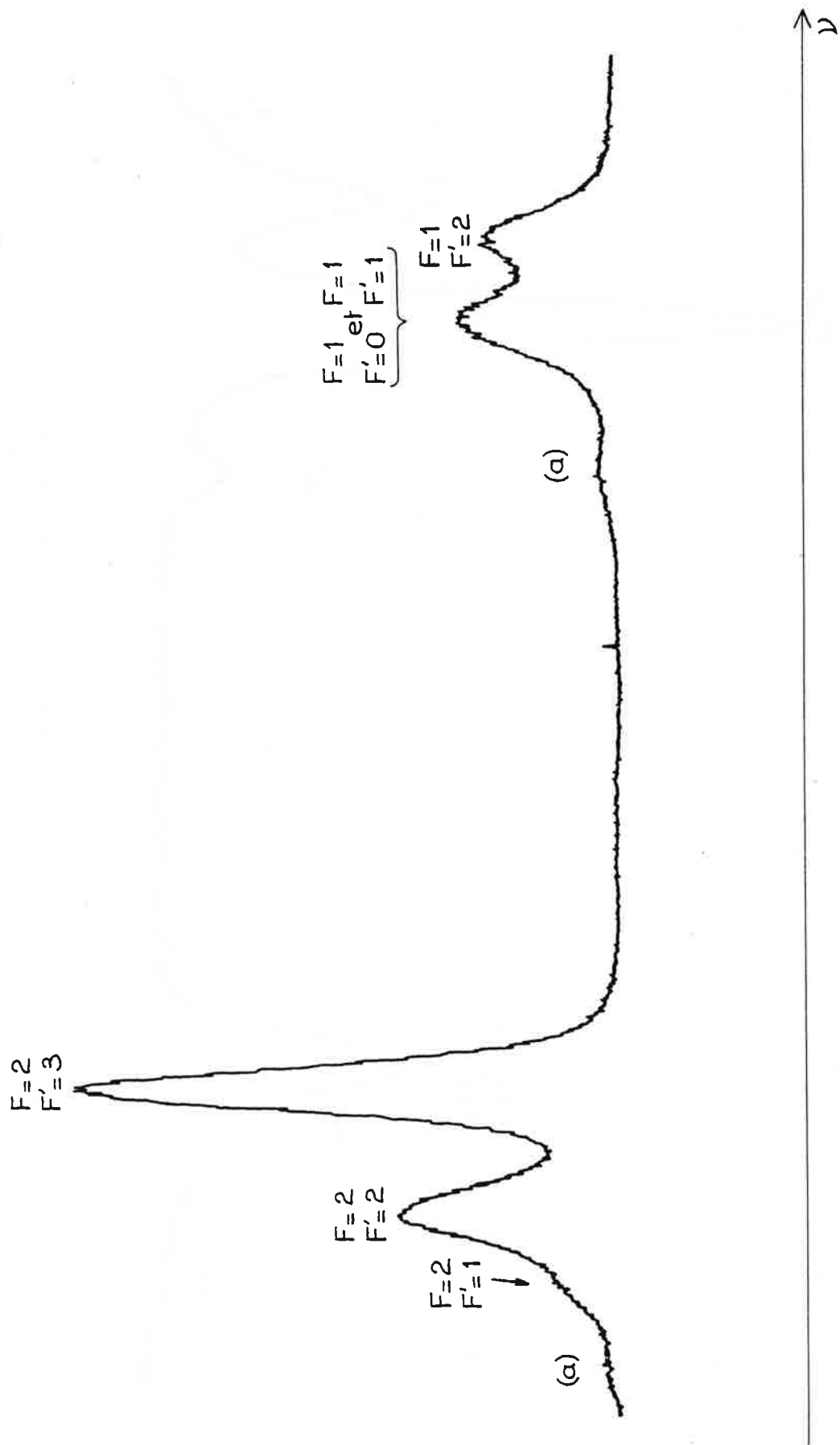


Figure IV-3 : Spectre de la raie D_2 (le faisceau laser et le jet atomique ont le même sens de propagation).

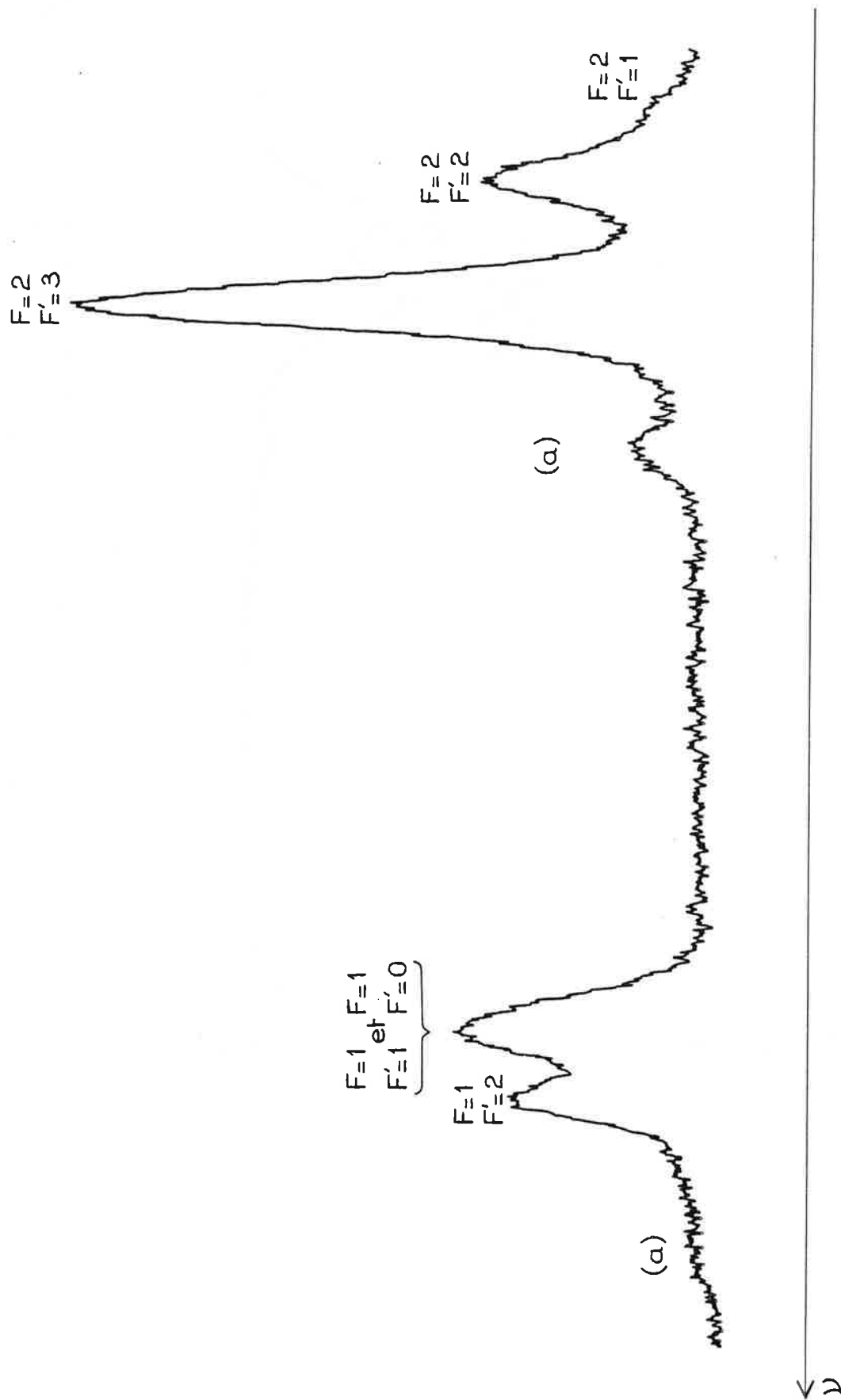


Figure IV-4 : Spectre de la raie D_2 (le faisceau laser et le jet atomique ont des sens de propagation opposés).

sante ($F=2 \rightarrow F'=1$) s'esquisse à peine ; quant au groupe "bleu" les composantes ($F=1 \rightarrow F'=0$) et ($F=1 \rightarrow F'=1$) ne sont absolument pas résolues, ce qui n'est pas surprenant, compte tenu de l'écart entre les niveaux $F'=0$, $F'=1$ de 16 MHz.

Pour chaque résonance, quand le faisceau laser est dirigé dans le même sens que le faisceau atomique on aperçoit un petit pic satellite noté (a) du côté des basses fréquences. Ceci correspond aux atomes obtenus en neutralisant les ions incidents dans un processus de transfert de charge inélastique via le doublet 3p. A cause de la conservation de l'énergie, leur vitesse a diminué de $\Delta V = \frac{\Delta E}{mV}$ où ΔE représente l'écart 3s-3p ($\approx 2,1$ eV)

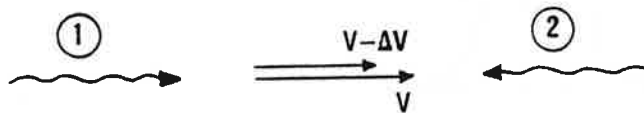
$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Pour le sodium 23 } \Delta V \approx 44 \text{ m/s} \\ \text{avec } V = 2.10^5 \text{ m/s} \end{array} \right.$$

Cet écart de vitesse correspond donc à un déplacement Doppler en fréquence

$$\Delta \nu = \frac{\Delta V}{c} \nu_0$$

Pour notre cas $\Delta \nu \approx 74$ MHz.

Considérons des atomes de vitesse V et d'autres de vitesse $V - \Delta V$ ($V \ll c$). Selon que le faisceau laser a le même sens de propagation ou le sens contraire à celui du jet, on se situe dans les cas (1) ou (2) de la figure suivante :



Si ν_{Lab} est la fréquence du laser dans le repère du laboratoire, les atomes de vitesse V voient dans leur repère une lumière de fréquence $\nu^{\mp} = \nu_{\text{Lab}} (1 \mp \frac{V}{c})$ (le signe - correspond au cas (1) et le signe + au cas (2)) et les atomes de vitesse $V - \Delta V$ verront dans leur propre repère une lumière de fréquence $\nu^{\mp'} = \nu_{\text{Lab}} (1 \mp \frac{V - \Delta V}{c})$.

Les atomes de vitesse V seront donc résonnants quand dans leur repère ils verront la fréquence $\nu^{\mp} = \nu_0$ ce qui correspond à une fréquence en laboratoire $\nu_{\text{Lab}} = \frac{\nu_0}{(1 \mp \frac{V}{c})}$. Par contre les atomes de vitesse $(V - \Delta V)$ seront eux résonnants quand ils verront la lumière de fréquence $\nu_{\text{Lab}} = \frac{\nu_0}{1 \mp (\frac{V - \Delta V}{c})}$.

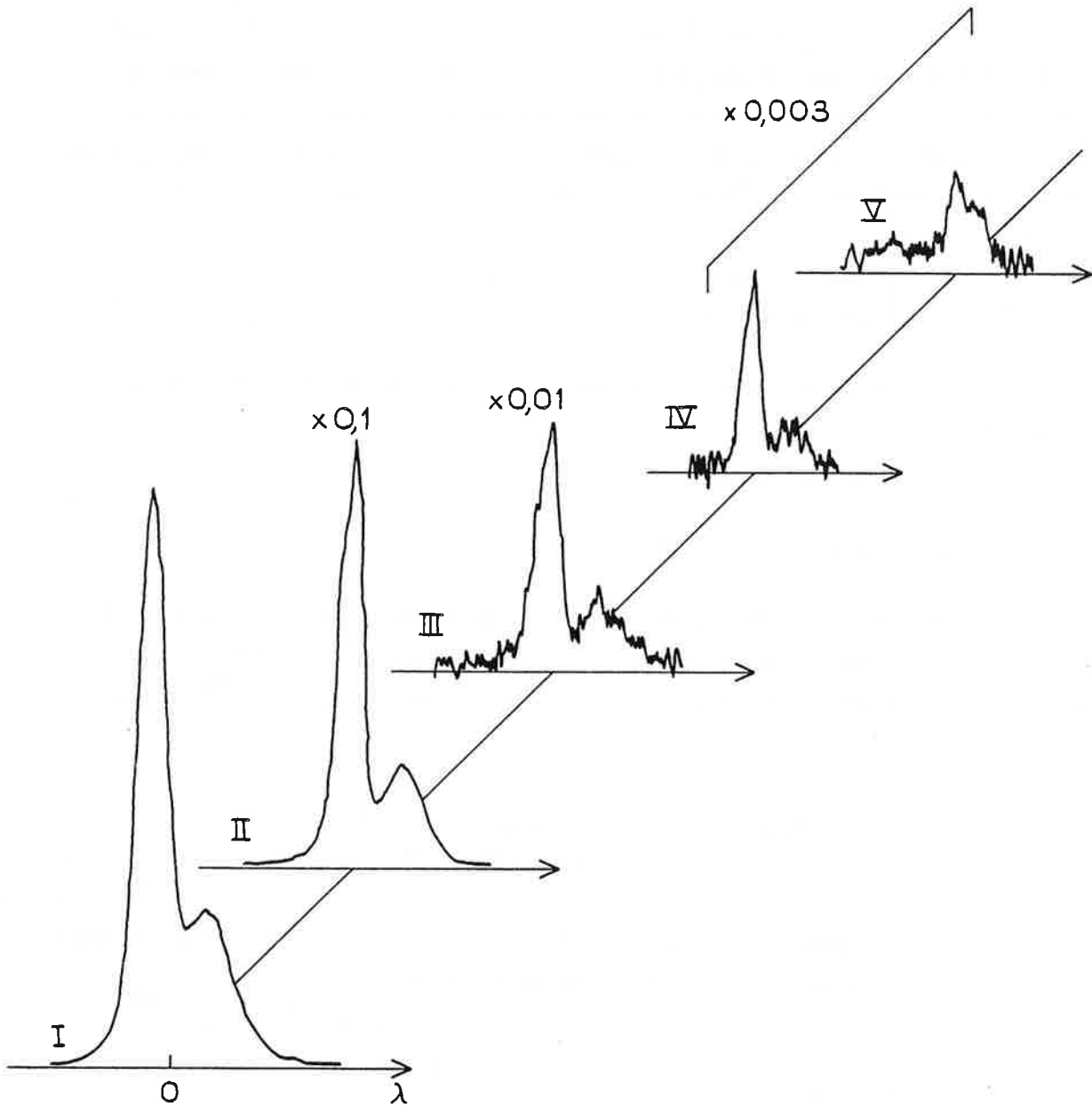


Figure IV-5

Evolution des composantes "rouges" de la raie D_2 en fonction de l'intensité du jet d'atomes neutres (voir texte).

Donc dans le cas (1) les résonances de ces derniers sur les spectres seront décalées vers les basses fréquences par rapport à celles des atomes de vitesse V . Au contraire dans le cas (2) le décalage sera du côté des hautes fréquences : ceci se voit sur la figure IV.4 : pour cet enregistrement, le faisceau laser se propageait en sens inverse du faisceau atomique. Le pic satellite, noté (a) correspondant à la transition ($F=2 \rightarrow F'=3$) est particulièrement bien visible du côté des hautes fréquences. Dans le cas de la figure IV.3, qui correspond à des faisceaux laser et atomiques ayant le même sens de propagation, ce même satellite, décalé vers les basses fréquences, se trouve au voisinage de la transition $F=2 \rightarrow F'=2$; il n'est donc pas visible.

Avant de discuter plus en détail les effets de puissance et de pompage nous allons examiner brièvement l'influence de certains paramètres sur la forme des signaux.

IV.A.Y. OPTIMISATION ET EFFET PARASITE

1) Influence de l'intensité du jet

La figure (IV.5) montre l'évolution des composantes "rouges" de la raie D_2 ($F=2, F'=1,2,3$) en fonction de l'intensité du jet d'atomes neutres. Le tableau suivant résume les résultats pour les différentes courbes :

Spectre n°	Nombre d'atomes neutres	$\frac{\text{Nb. d'at. neutres}}{\text{Nb. d'at. neutres du spectre I}}$	Puissance laser (optimale)	signal fluo	$\frac{\text{Signal fluo}}{\text{signal fluo spectre I}}$	$\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$
I	$8,9 \cdot 10^{10}$	1	200 μW	$1,65 \cdot 10^{-8}$ A	1	$\gg 1$
II	$5,2 \cdot 10^9$	$6 \cdot 10^{-2}$	200 μW	$1,23 \cdot 10^{-9}$ A	$7,4 \cdot 10^{-2}$	$\gg 1$
III	$4,2 \cdot 10^8$	$4,7 \cdot 10^{-3}$	200 μW	$7 \cdot 10^{-11}$ A	$4,2 \cdot 10^{-3}$	$\sim 14,7$
IV	$1,4 \cdot 10^8$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	200 μW	$1,9 \cdot 10^{-11}$ A	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$\sim 9,6$
V	$\sim 5,6 \cdot 10^7$	$6,3 \cdot 10^{-4}$	200 μW	$8 \cdot 10^{-12}$ A	$4,8 \cdot 10^{-4}$	~ 5

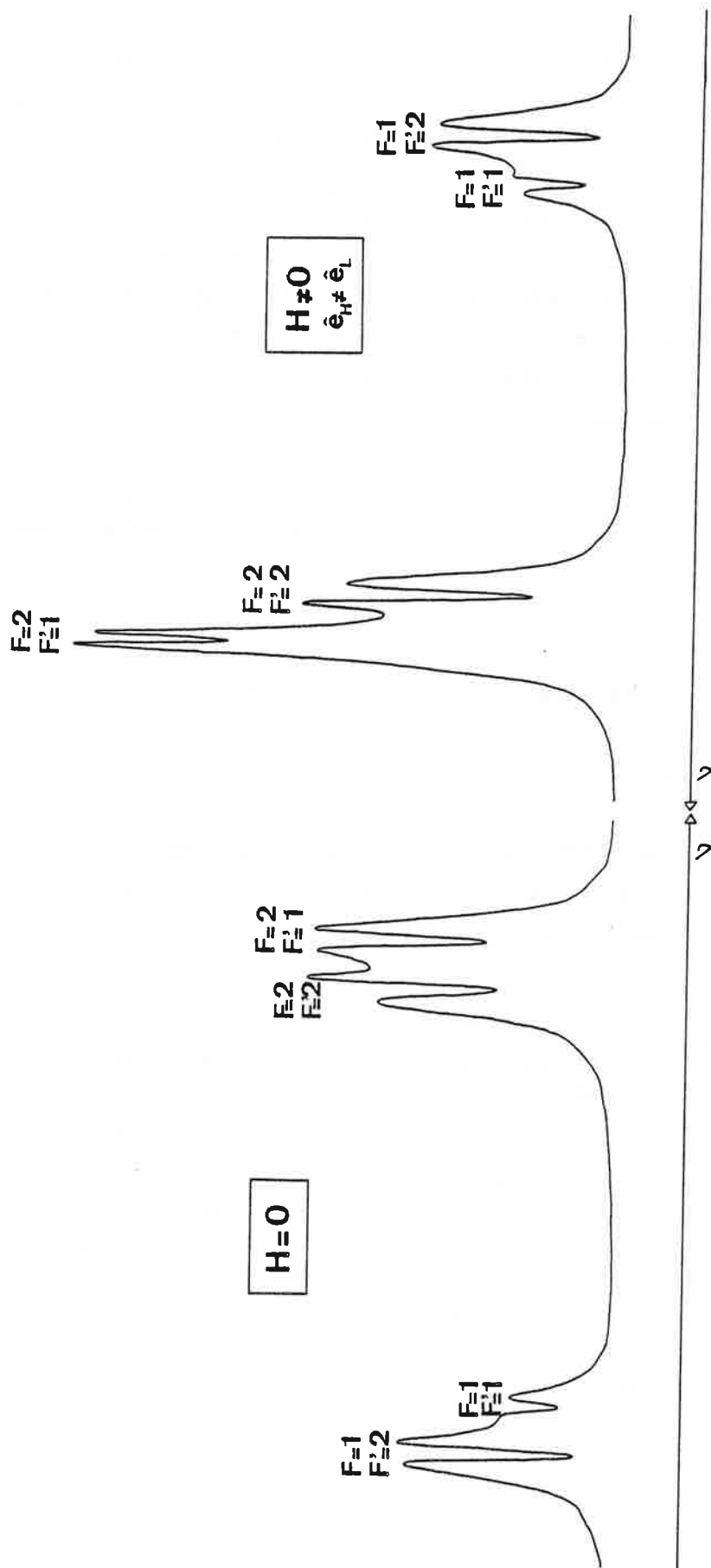


Figure IV-6 : Effet d'un champ magnétique statique sur la fluorescence (raie D_1).

On voit donc que l'on détecte encore un léger signal pour un jet comportant environ $5 \cdot 10^7$ atomes/seconde. Ceci est à comparer avec les résultats du groupe de MAYENCE dont la sensibilité maximale se situe aux alentours de 10^5 atomes par seconde mais avec une détection utilisant le comptage de photons. Plus récemment, un jet de 10^7 atomes/seconde a été détecté par observation de la fluorescence sur la même transition sur notre appareil.

2) Effet d'un champ magnétique statique (champ magnétique terrestre)

Il a été montré au chapitre II paragraphe δ , par un calcul numérique, qu'un champ magnétique pouvait avoir un effet de redistribution des populations des sous niveaux Zeeman du fondamental et donc intervenir dans l'intensité d'une raie de résonance ainsi que dans l'efficacité du pompage optique hyperfin. Un exemple caractéristique de ce phénomène est représenté sur la figure (IV.6) dans le cas d'une excitation à forte puissance laser, où la composante $F=2$, $F'=1$ double d'intensité en présence d'un champ magnétique car les populations des sous-niveaux $m_F = \pm 2$ non excitables en polarisation π , contribuent alors au signal.

IV.A. δ . EFFETS DE PUISSANCE ET DE POMPAGE OPTIQUE HYPERFIN

Compte tenu des remarques du paragraphe précédent, (jet focalisé, champ magnétique terrestre compensé) nous avons enregistré divers spectres des raies D_1 et D_2 pour des valeurs croissantes de la puissance laser (excitation π) (cf. fig. IV.7(a,b) et IV.8).

On remarquera tout d'abord que l'on n'a pas représenté les composantes "bleues" de la raie D_2 . En effet, les écarts entre composantes (16 et 34 MHz) sont faibles et les composantes sont donc très vite non résolues à cause de l'élargissement par effet de pompage ($P > 1$ mW).

1) Raie D_1

Sur cette raie on a 4 composantes qui présentent des pompages optiques hyperfins. Représentons dans le cadre de la représentation de GROTRIAN,

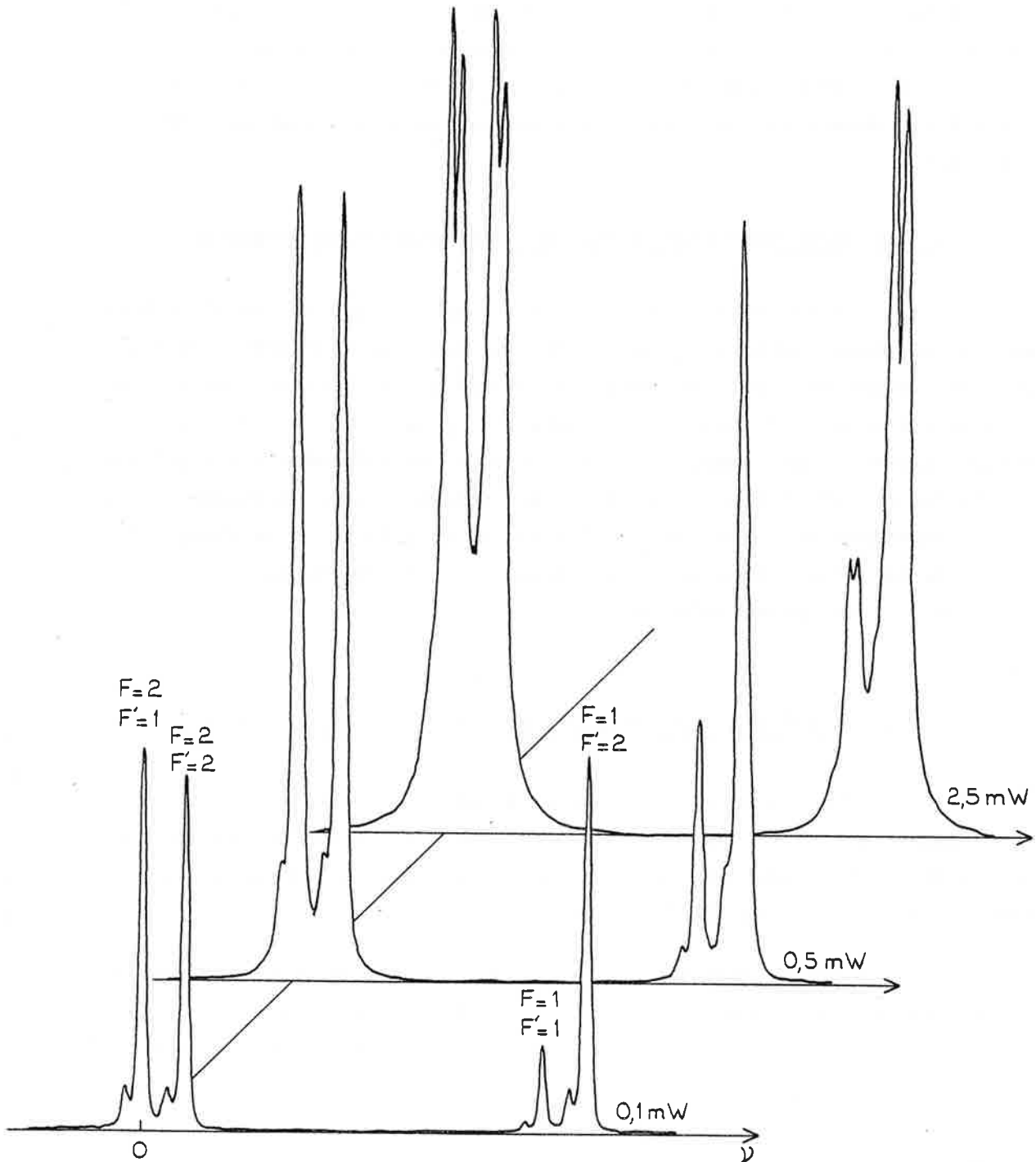


Figure IV-7a

Evolution des composantes hyperfines de la raie D_1 en fonction de la puissance du laser (0.1, 0.5 et 2.5 mW).

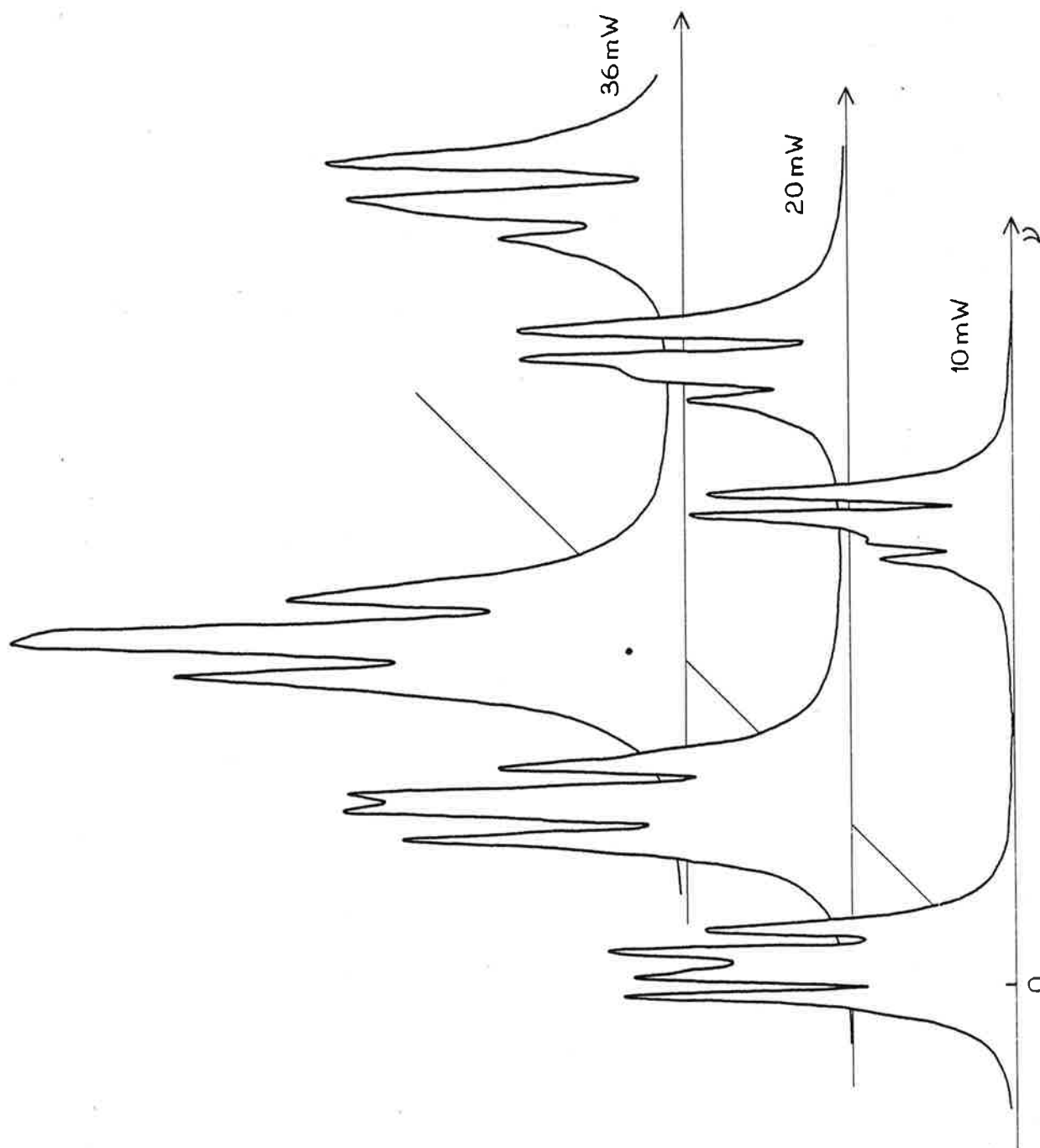
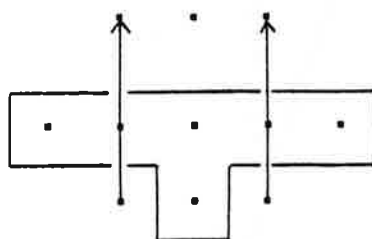


Figure IV-7b : Evolution des composantes hyperfines de la raie D_1 en fonction de la puissance du laser (10, 20 et 36mW).
 Pour comparer ces courbes à celles de la Figure IV-7a, il faut multiplier les amplitudes par un facteur 3,3 .

dans chaque cas, les sous niveaux où s'accroissent éventuellement les atomes :

$$F = 1 \rightarrow F' = 1$$

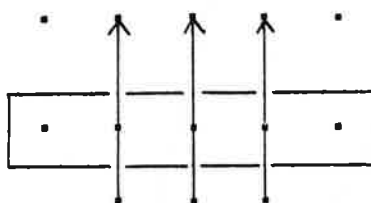


$$F' = 1$$

$$F = 2$$

$$F = 1$$

$$F = 1 \rightarrow F' = 2$$

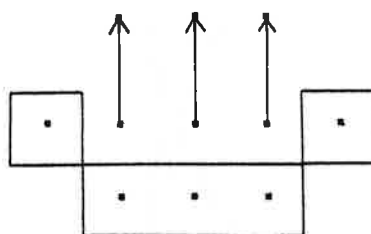


$$F' = 2$$

$$F = 2$$

$$F = 1$$

$$F = 2 \rightarrow F' = 1$$

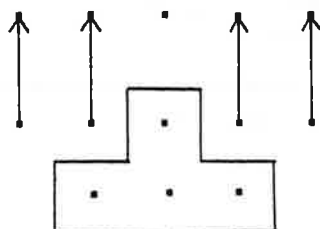


$$F' = 1$$

$$F = 2$$

$$F = 1$$

$$F = 2 \rightarrow F' = 2$$



$$F' = 2$$

$$F = 2$$

$$F = 1$$

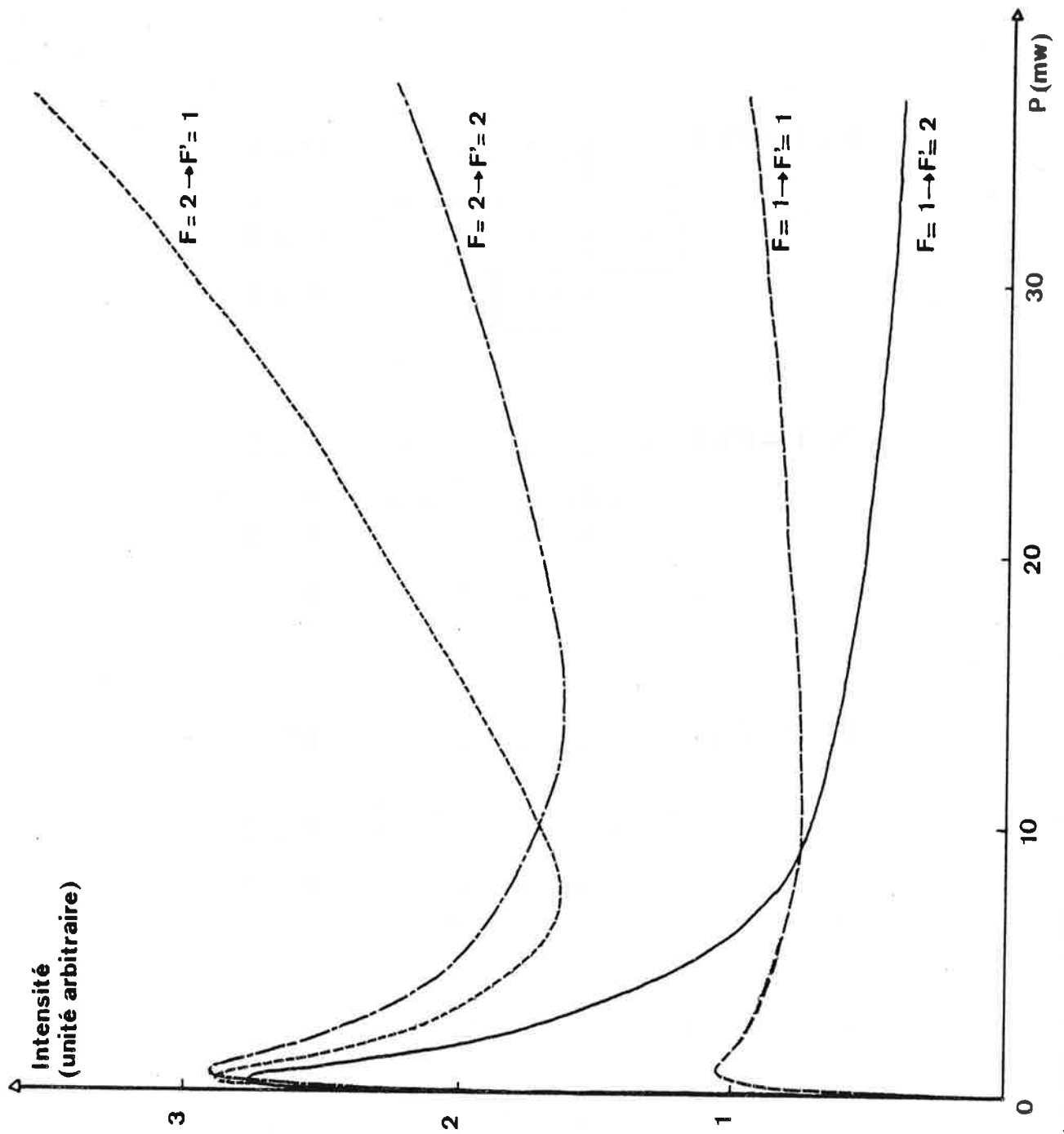


Figure IV-9 : Intensité à résonance des quatre composantes hyperfines de la raie D_1 , en fonction de la puissance du laser.

Si l'on regarde dans chaque cas le niveau résonnant du fondamental, on voit que seul $F=1$ pour la transition $F=1 \rightarrow F'=2$ a tous ses sous niveaux Zeeman excitables. Dans les autres cas, un ou deux sous niveaux Zeeman ne le sont pas. Par suite, si la compensation du champ magnétique n'est pas parfaite, la redistribution à l'intérieur du niveau hyperfin résonnant de l'état fondamental empêchera que le signal ne chute à zéro à résonance, ce qui s'observe sur la figure (IV.7b), au contraire de la transition $F=1 \rightarrow F'=2$ qui se creuse à plus de 90 % à forte puissance.

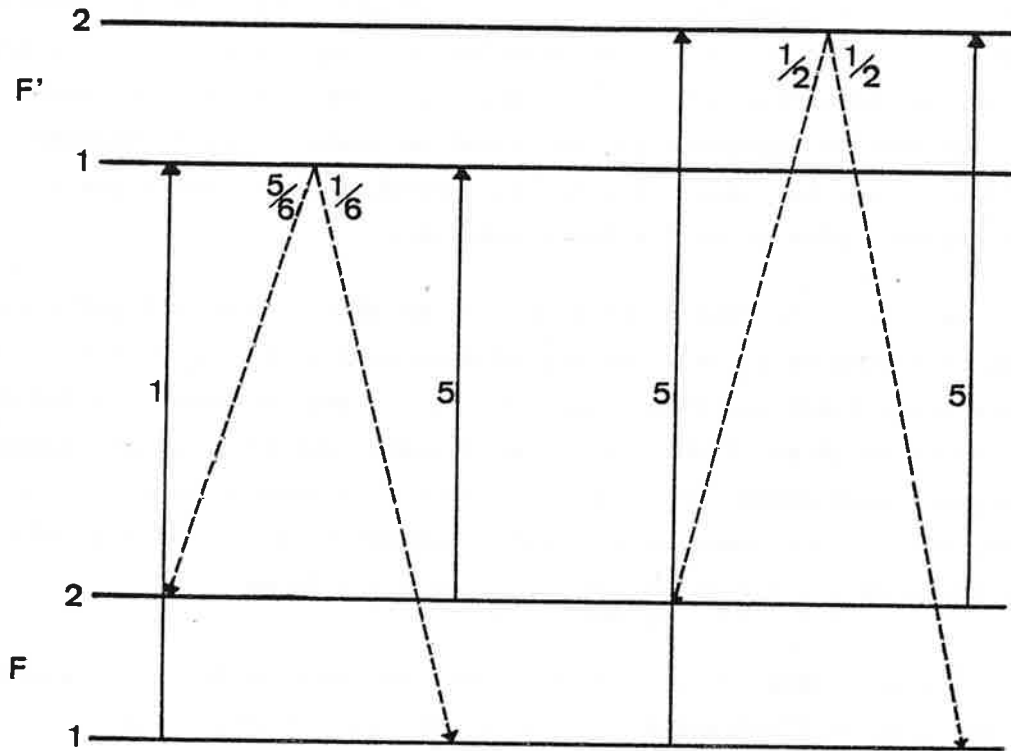
La largeur de raie à mi-hauteur ne se définit sans ambiguïté que lorsque le centre de la raie correspond à un maximum de fluorescence pour des puissances laser comprises entre 0,1 et 0,5 mW, on mesure des largeurs comprises entre 29 et 49 MHz. Au fur et à mesure que la puissance augmente, les largeurs augmentent ainsi que l'efficacité du pompage hyperfin. Les ailes voisines de deux composantes proches tendent à se recouvrir et même à se superposer (cas $F=2 \rightarrow F'=1$ et $F=2 \rightarrow F'=2$ pour $P = 36$ mW).
 $F=1 \rightarrow F'=1$ et $F=1 \rightarrow F'=2$

Sur la figure IV.9, on a représenté en fonction de la puissance laser excitatrice l'intensité à résonance des quatre composantes.

Chacune présente un maximum aux alentours de 1 mW (puissance optimale de travail puisque l'élargissement est encore assez faible) puis une décroissance jusqu'à 10 mW et une remontée ensuite (sauf pour $F=1 \rightarrow F'=2$).

La figure-tableau IV.10 explique qualitativement les positions relatives des courbes à forte puissance.

FIGURE-TABLEAU IV.10



	F=1→F'=1	F=2→F'=1	F=1→F'=2	F=2→F'=2
A. Probabilité relative d'excitation (π)	1	5	5	5
B. Pompage hyperfin (\propto rapport de branchement pour la désexcitation radiative)	fort	faible	moyen	moyen
C. Sous-niveau(x) non excitable(s)	1	2	0	1

F=1→F'=2 est la transition la plus "creusée" surtout à cause de C

F=1→F'=1 vient ensuite à cause de A et B

F=2→F'=1 est la plus intense (B et C) par rapport à F=2 F'=2

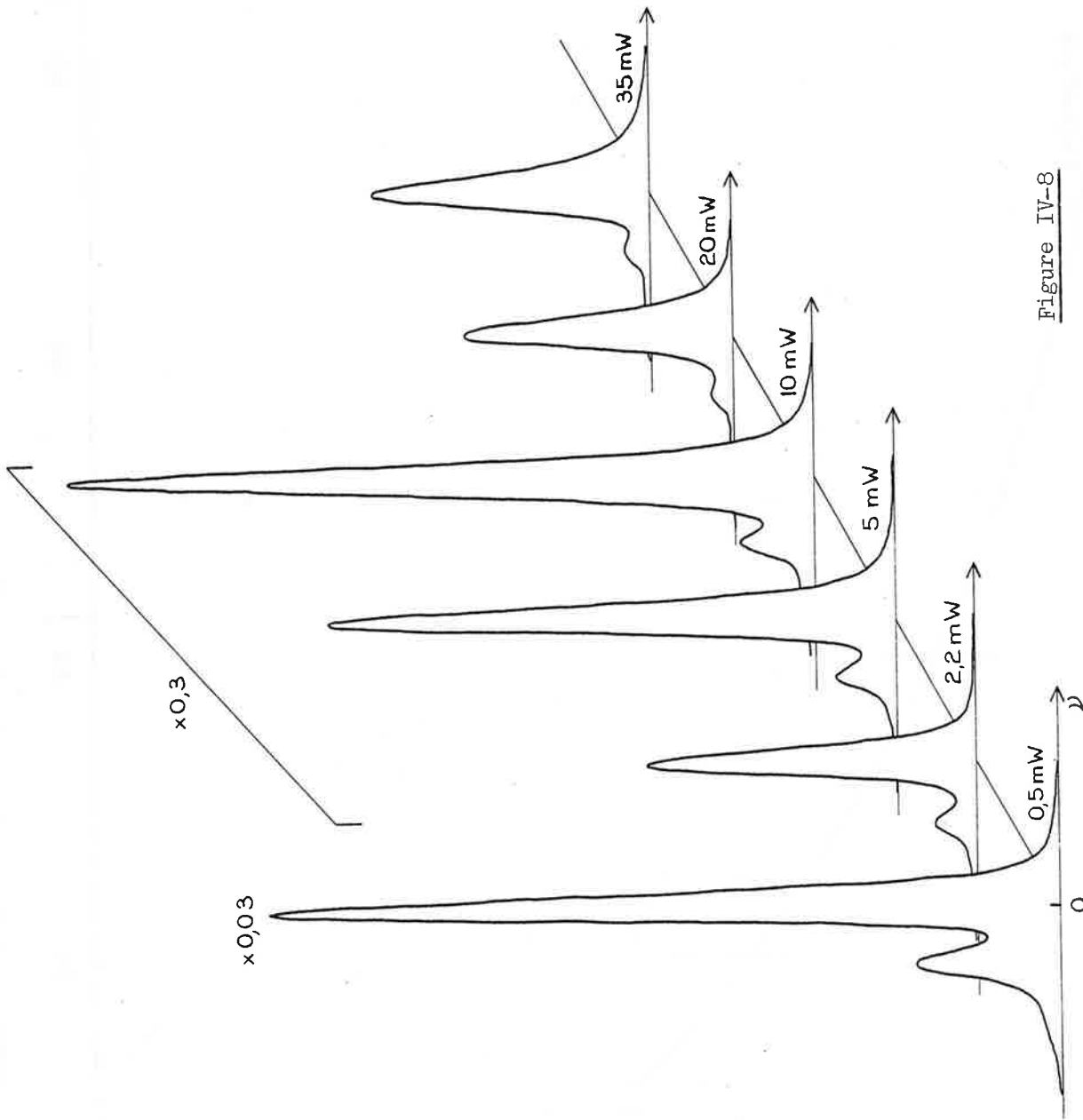


Figure IV-8

Evolution des composantes "rouges" de la raie D_2 en fonction de la puissance du laser. Il faut multiplier les amplitudes des courbes par les facteurs indiqués pour pouvoir les comparer entre elles.

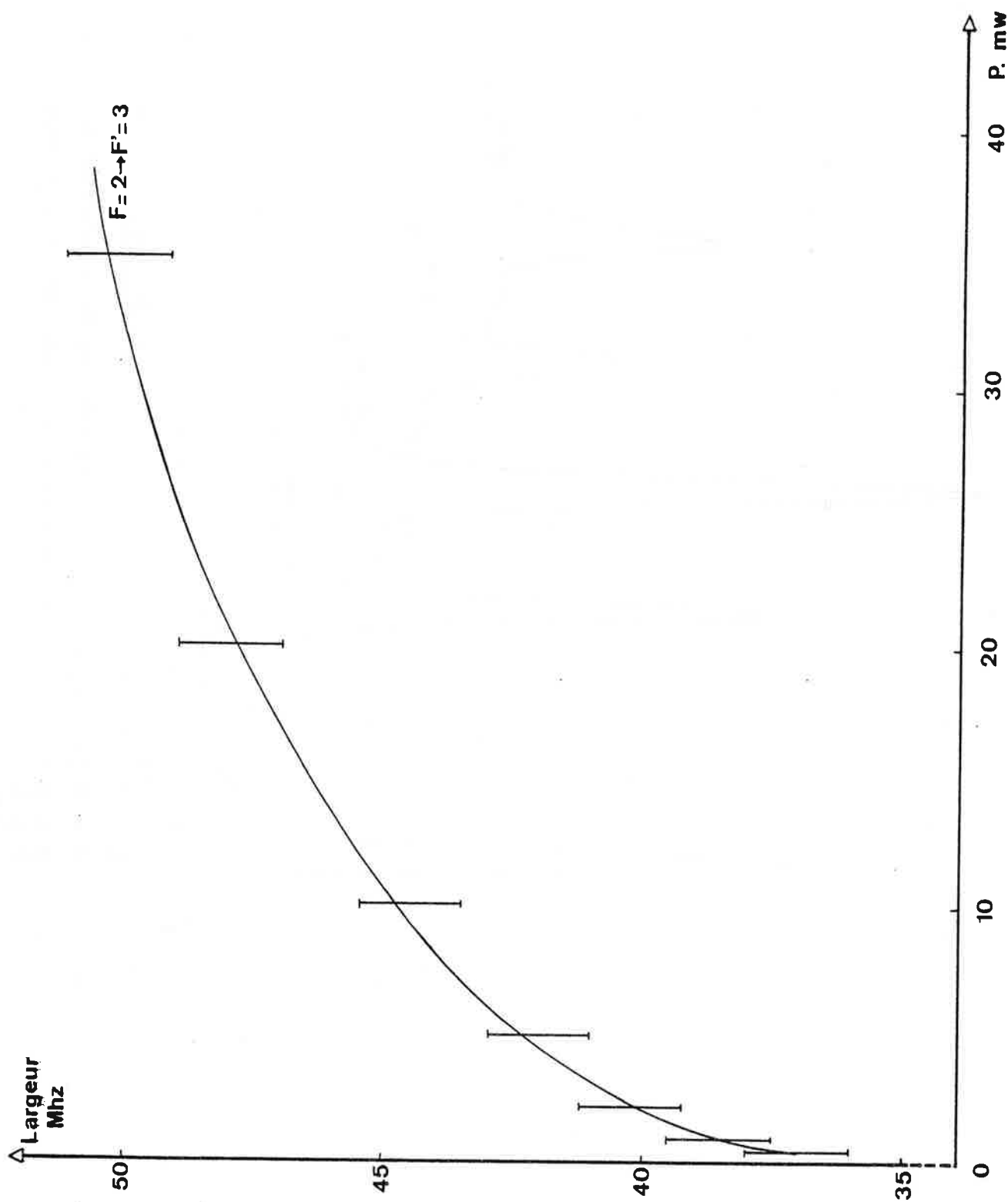


Figure IV-11 : Elargissement de la composante $F=2 \rightarrow F'=3$ de la raie D_2 en fonction de la puissance du laser.

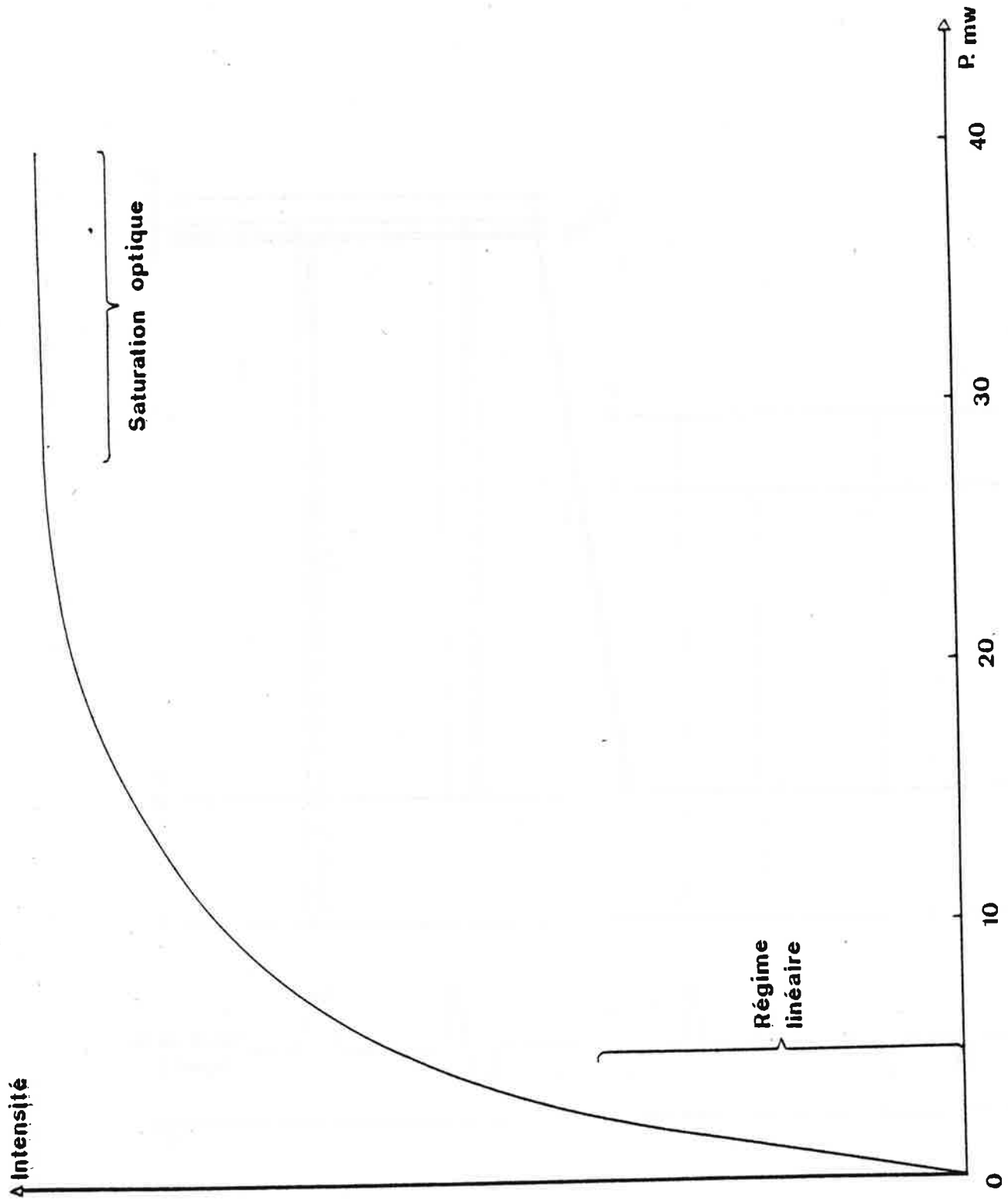


Figure IV-12 : Intensité de la composante $F=2 \rightarrow F'=3$ de la raie D_2 en fonction de la puissance du laser.

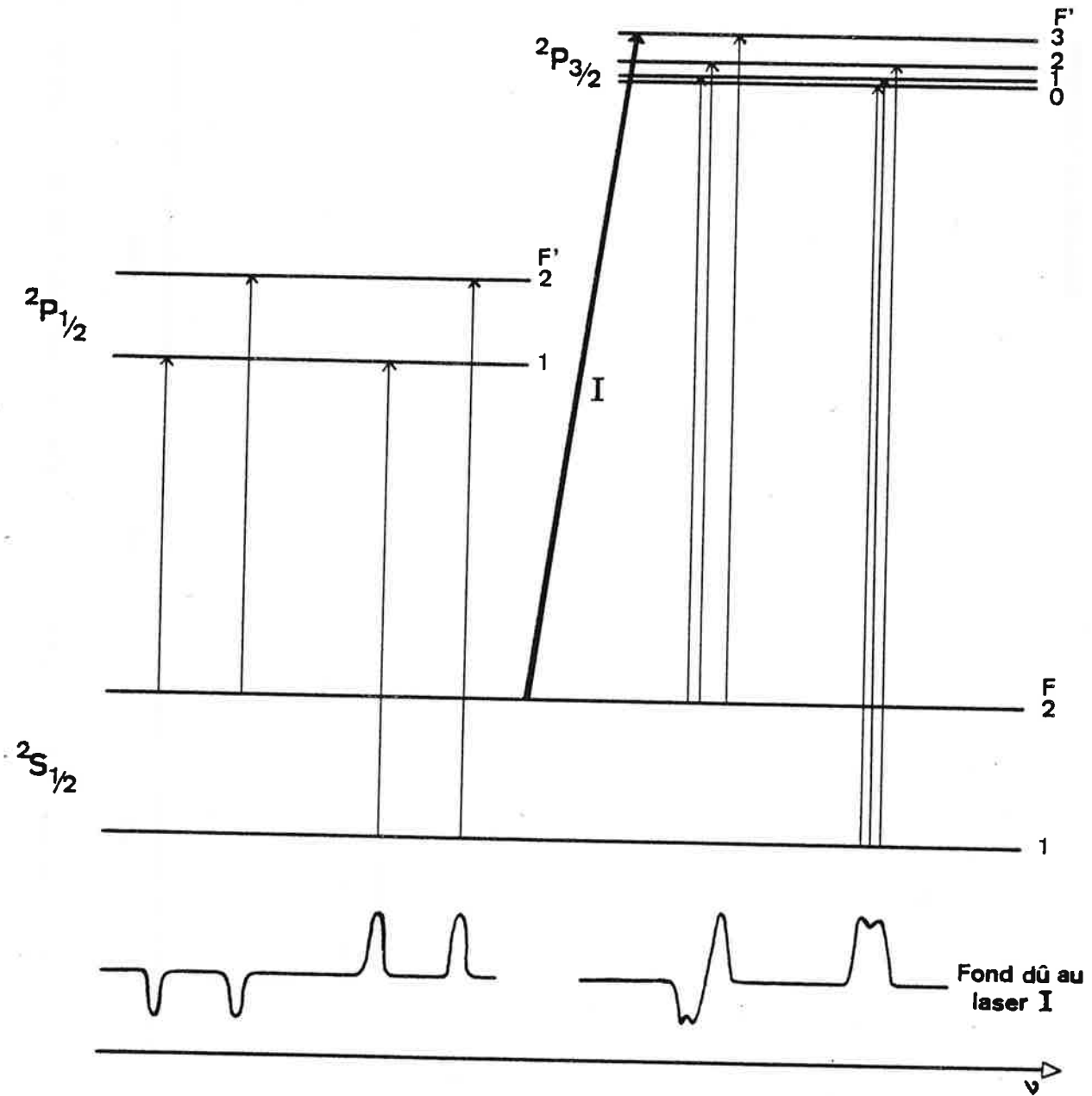


Figure IV-13 : Schéma de principe des expériences à deux lasers.

2) Composantes "rouges" de la raie D_2

Ces composantes, comme nous l'avons déjà signalé fournissent à basse puissance de bons tests de résolution. A plus forte puissance seule la composante $F=2 \rightarrow F'=3$ qui ne présente pas de pompage hyperfin prédomine (les composantes $F=2 \rightarrow F'=1$ et $F=2 \rightarrow F'=2$ sont vite masquées par le pied de cette dernière, et par la présence de son "satellite" parasite).

La figure (IV.8) donne un aperçu de l'évolution du groupe de raies en fonction de la puissance excitatrice, les figures (IV.11) et (IV.12) représentent respectivement l'élargissement et l'intensité de $F=2 \rightarrow F'=3$. On pourra distinguer dans cette dernière courbe un régime linéaire (faibles puissances) et un régime de saturation optique (fortes puissances), à partir de 20 mW, ce qui indique que la fréquence de Rabi devient de l'ordre de la largeur Doppler.

IV.B. EXCITATION A DEUX LASERS

IV.B.α. DESCRIPTION GENERALE

Le principe de la spectroscopie à deux lasers a été donné au chapitre I, paragraphe C.

Pour notre cas, la transition fixe est celle qui ne présente pas de pompage optique $F=2 \rightarrow F'=3$. Le laser I y est accordé en disposition colinéaire (respectivement anticolinéaire) [la lumière se propage dans le même sens (respectivement en sens contraire) que le jet atomique].

Le laser II balaye lui toute la structure de D_1 ou D_2 , ce qui donne typiquement les signaux représentés sur la figure (IV.13).

IV.B.β. SPECTRES EN SPECTROSCOPIE COLINEAIRE A DEUX LASERS ; EFFETS DE PUISSANCE ET DE POLARISATION

1) Raie D_1

Les deux composantes "rouges" sont ici négatives alors que les deux

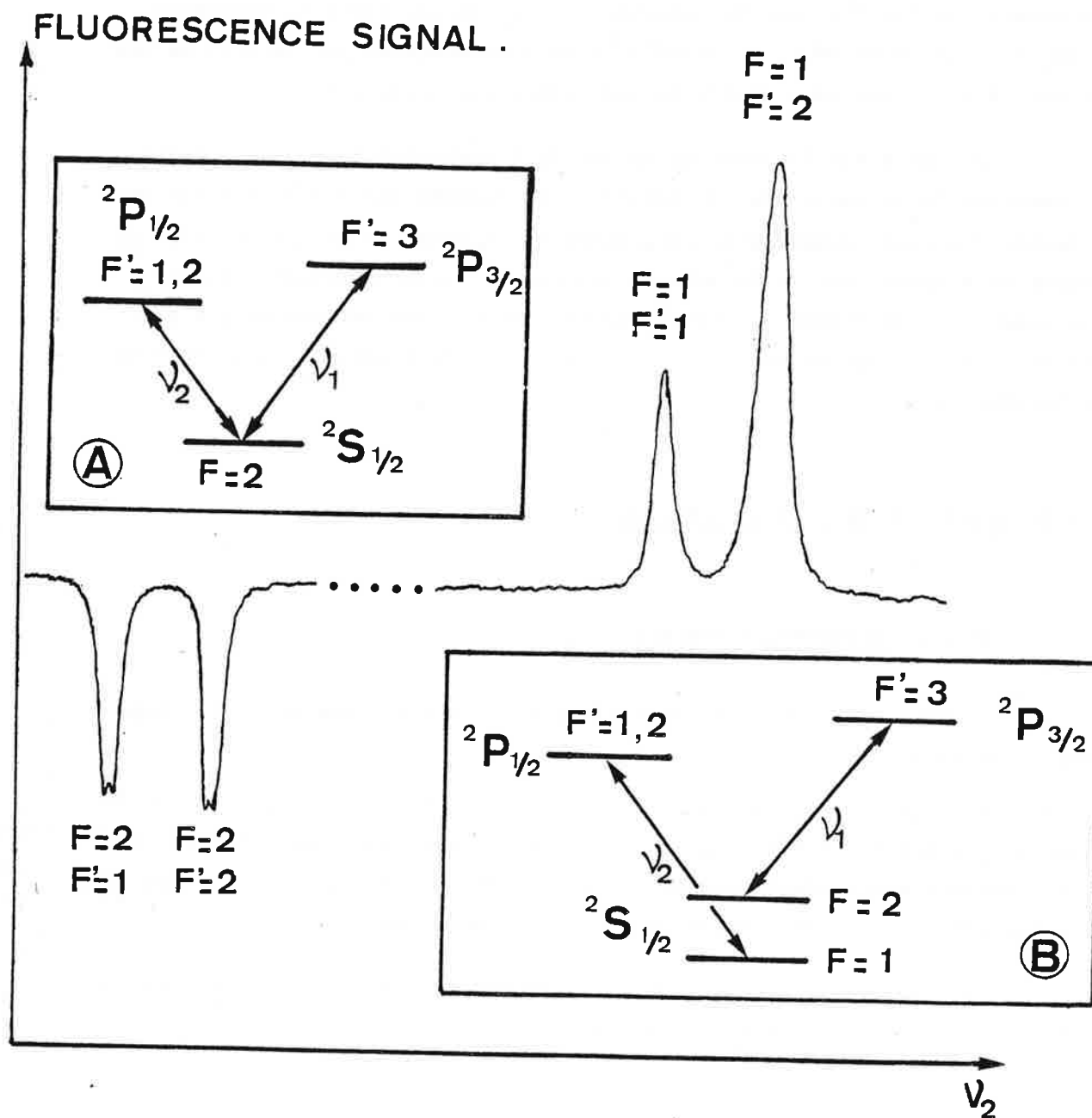


Figure IV-14

Spectre de fluorescence de la raie D_1 observé lorsque deux lasers colinéaires interagissent avec le faisceau d'atomes.

composantes "bleues" sont positives. Les intensités et largeurs des courbes dépendent des puissances des deux lasers.

La figure (IV.14) montre un spectre obtenu quand le faisceau laser II a une puissance assez forte (~ 30 mW) alors que le laser I est réglé à environ 1 ou 2 mW, les polarisations des deux faisceaux étant parallèles.

Nous allons discuter de manière qualitative (paragraphe a et b) et dans des cas limites des largeurs de raies obtenues quand les intensités des deux lasers varient, dans le cas d'un système à quatre niveaux (composantes bleues) ou à trois niveaux (composantes rouges).

L'effet des polarisations respectives des deux lasers sur les intensités des raies sera discuté au paragraphe c étant entendu qu'une interprétation rigoureuse nécessiterait un calcul numérique assez long.

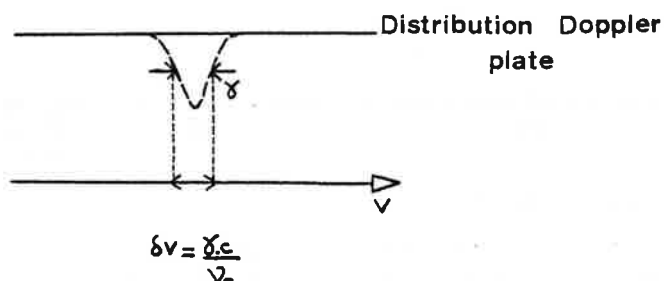
1, a) "Composantes bleues" de la raie D_1 : élargissements

La figure (IV.15) donne les élargissements des composantes ($F=1 \rightarrow F'=1$) et ($F=1 \rightarrow F'=2$) quand le laser I varie de 2 à 30 mW. La largeur la plus faible observée est 28 MHz (pour $F=1 \rightarrow F'=1$), et 43 MHz pour ($F=1 \rightarrow F'=2$) avec $PL_1 = 2$ mW.

Pour comprendre le mécanisme des élargissements, nous allons considérer les deux cas extrêmes où la largeur Doppler du jet est soit infinie, soit nulle.

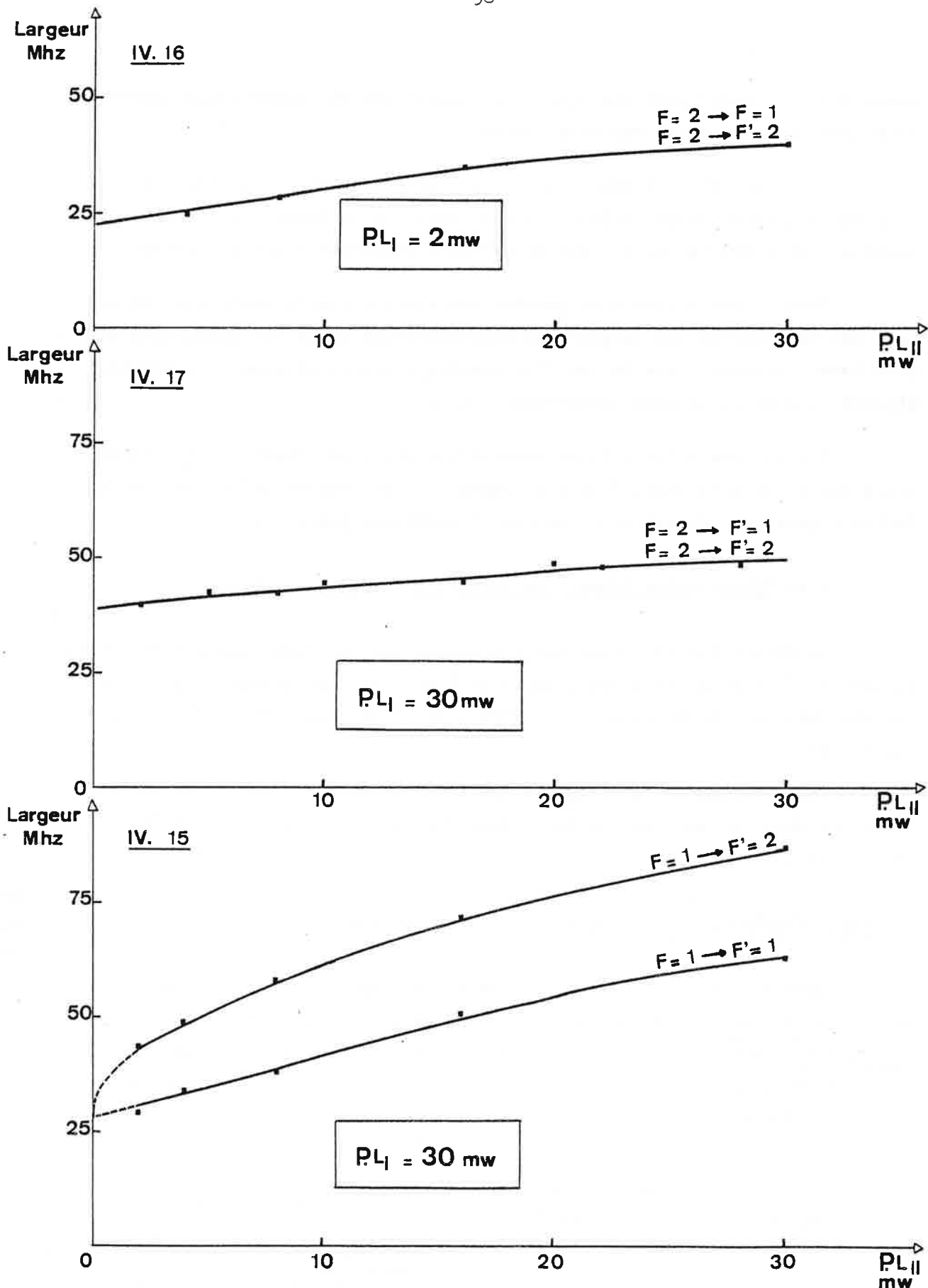
. Largeur Doppler infinie, laser I de faible puissance

Dans ce cas le laser I fixe crée dans l'espace des vitesses du jet un trou de largeur en fréquence γ , trou centré à la vitesse V telle que : $v_{\text{Laser}} = v_0 (1 \pm \frac{V}{c})$ (\pm selon que le faisceau lumineux et le jet atomique sont colinéaires ou anticolinéaires). Le signal de fluorescence S résultant est un fond uniforme.



Trou créé dans l'espace des vitesses pour une distribution Doppler plate

La largeur du trou à mi-hauteur est $\frac{\gamma c}{v_0}$.



Figures IV-15-16-17

Elargissements des composantes hyperfines de la raie D_1 pour une expérience à deux lasers, en fonction de la puissance du laser balayable.

Le laser II, de faible puissance, provoquera une augmentation du signal S s'il réussit à transférer des atomes appartenant à la classe de vitesse précédente dans le niveau $F=2$. Or le laser II explore un domaine de fréquence de largeur γ (largeur de $F'=1,2$). Le signal final résultera donc du produit de convolution de deux lorentziennes de largeur γ qui est une lorentzienne de largeur 2γ .

Si le laser I (qui agit sur un système à deux niveaux) a une puissance notable, il créera un trou de largeur $\sqrt{\gamma^2 + 2\Omega_I^2}$ ce qui donnera un signal résultant de largeur : $\gamma + \sqrt{\gamma^2 + 2\Omega_I^2}$ (Ω_I étant la fréquence de Rabi sur la transition $F=2 \rightarrow F'=3$).

. Largeur Doppler nulle

Ici le "trou" se réduit à un dirac $\delta(V)$, donc la largeur résultante est γ si L_I a une puissance faible.

Dans les deux cas si la puissance de L_{II} augmente, la largeur de la raie observée augmentera à cause de l'élargissement provoqué par le pompage hyperfin dans des proportions qui dépendent aussi de l'efficacité du pompage hyperfin et des polarisations lumineuses respectives des deux lasers.

On voit donc que pour une largeur Doppler finie, la limite aux faibles puissances des deux lasers se situera entre γ et 2γ ce qui peut permettre de faire de la spectroscopie à haute résolution.

Un tableau récapitulatif des largeurs attendues dans ces différents cas est donné en page 101 .

1.b) "Composantes rouges" de la raie D_1 ; élargissements

Les figures (IV.16) et (IV.17) donnent les courbes d'élargissement des raies négatives respectivement quand L_I est de puissance faible (~ 2 mW) ou notable (~ 30 mW) en fonction de la puissance du laser II.

Aux faibles puissances des lasers I et II les conclusions sont les mêmes que pour le paragraphe précédent.

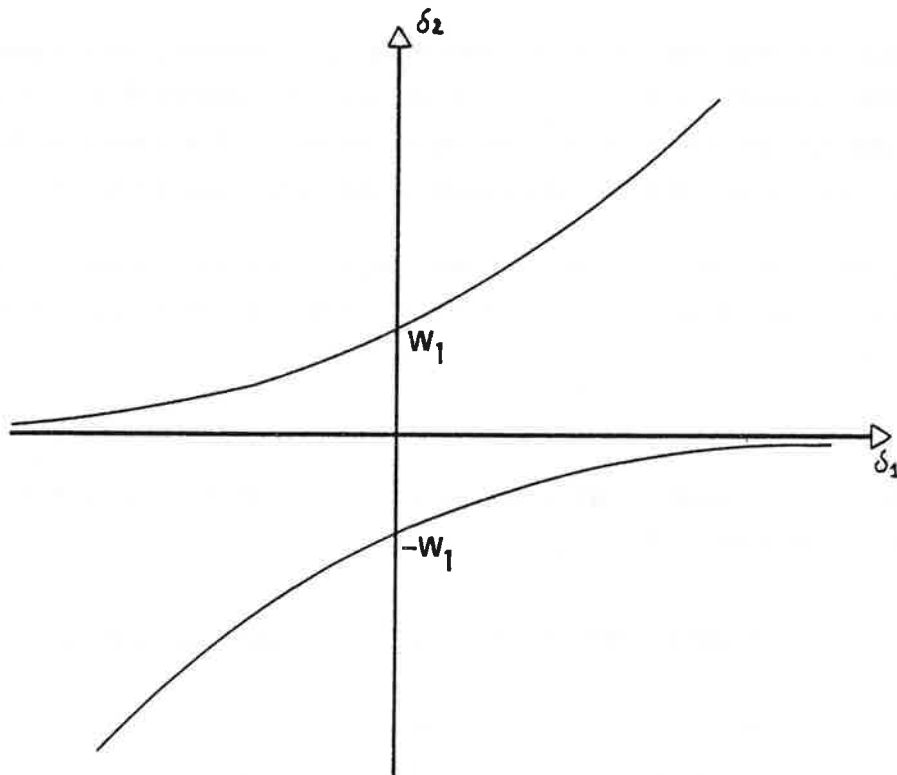
A forte puissance de L_1 la différence essentielle provient du fait que l'on a affaire à un système à 3 niveaux dont le fondamental est commun. Si le laser II reste à faible puissance, on est dans les conditions d'observation de l'effet AUTLER-TOWNES optique [26-33].

Rappelons brièvement que sous l'effet d'une radiation quasi-résonnante intense les niveaux d'énergies d'une transition se dédoublent. L'observation grâce au faisceau sonde permet de faire apparaître les résonances aux positions $\delta_2^\pm = \frac{1}{2} \left[+\delta_1 \pm \sqrt{\delta_1^2 + 4W_1^2} \right]$

où δ_2 = désaccord en fréquence du laser sonde

δ_1 = désaccord en fréquence du laser saturant

$W_1 = \frac{\omega_1}{2}$ = demi-fréquence de Rabi sur la transition saturante



Si le laser saturant est accordé à $\delta_1 = 0$ les deux résonances sont distinctes de ω_1 , fréquence de Rabi correspondant à la transition saturée.

Remarque : Le doublet AUTLER-TOWNES appaissant sur nos courbes quand L_1 a une puissance de 30 mW disparaît quand cette même puissance décroît entre 20

et 10 mW. Ceci s'explique car ω_1 est alors inférieur à la largeur Doppler et les deux pics ne sont plus résolus.

En conséquence, les largeurs des raies négatives quand P_{L_I} est notable sont augmentées par le fait que le laser II est résonnant sur une plage de fréquences élargie, à cause du dédoublement du niveau commun provoqué par le laser I.

Aux largeurs Doppler infinies, on aura pour le signal S résultant la convolution de deux lorentziennes de largeur $\sqrt{\gamma^2 + 2\Omega_I^2}$ soit une lorentzienne de largeur double.

A largeur Doppler nulle, la largeur finale sera $\sqrt{\gamma^2 + 2\Omega_I^2}$ (voir tableau).

Quand les deux lasers ont des puissances notables le phénomène est plus compliqué puisque le fondamental est élargi par les deux radiations. Une discussion rigoureuse de ce cas pour un système à 3 niveaux sans pompage hyperfin, faisant appel au formalisme de l'atome habillé a été établie par C. COHEN-TANNOUJJI et S. REYNAUD [73].

Enfin les inhomogénéité de la densité de puissance lumineuse ainsi que l'effet de la dégénérescence Zeeman interdisent [22] de tirer plus de conclusions sur les effets d'élargissement.

		P_{L_I} faible $P_{L_{II}}$ faible	P_{L_I} fort $P_{L_{II}}$ faible
4 niveaux	Largeur Doppler importante ($\rightarrow \infty$)	2γ	$\gamma + \sqrt{\gamma^2 + 2\Omega_I^2}$
	Largeur Doppler moyenne	intermédiaire	intermédiaire
	Largeur Doppler nulle	γ	γ
3 niveaux	Largeur Doppler importante ($\rightarrow \infty$)	2γ	$2\sqrt{\gamma^2 + 2\Omega_I^2}$
	Largeur Doppler moyenne	intermédiaire	intermédiaire
	Largeur Doppler nulle	γ	$\sqrt{\gamma^2 + 2\Omega_I^2}$

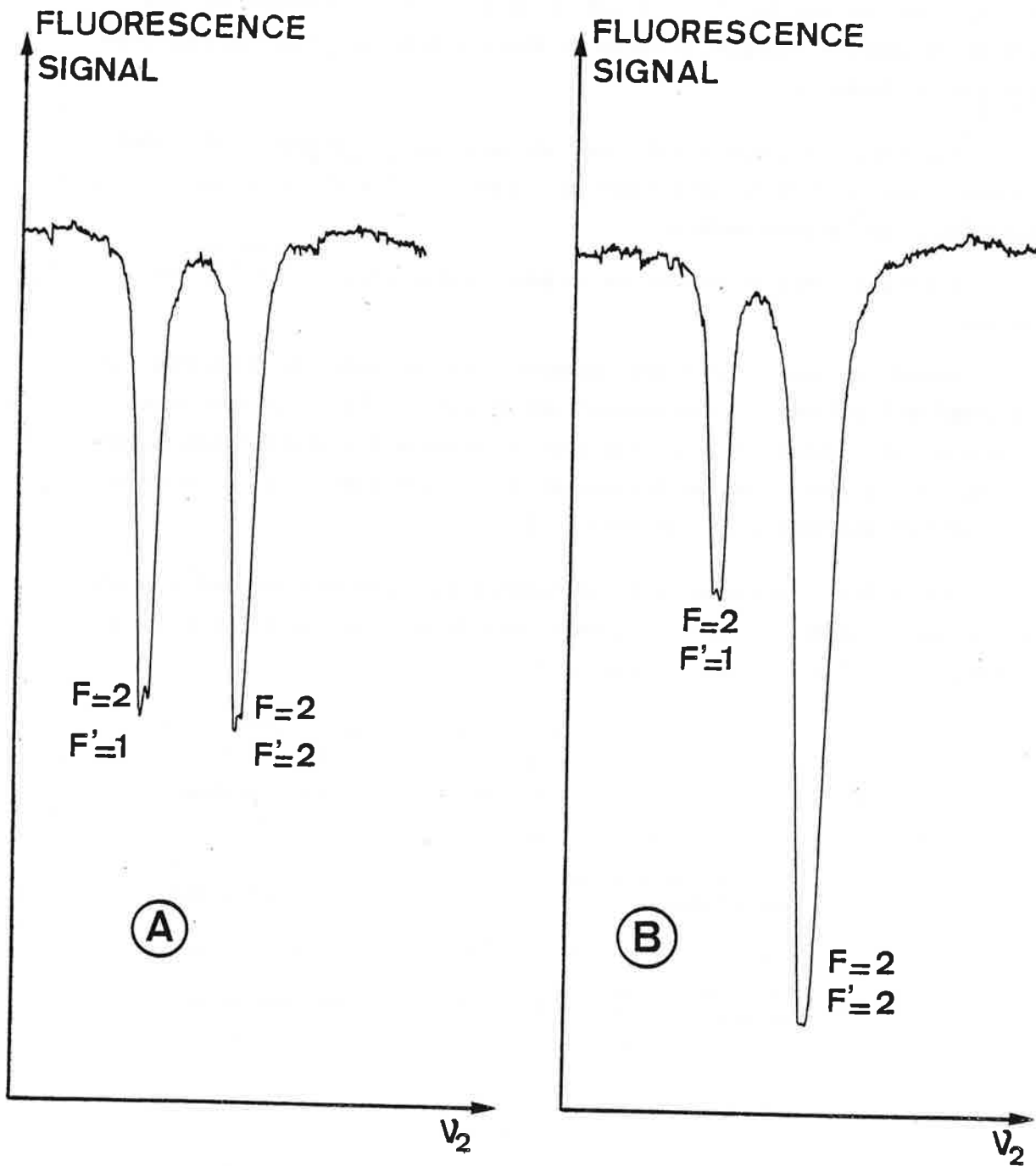


Figure IV-18

Effet des polarisations respectives des deux faisceaux laser colinéaires (raie D_1) : (A) Polarisation parallèles, (B) Polarisation orthogonales.

1.c) "Composantes rouges" : effets sur les intensités dûs aux polarisations respectives des deux lasers

Un effet dû aux polarisations respectives des deux lasers est observé sur les composantes négatives. Cela bien entendu résulte du fait que le niveau fondamental est commun. Dans le cas de polarisations parallèles les raies ($F=2 \rightarrow F'=1$) et ($F=2 \rightarrow F'=2$) sont de même intensité. Au contraire, pour des polarisations orthogonales la raie $F=2 \rightarrow F'=2$ est bien plus accusée que sa voisine (cf. fig. IV.18).

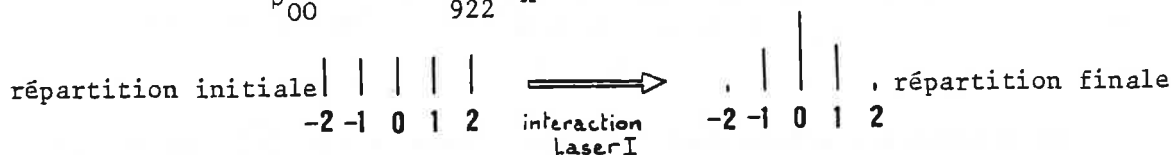
Donnons en là encore une interprétation qualitative.

Le laser I, fixé sur la transition $F=2 \rightarrow F'=3$, prépare le système dans un état différent de l'état à l'équilibre thermique où les différents sous-niveaux sont équiproportés. En effet, au départ les 5 sous-niveaux Zeeman du niveau hyperfin $F=2$ sont équiproportés ($\rho_{ii} = A$). Le laser I étant accordé sur la transition ($F=2 \rightarrow F'=3$) le système est un système fermé. Le calcul des populations en régime stationnaire donne :

$$\rho_{\pm 2, \pm 2} = \frac{180}{922} A$$

$$\rho_{\pm 1, \pm 1} = \frac{1125}{922} A$$

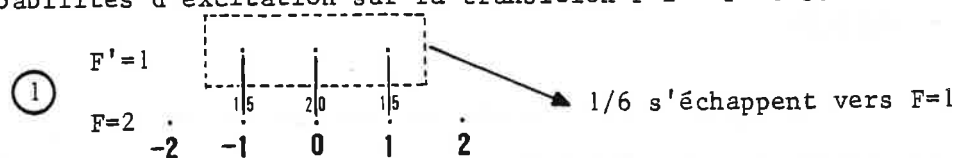
$$\rho_{00} = \frac{2000}{922} A$$



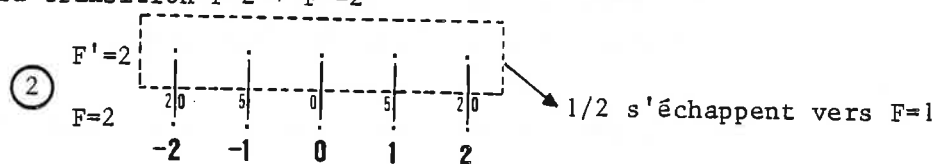
Considérons maintenant le laser II, qui est supposé avoir une *puissance faible* de manière à ne pas détruire la *répartition* imposée par le laser I

- en polarisation π

les probabilités d'excitation sur la transition $F=2 \rightarrow F'=1$ sont :



et sur la transition $F=2 \rightarrow F'=2$



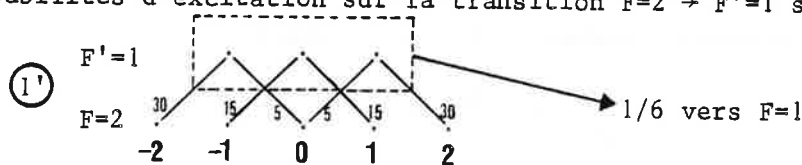
Si l'on combine les effets des deux lasers on voit que pour le cas (1) l'excitation est efficace pour les sous-niveaux comportant beaucoup d'atomes, et qu'il s'en échappe peu (1/6) du niveau excité vers le niveau piège $F=1$.

Au contraire dans le cas (2) l'excitation est peu efficace pour les sous-niveaux les plus peuplés, mais le pompage hyperfin est meilleur (1/2).

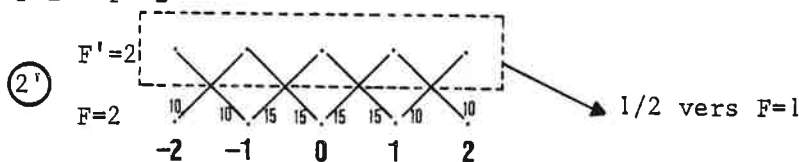
Les deux cas donnent globalement des signaux équivalents.

- en polarisation σ ($\sigma^+ + \sigma^-$)

les probabilités d'excitation sur la transition $F=2 \rightarrow F'=1$ sont ici :



puis sur $F=2 \rightarrow F'=2$



Maintenant, les effets sont inversés : dans le cas (1') une excitation peu efficace est doublée d'un pompage hyperfin "faible" ; dans le cas (2') une excitation efficace est accompagnée d'un pompage "fort".

Donc le signal correspondant à la transition ($F=2 \rightarrow F'=2$) est plus important que celui correspondant à ($F=2 \rightarrow F'=1$).

2) Raie D_2

La figure (IV.19) donne les spectres de la raie D_2 obtenue quand les polarisations respectives des deux lasers sont orthogonales ou parallèles. On peut remarquer immédiatement que par la méthode à deux lasers

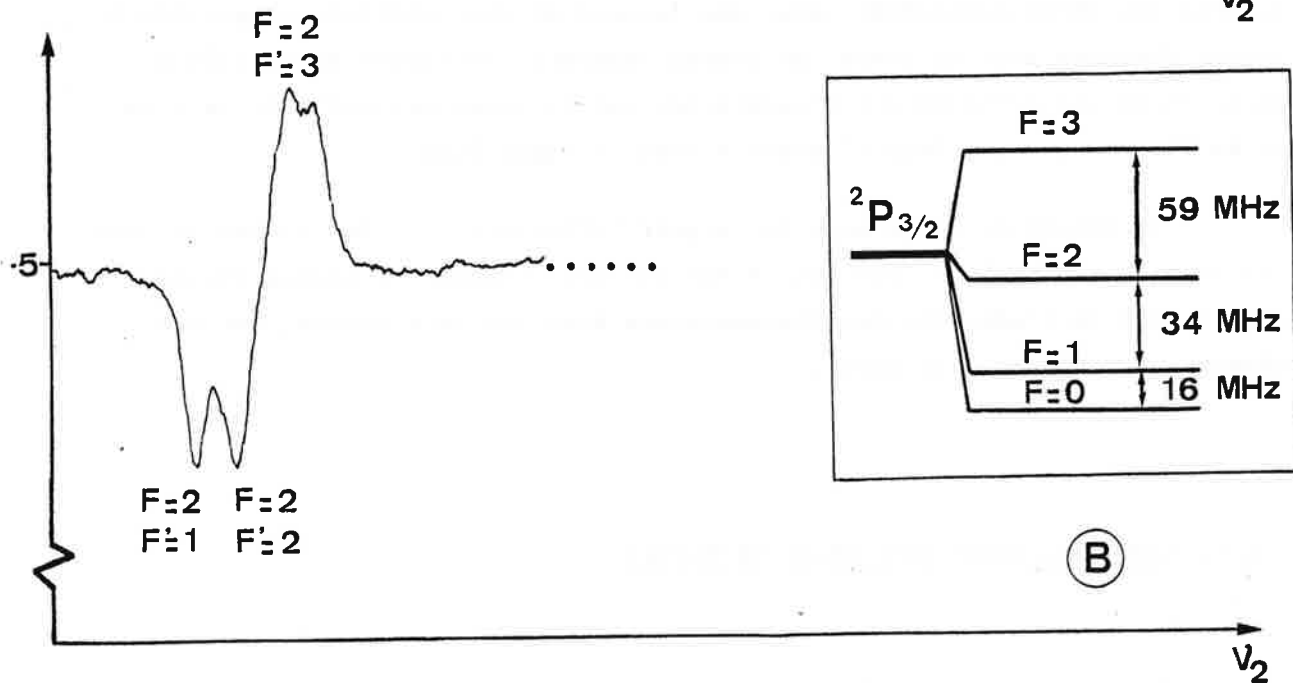
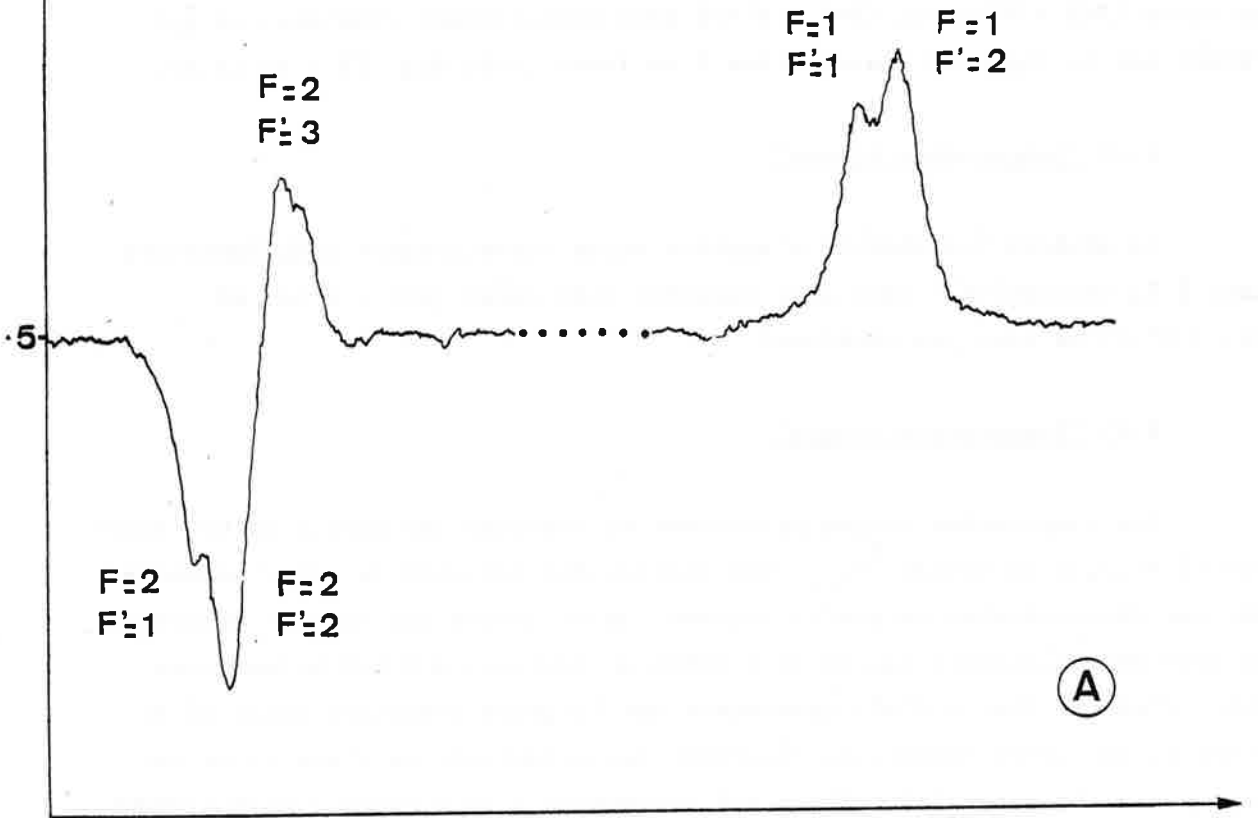


Figure IV-19 : Spectre de fluorescence de la raie D_2 lorsque deux lasers colinéaires interagissent avec le faisceau d'atomes :

- A Les deux lasers ont des polarisations linéaires de directions orthogonales.
- B Les deux lasers ont des polarisations linéaires de directions parallèles.

les raies ($F=2 \rightarrow F'=1$) et ($F=2 \rightarrow F'=2$) sont parfaitement résolues, ce qui n'était pas le cas pour l'excitation à un laser (voir fig. IV.3 et IV.4).

2.a) "Composantes bleues"

La méthode ici décrite n'apporte aucun renseignement complémentaire quant à la résolution : deux pics positifs (les raies ($F=1 \rightarrow F'=0$) et ($F=1 \rightarrow F'=1$) ne sont pas résolues).

2.b) "Composantes rouges"

Les composantes rouges permettent de résoudre une partie de la structure ($F'=1,2,3$) du niveau $^2P_{3/2}$. Une analyse des largeurs de raies nécessite une déconvolution du profil observé. On se contentera donc de remarquer que pour des puissances lasers de l'ordre de quelques milliwatts les raies ($F=2 \rightarrow F'=1$) et ($F=2 \rightarrow F'=2$) présentent des largeurs comprises entre 20 et 30 MHz et que leurs intensités dépendent des polarisations respectives des deux lasers. La raie ($F=2 \rightarrow F'=3$) qui correspond à un système à deux niveaux, a, pour les mêmes puissances laser une largeur et une amplitude comparable à celles obtenues avec un laser. On pourra remarquer au sommet de la raie un petit creux qui correspond à l'excitation par le laser balayable de la classe de vitesse qui est déjà résonnante avec le laser fixe.

En dehors de cette zone de largeur inférieure à 2γ (en raison du profil Doppler non infini) (environ 16 MHz sur nos courbes) le signal résulte grosso modo de l'addition des fluorescences dues aux deux lasers, sur des classes de vitesses distinctes.

IV.C. COMPARAISONS DES DEUX METHODES

La figure (IV.20) résume les avantages et inconvénients respectifs des deux méthodes :

Dans le cas (A), on travaille sur un fond constant dû au laser fixe, les 3 composantes étant résolues.

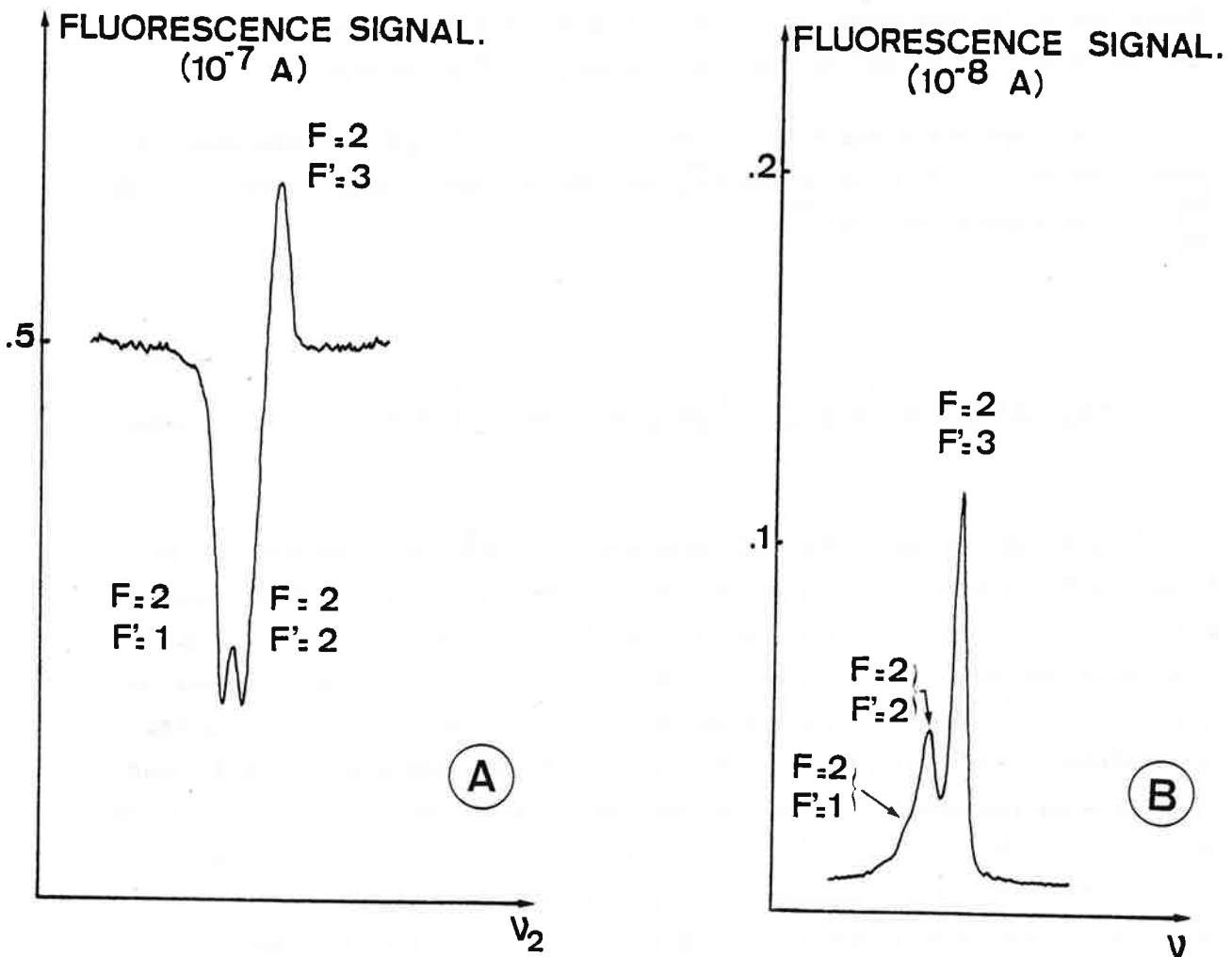


Figure IV-20

Comparaison des intensités des signaux de fluorescence, à résolution égale, pour les "composantes rouges" de la raie D_2 :

- (A) Les deux faisceaux laser colinéaires interagissent (puissance totale : 3mW)
- (B) Un seul faisceau laser interagit (puissance : 100 μ W) .

Dans le cas (B), pour avoir une résolution presque similaire (en fait la composante $F=2$ $F'=1$ se distingue à peine) nous avons dû réduire la puissance lumineuse d'un facteur 30, ce qui diminue d'autant le signal de fluorescence. En contrepartie la lumière parasite diminue aussi d'un facteur 30 donc le bruit qui en résulte diminue lui d'un facteur $\sqrt{30}$.

La comparaison des échelles verticales des 2 figures donne pour la transition $F=2 \rightarrow F'=2$ dans le cas (A) un gain en rapport signal sur bruit de $\frac{30}{\sqrt{30}} \approx 5$ par rapport au cas (B).

IV.D. PREMIERES EXPERIENCES "ON LINE" AU C.E.R.N.

L'équipe de Recherche du Professeur E.W. OTTEN de l'Université de Mayence (RFA) a développé des techniques de spectroscopie colinéaire avec détection par fluorescence et a adapté cette méthode à l'étude en ligne d'isotopes instables produits en faibles quantités. Les premiers travaux ont été consacrés au césium et au sodium [22][35], pour démontrer l'efficacité de la méthode. Par la suite, des expériences systématiques au C.E.R.N., ont été conduites sur des chaînes d'isotopes instables du barium, de l'ytterbium, du dysposium, de l'erbium [36-43] et du radium [45]. C'est dans le cadre d'une collaboration avec cette équipe animée par R. NEUGART que nous avons effectué en mai 1983, sur leur appareillage des tests de sensibilité des méthodes exposées aux deux paragraphes précédents.

IV.D.α. PRINCIPE DE L'APPAREILLAGE DU GROUPE DE MAYENCE

Le montage représenté sur la figure (IV.21) a été conçu pour s'adapter au faisceau d'ions accélérés à 60 KV, fourni par le séparateur de masse ISOLDE.

Le faisceau d'ions est défléchi par des plaques parallèles pour se placer en position colinéaire avec le faisceau laser. Une lentille électrostatique focalise le jet dans la région d'observation. Juste avant la cel-

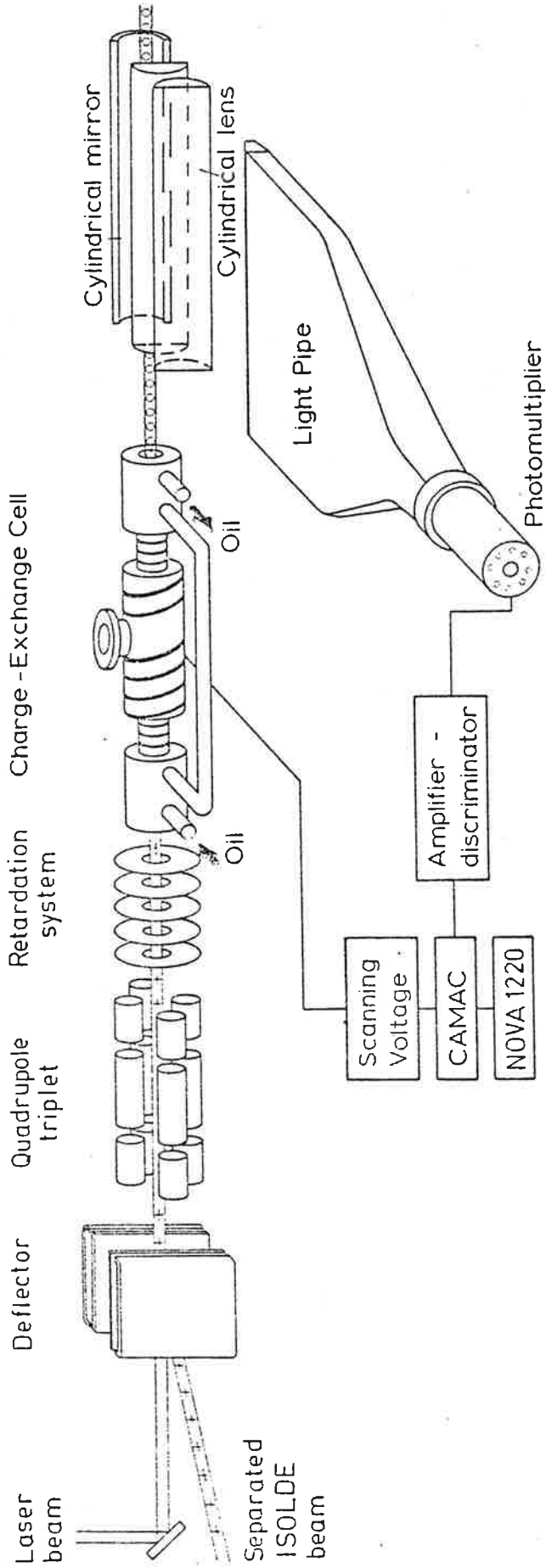


Figure IV-21 :

Schéma du dispositif expérimental du groupe de Mayence

lule d'échange de charges, une série de 5 électrodes cylindriques a pour but de modifier sans heurts sur une distance de 40 cm, la vitesse des ions. On peut ainsi balayer les résonances en changeant la vitesse des atomes, le laser restant à fréquence fixe. Ce balayage est effectué grâce à une source de tension programmable contrôlée par un mini-calculateur NOVA 1220. La transmission depuis la sortie du séparateur jusqu'à la zone d'observation peut atteindre 80 %. Enfin l'efficacité de l'échange de charges qui dépend de la pression de vapeur de sodium, peut être contrôlée grâce à un déflecteur supplémentaire qui sépare les particules chargées et les atomes neutres.

La zone d'observation est constituée d'un miroir cylindrique et d'un système de deux lentilles cylindriques qui forment une image du jet (20 cm de largeur) sur la face d'entrée d'un guide de lumière (faisceau de fibres optiques). Par suite ce dernier "focalise" la lumière à l'entrée d'un photomultiplicateur refroidi à -30°C . La probabilité de détecter un photon émis par le jet peut être évaluée à 2.10^{-3} . Les impulsions du photomultiplicateur sont amplifiées et comptées sur une échelle CAMAC comportant 500 canaux.

IV.D.β. LES RESULTATS

Le but de la collaboration était de comparer l'efficacité des méthodes à un et deux lasers sur un jet accéléré à 60 KV et un appareillage optimisé pour la première (zone de détection étendue (20 cm) située près de la cellule d'échange de charges).

La figure (IV.22) représente les composantes "rouges" de la raie D_2 du sodium 23 avec un seul laser colinéaire. La figure (IV.23) montre le spectre complet de la raie D_2 quand le deuxième laser est superposé sur le précédent.

Nous allons comparer la sensibilité des deux méthodes en évaluant dans chaque cas le rapport signal sur bruit (S/B).

Dans le cas de la figure (IV.22), la puissance du laser était de $250 \mu\text{W}$ et le nombre de coups maximum de 136.

Le signal dans le cas de la transition ($F=2 \rightarrow F'=3$) peut, à résonance être évalué à 132 coups. Pour la transition $F=2 \rightarrow F'=2$ on trouve 20 coups. Pour la lumière parasite 5 coups, ce qui correspond à un bruit de $\sqrt{5}$ coups.

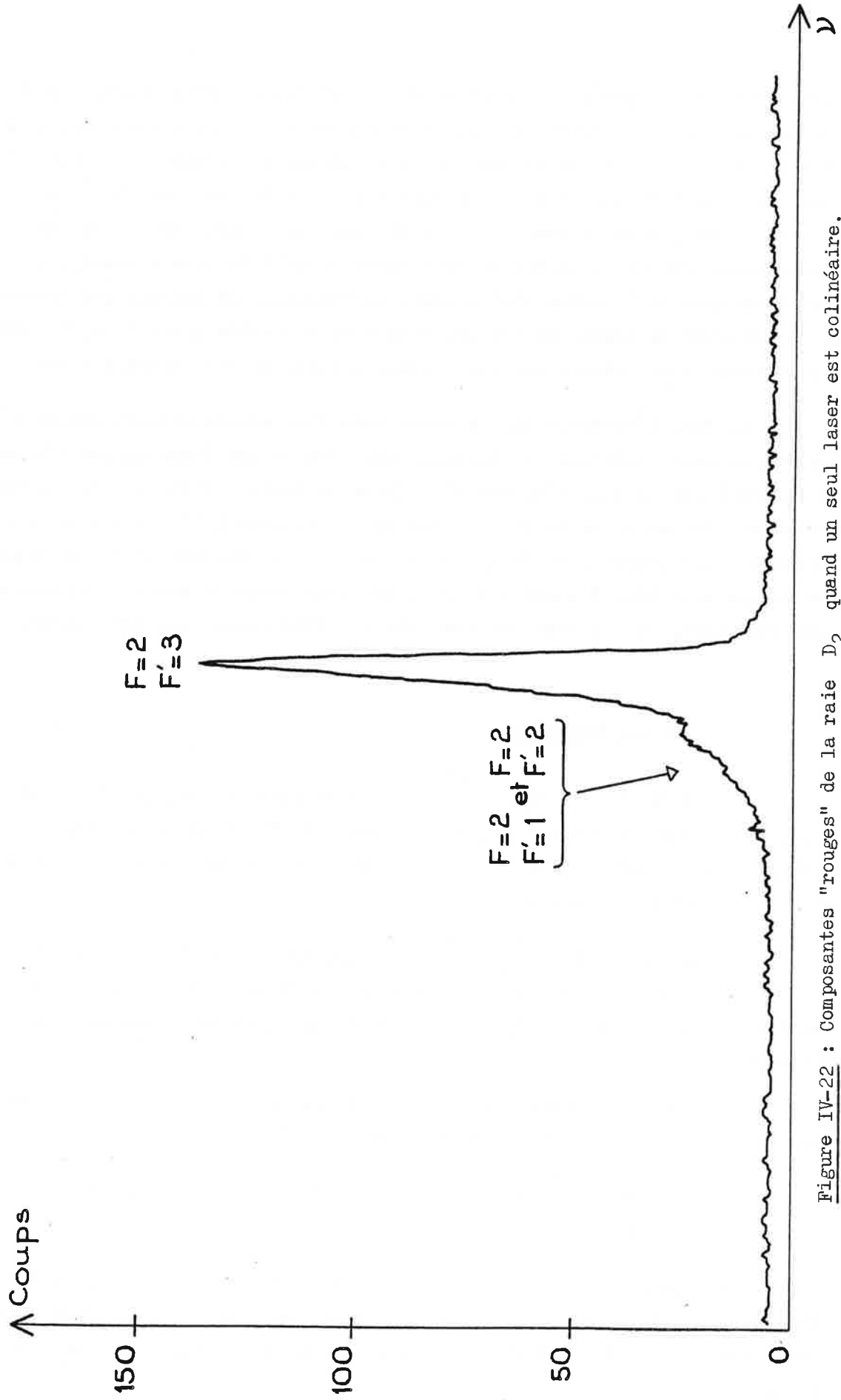


Figure IV-22 : Composantes "rouges" de la raie D_2 quand un seul laser est colinéaire.

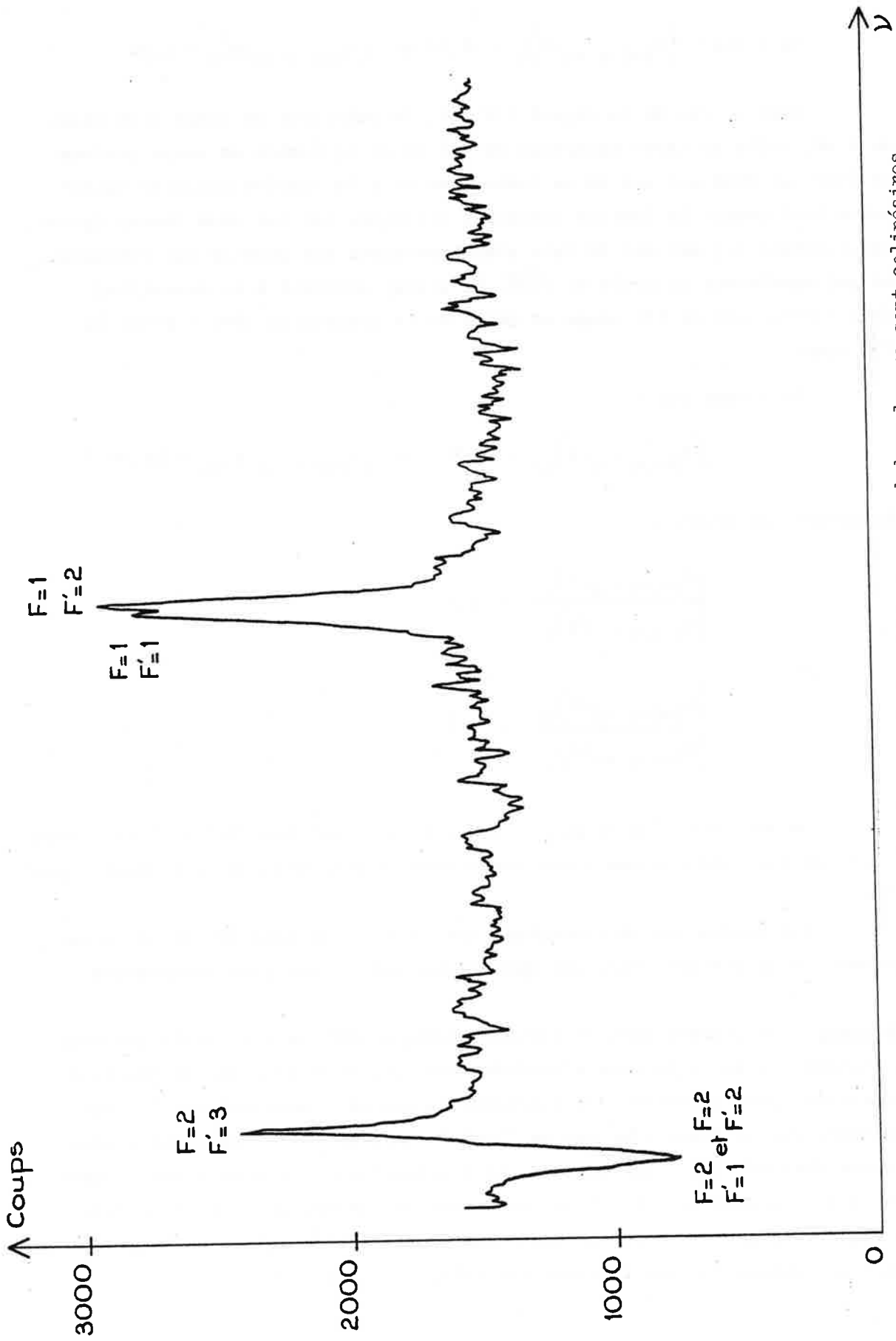


Figure IV-23 : Spectre de la raie D₂ quand deux lasers sont colinéaires.

On a donc $\left(S_{F=2 \rightarrow F'=3/B}\right)_I = 59,03$ et $\left(S_{F=2 \rightarrow F'=2/B}\right)_I = 8,94$

Dans le cas de la figure (IV.23), la puissance du laser fixe était de 5 mW, celle du laser balayable de 2,5 mW et le nombre de coups maximum de 2932. Le fond qui est dû au laser fixe et à la lumière parasite représente 1483 coups. La lumière parasite, provoquée par les deux lasers (puissance totale 7,5 mW) est 30 fois plus importante que pour le cas précédent, ce qui représente un bruit de $\sqrt{150}$. Le signal attribué à la transition (F=2 \rightarrow F'=3) est de 937 coups et celui de la transition (F=2 \rightarrow F'=2) de 715 coups.

On a donc ici :

$$\left(S_{F=2 \rightarrow F'=3/B}\right)_{II} = 76,51 \quad \text{et} \quad \left(S_{F=2 \rightarrow F'=2/B}\right)_{II} = 58,38$$

Finalement on trouve :

$$\frac{\left(S_{F=2 \rightarrow F'=3/B}\right)_{II}}{\left(S_{F=2 \rightarrow F'=2/B}\right)_I} = 1,3$$

et

$$\frac{\left(S_{F=2 \rightarrow F'=2/B}\right)_{II}}{\left(S_{F=2 \rightarrow F'=2/B}\right)_I} = 6,5$$

On voit que l'on ne gagne rien sur la transition (F=2 \rightarrow F'=3) : ceci n'est pas étonnant puisque cette transition ne présente *pas de pompage hyperfin*.

Par contre sur la transition (F=2 \rightarrow F'=2) le gain est de 6,5 ce qui prouve que la méthode utilisant deux lasers est un peu plus performante.

Remarque : Un inconvénient du faisceau ionique délivré par Isolde concerne l'instabilité de la tension d'accélération qui, bien qu'étant en principe contrôlée, peut provoquer des fluctuations qui se traduisent sur la fluorescence due au laser fixe par un "bruit" supplémentaire (variations importantes du fond) (cf. fig. IV.23). Ces fluctuations, qui sont proportionnelles à l'intensité du jet d'ions, ne seront pas dommageables pour la détection, car un petit signal correspondant à un jet très faible en intensité sera accompagné par des fluctuations elles aussi faibles.

CONCLUSION

Nous avons, au cours de ce chapitre, examiné successivement deux méthodes de spectroscopie colinéaire. Dans chaque cas, nous avons regardé les effets de la puissance lumineuse excitatrice sur l'intensité et la largeur des raies de fluorescence.

Un gain d'environ 5 a été obtenu en faveur de la nouvelle méthode proposée, dans le rapport signal/bruit. Une meilleure résolution a pu être mise à jour. Enfin nous avons montré que dans le cas d'un jet avec une grande dispersion Doppler (cas défavorable) nous pouvions obtenir des signaux de largeur à mi-hauteur 2γ .

La méthode à deux lasers nous paraît donc bien adaptée aux nécessités de la spectroscopie colinéaire. Nous espérons qu'elle pourra montrer toute sa richesse dans de futures expériences au C.E.R.N.

* *
*

CHAPITRE VEFFETS D'UN CHAMP MAGNETIQUE STATIQUE OU OSCILLANT EN SPECTROSCOPIE COLINEAIRE : DETERMINATION DE SPINS ET MOMENTS MAGNETIQUES NUCLEAIRESINTRODUCTION

La première partie de ce chapitre sera consacrée à l'étude des effets provoqués par un champ magnétique statique sur un système atomique préparé par pompage optique, grâce à un faisceau laser, dans un état déterminé. L'état magnétique du système, à la sortie de la zone où règne le champ est analysé par l'intermédiaire de la fluorescence émise dans la zone d'observation. Divers cas seront discutés en fonction de l'angle formé par la direction de polarisation de la lumière et la direction du champ magnétique. Un calcul analytique basé sur un modèle simplifié de nos expériences nous donnera une compréhension globale des phénomènes observés. Enfin un calcul numérique, dans le cas de la transition $F=1 \rightarrow F'=1$ de la raie D_1 , tenant compte des effets de la lumière sur toute la longueur du jet précitera certains points des résultats observés.

Dans la seconde partie, on adjoindra au champ magnétique statique un champ radiofréquence qui permettra d'effectuer des expériences de résonance magnétique classique. Les courbes obtenues seront comparées avec les profils de raie prévus par la théorie de RABI et MAJORANA.

Pour chaque cas, on soulignera l'importance du caractère quasi-monocinétique du jet rapide, pour ne pas avoir des courbes moyennées sur les vitesses. Enfin on indiquera comment l'on peut déterminer expérimentalement des grandeurs nucléaires telles que le spin ou le moment magnétique nucléaire.

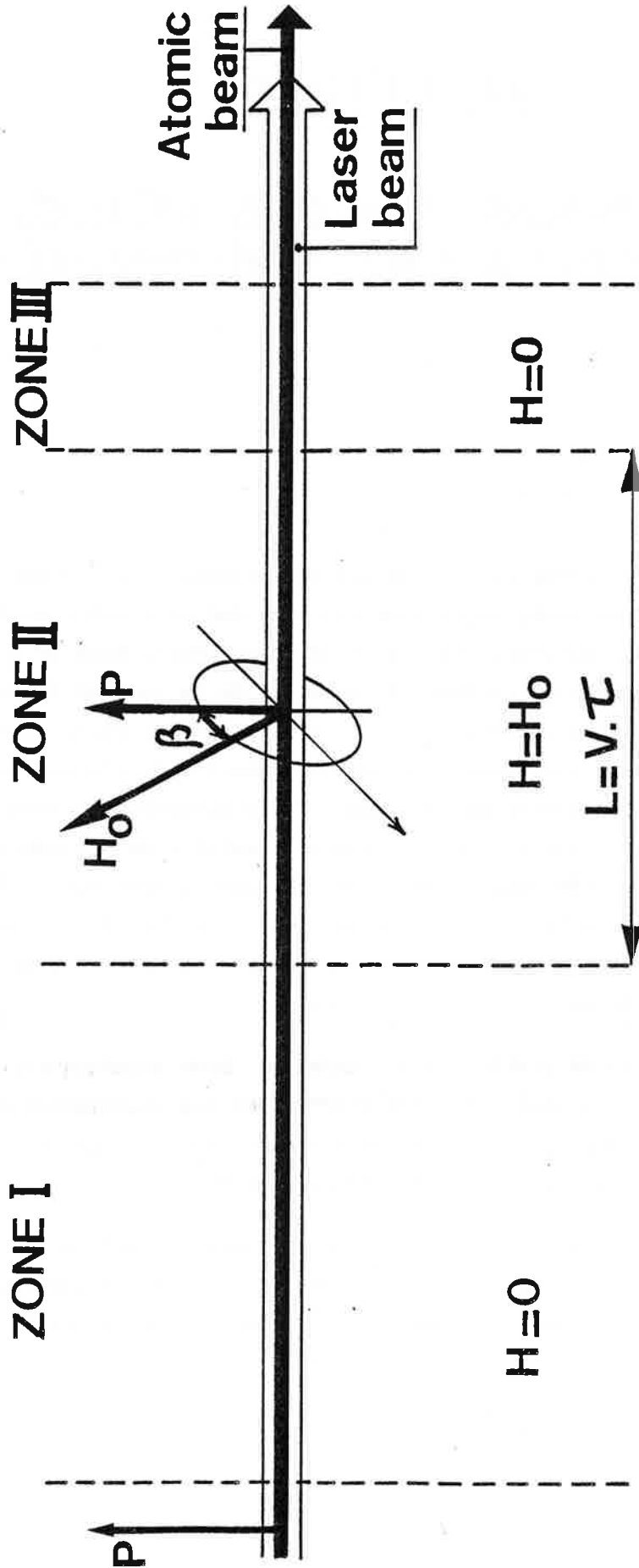


Figure V-1 : Schéma de principe du dispositif expérimental : seul un faisceau laser est colinéaire avec le jet d'atomes rapides. La zone I commence au centre de la cellule d'échange de charges, là où le faisceau d'atomes neutres est créé. La fluorescence du jet est détectée à la fin de la zone III. On suppose que le champ magnétique est constant tout au long de la Zone II et nul en dehors. La longueur de la Zone II est égale au diamètre des bobines de Helmholtz (23 cm).

V.A. ACTION D'UN CHAMP MAGNETIQUE STATIQUE

V.A.α. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET PRINCIPE DE L'EXPERIENCE

1) Le dispositif

La configuration du dispositif expérimental est celle (cf. chapitre III, paragraphe C) où l'on a placé entre la cellule d'échange de charge et la zone de détection deux bobines de Helmholtz. L'axe commun des deux bobines croise le jet atomique à angle droit. Il fait un angle ajustable β avec la direction de polarisation π du faisceau lumineux (voir fig. V.1).

Nous avons pris soin de compenser au mieux le champ magnétique terrestre sur toute la longueur du montage.

On peut par la pensée décomposer notre dispositif en trois zones (cf. fig. V.1) :

- . la première correspond à la région I qui comprend une partie de la cellule d'échange de charge (dès que l'on est en présence d'atomes dans le jet) ainsi que toute la distance où le champ magnétique statique peut être considéré comme nul

- . la seconde représente la région II où règne le champ statique H_0 créé par les bobines (H_0 est supposé uniforme dans toute cette zone)

- . la troisième étant la zone III de détection ($H_0 = 0$).

2) Le principe

Le jet rapide quasi-monocinétique, est éclairé colinéairement par un faisceau laser accordé sur la transition ($F=1 \rightarrow F'=1$) ou ($F=2 \rightarrow F'=1$) de la raie D_1 . Le choix de ces transitions a été guidé par le fait que l'alignement induit [54][60-62] (excitation π) est plus facilement observable si un ou plusieurs sous-niveaux du fondamental ne sont pas excitables (cf. paragraphe IV.Aδ.1). La puissance laser doit obéir à un compromis :

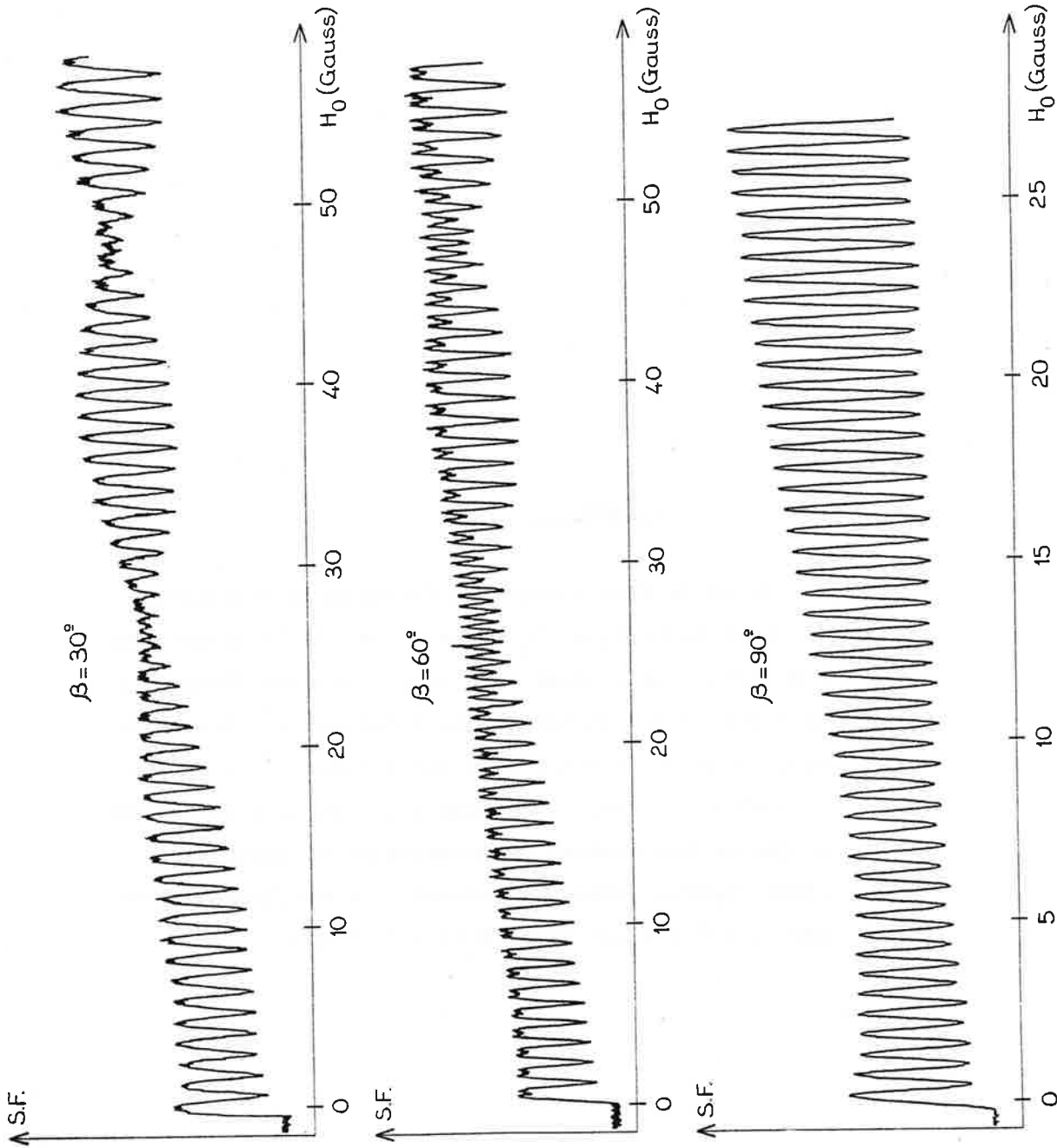
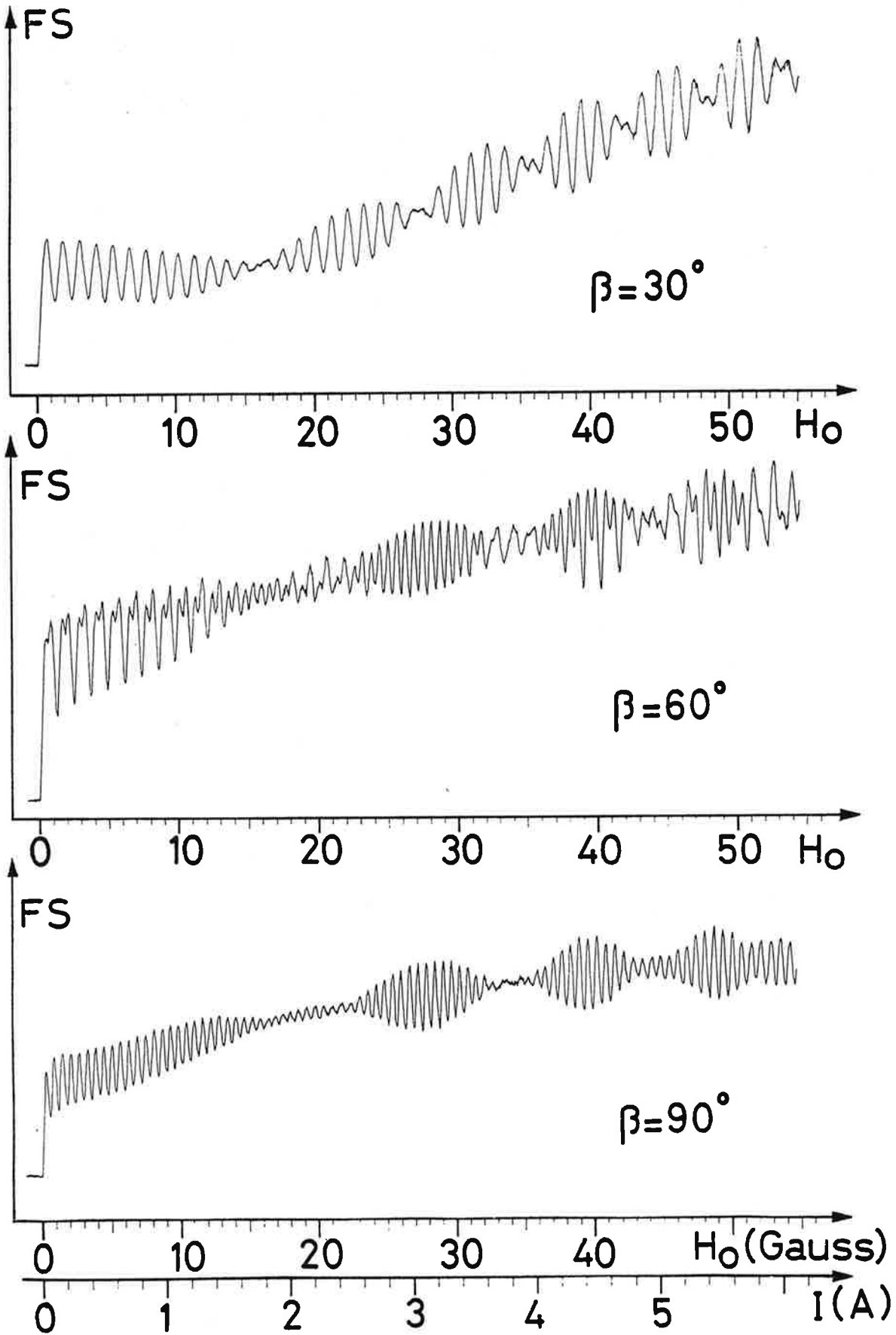


Figure V-2 : Signal de fluorescence en fonction de l'amplitude du champ magnétique dans le cas de la transition $F=1 \rightarrow F'=1$.

Figure V-3

Signal de fluorescence en fonction de l'amplitude du champ magnétique H_0 dans le cas de la transition $F=2 \rightarrow F'=1$ de la raie D_1 pour 3 valeurs d'angle β . Le signal a été enregistré en fonction de l'intensité du courant qui circule dans les bobines de Helmholtz. L'échelle en champ magnétique a été établie de manière à ajuster les courbes expérimentales et théoriques (voir Figures V-5bis et V-5ter). Le meilleur ajustement a été réalisé pour $H_0/i = 8,93$ G/A .



en effet elle doit être suffisante pour provoquer dans la zone I un pompage optique efficace ; d'un autre côté, elle ne doit pas être trop forte afin de ne pas détruire l'état magnétique du système dans la zone III juste après l'interaction avec H_0 . Bien entendu, le lieu où se fait la détection de la fluorescence est aussi proche que possible de la fin de la zone II (c'est-à-dire que la zone III est aussi courte que possible).

Les atomes qui parcourent la zone II ont un moment magnétique qui va précesser autour de \vec{H}_0 . Selon l'angle β et l'intensité du champ, la précession induira une redistribution des sous-niveaux magnétiques plus ou moins efficace, à une vitesse plus ou moins grande. Ceci, bien sûr, se traduira sur la fluorescence observée.

A champ magnétique fixe, observer la précession de Larmor des moments magnétiques des atomes nécessiterait la détection de la fluorescence en chaque point du jet sur une distance appréciable. Notre zone de détection étant fixe, ceci n'est pas possible mais nous pouvons par contre faire varier l'intensité de H_0 (en augmentant l'intensité du courant qui circule dans les bobines de Helmholtz), donc la vitesse de précession. C'est ce qui nous a conduit aux résultats présentés au paragraphe suivant.

V.A. β . LES RESULTATS, PREMIERE INTERPRETATION

1) Les courbes enregistrées

Reportons nous aux figures (V.2) et (V.3) qui montrent respectivement les courbes correspondant au signal de fluorescence observé, en fonction de l'intensité de H_0 , pour les transitions ($F=1 \rightarrow F'=1$) et ($F=2 \rightarrow F'=1$) à différentes valeurs de l'angle β (30° , 60° , 90°).

Nous pouvons immédiatement remarquer dans chaque cas une double structure :

a) La première est une structure de franges dont la fréquence pour $\beta = 30^\circ$ est moitié de celle qui correspond à $\beta = 90^\circ$. Pour $\beta = 60^\circ$ la situation est intermédiaire. Ces franges, comme nous le verrons, correspondent à la précession de Larmor des moments magnétiques autour de \vec{H}_0 .

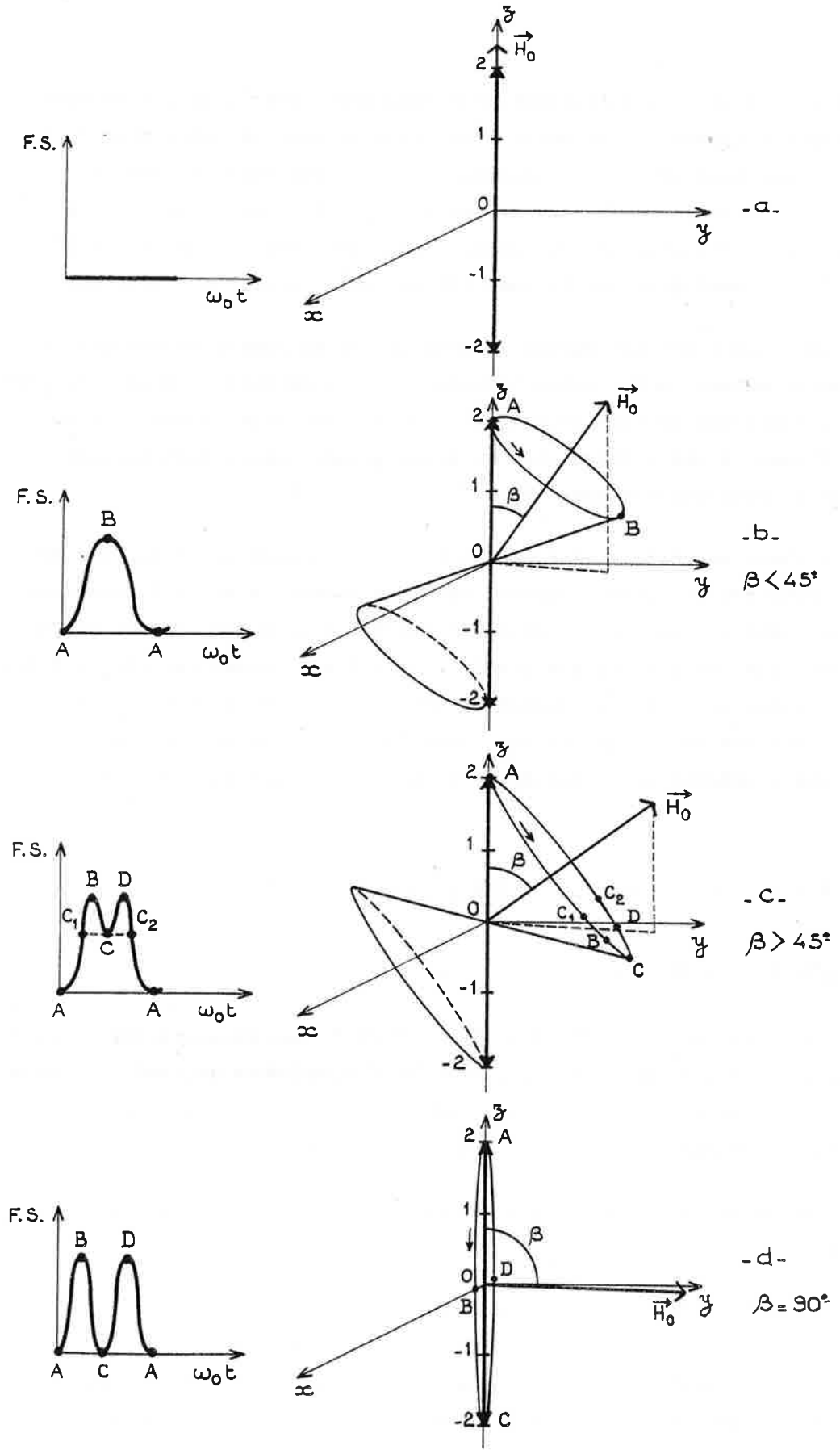


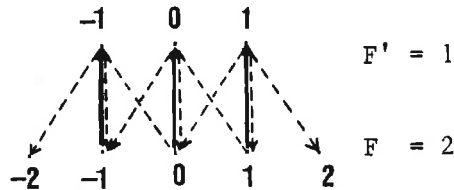
Figure V-4 : Première interprétation des franges de Larmor (voir texte).

b) La seconde est celle de l'enveloppe qui module la structure précédente. Son interprétation est plus complexe ; elle sera expliquée au paragraphe (V.A.γ).

Notons que des courbes similaires ont été enregistrées par SCHIEDER et WALTHER dans une expérience utilisant un jet thermique [59]. Les oscillations dans ce cas (une ou deux) étaient très rapidement brouillées à cause de la dispersion des vitesses longitudinales des atomes.

2) Première interprétation

Prenons le cas de la transition ($F=2 \rightarrow F'=1$) de la raie D_1 . Dans la zone I, le laser de polarisation π qui ne peut pas exciter les sous-niveaux $m_F = \pm 2$ du fondamental, y provoque une accumulation des atomes. Les sous-niveaux $m_F = 0, \pm 1$ se vident. Dans la zone III le jet ne fluoresce pas.



a) Si $\beta = 0$, il n'y a pas de précession quelle que soit la valeur de H_0 : le signal de fluorescence reste nul (cf. fig. V.4.a).

b) Si β est compris dans l'intervalle $[0^\circ, 45^\circ]$, la précession du système $[m_F=+2, m_F=-2]$ décrit un double cône autour de \vec{H}_0 (fig. V.4.b). De l'état initial (point A) on passe progressivement à des distributions différentes des sous-niveaux. Quand un tour complet a été effectué, on se retrouve à la situation de départ. Ce phénomène s'effectue à la fréquence de Larmor ω_0 . C'est celle qui est observée sur les courbes (V.2) et (V.3) pour $\beta = 30^\circ$.

c) Si β est supérieur à 45° le double cône va couper le plan xOy (fig. V.4.c) aux points B et D. Pour le système $[m_F=2, m_F=-2]$, parcourir la portion du cône correspondant à l'arc \overline{BC} est équivalent à parcourir celle correspondant à l'arc \overline{BC}_1 (de même pour \overline{CD} et \overline{DC}_2). On va donc voir sur les courbes se dessiner un système de frange de fréquence $2\omega_0$ superposé au premier (fig. V.2 et V.3 $\beta = 60^\circ$).

d) Si $\beta = 90^\circ$ (fig. V.4.d), la précession d'un demi tour fait revenir à l'état initial [$m_F=2$, $m_F=-2$] ce qui se traduit par la présence unique des franges apparaissant à la fréquence $2\omega_0$ (fig. V.2 et V.3 $\beta = 90^\circ$).

V.A.γ. INTERPRETATION DES COURBES A PARTIR D'UN MODELE SIMPLIFIE

1) Présentation du modèle

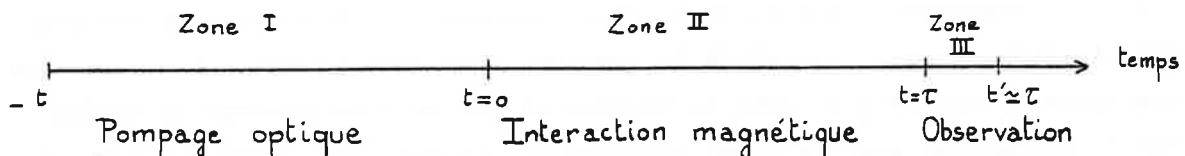
A partir de la décomposition de notre jet en 3 zones (cf. fig. V.1) nous faisons les suppositions suivantes :

a) La lumière n'a d'action que dans la zone I (dans la zone II, la présence de H_0 produit sur les sous-niveaux un décalage Zeeman et par suite la lumière interagit peu. D'autre part, la zone III est supposée avoir une longueur négligeable).

b) Le champ H_0 dans la zone II est supposé homogène tout au long du jet atomique. Seule dans cette zone l'interaction magnétique est prise en considération.

c) Le jet est considéré comme rigoureusement monocinétique.

On représente les différents temps de la manière suivante :



Nous pouvons maintenant représenter notre système dans le formalisme de la matrice densité. Prenons comme axe de quantification la direction de polarisation de la lumière (excitation π). La répartition des ρ_{ii} à l'entrée du champ magnétique, au temps $t = 0$ est donnée ci-dessous (bien entendu toutes les cohérences Zeeman dans la zone I sont nulles puisqu'il s'agit d'une excitation π).

Pour le cas de la transition ($F=2 \rightarrow F'=1$) on a :

$$\rho(0) = \begin{pmatrix} \rho_{22} & & & & \\ & \rho_{11} & & & \\ & & \rho_{00} & & \\ & & & \rho_{-1-1} & \\ & & & & \rho_{-2-2} \end{pmatrix} \quad (\text{V.AY.1})$$

Comme l'excitation laser est de polarisation π , on a $\rho_{ii} = \rho_{-i-i}$.
On peut donc écrire :

$$\rho(0) = \rho_{11} \begin{pmatrix} 1 & & & & \\ & 1 & & & \\ & & 1 & & \\ & & & 1 & \\ & & & & 1 \end{pmatrix} + \Delta\rho_2 \begin{pmatrix} 1 & & & & \\ & 0 & & & \\ & & 0 & & \\ & & & 0 & \\ & & & & 1 \end{pmatrix} + \Delta\rho_0 \begin{pmatrix} 0 & & & & \\ & 0 & & & \\ & & 1 & & \\ & & & 0 & \\ & & & & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{V.A.2})$$

avec $\Delta\rho_2 = \rho_{22} - \rho_{11}$ et $\Delta\rho_0 = \rho_{00} - \rho_{11}$ ($\Delta\rho_2$ et $\Delta\rho_0$ dépendent de la puissance laser et de la longueur de la zone I).

Dans la zone II, le premier terme de (V.AY.2) ne varie pas avec le champ magnétique car l'hamiltonien d'interaction commute avec l'identité. Ce terme donnera donc en un fond constant dans la fluorescence observée. Les second et troisième termes vont eux évoluer, mais avant d'écrire les équations correspondantes, il faut regarder dans quelle base il est plus judicieux de travailler. En effet, l'écriture de la matrice densité (formule V.AY.1) correspond à la base dont l'axe de quantification est confondu avec la direction de polarisation de la lumière. Mais dans la zone II, comme nous négligeons l'interaction avec la lumière et que nous ne prenons en compte que l'interaction avec le champ statique \vec{H}_0 , il est plus intéressant de travailler dans la base où l'hamiltonien d'interaction magnétique a une forme diagonale, c'est-à-dire quand l'axe de quantification est choisi confondu avec \vec{H}_0 .

Soit $M(\beta)$ la matrice de rotation autour d'un axe \vec{Oy} qui fait passer de \vec{Oz} en $\vec{O'z}$ confondu avec \vec{H}_0 . (Les matrices correspondantes pour des états $F=1$ et $F=2$ sont données en appendice I).

On a :

$$\rho'(0) = M(\beta)\rho(0)M(\beta)^* \quad (\text{V.AY.3})$$

L'équation d'évolution de Schrödinger s'écrira dans cette base :

$$i\hbar \frac{d}{dt} \rho'(t) = [H, \rho'(t)] \quad (\text{V.AY.4})$$

et l'on cherche $\rho'(t') \approx \rho'(t'=\tau)$.

Comme H est diagonal, on a :

$$\left. \begin{aligned} \text{puis} \quad (H\rho')_{ij} &= \sum_k H_{ik} \rho'_{kj} = H_i \rho'_{ij} \\ (\rho'H)_{ij} &= \sum_k \rho'_{ik} H_{kj} = \rho'_{ij} H_j \end{aligned} \right\} \quad (\text{V.AY.5})$$

donc

$$\left\{ \begin{aligned} i\hbar \frac{d}{dt} \rho'_{ij}(t) &= (H_i - H_j) \rho'_{ij}(t) = (\omega_i - \omega_j) \rho'_{ij}(t) \quad (\text{V.AY.6}) \\ \text{avec } \omega_i &= E_i/\hbar \end{aligned} \right.$$

ce qui donne :

$$\rho'_{ij}(t) = \rho'_{ij}(0) e^{-i(\omega_i - \omega_j)t} \quad (\text{V.AY.7})$$

d'où $\rho'_{ij}(\tau)$ en faisant $t = \tau$. Il faut ensuite repasser dans la base dont l'axe de quantification est parallèle à la polarisation de la lumière, d'où finalement :

$$\rho(\tau) = M^*(\beta) \rho'(\tau) M(\beta) \quad (\text{V.AY.8})$$

Pour calculer le signal de fluorescence, il suffira ensuite d'exprimer ce dernier en fonction des ρ_{ii} du fondamental, pour une excitation π .

Nous allons donner maintenant les résultats du calcul pour les deux transitions ($F=1 \rightarrow F'=1$) et ($F=2 \rightarrow F'=1$).

2) Cas de la transition ($F=1 \rightarrow F'=1$) raie D_1

Dans notre cas le signal de fluorescence en détection σ est proportionnel à la somme des populations des sous-niveaux excités (voir appendice II). D'autre part l'appendice III nous montre que la population des sous-niveaux excités en polarisation π , est directement reliable à celle des sous-niveaux du fondamental.

$$\text{On a } S_F \propto 5.(\rho_{11} + \rho_{-1-1})$$

Il ne reste plus maintenant qu'à déterminer les énergies $\hbar\omega_i$ des sous-niveaux en présence d'un champ magnétique. Se reportant à la formule de BREIT-RABI (I.BB.3) et en prenant comme origine des énergies celle du sous-niveau $m_F = 0$, on fait un développement limité en fonction de x .

On obtient :

$$\left. \begin{aligned} E_0 &= 0 \\ E_{\pm 1} &= (\mp\omega_0 + \Delta\omega_0)h \\ \text{avec } \hbar\omega_0 &= \frac{x}{2I+1} \Delta W - \frac{\mu_I}{I} H_0 \\ \hbar\Delta\omega_0 &= \frac{x^2}{(2I+1)^2} \Delta W \\ x &= \frac{\mu_I/I - \mu_J/J}{\Delta W} H_0 \\ \Delta W &= h\Delta\nu_{\text{HFS}} \end{aligned} \right\} \quad (\text{V.A. 9})$$

Sachant qu'au temps $t = 0$, notre matrice densité s'écrivait :

$$\rho(0) = \rho_{11} \mathbf{I} + \Delta\rho \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\text{avec } \Delta\rho = \rho_{00} - \rho_{11}$$

On trouve :

$$\boxed{S_F(\tau, \beta) = 5\Delta\rho \sin^2\beta \left[2 \cos^2\beta (1 - \cos \omega_0 \tau \cos \Delta\omega_0 \tau) + \frac{\sin^2\beta}{2} (1 - \cos 2\omega_0 \tau) \right] + \text{terme constant}} \quad (\text{V.AY.10})$$

Les courbes correspondant à ce calcul sont représentées sur la figure (V.5) pour $\beta = (30^\circ, 60^\circ, 90^\circ)$. L'accord avec l'expérience est, dans le principe, bon. Le meilleur ajustement a été obtenu pour une valeur du

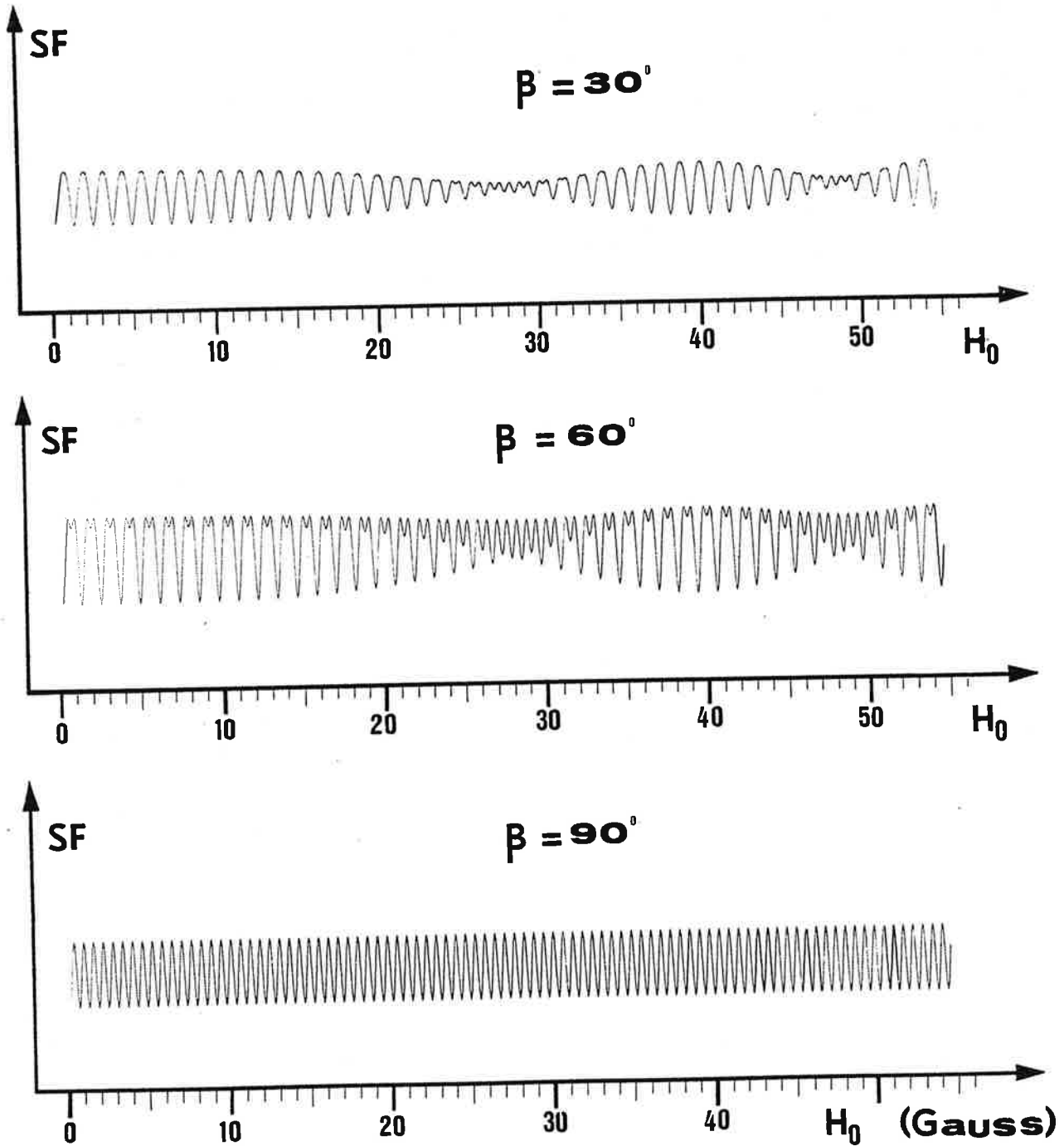


Figure V-5

Signal de fluorescence calculé pour la transition $F=1 \rightarrow F'=1$ à partir de la formule (V.A.γ.10). Pour ajuster ces courbes avec celles observées, deux paramètres ont été fixés : H_0/i comme cela est expliqué dans la légende de la Figure V.3 et le temps τ ($\tau = 1,2 \mu s$) d'interaction avec le champ magnétique.

rapport H_0/I de 8,93 Gauss/A alors qu'une mesure directe au centre des bobines de Helmholtz avait indiqué environ 10 Gauss/A. Il n'est pas déraisonnable de trouver une valeur légèrement inférieure car en fait, on prend une valeur moyenne du champ sur toute la distance d'interaction. Le temps τ d'interaction a été choisi de 1,2 μ s ce qui correspond, compte tenu de la vitesse des atomes ($2 \cdot 10^5$ m/s), à une longueur de 24 cm compatible avec la géométrie de nos bobines.

On peut maintenant expliquer la forme de l'enveloppe du signal. Elle est due en effet au terme en $\Delta\omega_0$ proportionnel à x^2 , donc H_0^2 , qui représente l'effet Zeeman quadratique.

3) Cas de la transition (F=2 \rightarrow F'=1) raie D₁

L'écriture de la matrice densité est celle de la formule (V.AY.2) des énergies des sous-niveaux sont :

$$\left. \begin{aligned} E_0 &= 0 \\ E_{\pm 1} &= \pm \hbar\omega_0 - \hbar\omega_0 \\ E_{\pm 2} &= \pm 2\hbar\omega_0 - 4\hbar\Delta\omega_0 \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{avec les mêmes notations} \\ \text{que pour (V.AY.9)} \end{array} \quad (\text{V.AY.11})$$

Et $S_F = 15(\rho_{11} + \rho_{-1-1}) + 20\rho_{00}$ (cf. appendices II et III).

On aboutit à :

$$\begin{aligned} S_F(\tau, \beta) = & 30 \cos^2\beta \cdot \sin^2\beta \cdot \cos(\omega_0 \cdot \tau) \cdot \cos(\Delta\omega_0 \cdot \tau) \cdot \left\{ \cos^2(\Delta\omega_0 \cdot \tau) \cdot \left[6\Delta\rho_0 \cdot \sin^2\beta \right. \right. \\ & + 2\Delta\rho_2 \cdot \sin^2\beta - 8\Delta\rho_2 \left. \right] + 6\Delta\rho_2 - 2\Delta\rho_2 \cdot \sin^2\beta + \Delta\rho_0 - 6\Delta\rho_0 \cdot \sin^2\beta \left. \right\} \\ & - \frac{15}{2} \sin^4\beta \cdot \cos(2\omega_0 \cdot \tau) \cdot \left\{ \cos(4\Delta\omega_0 \cdot \tau) \cdot \left[2\Delta\rho_2 - \Delta\rho_2 \cdot \sin^2\beta \right. \right. \\ & - \Delta\rho_0 + 3\Delta\rho_0 \cdot \cos^2\beta \left. \right] + \Delta\rho_2 \cdot \sin^2\beta - 3\Delta\rho_0 \cdot \cos^2\beta \left. \right\} \\ & + \text{terme constant} \end{aligned} \quad (\text{V.AY.12})$$

Deux cas extrêmes peuvent alors se présenter :

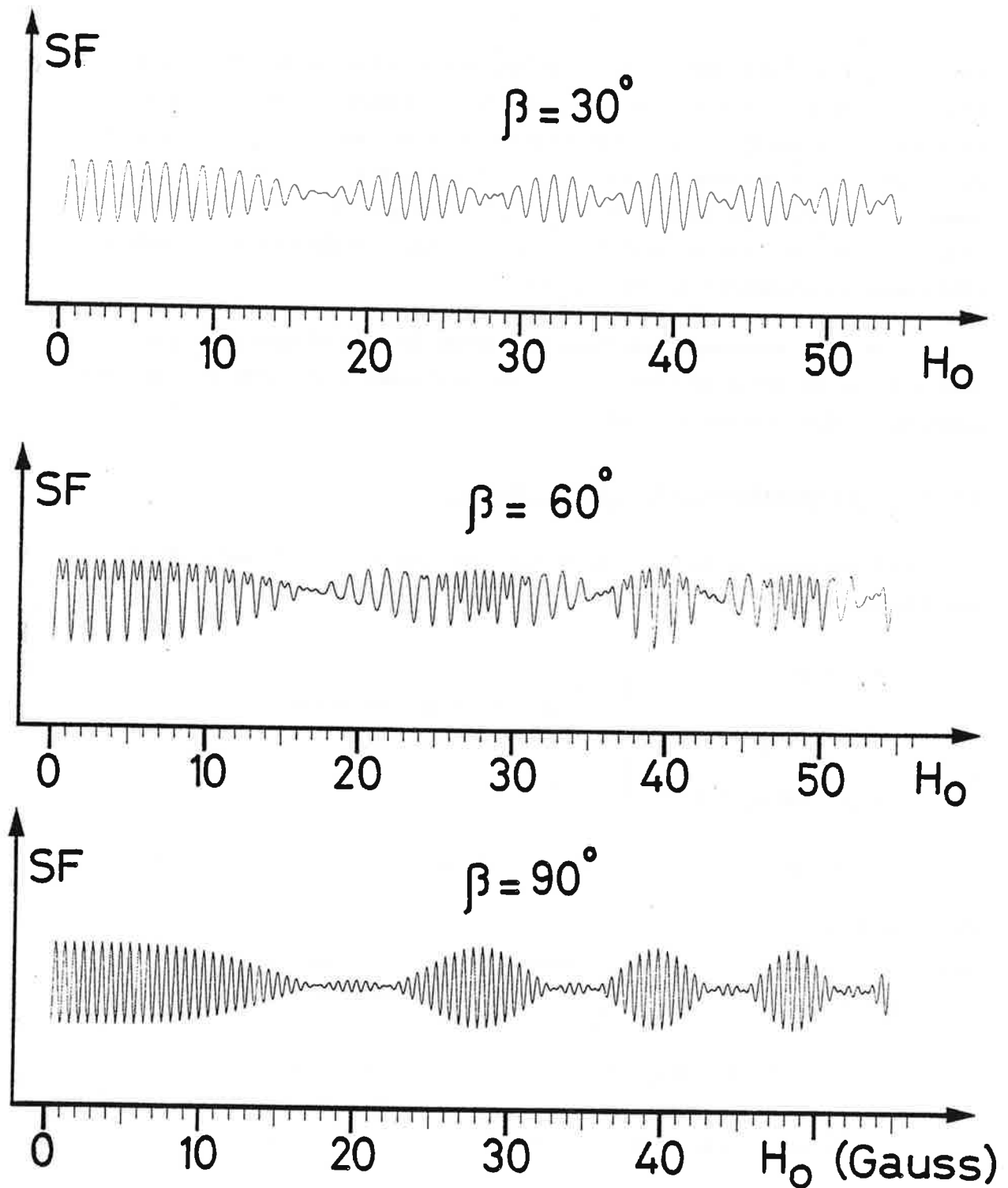


Figure V-5bis

Signal de fluorescence calculé pour la transition $F=2 \rightarrow F'=1$ à partir de la formule (V.A.γ.15). Les mêmes ajustements que pour la Figure V-5 ont été faits.

a) La puissance laser est forte ; tous les atomes sont alors pompés dans les sous-niveaux $m_F = \pm 2$ avant d'entrer dans la zone où règne le champ magnétique. Ce cas conduit à prendre :

$$\Delta\rho_0 = (\rho_{11} - \rho_{00}) = 0 \quad (\text{V.AY.13})$$

b) La puissance laser est faible et alors un calcul sur les cycles d'absorption-émission conduit alors à adopter :

$$\Delta\rho_0 = -\frac{1}{3} \Delta\rho_2 \quad (\text{V.AY.14})$$

Nous avons tracé les courbes correspondant aux deux cas et remarqué que peu de différence existait entre eux. Par suite nous adopterons le cas des puissances faibles : la formule (V.AY.14) injectée dans (V.AY.12) donne :

$$S_F(\tau, \beta) = -\frac{15}{2} \sin^2 \beta \cdot \Delta\rho_2 \cdot \left\{ 4 \cos^2 \beta \cdot \cos(\omega_0 \cdot \tau) \cdot \cos(\Delta\omega_0 \cdot \tau) \cdot \left[8 \cos^2(\Delta\omega_0 \cdot \tau) - \frac{17}{3} \right] + \sin^2 \beta \cdot \cos(2\omega_0 \cdot \tau) \cdot \left[\frac{4}{3} \cos(4\Delta\omega_0 \cdot \tau) + 1 \right] \right\} \quad (\text{V.AY.15})$$

Les courbes correspondantes pour $\beta = (30^\circ, 60^\circ, 90^\circ)$ sont représentées sur la figure (V.5bis). L'accord avec l'expérience est là encore très bon.

Il est à remarquer que les six courbes théoriques ont toutes été ajustées par rapport aux six courbes expérimentales avec les mêmes valeurs H_0 et τ .

4) Interprétation en termes de cohérences

On peut aussi interpréter les spectres observés en termes de cohérences. Prenons comme axe de quantification pour l'ensemble du phénomène (zones I, II et III) la direction de H_0 . L'excitation lumineuse se décompose alors en une excitation π et une excitation σ cohérentes. (Pour $\beta = 90^\circ$, excitation σ cohérente seule). Elle induit donc des cohérences de $|\Delta m_F| = 2$ pour $\beta = 90^\circ$ et $|\Delta m_F| = 1$ et 2 quand $\beta \neq 90^\circ$ et $\beta \neq 0$. Dans la zone II, en présence du champ H_0 (dirigé suivant l'axe de quantification, ces cohérences évoluent par un terme en $e^{-i/\hbar (E_i - E_j)t}$ (cf. formule V.AY.7). C'est

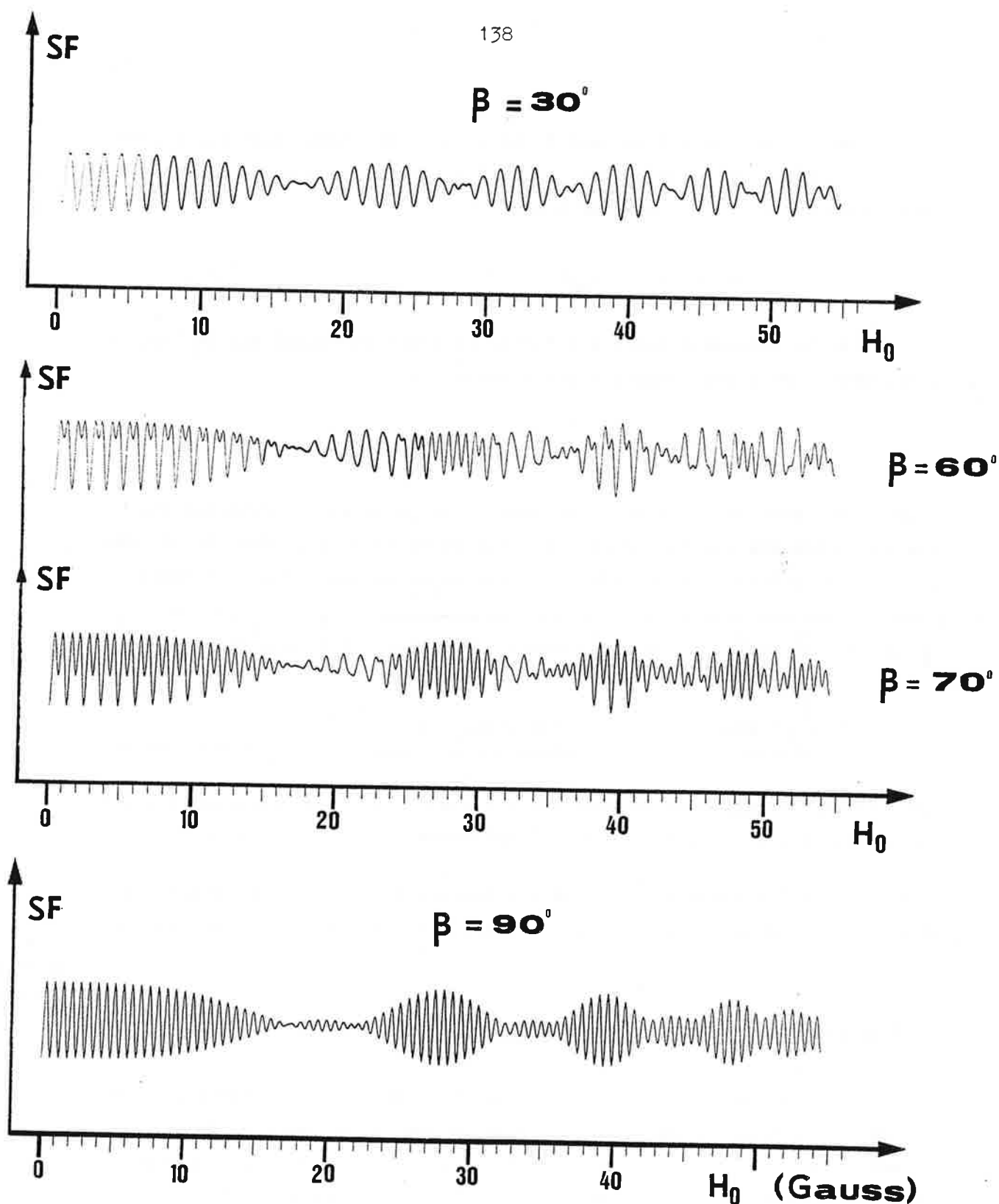


Figure V-5ter

Signal de fluorescence calculé pour la transition $F=2 \rightarrow F'=1$ de la raie D_1 . On a utilisé pour ce tracé un modèle similaire au modèle simplifié mais qui tient compte des valeurs exactes des énergies des sous-niveaux Zeeman données par la formule de Breit-Rabi. On a, de plus, fait figurer la courbe correspondant à $\beta = 70^\circ$ qui semble plus proche de la courbe expérimentale attribuée à $\beta = 60^\circ$ (voir Figure V-3). On remarque que pour $\beta = 90^\circ$ cette modification rend bien compte de la disparition des nœuds à fort champ magnétique, au contraire de ce que montre la Figure V-5bis.

cette évolution que nous détectons par la suite sur le signal de fluorescence.

Les cohérences de $|\Delta m_F| = 1$ et 2 sont prépondérantes à faible puissance d'excitation lumineuse. A plus forte puissance, des cohérences de $|\Delta m_F| = 3$ et $|\Delta m_F| = 4$ (moment hexadécapolaire) peuvent apparaître pour certaines transitions. Un calcul du signal de fluorescence montre que ces dernières contributions pour la raie D_1 du sodium s'annulent. En conséquence, seules les cohérences de $|\Delta m_F| \leq 2$ sont observables [67]. Il n'en serait pas de même pour la raie D_2 .

5) Limites du modèle simplifié

En comparant les courbes expérimentales et théoriques, on voit que trois différences demeurent :

a) Sur les courbes expérimentales, au bout de la première période, on ne revient pas à la valeur du signal de fluorescence en champ nul (bien visible sur la figure V.3), ce qui n'apparaît pas sur les courbes théoriques. Ce phénomène sera en partie expliqué dans le paragraphe suivant.

b) Sur les courbes expérimentales l'allure générale du signal augmente avec le champ, ce qui n'est pas le cas sur les courbes théoriques.

c) Enfin, aux valeurs de champ les plus fortes que nous avons réalisées, les noeuds de l'enveloppe ne sont pas visibles (transition $F=2 \rightarrow F'=1$) comme l'indique le calcul. On peut cependant obtenir des courbes plus proches de la réalité si on injecte dans le calcul précédent les valeurs exactes des énergies données par la formule de BREIT-RABI (I.B8.3) au lieu de se contenter d'un développement à l'ordre 2 en H_0 . Le résultat figure sur les courbes (V.5ter).

V.A.8. PRECISIONS APORTEES PAR UN CALCUL NUMERIQUE POUR LA TRANSITION ($F=1 \rightarrow F'=1$)

1) Calcul rigoureux

Le cas de la transition ($F=1 \rightarrow F'=1$) pour une excitation colinéaire

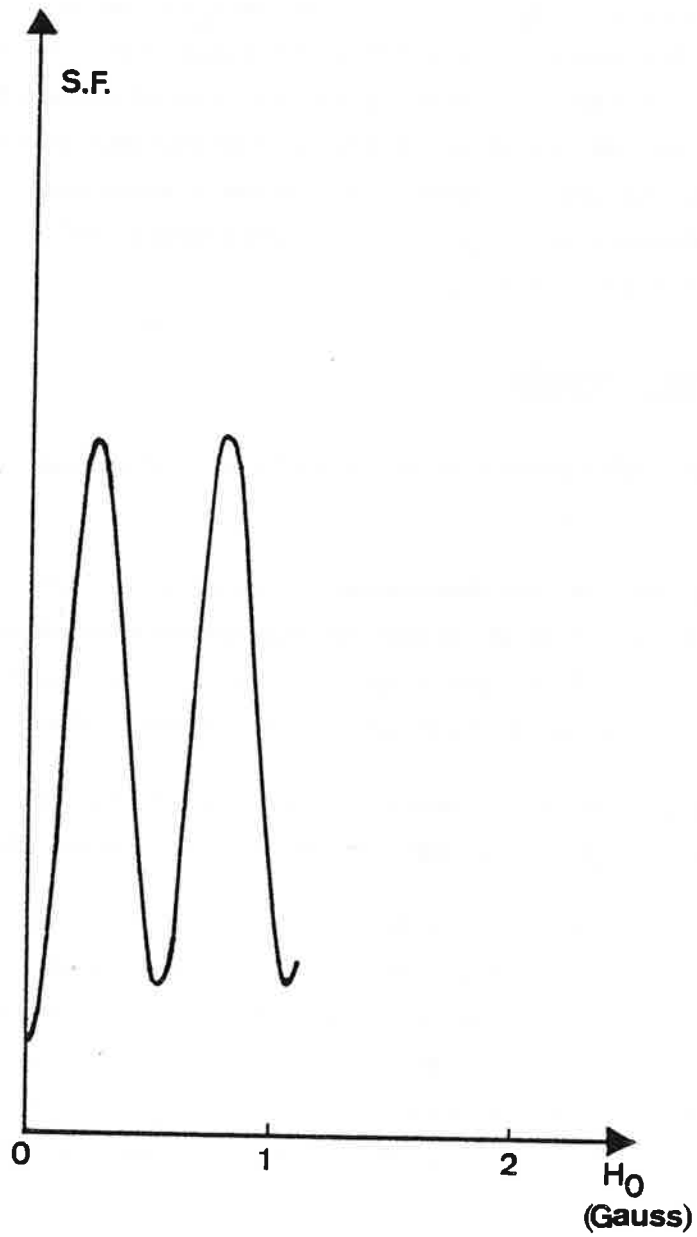


Figure V-6

Signal de fluorescence calculé numériquement pour
la transition $F=1 \rightarrow F'=1$ (raie D_1) en fonction de H_0 .
Ici $\beta = 90^\circ$.

en présence d'un champ magnétique peut être traité numériquement comme nous l'avons montré au chapitre II.

On peut donc par résolution des équations différentielles couplées, en faisant varier l'intensité du champ magnétique, trouver la courbe correspondant au cas traité dans le paragraphe V.Aγ.2 précédent.

Par rapport au modèle simplifié, on tient compte ici de *l'effet de la lumière tout au long du jet.*

Malheureusement, un tel calcul doit se mener point par point en fonction de H_0 . De plus, des problèmes de convergences quand H_0 augmente, interviennent rapidement dans la résolution, ce qui nécessite de choisir des pas d'intégration de plus en plus fins augmentant d'autant la durée des calculs.

La figure (V.6) donne le résultat obtenu pour $\beta = 90^\circ$. Seules deux oscillations ont été calculées. Le résultat important est que la différence entre le premier et le second minimum représente environ 12 % de la valeur comprise entre le premier minimum et le premier maximum, ce qui est en bon accord avec ce que l'on peut voir sur la courbe (V.2). L'explication de ce phénomène sera donnée au paragraphe suivant.

Remarque : Le calcul numérique peut nous donner une idée de l'évolution du signal de fluorescence non plus en fonction de H_0 , mais du temps. La figure (V.7) nous montre pour différentes valeurs de β (0° , 30° , 60° , 90°) le signal dans le cas d'un champ magnétique faible (0,6 G) sur une distance d'interaction de 60 cm, quand le laser est rigoureusement accordé sur la transition ($F=1 \rightarrow F'=1$) avec une puissance fixe (se reporter au chapitre II).

Pour chaque cas, le signal augmente dans un premier temps puis décroît par pompage hyperfin. On peut distinguer dans cette dernière phase des oscillations d'autant plus notables que β est grand, correspondant à la précession de Larmor. Les courbes s'entrecroisent, ce qui explique leur ordre d'apparition (à résonance) en fin de parcours sur la figure II.1, étant entendu qu'en d'autres points d'observation, cet ordre pourra différer excepté la courbe pour $\beta = 0$ qui sera toujours la plus basse.

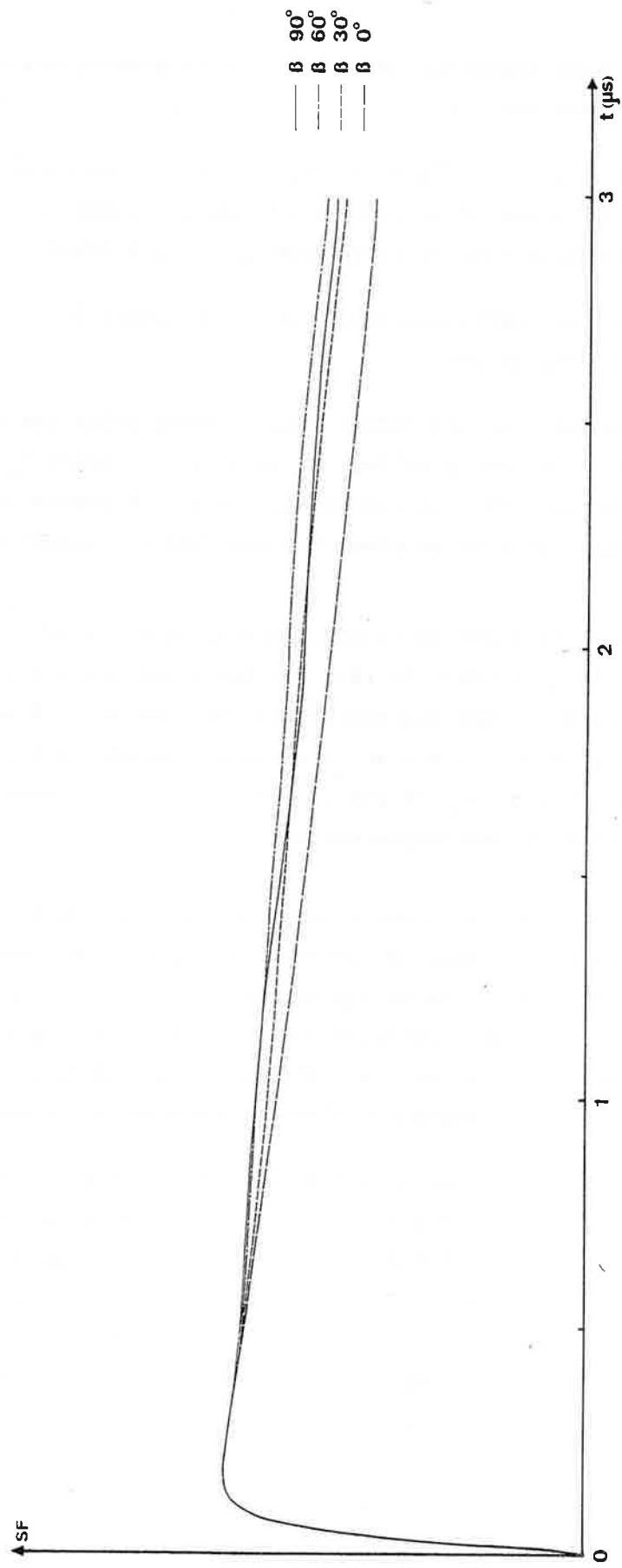


Figure V-7 : Evolution du signal de fluorescence calculé, en fonction du temps d'interaction, avec le faisceau laser.
Les quatre courbes correspondent à quatre angles β entre la direction de polarisation de la lumière et la direction du champ magnétique \vec{H}_0 .

2) Résolution par itération pour de faibles puissances lumineuses

Plus le champ magnétique augmente, plus les sous-niveaux Zeeman deviennent non résonnants. Les atomes préalablement bien excitables (ceux à résonance) mais aussi bien pompés vers le niveau hyperfin piège, le sont beaucoup moins. En conséquence la diminution du pompage hyperfin provoque une augmentation du signal de fluorescence et de son amplitude en fonction de H_0 .

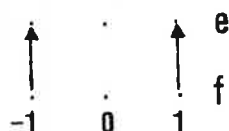
Nous allons voir que pour la transition ($F=1 \rightarrow F'=1$) à $\beta = 90^\circ$, il est possible de calculer un signal très proche de la courbe observée.

La méthode consiste dans la zone II à intégrer par itération les équations différentielles [15][63], compte tenu que la puissance laser est "faible". L'expression obtenue sera considérée comme juste pour un temps τ' très inférieur au temps τ total que passent les atomes dans le champ magnétique. On calcule alors ρ pas par pas en prenant comme condition initiale pour le $n^{\text{ième}}$ pas les valeurs $\rho(\tau')$ obtenues au $(n-1)^{\text{ième}}$ pas.

a) Calcul pour la zone I

Ici $H_0 = 0$, et la lumière a une polarisation π .

Il suffit donc dans le système (II.8.4) de résoudre les équations (1, 4, 5, 9, 18) pour obtenir les quantités $\rho_{11}^e(0)$, $\rho_{11}^f(0)$, $\rho_{00}^f(0)$, $\sigma_{11}^{ef}(0)$ et $\sigma_{-1-1}^{ef}(0)$; (les autres quantités sont nulles ou se déduisent des premières par la symétrie du problème).



Les populations sont représentées par des points, les cohérences optiques par des flèches verticales ou obliques, les cohérences Zeeman par des arcs fléchés aux deux extrémités.

Ce système est formellement analogue au système (IV.A.3). Nous le résolvons de manière numérique exactement.

b) Calcul pour la zone II

Après une rotation d'angle $\pi/2$ (cf. appendice I), on considère les quantités $\rho_{11}^{e'}$, $\rho_{00}^{e'}$, $\rho_{1-1}^{e'}$, $\rho_{11}^{f'}$, $\rho_{00}^{f'}$, $\rho_{-1-1}^{f'}$, $\sigma_{10}^{ef'}$, $\sigma_{01}^{ef'}$ obtenues dans la nouvelle base.

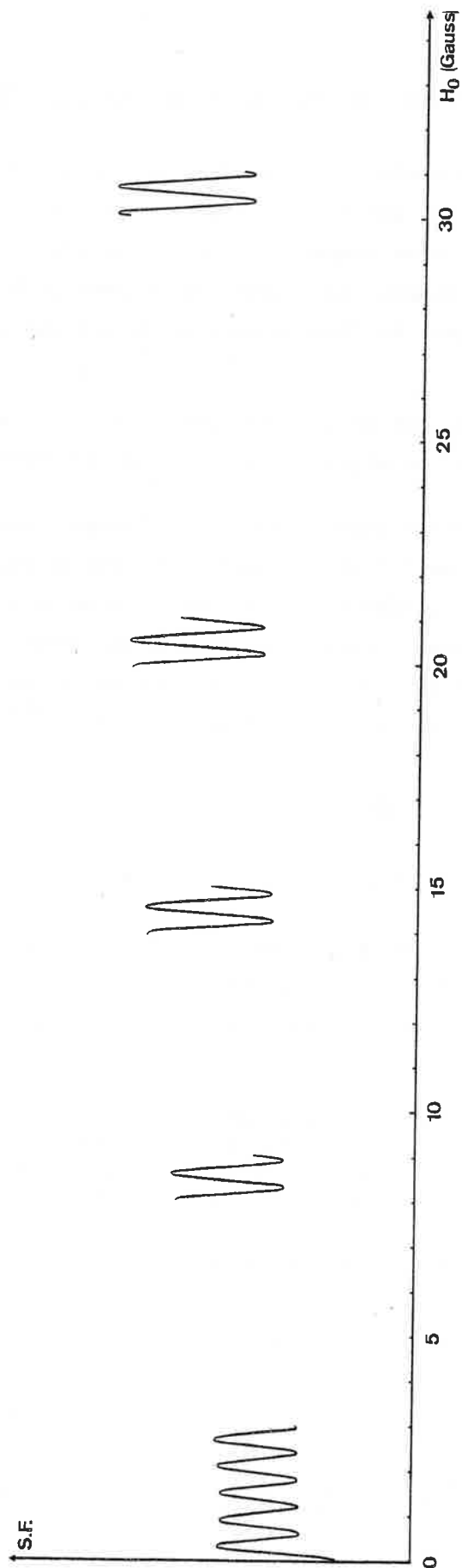
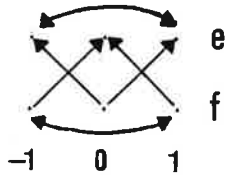


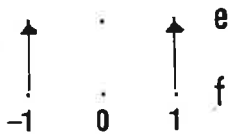
Figure V-8 : Signal de fluorescence calculé en fonction de l'amplitude de H_0 pour la transition $F=1 \rightarrow F'=1$ de la raie D_1 à partir d'une méthode semi-analytique, semi-numérique. ($\beta=90^\circ$)



A l'ordre 0, on ne calculera que l'évolution libre de chaque terme.
 A l'ordre 1 (cohérences optiques) et 2 (cohérences Zeeman et populations) on rajoutera les termes dûs à la lumière. Le procédé du calcul est donné dans l'appendice IV.

c) Calcul pour la zone III

On suppose ici comme dans la zone I que $H_0 = 0$. La longueur d'interaction est de 10 cm.

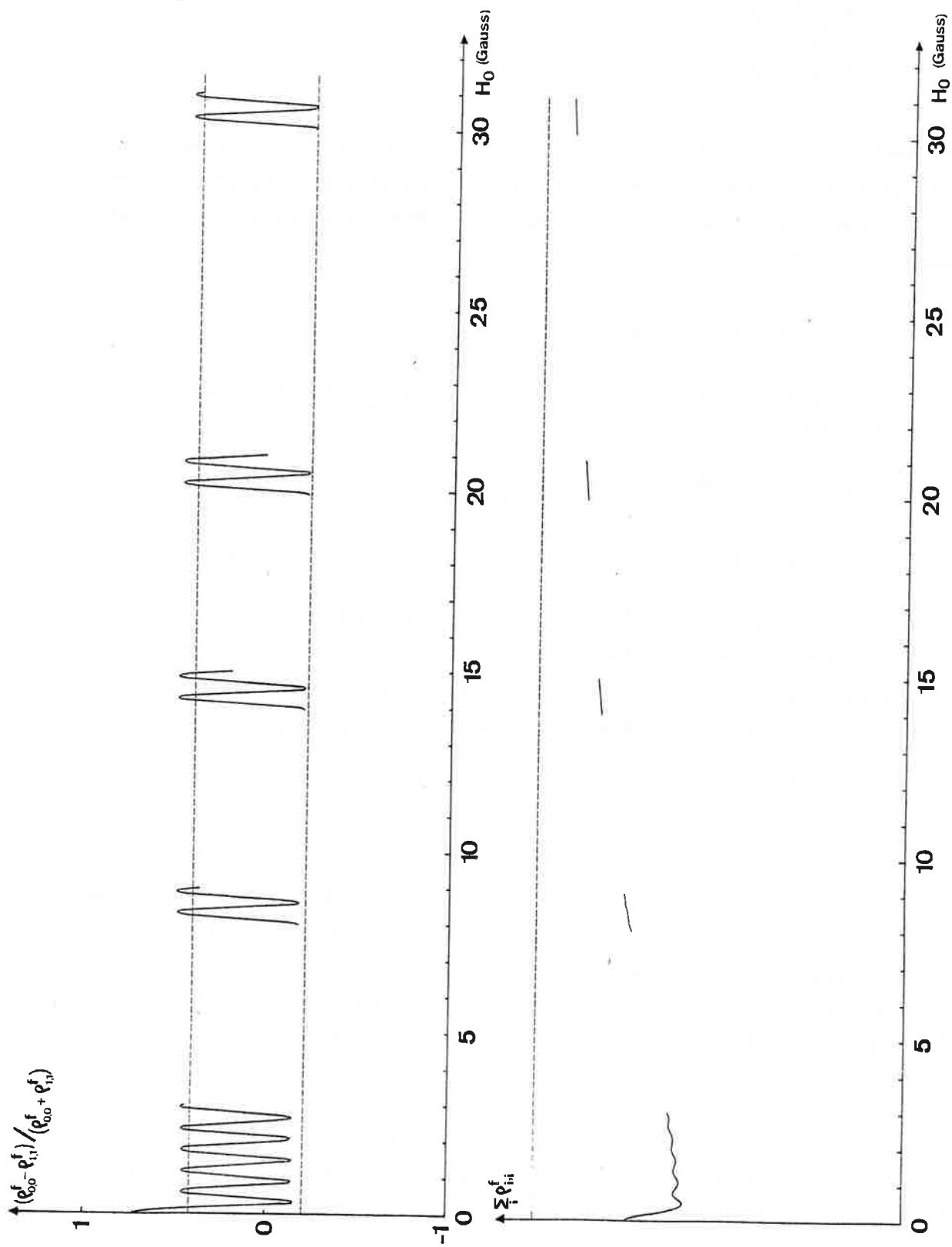


Après avoir effectué la rotation inverse qui nous donne la valeur des différentes quantités dans la base de départ, on mène de nouveau le calcul numérique identiquement à celui effectué en zone I. (Pour cela, on suppose de plus que les cohérences qui s'amortissent ($\rho_{10}^e, \rho_{10}^f, \rho_{01}^e, \rho_{01}^f, \rho_{1-1}^e, \sigma_{10}^{ef}, \sigma_{01}^{ef}$) sont nulles).

d) Le résultat

Le résultat du calcul, pour des portions de courbe, est donné sur la figure (V.8). On observe alors les particularités qui n'apparaissent pas sur le modèle simplifié : montée globale du signal et amplitude grandissante des franges, en assez bon accord avec la courbe expérimentale. Par contre la courbe calculée par cette méthode perturbative, à très faible champ diffère sensiblement de celle calculée exactement plus proche de la réalité.

Nous allons maintenant préciser certains phénomènes qui interviennent dans cette expérience. Pour cela nous nous reporterons aux figures (V.8bis) et (V.8ter) qui représentent respectivement la somme des popula-



Figures V-8bis (en bas) et V-8ter (en haut) : Tentative d'interprétation des phénomènes qui interviennent dans les courbes de franges de Larmor (voir texte paragraphe V.A.6.2.d).

tions du fondamental et le rapport $\frac{\rho_{00}^f - \rho_{11}^f}{\rho_{00}^f + \rho_{11}^f}$ (différence de population normalisée entre les sous-niveaux ($F=1, m_F=0$) et ($F=1, m_F=+1$)) en fonction de H_0 à la sortie de la zone II. Ces deux quantités sont exprimées dans la base dont l'axe de quantification est parallèle à la polarisation de la lumière.

La figure (V.8bis) donne en quelque sorte une idée du pompage hyperfin : avant que la redistribution des populations à l'intérieur des sous-niveaux Zeeman du niveau hyperfin du fondamental ne soit efficace (avant la première demi frange de la figure V.8) le pompage hyperfin est celui qui existerait s'il n'y avait pas de champ magnétique. Après la redistribution un plus grand nombre d'atomes excitables par le laser qui n'est pas encore trop éloigné de la résonance provoque un pompage hyperfin plus important. Par la suite, plus H_0 augmente, plus le laser est désaccordé et plus le pompage hyperfin est médiocre. La courbe se rapproche alors asymptotiquement de la droite qui correspond à un pompage hyperfin nul. Ceci peut d'ailleurs constituer une méthode pour s'affranchir en spectroscopie colinéaire du pompage hyperfin [75]. On comprend donc alors sur la figure (V.8) l'amplitude croissante des franges sur un fond montant.

Regardons maintenant sur la figure (V.8ter) l'évolution de $\frac{\rho_{00}^f - \rho_{11}^f}{\rho_{00}^f + \rho_{11}^f} = \frac{\Delta\rho}{\Sigma\rho_i}$ quand H_0 augmente ; on peut regarder la position des extrema de la courbe par rapport aux droites en tirets. Ces dernières représentent les tangentes aux extrema dans le cas où la lumière n'a aucun rôle (cas de la figure V.5 pour le modèle simplifié).

On peut discuter sur cette courbe de la compétition entre le pompage optique dû au laser (qui a tendance à dépeupler les sous-niveaux ($F=1, m_F=\pm 1$) au profit des sous-niveaux ($F=1, m_F=0$)) et la redistribution des populations à l'intérieur des sous-niveaux hyperfins due au champ magnétique H_0 .

a) à champ nul, seul le pompage optique intervient jusqu'à la sortie de la zone II et $\rho_{00}^f \gg \rho_{11}^f$.

b) à champ très fort, les oscillations de Larmor se rapprochent asymptotiquement de celles qui existeraient si la lumière n'avait pas d'action. L'écart maximal $\frac{\Delta\rho}{\Sigma\rho_i}$ quand $\rho_{00}^f - \rho_{11}^f$ est positif est inférieur à celui

qui existe en champ nul car ici le pompage optique n'opère presque plus dans la zone II.

c) à champ intermédiaire, la compétition entre pompage Zeeman et redistribution se manifeste par des oscillations décalées par rapport aux droites en tirets : en effet le laser a tendance à faire croître ρ_{00}^f au détriment de ρ_{11}^f . Quand $\rho_{00}^f - \rho_{11}^f$ est positif et maximum au cours de l'oscillation le laser ne fera qu'accentuer l'écart. $\frac{\Delta\rho}{\sum\rho_i}$ augmentera donc. Au contraire, quand $\rho_{00}^f - \rho_{11}^f$ est négatif et maximum (en valeur absolue) le laser aura un effet de compensation sur l'écart, et celui-ci diminuera (en valeur absolue). Notons enfin que le pompage Zeeman n'a qu'un effet de perturbation vis à vis de l'amplitude des franges de Larmor dès que H_0 dépasse 0,6 Gauss. Ceci explique la différence entre le premier minimum et le second minimum de la figure (V.8).

En conclusion, on peut dire que pour la transition ($F=1 \rightarrow F'=1$) et le temps d'interaction considéré, le pompage Zeeman est rapidement neutralisé par la précession des moments magnétiques autour de \vec{H}_0 dès que $H_0 \geq 0,6$ G. Par contre le pompage hyperfin reste important pour des valeurs de champ bien supérieures (jusqu'à 30 Gauss).

V.A.ε. MESURES DE SPIN ET DE MOMENT MAGNETIQUE NUCLEAIRE

1) Méthode

Les courbes que nous avons obtenues présentent un intérêt particulier pour la détermination des spins et l'évaluation des moments magnétiques nucléaires. En effet les franges ont des fréquences angulaires (ω_0 ou $2\omega_0$) inversement proportionnelles à la quantité $(2I+1)$. En comptant N franges, on doit arriver à déterminer I avec une très bonne précision. Une fois que I est connu, la détermination des zéros de l'enveloppe donne des quantités inversement proportionnelles à ΔW , donc à la constante de structure hyperfine a. On peut alors remonter à la valeur du moment magnétique nucléaire par des calculs issus d'une théorie semi-classique [9] (voir I.B.α.8bis) dans le cas des alcalins.

Remarque : Les courbes théoriques présentées précédemment ont été obtenues en ajustant par rapport aux courbes expérimentales, deux paramètres : τ a été choisi à $1,2 \mu\text{s}$ (ce qui est en très bon accord avec le temps de passage estimé des atomes dans le champ magnétique) de manière à trouver pour I la valeur connue $3/2$. De plus l'échelle en H_0 en fonction du courant i qui circule dans les bobines de Helmholtz (ici $H_0/i = 8,93 \text{ G/A}$) a été fixée pour la concordance des deux courbes. Lorsque l'on voudra déterminer un spin I_a ou un moment magnétique μ_a inconnu, il suffira de qualifier nos courbes par rapport à un élément dont le spin I' ou le moment magnétique $\mu_{I'}$ est parfaitement connu.

2) Détermination de la constante de structure hyperfine

Les courbes expérimentales qui se prêtent le mieux à une bonne détermination des zéros de l'enveloppe sont celles de la transition ($F=2 \rightarrow F'=1$), et particulièrement celle où β vaut 30° (voir fig. V.3). D'autre part, l'étude de la formule (V.AY.15) montre que l'on rencontre des zéros quand

$$\cos(\Delta\omega_0\tau) = 0 \quad \text{ou} \quad \cos^2(\Delta\omega_0\tau) = \frac{17}{24}$$

La première égalité donne des zéros pour $\Delta\omega_0\tau = \frac{\pi}{2} + k\pi$

la seconde pour $\Delta\omega_0\tau = \pm \text{Arc cos} \left[\left(\frac{17}{24} \right)^{1/2} \right] + k\pi$.

Donc d'après (V.AY.9) on a :

$$\Delta\omega_0\tau = \frac{(g_J\mu_B)^2 \pi \tau H^2(n)}{[h(2I+1)]^2 a} = \text{valeur } y \text{ (en radian) qui correspond au}$$

$n^{\text{ième}}$ zéro pour la valeur $H_0(n)$.

Pour les cinq premiers zéros de la courbe considérée on trouve :

n° du zéro	y	$H_0(n)$ en Gauss	a en MHz
1	0,5705	16,32	861,93
2	$\pi/2$	27,47	886,92
3	2,571	35,58	909,07
4	3,712	42,42	894,59
5	$3\pi/2$	48,21	910,74

} valeur moyenne
892,25 MHz

Le même calcul sur la transition ($F=1 \rightarrow F'=1$) pour $\beta = 60^\circ$, consiste à déterminer le premier zéro de la composante de ω_0 (les franges à la fréquence $2\omega_0$ ne sont-elles pas modulées). Ce premier zéro correspond à $y = \pi/2$ donne une valeur de H_0 de 27,5 Gauss. On trouve alors $a = 889,64$ MHz.

La valeur connue de a étant 885,81 MHz [44], on voit que l'erreur commise est de l'ordre de 0,5 %. Ceci montre que l'interprétation que nous donnons de notre signal expérimental est correcte. Ce n'est bien sûr pas une méthode de mesure de la structure hyperfine.

3) Conclusion et applications

Plusieurs méthodes sont usuellement employées pour la détermination de spins sur des chaînes isotopiques.

La plus directe consiste à compter le nombre de composantes hyperfines observées sur une transition. S'il demeure une ambiguïté, l'observation d'autres transitions peut permettre de conclure. De plus, l'utilisation d'une transition sur jet ionique peut convenir [45].

Une autre méthode consiste à sommer les intensités des transitions issues d'un même niveau hyperfin F . Pour deux niveaux F et F' d'un même multiplet hyperfin, ces quantités sont en rapport des poids statistiques $(2F+1)/(2F'+1)$ [72].

Notre méthode pour la détermination directe des spins nucléaires paraît donc principalement réservée à des cas d'espèce.

Par contre, cette méthode semble bien adaptée pour la détermination des moments magnétiques nucléaires pour des atomes diamagnétiques ($J = 0$). Bien entendu, elle nécessite dans ce cas, l'emploi de grands champs magnétiques, puisque la précession de Larmor est proportionnelle à μ_I qui est environ 1840 fois plus petit que μ_B .

$$\omega_0 \tau = g_I \mu_N \frac{H_0 \tau}{2I+1} \quad \text{où} \quad \mu_N \approx \frac{\mu_B}{1840}$$

Pour un atome de spin I connu, la détermination de ω_0 permettrait celle de g_I donc de μ_I . Cela pourrait être appliqué au cas des radium dont aucun moment magnétique nucléaire n'a jusqu'alors été mesuré.

Pour avoir le même nombre de franges (environ 10) que pour le sodium, il faudrait que le produit $H_0(\text{rad}) \cdot \tau(\text{rad})$ soit égal à $1840 \times H_0(\text{Na}) \cdot \tau(\text{Na})$ (1)

De telles expériences pourraient avoir lieu au C.E.R.N. au séparateur ISOLDE. L'accélérateur à 60 KV pour le radium 226 donnerait une vitesse des atomes de $2,3 \cdot 10^5$ m/s. Si l'on construit un aimant de longueur $L = 50$ cm, on aura $\tau(\text{rad}) = 2,22 \mu\text{s}$. Il nous faudra donc un aimant pouvant fonctionner jusqu'à un Tesla pour satisfaire l'égalité (1) ce qui est réalisable.

Une autre application pourrait concerner l'étude des collisions qui provoquent des changements de phase dans la fonction d'onde atomique. L'observation de ce type d'effets serait possible avec notre méthode.

V.B. EXPERIENCES DE RESONANCE MAGNETIQUE

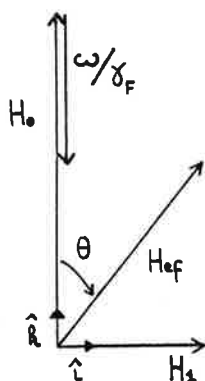
V.B.α. RAPPELS SUR LA RESONANCE MAGNETIQUE

1) Généralités

La technique de Résonance Magnétique bien établie depuis 1946 par BLOCH et PURCELL [64][65], consiste à plonger un système atomique dans un ensemble de deux champs magnétiques : l'un \vec{H}_0 statique, l'autre \vec{H}_1 oscillant en régime de radiofréquence (pulsation ω) dans le plan perpendiculaire au premier.

Si l'on se place dans le référentiel tournant lié au champ radiofréquence, on verra un moment magnétique μ_F et de rapport gyromagnétique γ_F initialement parallèle à \vec{H}_0 précesser autour d'un champ effectif \vec{H}_{ef} donné par

$$\vec{H}_{ef} = \left(H_0 - \frac{\omega}{\gamma_F} \right) \hat{k} + H_1 \hat{i} \quad (\text{V.B}\alpha.1)$$



Si on nomme θ l'angle entre \vec{H}_0 et \vec{H}_{ef} et en posant $\omega_0 = \gamma_f H_0$, on aura :

$$\cos \theta = \frac{(\omega_0 - \omega)}{\sqrt{(\omega_0 - \omega)^2 + \left(\omega_0 \frac{H_1}{H_0}\right)^2}} \quad \sin \theta = \frac{\omega_0 \frac{H_1}{H_0}}{\sqrt{(\omega_0 - \omega)^2 + \left(\omega_0 \frac{H_1}{H_0}\right)^2}}$$

2) Cas d'un spin 1/2

Pour un spin demi entier, le calcul de la probabilité de transition $P_{1/2, -1/2}$ donnera :

$$P_{1/2, -1/2} = \frac{\left(\omega_0 \frac{H_1}{H_0}\right)^2}{\sqrt{(\omega_0 - \omega)^2 + \left(\omega_0 \frac{H_1}{H_0}\right)^2}} \sin^2\left(\frac{(\omega_0 - \omega)^2 + \left(\omega_0 \frac{H_1}{H_0}\right)^2}{2} t\right) \quad (\text{V.B}\alpha.2)$$

3) Spin 1/2, cas d'un jet atomique thermique

Nous avons vu au début de ce chapitre que la distribution des vitesses d'un jet thermique avait la forme $F(v)$ donnée par (I.A\alpha.1).

Ceci a pour effet dans une expérience de résonance magnétique, de moyennner $P_{1/2 \rightarrow -1/2}$. La zone où le champ radiofréquence s'exerce ayant une longueur L , un atome de vitesse V interagira avec le champ R.F. pendant un temps $t = \frac{L}{V}$.

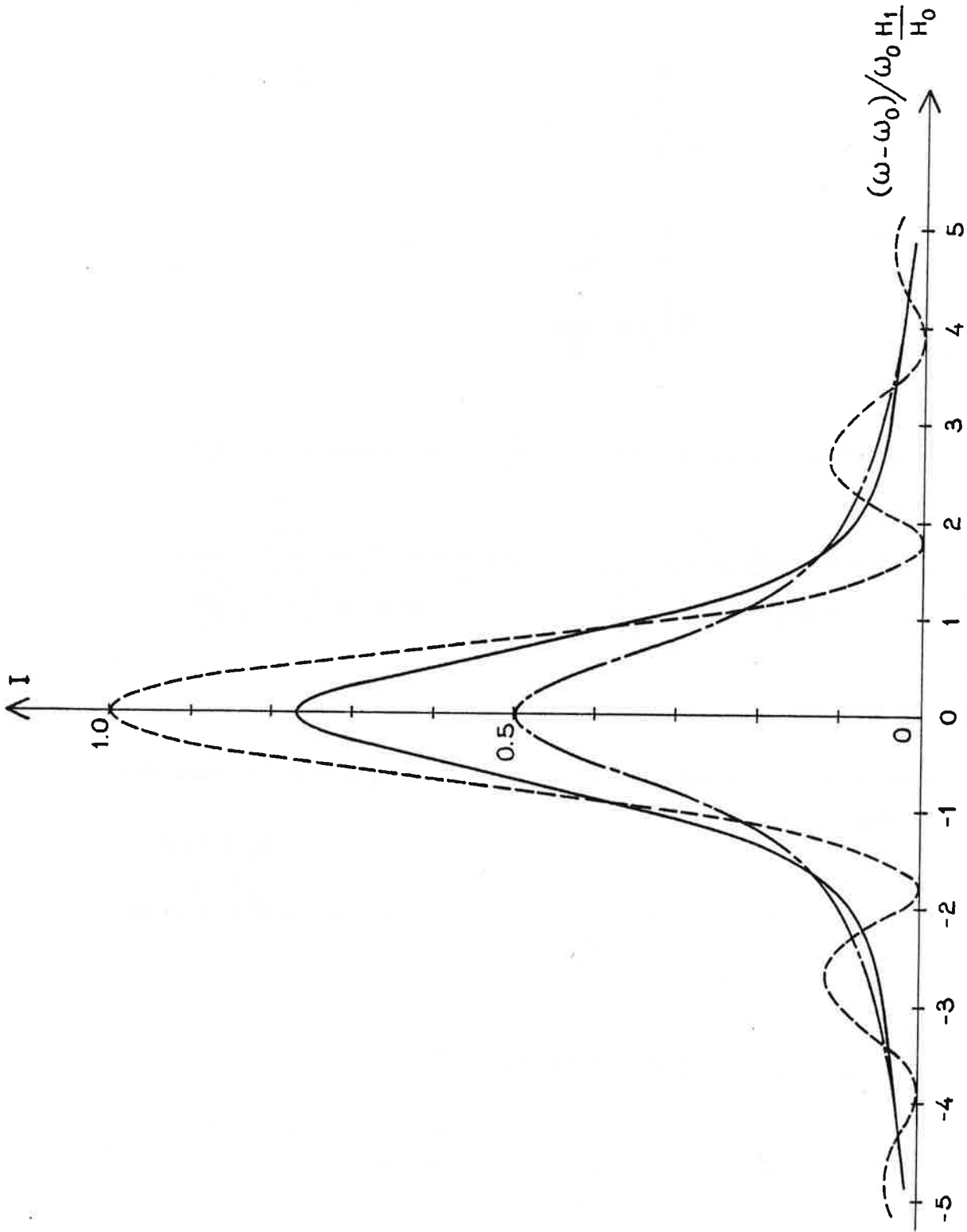


Figure V-9 (d'après [9] et [47]) : Probabilités de transition dans le cas d'une expérience de résonance magnétique :

- La courbe en tirets représente $P_{1/2 \rightarrow 1/2}$
- La courbe en traits pleins correspond à $\langle P_{1/2 \rightarrow -1/2} \rangle$ quand $\omega_0(H_1/H_0)t = 1, 2\pi$.
Pour cette valeur la probabilité de transition à résonance est maximum.
- La courbe en traits de longueurs inégales représente $\langle P_{1/2 \rightarrow -1/2} \rangle$ quand $\omega_0(H_1/H_0)t \gg \pi$.

d'où

$$\langle P_{1/2 \rightarrow -1/2} \rangle = \int_0^\infty \frac{2V^3}{\alpha^4} e^{-\frac{V^2}{\alpha^2}} \sin^2 \theta \sin^2 \left(\sqrt{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\omega_0 \frac{H_1}{H_0} \right)^2} \frac{L}{2V} \right) dV \quad (\text{V.Ba.3})$$

La figure (V.9) montre la différence entre $P_{1/2 \rightarrow -1/2}$ et $\langle P_{1/2} - 1/2 \rangle$.

Notre jet peut être considéré comme quasi monocinétique. Une confirmation éventuelle sera donc donnée par la présence ou non d'oscillations dans les courbes de résonance magnétique.

4) Cas des spins plus grands que 1/2

On peut déduire la formule de MAJORANA qui donne la probabilité de transition entre deux sous-niveaux adjacents m et m' dans le cas d'un moment angulaire F plus grand que 1/2 en remarquant que F peut être considéré comme le moment résultant de $2F$ moments angulaires de valeur 1/2. Les analyses de SCHWINGER, BLOCH et RABI ont montré que :

$$P_{mm'} = (F-m)!(F+m)!(F-m')!(F+m')! \left(\sin^2 \frac{\alpha}{2} \right)^{4F} \left[\sum_r \frac{(-1)^r \left[\cotg \frac{\alpha}{2} \right]^{m+m'+2r}}{(F-m-r)!(F-m'-r)!(m+m'+r)!r!} \right]^2$$

avec $\sin^2 \frac{\alpha}{2} = P_{1/2 \rightarrow -1/2}$ (V.Ba.4)

la somme étant effectuée sur tous les r compatibles avec les factorielles.

Pour le cas du sodium 23 et pour les courbes présentées plus loin, on considèrera le niveau hyperfin $F = 1$ de l'état fondamental.

On aura donc :

$$P_{01} = 2 \left[\frac{\left(\omega_0 \frac{H_1}{H_0} \right)^2}{(\omega_0 - \omega)^2 + \left(\omega_0 \frac{H_1}{H_0} \right)^2} \right]^2 \sin^2 \left(\frac{\sqrt{(\omega_0 - \omega)^2 + \left(\omega_0 \frac{H_1}{H_0} \right)^2}}{2} t \right)$$

$$\times \left(1 - \sin^2 \left(\frac{\sqrt{(\omega_0 - \omega)^2 + \left(\omega_0 \frac{H_1}{H_0} \right)^2}}{2} t \right) \right)$$

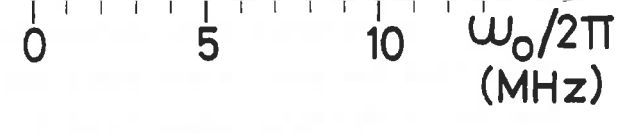
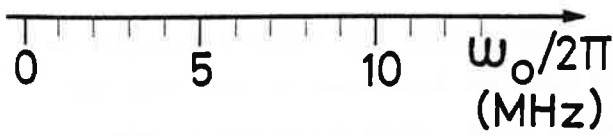
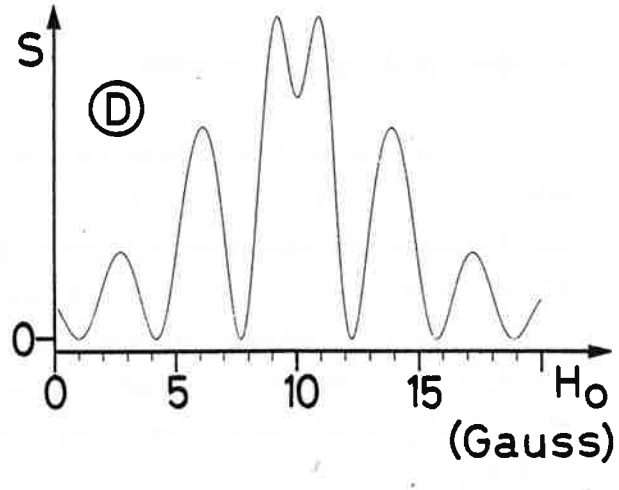
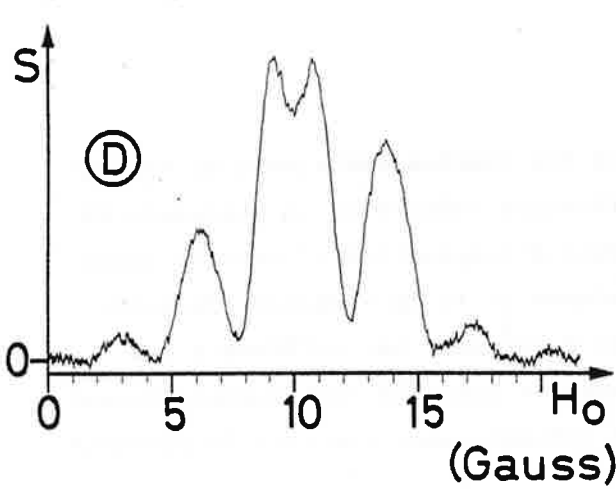
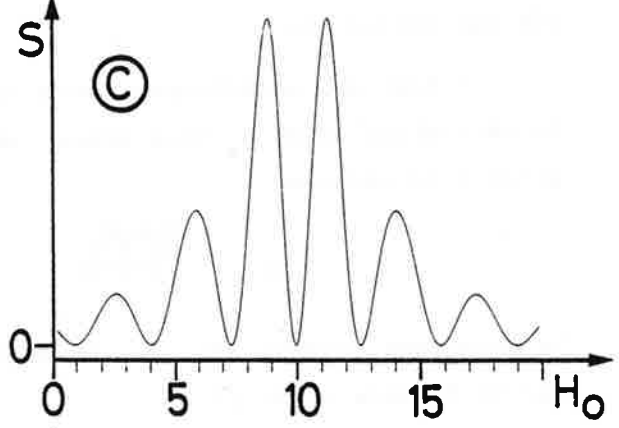
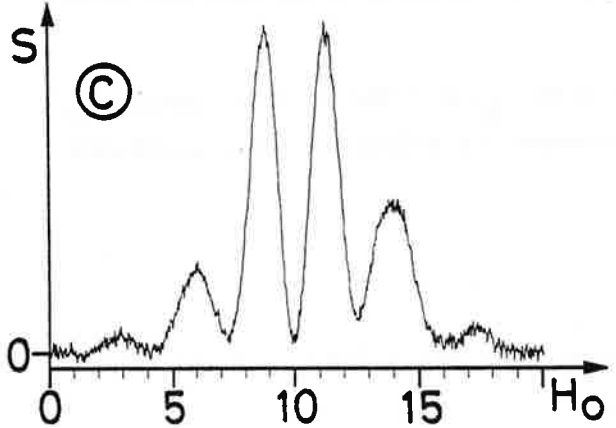
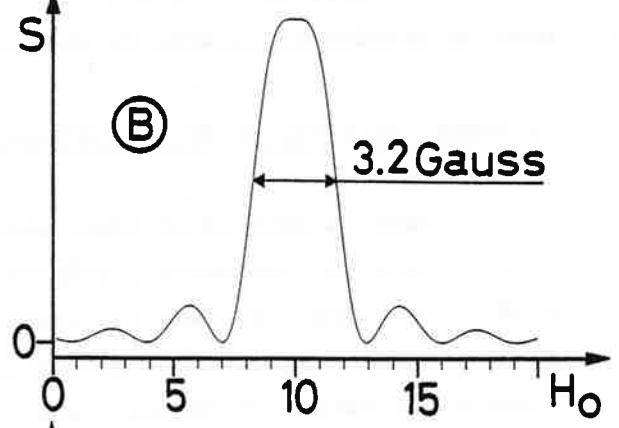
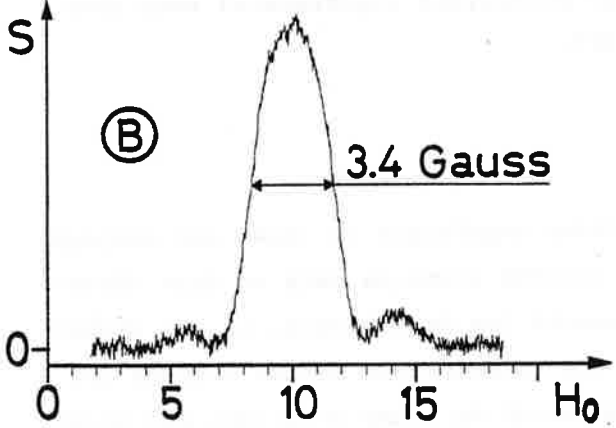
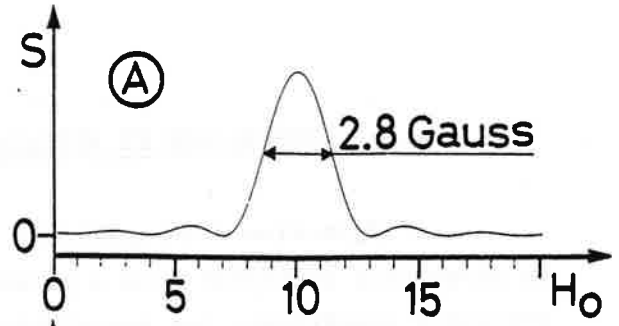
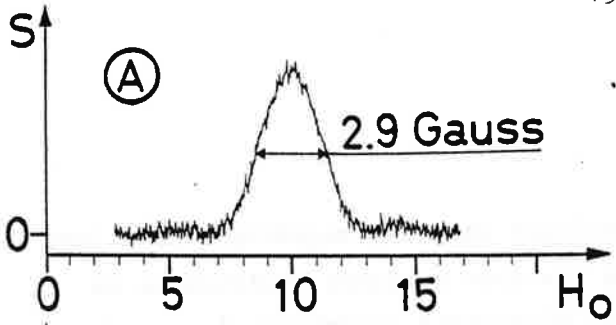
et $P_{0\pm 1} = 2P_{01}$ (V.Ba.5)

Figure V-10

Dans la colonne de gauche sont représentées les courbes de résonance magnétique enregistrées quand le laser est accordé sur la transition $F=1 \rightarrow F'=1$ (raie D_1). La fréquence du champ radio-fréquence est fixée à 7 MHz. Les puissances r.f. respectives sont : (A) : $P_0/4$, (B) : P_0 , (C) : $4P_0$, (D) $7,1 P_0$ où P_0 est la puissance optimale.

En colonne de droite sont figurées les courbes calculées d'après la formule (V.B.α.5) avec $t = 0,5 \mu s$. La fréquence et le champ magnétique en échelles horizontales sont reliées par la relation

$$\omega_0 / 2\pi H_0 = 0,7 \text{ MHz/G} \text{ quand } I = 3/2 \text{ (cas du } ^{23}\text{Na)}.$$



V.B.8. EXPERIENCE ET RESULTAT

L'adjonction d'un solénoïde produisant un champ magnétique oscillant au dispositif précédent nous a permis de réaliser quelques expériences de résonance magnétique. Les descriptions du dispositif expérimental sont données au dernier paragraphe du chapitre III.

1) Rappel du principe de l'expérience

Dans la zone où ne règne aucun champ magnétique le laser par pompage optique dans le fondamental, prépare le système atomique dans un état déterminé. Lors du passage dans la zone comprenant les deux champs, il y a redistribution des populations à l'intérieur des sous-niveaux Zeeman lorsque les transitions sont permises et quand la fréquence du champ oscillant est accordée sur celles-ci.

Pour nos expériences, nous avons fixé ν_{RF} à 7 MHz et fait varier H_0 . La détermination de H_0 nous donne immédiatement la valeur du spin nucléaire grâce à la relation :

$$\nu_{RF} \approx \frac{g_J \mu_B H_0}{(2I+1)h}$$

La forme des courbes dans le cas de la transition $F=1 \rightarrow F'=1$ nous est donnée par la formule (V.B.5).

2) Résultats et discussions

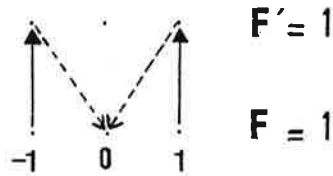
La figure (V.10) fait correspondre les courbes théoriques et expérimentales (transition $F=1 \rightarrow F'=1$) pour différentes valeurs de la puissance RF. Les secondes ont été calculées pour un temps d'interaction τ' avec le champ RF de 0,5 μ s, ce qui correspond à une distance de 10 cm (longueur du solénoïde) quand les atomes ont une vitesse de $2 \cdot 10^5$ m/s. Les différents cas (A, B, C, D) sont obtenus quand la puissance du champ RF vaut respectivement $\frac{P_0}{4}$, P_0 , $4P_0$, $7,1P_0$ où P_0 est la puissance optimale pour laquelle la probabilité $P_{0\pm 1}$ vaut 1.

Les largeurs à mi-hauteur des résonances pour les faibles puissances aussi bien que pour la puissance optimale sont en excellent accord avec celles des courbes théoriques (A et B). Pour de plus fortes puissances, des

oscillations symétriques par rapport au centre de la résonance apparaissent. Leur observation est rendue possible grâce au caractère monocinétique de notre jet [45].

Pour comprendre qualitativement ce phénomène, plaçons-nous dans le référentiel tournant et à résonance. Dans ce référentiel, le moment magnétique des atomes précède autour de H_1 , avec une vitesse angulaire proportionnelle à H_1 .

Avant l'interaction, les atomes se trouvaient, à cause du pompage optique dans l'état $m_F = 0$ et ne fluoresçaient pas.



Si la puissance du champ H_1 est faible, la précession lente n'effectuera qu'un huitième de tour (cas A) et on aura $P_{0\pm 1} = 1/2$. A puissance optimale, un quart de tour aura été effectué (cas B) et $P_{0\pm 1} = 1$.

Quand un demi tour sera accompli, on se retrouvera dans la situation du départ et $P_{0\pm 1} = 0$ (cas C). Puis $P_{0\pm 1}$ augmentera à nouveau avec $P_{H_{RF}}$ (cas D) et ainsi de suite.

Notons que pour la valeur choisie de ν_{RF} (7 MHz), deux isotopes, de spins différant de 1 unité seront séparés par un $\Delta H_0 = \frac{\nu_{RF} h}{2\mu_B} = 5$ Gauss.

Or, notre dispositif expérimental nous donne des courbes de largeur à mi hauteur $\Delta\nu \approx 2$ MHz correspondant à un $\Delta H'_0 = \frac{\Delta\nu(2I+1)h}{2\mu_B}$.

Pour pouvoir assigner sans ambiguïté un spin, on doit avoir $\Delta H_0 \gtrsim \frac{\Delta H'_0}{2}$, ce qui correspond à $I \leq 6$.

Si l'on veut étudier des éléments dont le spin peut être supérieur à 6, il suffira simplement d'augmenter la valeur de ν_{RF} .

* *
*

C O N C L U S I O N

Nous avons mentionné en fin des chapitres IV et V les avantages obtenus par ces premières expériences sur jet d'atomes rapides. Nous retiendrons principalement le gain en résolution et sensibilité de notre nouvelle méthode de spectroscopie à deux lasers colinéaires, ainsi que la possibilité de mesure directe du spin nucléaire, et dans le cas des atomes diamagnétiques, du moment magnétique nucléaire.

Bien entendu ces résultats ne constituent qu'un premier pas dans le domaine. Nous espérons que de futures expériences se déroulent au CERN sur le séparateur de masse ISOLDE II ou ISOLDE III, d'autant plus fructueuses qu'une première collaboration avec le groupe de recherche de Mayence a vu le jour en mai 1983.

Pour étoffer notre apport à de telles expériences, nous avons déjà réalisé au Laboratoire une expérience de détection par ionisation par champ : les atomes qui ont interagit avec un laser colinéaire sont portés par un second laser en bande large sur un niveau de Rydberg. Ce deuxième faisceau laser est perpendiculaire au jet atomique ; il effectue un trajet dans un système à multipassages de manière à augmenter les dimensions de la zone d'interaction permettant ainsi d'exciter le plus d'atomes possibles. Du niveau de Rydberg, les atomes sont alors ionisés par un champ électrique approprié, la détection se faisant en comptant les ions. Les performances ainsi obtenues sont pour le moment légèrement inférieures à celles qui utilisent la détection par fluorescence induite par faisceau laser.

Une amélioration notable de cette méthode de détection commence à voir le jour bien qu'elle soit d'un emploi plus délicat. Elle consiste à garder le premier laser colinéaire et à envoyer le second laser, qui porte l'électron excité sur un niveau de Rydberg, en disposition anticolinéaire. Bien entendu, le second laser doit alors être monomode et l'on doit pouvoir balayer chaque laser en gardant la somme des fréquences constante. Ceci est actuellement réalisable grâce à une possibilité encore

inexploitée du sigmamètre.

Enfin, nous comptons développer d'autres types de détection ; ainsi on peut penser à la photoionisation, ou pour les gaz rares, au transfert de charge inverse.

Si l'on fait le point de la spectroscopie hyperfine de chaînes d'isotopes radioactifs, il est clair que les études portant sur les alcalins (hormis le francium) sont actuellement achevées. Mais la compréhension des phénomènes nucléaires nécessite qu'on s'intéresse à d'autres éléments ; certaines études sont déjà en cours ou achevées sur les alcalino-terreux par exemple (Ba, Ra). D'autres paraissent particulièrement attrayantes par l'ampleur du travail à réaliser : il s'agit d'études portant sur les gaz rares pour lesquels la spectroscopie colinéaire paraît particulièrement adaptée. Citons par exemple la bonne efficacité de la neutralisation (dans un état métastable) d'un faisceau d'ions de gaz rares sur une vapeur d'alcalin, ce qui permettrait de travailler ensuite dans un domaine de longueurs d'onde facilement accessible.

On voit donc que la spectroscopie colinéaire sur jet d'atomes rapides, qui a encore une histoire toute jeune, paraît prometteuse quant à ses applications futures dans le cadre de l'interface physique atomique-physique nucléaire.

APPENDICE I [43]

I. MATRICES DE ROTATION POUR UN NIVEAU $F = 1$ ET UN NIVEAU $F = 2$

La formule générale de la matrice de rotation, faisant passer d'un espace (F, m) à un espace (F, m') par rotation d'un angle β autour d'un axe \vec{Oy} est donnée par :

$$d_{m, m'}^{(F)}(\beta) = \left[\frac{(F+m')!(F-m)!}{(F+m)!(F-m')!} \right]^{1/2} \sum_{\sigma} \binom{F+m}{F-m'-\sigma} \binom{F-m}{\sigma} (-1)^{F-m'-\sigma} \left(\cos \frac{\beta}{2} \right)^{2\sigma+m'+m} \\ \times \left(\sin \frac{\beta}{2} \right)^{2F-2\sigma-m-m'}$$

où $\binom{a}{b}$ représente $\frac{a!}{b!(a-b)!}$

a) Pour $F=1$, on a :

$m' \backslash m$	1	0	-1
1	$\frac{1}{2}(1+\cos\beta)$	$\frac{2}{\sqrt{2}}\sin\beta$	$\frac{1}{2}(1-\cos\beta)$
0	$-\frac{2}{\sqrt{2}}\sin\beta$	$\cos\beta$	$\frac{1}{\sqrt{2}}\sin\beta$
-1	$\frac{1}{2}(1-\cos\beta)$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}\sin\beta$	$\frac{1}{2}(1+\cos\beta)$

b) Puis pour $F=2$:

$m' \backslash m$	2	1	0	-1	-2
2	$\cos^4 \frac{\beta}{2}$	$\cos^2 \frac{\beta}{2} \cdot \sin \beta$	$\frac{\sqrt{6}}{4} \sin^2 \beta$	$\sin^2 \frac{\beta}{2} \cdot \sin \beta$	$\sin^4 \frac{\beta}{2}$
1	$-\cos^2 \frac{\beta}{2} \cdot \sin \beta$	$\cos^4 \frac{\beta}{2} - \frac{3}{4} \sin^2 \beta$	$\frac{\sqrt{6}}{2} \cos \beta \cdot \sin \beta$	$\frac{3}{4} \sin^2 \beta - \sin^4 \frac{\beta}{2}$	$\sin^2 \frac{\beta}{2} \cdot \sin \beta$
0	$\frac{\sqrt{6}}{4} \sin^2 \beta$	$-\frac{\sqrt{6}}{2} \cos \beta \cdot \sin \beta$	$\cos^2 \beta - \frac{\sin^2 \beta}{2}$	$\frac{\sqrt{6}}{2} \cos \beta \cdot \sin \beta$	$\frac{\sqrt{6}}{4} \sin^2 \beta$
-1	$-\sin^2 \frac{\beta}{2} \cdot \sin \beta$	$\frac{3}{4} \sin^2 \beta - \sin^4 \frac{\beta}{2}$	$-\frac{\sqrt{6}}{2} \cos \beta \cdot \sin \beta$	$\cos^4 \frac{\beta}{2} - \frac{3}{4} \sin^2 \beta$	$\cos^2 \frac{\beta}{2} \cdot \sin \beta$
-2	$\sin^4 \frac{\beta}{2}$	$-\sin^2 \frac{\beta}{2} \cdot \sin \beta$	$\frac{\sqrt{6}}{4} \sin^2 \beta$	$-\cos^2 \frac{\beta}{2} \cdot \sin \beta$	$\cos^4 \frac{\beta}{2}$

II. ROTATION DANS LE CADRE DU FORMALISME DE LA MATRICE DENSITE : CAS PUR

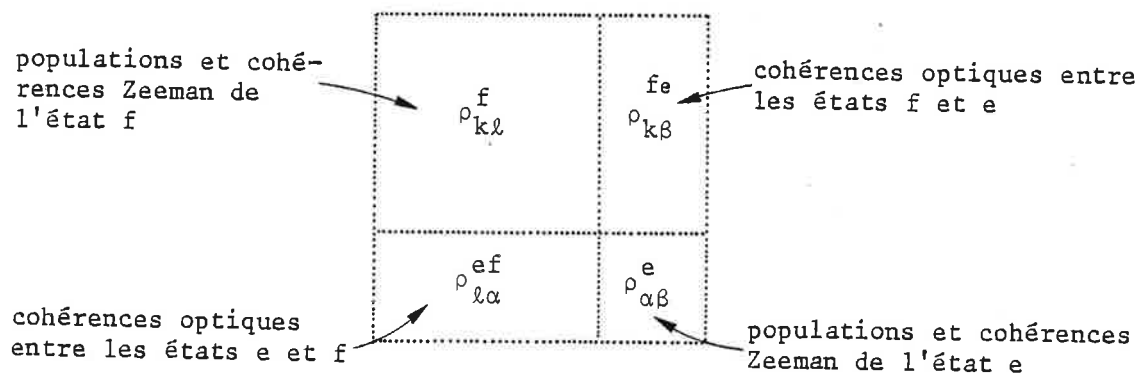
Soit un vecteur $|\psi\rangle$ qui représente un système à deux niveaux f et e :

$$|\psi\rangle = |\psi^f\rangle + |\psi^e\rangle.$$

Le vecteur $|\psi^f\rangle$ se décompose sur la base $|\psi_k\rangle$ en : $|\psi^f\rangle = \sum_k C_k |\psi_k\rangle$ (lettres latines)

et $|\psi^e\rangle$ se décompose sur la base $|\psi_\alpha\rangle$ en : $|\psi^e\rangle = \sum_\alpha C_\alpha |\psi_\alpha\rangle$ (lettres grecques)

La matrice densité $|\psi\rangle\langle\psi|$ aura donc la forme :



Si on opère un changement de base par rotation d'angle θ autour d'un axe \vec{Oy} (voir précédemment), on aura dans l'espace qui correspond aux lettres latines la matrice de rotation R et dans celui qui correspond aux lettres grecques la matrice de rotation S.

On écrira dans les nouvelles bases repérées par l'indice l :

$$C_k^l = \sum_j R_{kj} C_j \quad \text{et} \quad C_\alpha^l = \sum_\gamma S_{\alpha\gamma} C_\gamma$$

Donc :

$$\begin{aligned} |\psi'\rangle\langle\psi'| = & \sum_{k\ell} C_k^l |\psi_k'\rangle\langle\psi_\ell'| C_\ell^{*l} + \sum_{\alpha\ell} C_\alpha^l |\psi_\alpha'\rangle\langle\psi_\ell'| C_\ell^{*l} + \sum_{k\beta} C_k^l |\psi_k'\rangle\langle\psi_\beta'| C_\beta^{*l} \\ & + \sum_{\alpha\beta} C_\alpha^l |\psi_\alpha'\rangle\langle\psi_\beta'| C_\beta^{*l} \end{aligned}$$

s'écrira aussi :

$$\begin{aligned} |\psi'\rangle\langle\psi'| = & \sum_{k\ell} \left[\left(\sum_j R_{kj} C_j \right) |\psi_k'\rangle\langle\psi_\ell'| \left(\sum_m R_{m\ell} C_m^* \right) \right] + \sum_{\alpha\ell} \left[\left(\sum_\gamma S_{\alpha\gamma} C_\gamma \right) |\psi_\alpha'\rangle\langle\psi_\ell'| \left(\sum_m R_{m\ell} C_m^* \right) \right] \\ & + \sum_{k\beta} \left[\left(\sum_j R_{kj} C_j \right) |\psi_k'\rangle\langle\psi_\beta'| \left(\sum_\delta S_{\alpha\beta} C_\delta^* \right) \right] + \sum_{\alpha\beta} \left[\left(\sum_\gamma S_{\alpha\gamma} C_\gamma \right) |\psi_\alpha'\rangle\langle\psi_\beta'| \left(\sum_\delta S_{\alpha\beta} C_\delta^* \right) \right] \end{aligned}$$

$$\text{d'où} \quad \rho_{k\ell}^{f,l} = \sum_{jm} R_{kj} \rho_{jm}^f R_{m\ell} \quad \rho_{k\beta}^{f,e} = \sum_{j\delta} R_{kj} \rho_{j\delta}^f S_{\delta\beta}$$

$$\rho_{\alpha\ell}^{e,f,l} = \sum_{\gamma m} S_{\alpha\gamma} \rho_{\gamma m}^{e,f} R_{m\ell} \quad \rho_{\alpha\beta}^{e,l} = \sum_{\gamma\delta} S_{\alpha\gamma} \rho_{\gamma\delta} S_{\delta\beta}$$

En conséquence la matrice derotation dans le cadre du formalisme de la matrice densité aura la forme T :

R_{kj}	0
0	$S_{\alpha\gamma}$

et alors $\rho^l = T \rho T^*$

* *
*

APPENDICE II

EXPRESSIONS DU SIGNAL DE FLUORESCENCE POUR LES TRANSITIONS ETUDIÉES

A. EN FONCTION DES ELEMENTS DE MATRICE DU NIVEAU EXCITÉ

Le signal de fluorescence $S(t)$ est proportionnel à [15][16] :

$$S(t) = \sum_i S_i(t)$$

$$S_i(t) \propto \sum_{\substack{q, q' \\ m_{F_i}, m_{F'}, m_{F''} \\ m_{F'} + q = m_F \\ m_{F'} - q' = m_{F''}}} \langle 3^2 S_{1/2, I, J, F_i, m_{F_i}} | (-\vec{D}_q^{(1)})^+ \vec{e}_0 | 3^2 P_{j', I, J', F', m_{F'}} \rangle \times$$

$$\langle 3^2 P_{j', I, J', F', m_{F''}} | (-\vec{D}_{-q'}^{(1)})^+ | 3^2 S_{1/2, I, J, F_i, m_{F_i}} \rangle (-1)^{q'} \rho_{m_{F'}, m_{F''}}(t)$$

où $\vec{D}_i^{(1)}$ est le moment dipolaire électrique

\vec{e}_0 est le vecteur selon lequel se fait la détection

$F_i(m_{F_i})$ est le niveau fondamental, $F'(m_{F'}, m_{F''})$ le niveau excité.

D'où :

$$S(t) \propto \sum_{\substack{i, q, q' \\ m_{F_i}, m_{F'}, m_{F''} \\ m_{F'} + q = m_F \\ m_{F'} - q' = m_{F''}}} (-1)^{2(F_i) + 2F' + 2I + J + J' - 2m_{F'} - 2q'} \begin{pmatrix} F_i & 1 & F' \\ m_{F_i} & q & m_{F'} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F' & 1 & F_i \\ -m_{F''} & -q' & m_{F_i} \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} F_i & 1 & F' \\ J' & I & J \end{matrix} \right\}$$

$$\times [F_i][F'] | \langle J || -\vec{D}^{(1)} \vec{e}_0 || J' \rangle |^2 \rho_{m_{F'}, m_{F''}}(t)$$

Pour le sodium 23

$$I = 3/2$$

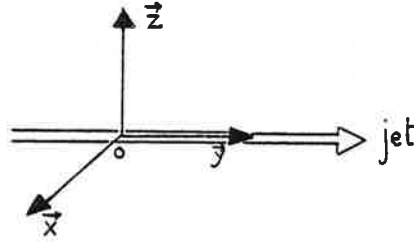
$${}^2S_{1/2} \rightarrow J = 1/2$$

$${}^2P_{1/2} \rightarrow J' = 1/2$$

$${}^2P_{3/2} \rightarrow J' = 3/2$$

Comme q' , F_i , F' et $m_{F'}$ sont entiers alors : $2F + 2F' - 2m_{F'} - 2q'$ est pair.

Si l'on considère la disposition expérimentale selon laquelle l'axe de quantification est confondu avec \vec{OZ}



On aura

$$D_X = -\frac{1}{\sqrt{2}}(D_1^{(1)} - D_{-1}^{(1)})$$

$$D_Y = \frac{i}{\sqrt{2}}(D_1^{(1)} + D_{-1}^{(1)})$$

$$D_Z = D_0^{(1)}$$


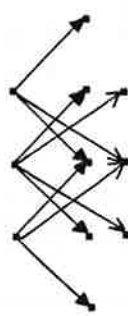
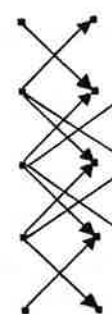
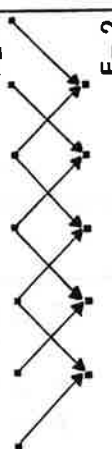

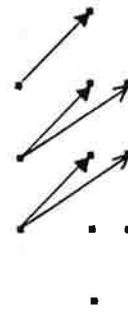
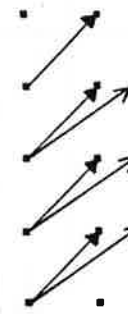
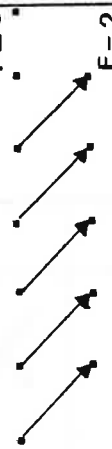

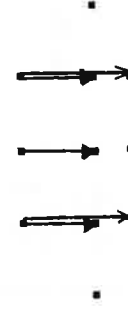
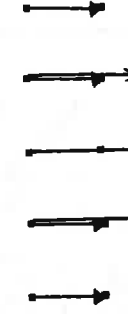

On considère 3 types de détection :

détection σ qui fait intervenir $D_1^{(1)}$ et $D_{-1}^{(1)}$: polarisation rectiligne perpendiculaire à \vec{OZ}

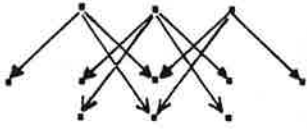
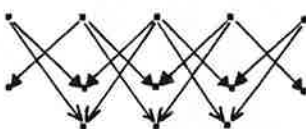
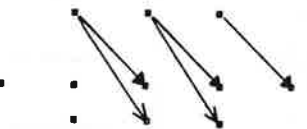
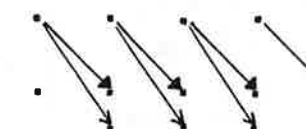
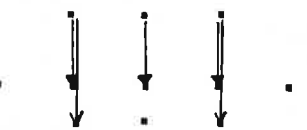

détection σ^+ qui fait intervenir $D_1^{(1)}$

détection π qui fait intervenir $D_0^{(1)}$

Les deux tableaux suivants donnent respectivement les expressions des signaux de fluorescence en fonction des éléments de matrice des niveaux excités pour les raies D_1 et D_2 du sodium.

D_2	$F=0$	$F=1$	$F=2$	$F=3$
Detection $G (G^+ G^-)$	$F=0$ $F=1$  $\frac{1}{6} \rho_{0,0}^{ex}$	$F=1$ $F=2$ $F=1$  $\frac{1}{30} (4\rho_{1,1}^{ex} + 7\rho_{0,0}^{ex} + 4\rho_{-1,-1}^{ex} - 6 \operatorname{Re} \rho_{1,1}^{ex})$	$F=2$ $F=2$ $F=1$  $\frac{1}{6} (\rho_{2,2}^{ex} + \rho_{-1,-1}^{ex} + \rho_{0,0}^{ex} + \rho_{1,1}^{ex} + \rho_{2,2}^{ex}) - \frac{1}{2\sqrt{6}} (\operatorname{Re} \rho_{0,2}^{ex} + \operatorname{Re} \rho_{2,0}^{ex})$	$F=3$ $F=2$  $\frac{1}{60} \left\{ 15(\rho_{3,3}^{ex} + \rho_{-3,-3}^{ex}) + 10(\rho_{2,2}^{ex} + \rho_{-2,-2}^{ex}) + 7(\rho_{1,1}^{ex} + \rho_{-1,-1}^{ex}) + 6\rho_{0,0}^{ex} + 2\sqrt{15} (\operatorname{Re} \rho_{-1,3}^{ex} + \operatorname{Re} \rho_{1,3}^{ex}) + 2\sqrt{30} (\operatorname{Re} \rho_{2,0}^{ex} + \operatorname{Re} \rho_{0,2}^{ex}) + 2\sqrt{15} \operatorname{Re} \rho_{1,1}^{ex} \right\}$
Detection G^+	$F=0$ $F=1$  $\frac{1}{12} \rho_{0,0}^{ex}$	$F=1$ $F=2$ $F=1$  $\frac{1}{120} (13\rho_{-1,-1}^{ex} + 14\rho_{0,0}^{ex} + 3\rho_{1,1}^{ex})$	$F=2$ $F=2$ $F=1$  $\frac{1}{48} (8\rho_{2,2}^{ex} + 6\rho_{-1,-1}^{ex} + 3\rho_{0,0}^{ex} + 2\rho_{1,1}^{ex})$	$F=3$ $F=2$  $\frac{1}{60} (15\rho_{-3,3}^{ex} + 10\rho_{-2,2}^{ex} + 6\rho_{-1,1}^{ex} + 3\rho_{0,0}^{ex} + \rho_{1,1}^{ex})$
Detection \mathbb{F}	$F=0$ $F=1$  $\frac{1}{12} \rho_{0,0}^{ex}$	$F=1$ $F=2$ $F=1$  $\frac{1}{60} (7\rho_{1,1}^{ex} + \rho_{0,0}^{ex} + 7\rho_{-1,-1}^{ex})$	$F=2$ $F=2$ $F=1$  $\frac{1}{12} (\rho_{2,2}^{ex} + \rho_{-1,-1}^{ex} + \rho_{0,0}^{ex} + \rho_{1,1}^{ex} + \rho_{2,2}^{ex})$	$F=3$ $F=2$  $\frac{1}{60} (5\rho_{2,2}^{ex} + 8\rho_{-1,1}^{ex} + 9\rho_{0,0}^{ex} + 8\rho_{1,1}^{ex} + 5\rho_{2,2}^{ex})$

toutes ces expressions sont à multiplier par : $|\langle \mathbb{S}^2 S_{1/2} | -\vec{D}^{(1)} \mathbb{E} \| \mathbb{S}^2 P_{3/2} \rangle|^2$

D_1	$F=1$	$F=2$
Détection $\sigma (\sigma^+ \sigma)$	 <p style="text-align: right;"> $F' = 1$ $F = 2$ $F = 1$ </p> $\frac{2}{6} (\rho_{1,1}^{ex} + \rho_{0,0}^{ex} + \rho_{-1,-1}^{ex})$	 <p style="text-align: right;"> $F' = 2$ $F = 2$ $F = 1$ </p> $\frac{2}{6} (\rho_{2,2}^{ex} + \rho_{1,1}^{ex} + \rho_{0,0}^{ex} + \rho_{-1,-1}^{ex} + \rho_{-2,-2}^{ex})$
Détection σ^+	 <p style="text-align: right;"> $F' = 1$ $F = 2$ $F = 1$ </p> $\frac{1}{12} (\rho_{-1,-1}^{ex} + 2\rho_{0,0}^{ex} + 3\rho_{1,1}^{ex})$	 <p style="text-align: right;"> $F' = 2$ $F = 2$ $F = 1$ </p> $\frac{1}{12} (4\rho_{-2,-2}^{ex} + 3\rho_{-1,-1}^{ex} + 2\rho_{0,0}^{ex} + \rho_{1,1}^{ex})$
Détection π	 <p style="text-align: right;"> $F' = 1$ $F = 2$ $F = 1$ </p> $\frac{1}{6} (\rho_{-1,-1}^{ex} + \rho_{0,0}^{ex} + \rho_{1,1}^{ex})$	 <p style="text-align: right;"> $F' = 2$ $F = 2$ $F = 1$ </p> $\frac{1}{6} (\rho_{-2,-2}^{ex} + \rho_{-1,-1}^{ex} + \rho_{0,0}^{ex} + \rho_{1,1}^{ex} + \rho_{2,2}^{ex})$

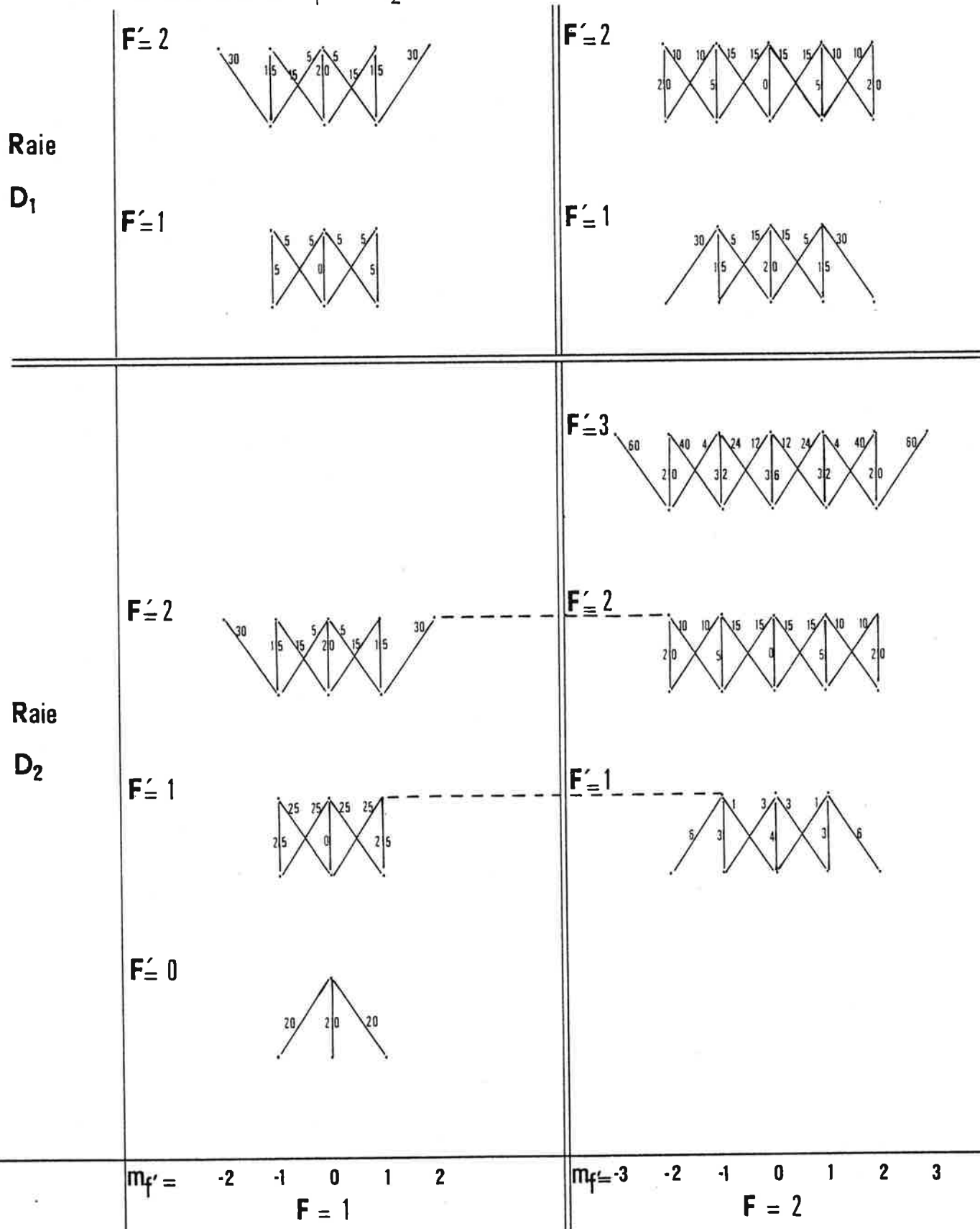
Toutes ces expressions sont à multiplier par :

$$| \langle 3^2 S_{1/2} \| -\vec{D}^{(1)} \vec{E} \| 3^2 P_{1/2} \rangle |^2$$

* *
*

APPENDICE III

PROBABILITES DES TRANSITIONS CORRESPONDANT AUX DIVERSES COMPOSANTES DES RAIES D_1 ET D_2 DU SODIUM 23, ($I = 3/2$) [20]



APPENDICE IV

FRANGES DE LARMOR : CALCUL SEMI ANALYTIQUE ; SEMI-NUMERIQUE

(voir chapitre V, paragraphe V.Aδ.2)

Résolution par itération d'un système d'équations différentielles couplées

Les équations sont écrites dans la base dont l'axe de quantification est parallèle à H_0 (zone II) pour $\theta = 90^\circ$ et $\Delta\omega = 0$ (voir chapitre II paragraphe B).

On remarque qu'à cause de la symétrie du problème, on peut se contenter d'un système à huit équations pour $\rho_{11}^e, \rho_{00}^e, \rho_{1-1}^e, \rho_{11}^f, \rho_{00}^f, \sigma_{1-1}^f, \sigma_{10}^{ef}$ (sachant que $\sigma_{0-1}^{ef} = -\sigma_{01}^{ef*}$ et $\sigma_{-10}^{ef} = -\sigma_{10}^{ef*}$).

$$\dot{\rho}_{11}^e = -\gamma\rho_{11}^e - \frac{i\alpha X}{2\sqrt{2}} \left[\sigma_{10}^{ef} - \sigma_{10}^{ef*} \right] \quad (1)$$

$$\dot{\rho}_{00}^e = -\gamma\rho_{00}^e - \frac{i\alpha X}{2\sqrt{2}} \left[2(\sigma_{01}^{ef} - \sigma_{01}^{ef*}) \right] \quad (2)$$

$$\dot{\rho}_{1-1}^e = -(\gamma + 2i\omega_e)\rho_{1-1}^e - \frac{i\alpha X}{2\sqrt{2}} 2\sigma_{10}^{ef} \quad (\omega_e = \mu_B \frac{H}{\hbar} g_e) \quad (3)$$

$$\dot{\rho}_{11}^f = \frac{\gamma}{12}(\rho_{11}^e + \rho_{00}^e) + \frac{i\alpha X}{2\sqrt{2}} \left[\sigma_{01}^{ef} - \sigma_{01}^{ef*} \right] \quad (4)$$

$$\dot{\rho}_{00}^f = \frac{\gamma}{6} \rho_{11}^e + \frac{i\alpha X}{2\sqrt{2}} \left[2(\sigma_{10}^{ef} - \sigma_{10}^{ef*}) \right] \quad (5)$$

$$\dot{\rho}_{1-1}^f = -2i\omega_f \rho_{1-1}^f - \frac{i\alpha X}{2\sqrt{2}} 2\sigma_{01}^{ef*} - \frac{\gamma}{12} \rho_{1-1}^e \quad (\omega_f = \mu_B \frac{H}{\hbar} g_f) \quad (6)$$

$$\dot{\sigma}_{10}^{ef} = -\left(\frac{\gamma}{2} + i\omega_e\right)\sigma_{10}^{ef} + \frac{i X}{2\sqrt{2}} (\rho_{00}^f - \rho_{11}^e - \rho_{1-1}^e) \quad (7)$$

$$\dot{\sigma}_{01}^{ef} = -\left(\frac{\gamma}{2} - i\omega_f\right)\sigma_{01}^{ef} + \frac{i X}{2\sqrt{2}} (\rho_{11}^f - \rho_{00}^e + \rho_{1-1}^{f*}) \quad (8)$$

Supposons qu'au temps $t = 0$, on ait les valeurs initiales $\rho_{11}^e(0), \rho_{00}^f(0), \rho_{1-1}^f(0), \rho_{11}^f(0), \rho_{00}^f(0), \rho_{1-1}^f(0), \sigma_{10}^{ef}(0)$ et $\sigma_{01}^{ef}(0)$.

a) Ordre zéro. On considère que la lumière n'interagit pas. Dans le système précédent tous les termes en $\frac{\alpha X}{2\sqrt{2}}$ sont nuls. Par intégration, on trouve l'évolution libre.

$$\rho_{11}^{e(0)}(\tau) = \rho_{11}^e(0)e^{-\gamma\tau} \quad (9)$$

$$\rho_{00}^{e(0)}(\tau) = \rho_{00}^e(0)e^{-\gamma\tau} \quad (10)$$

$$\rho_{1-1}^{e(0)}(\tau) = \rho_{1-1}^e(0)e^{-(\gamma+2i\omega_e)\tau} \quad (11)$$

$$\rho_{11}^{f(0)}(\tau) = \rho_{11}^f(0) + \frac{1}{12}[\rho_{11}^e(0) + \rho_{00}^e(0)] [1 - e^{-\gamma\tau}] \quad (12)$$

$$\rho_{00}^{f(0)}(\tau) = \rho_{00}^f(0) + \frac{1}{6}\rho_{11}^e(0) [1 - e^{-\gamma\tau}] \quad (13)$$

$$\rho_{1-1}^{f(0)}(\tau) = \rho_{1-1}^f(0)e^{-2i\omega_f\tau} + \frac{\gamma}{12} \frac{\rho_{1-1}^e(0)}{2i\omega_f} [e^{-2i\omega_f\tau} - 1] \quad (14)$$

$$\sigma_{10}^{ef(0)}(\tau) = \sigma_{10}^{ef}(0)e^{-(\gamma/2 + i\omega_e)\tau} \quad (15)$$

$$\sigma_{01}^{ef(0)}(\tau) = \sigma_{01}^{ef}(0)e^{-(\gamma/2 - i\omega_f)\tau} \quad (16)$$

Les équations (9) et (10) traduisent la décroissance des populations des niveaux excités, et l'équation (11) l'oscillation amortie de la cohérence Zeeman dans l'état excité. Les équations (12) et (13) montrent que les populations des niveaux du fondamental augmentent à cause de la désexcitation radiative par émission spontanée des niveaux excités. L'équation (14) montre l'évolution de la cohérence Zeeman du fondamental compte tenu qu'une partie de la cohérence Zeeman de l'état excité vient s'y ajouter. Les équations (15) et (16) représentent l'oscillation amortie des cohérences optiques.

b) Ordre 1. Seules les cohérences optiques interviennent :

Pour chaque cohérence, on pourra écrire : $\sigma_{ij}^{ef}(\tau) = \sigma_{ij}^{ef(1)}(\tau) + \sigma_{ij}^{ef(0)}(\tau)$

avec

$$\sigma_{if}^{ef(1)}(\tau) = \frac{i\alpha X}{2\sqrt{2}} \int_0^\tau f(\rho^f(t), \rho^e(t)) dt.$$

D'où :

$$\sigma_{10}^{ef}(\tau) = \frac{i\alpha X}{2\sqrt{2}} \left[\underbrace{\rho_{00}^f(0)\tau + \rho_{11}^e(0) \left(\frac{\tau}{6} + \frac{7[e^{-\gamma\tau}-1]}{6\gamma} \right) - \rho_{1-1}^e(0) \frac{1-e^{-(\gamma+2i\omega_e)\tau}}{\gamma+2i\omega_e}}_{A(\tau)} \right] + \sigma_{10}^{ef}(0)e^{-(\gamma/2 + i\omega_e)\tau} \quad (17)$$

et

$$\sigma_{01}^{ef}(\tau) = \frac{i\alpha X}{2\sqrt{2}} \left[\underbrace{\rho_{11}^f(0)\tau + \frac{\rho_{11}^e(0)+\rho_{00}^e(0)}{12} \left(\tau + \frac{e^{-\gamma\tau}-1}{\gamma} \right) + \rho_{00}^e(0) \frac{e^{-\gamma\tau}-1}{\gamma} - \rho_{1-1}^{f*}(0) \frac{1-e^{2i\omega_f\tau}}{2i\omega_f} + \rho_{1-1}^{e*}(0) \frac{\gamma}{24i\omega_f} \left(\tau - \frac{e^{2i\omega_f\tau}-1}{2i\omega_f} \right)}_{B(\tau)} \right] + \sigma_{01}^{ef}(0)e^{-(\gamma/2 - i\omega_f)\tau} \quad (18)$$

c) Ordre 2. On construit les cohérences Zeeman et les populations à l'ordre 2 à partir de leurs valeurs à l'ordre zéro et des cohérences optiques à l'ordre 1.

Des équations (1) à (6), (17) et (18) on voit qu'il faut calculer les quantités :

$$C(\tau) = \int_0^\tau A(t)dt \quad \text{et} \quad D(\tau) = \int_0^\tau B(t)dt.$$

On a :

$$C(\tau) = \frac{i\alpha X}{2\sqrt{2}} \left[\rho_{00}^f(0) \frac{\tau^2}{2} + \rho_{11}^e(0) \left(\frac{\tau^2}{12} - \frac{7\tau}{6\gamma} - \frac{7[e^{-\gamma\tau}-1]}{6\gamma^2} \right) - \frac{\rho_{1-1}^e(0)}{\gamma+2i\omega_e} \left(\tau + \frac{e^{-(\gamma+2i\omega_e)\tau}-1}{\gamma+2i\omega_e} \right) \right]$$

et

$$D(\tau) = \frac{i\alpha X}{2\sqrt{2}} \left[\rho_{11}^f(0) \frac{\tau^2}{2} + \frac{\rho_{11}^e(0)}{12} \left(\frac{\tau^2}{2} - \frac{\tau}{\gamma} - \frac{e^{-\gamma\tau}-1}{\gamma^2} \right) + \rho_{00}^e(0) \left(\frac{\tau^2}{12} - \frac{13\tau}{12\gamma} - \frac{13[e^{-\gamma\tau}-1]}{12\gamma^2} \right) - \frac{\rho_{1-1}^{f*}(0)}{2i\omega_f} \left\{ \tau - \frac{e^{2i\omega_f\tau}-1}{2i\omega_f} \right\} + \frac{\rho_{1-1}^{e*}(0)\gamma}{24i\omega_f} \left\{ \frac{\tau^2}{2} + \frac{1}{2i\omega_f} \left(\tau - \frac{e^{2i\omega_f\tau}-1}{2i\omega_f} \right) \right\} \right]$$

alors

$$\int_0^{\tau} \sigma_{10}^{ef}(t) dt = C(\tau) + \sigma_{10}^{ef}(0) \frac{1 - e^{-(\gamma/2 - i\omega_e)\tau}}{\gamma/2 + i\omega_e} \quad (19)$$

$$\int_0^{\tau} \sigma_{01}^{ef}(t) dt = D(\tau) + \sigma_{01}^{ef}(0) \frac{1 - e^{-(\gamma/2 - i\omega_f)\tau}}{\gamma/2 - i\omega_f} \quad (20)$$

et finalement :

$$\rho_{11}^e(\tau) = (9) - \frac{i\alpha X}{2\sqrt{2}} \left\{ (19) - \text{C.C.}(19) \right\} \quad (21)$$

$$\rho_{00}^e(\tau) = (10) - \frac{i\alpha X}{2\sqrt{2}} \left\{ 2 \left((20) - \text{C.C.}(20) \right) \right\} \quad (22)$$

$$\rho_{1-1}^e(\tau) = (11) - \frac{i\alpha X}{2\sqrt{2}} 2 \times (19) \quad (23)$$

$$\rho_{11}^f(\tau) = (12) + \frac{i\alpha X}{2\sqrt{2}} \left\{ (20) - \text{C.C.}(20) \right\} \quad (24)$$

$$\rho_{00}^f(\tau) = (13) + \frac{i\alpha X}{2\sqrt{2}} \left\{ 2 \left((19) - \text{C.C.}(19) \right) \right\} \quad (25)$$

$$\rho_{1-1}^f(\tau) = (14) - \frac{i\alpha X}{2\sqrt{2}} 2 \times \text{C.C.}(20) \quad (26)$$

Remarque : Les équations (17-18) et (21 à 26) ne sont valables que lorsque la puissance lumineuse est faible ($\frac{\alpha X}{2\sqrt{2}} \ll \gamma$) ce qui a permis de traiter son action comme une perturbation. De plus, on doit avoir $\gamma\tau \ll 1$ car dans (17) et (18) on doit pouvoir considérer les valeurs de ρ^f et ρ^e comme constantes, ce qui n'est qu'approximativement vrai que si l'on a $\tau \ll \frac{1}{\gamma}$. On voit donc qu'une résolution du système sur un temps assez long doit se faire pas par pas en prenant pour conditions initiales à chaque pas les valeurs finales obtenues au pas précédent.

Le fait que le pompage hyperfin est moins important quand H_0 augmente est manifeste dans les équations (14), (17) et (18) à cause des termes qui contiennent soit ω_e soit ω_f au dénominateur.

* *
*

REFERENCES

- [1] C. THIBAUT, S. BÜTTGENBACH, H.T. DUONG, P. GUIMBAL, G. HUBER, P. JACQUINOT, P. JUNCAR, R. KLAPISCH, S. LIBERMAN, A. PESNELLE, P. PILLET, J. PINARD, J.M. SERRE, M. de SAINT-SIMON, F. TOUCHARD, J.L. VIALLE. Vth Int. Conf. on Hyperfine Interaction, Berlin (Juillet 1980).
- [2] S. LIBERMAN, J. PINARD, H.T. DUONG, P. JUNCAR, P. PILLET, J.L. VIALLE, P. JACQUINOT, F. TOUCHARD, S. BÜTTGENBACH, C. THIBAUT, M. de SAINT-SIMON, R. KLAPISCH, A. PESNELLE, G. HUBER. Phys. Rev. A, 22, n°6, (1980).
- [3] C. THIBAUT, F. TOUCHARD, S. BÜTTGENBACH, R. KLAPISCH, M. de SAINT-SIMON, H.T. DUONG, P. JACQUINOT, P. JUNCAR, S. LIBERMAN, P. PILLET, J. PINARD, J.L. VIALLE, A. PESNELLE, G. HUBER. Nucl. Phys. A 367, 1-12, (1981).
- [4] F. TOUCHARD, J.M. SERRE, S. BÜTTGENBACH, P. GUIMBAL, R. KLAPISCH, M. de SAINT-SIMON, C. THIBAUT, H.T. DUONG, P. JUNCAR, S. LIBERMAN, J. PINARD, J.L. VIALLE. Phys. Rev. C, 25, 2756, (1982).
- [5] H.T. DUONG, P. JUNCAR, S. LIBERMAN, J. PINARD, J.L. VIALLE, S. BÜTTGENBACH, P. GUIMBAL, M. de SAINT-SIMON, J.M. SERRE, C. THIBAUT, F. TOUCHARD, R. KLAPISCH. J. Phys., 43, 509-514, (1982).
- [6] F. BUCHINGER, P. DABKIEWICZ, H.J. KLUGE, A.C. MULLER, E.W. OTTEN. XIth E.G.A.S., Paris, (1979).
- [7] K. BEKK, S. ANDL, S. GÖRING, A. HANSER, H. REBEL, G. NOWICKI. Z. Phys., A 291, 219, (1979).
- [8] J. BONN, G. HUBER, H.J. KLUGE, E.W. OTTEN, D. LODE. Z. Phys. A 272, 375-380, (1975).
- [9] N.F. RAMSEY. Molecular Beams. Oxford. Clarendon Press, (1956).
- [10] S.L. KAUFMAN. Opt. Com., 17, 309, (1976).

- [11] D. RAPP, W.E. FRANCIS. J. Chem. Phys., 37, 11, 2631, (1962).
- [12] L. LANDAU, E. LIFCHITZ. Mécanique. Ed. Mir. Moscou, (1969).
- [13] I.K. RISHIK, J.S. GRADSTEIN. Tables of series, products and integrals ; VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, (1957).
- [14] F. VIALA. Thèse 3^{ème} cycle. Université Paris XI, Orsay, (1982).
- [15] J.P. BARRAT, C. COHEN-TANNOUDJI. J. Phys. Rad., 22, 329, (1961).
- [16] J.P. BARRAT, C. COHEN-TANNOUDJI. J. Phys. Rad., 22, 443, (1961).
- [17] P. JACQUINOT, R. KLAPISCH. Hyperfine Spectroscopy of Radioactive Atoms, Rep. of Prog. in Phys., (Juillet 1978).
- [18] J. BROSSEL. Pompage Optique. Quantum optics and electronics ; ed. C. de Witt, A. Blandin, C. Cohen-Tannoudji. Gordon and Breach Science Publishers, (1965).
- [19] J.L. VIALLE. Thèse de Doctorat d'Etat. Université Paris XI, Orsay, (1981).
- [20] P. CERÉZ. Thèse de Doctorat d'Etat. Université Paris XI, Orsay, (1972).
- [21] H.T. DUONG, J.L. VIALLE. C.R. Ac. Sc. Paris, t. 290, série B, 533, (3 Juin 1980), (présenté par P. Jacquinot),
et J. Phys. Lett., 41, L.407-L.408, (1980).
- [22] K.R. ANTON, S.L. KAUFMAN, W. KLEMP, G. MORUZZI, R. NEUGART, E.W. OTTEN, B. SCHINZLER. Phys. Rev. Lett., 40, n°10, 642, (1978).
- [23] J.L. PICQUE. Thèse de Doctorat d'Etat. Université Paris XI, Orsay, (1977).
- [24] E. ARIMONDO, M. INGUSCIO, P. VIOLINO. Rev. Mod. Phys., 49, 31, (1977).
- [25] F. BEGIN-RENIER, J. DESEQUELLES, M.L. GAILLARD. Phys. Scr., 18, 21, (1978).
- [26] S. FENEUILLE, M.G. SCHWEIGHOFER. J. Phys., 36, 781, (1979).

- [27] C. DELSART, J.C. KELLER. J. Phys. B, 9, 309, (1976).
- [28] C. DELSART, J.C. KELLER. J. Phys., 39, 350-360, (1978).
- [29] C. DELSART, J.C. KELLER. J. Phys. B, 13, 241-252, (1980).
- [30] J.C. KELLER. Thèse de Doctorat d'Etat. Université Paris XI, Orsay, (1978).
- [31] V.P. CHEBOTAEV. Topics in Applied Physics. Ed. K. Shimoda, Springer Verlag, Berlin, 13, 201, (1976).
- [32] J.L. PICQUE, J. PINARD. J. Phys. B, 10, 2311-2332, (1977).
- [33] M.R. GRAY, C.R. STROUD. Opt. Com., 25, 359-362, (1978).
- [34] R.R. TEACHOUT, R.L. PACK. Atom. Data, 3, 195-214, (1971).
- [35] R. NEUGART. J. Phys. Coll. C1, Supp. n°2, 40, C1-38, (1979).
- [36] R. NEUGART. XIth Int. Conf. on Electromagnetic Isotope Separators and Technics related to their Applications. Zinal, Suisse, (1980).
- [37] R. NEUGART. Conf. on Lasers in Nuclear Physics. Oar Ridge (USA), (1982).
- [38] A.C. MULLER, F. BUCHINGER, W. KLEMPT, E.W. OTTEN, R. NEUGART, C. EKSTROM, J. HEINEMETER. Nucl. Phys. A 403, 234, (1983).
- [39] F. BUCHINGER, A.C. MULLER, B. SCHINZLER, K. WENDT, C. EKSTROM, W. KLEMPT, R. NEUGART. Nucl. Inst. and Meth., 202, 159-165, (1982).
- [40] S.W. MASSEY, H.B. GILBODY. Electronic and Ionic Impact Phenomena. vol. 4, Clarendon Press, Oxford, (1974).
- [41] N. BENDALI, H.T. DUONG, J.M. SAINT-JALM, J.L. VIALLE. J. Phys. 44, 1019-1023, (1983).
- [42] N. BENDALI, H.T. DUONG, J.M. SAINT-JALM, J.L. VIALLE. J. Phys. 45, 421, (1984).
- [43] A.R. EDMONDS. Angular Momentum in Quantum Mechanics. Princeton Univ. Press. Princeton, (1960).

- [44] A. BECKMANN, K.D. BÖKLEN, D. ELKE. Z. Phys., 270, 173, (1974).
- [45] R. NEUGART. VIth Int. Conf. on Laser Spect. Interlaken, (1983).
- [46] M.C. TOREY. Phys. Rev., 59, 293, (1941).
- [47] P. JUNCAR, J. PINARD. Opt. Com., 14, 438, (1975).
- [48] P. JUNCAR. Thèse 3^{ème} cycle. Université Paris XI, Orsay, (1976).
- [49] P. JUNCAR. Thèse de Doctorat d'Etat. Université Paris XI, Orsay, (1982).
- [50] R. KLAPISCH. VIIth Int. Conf. on Atomic Physics. Cambridge. Mass., (1980).
- [51] Handbook of Chemistry and Physics, 48th ed. The Chemical Rubber Publishing Company. (Ohio), 1967-1968.
- [52] M. BACAL, W. REICHEL. Rev. Sci., Inst., 45, n°6, 769, (1974).
- [53] M. BACAL, A. TRUC, H.J. DOUCET, H. LAMAIN, M. CHRETIEN. Nucl. Inst. Meth., 114, 407, (1974).
- [54] V.S. LETOKHOV, V.G. MINOGIN, B.D. PAVLIK. Opt. Com., 19, 72, (1976).
- [55] D.J. WINELAND, W.M. ITANO. Phys. Rev. A 20, 1521, (1979).
- [56] C. COHEN-TANNOUJJI. Cours Collège de France, (1982-1983) et (1983-1984).
- [57] D.R. BATES, H.S.W. MASSEY, A.L. STEWART. Proc. Roy. Soc., A216, 347, (1953).
- [58] C. COHEN-TANNOUJJI, A. KASTLER. Progress in Optics, ed. E. Wolf (North Holland, Amsterdam, 1956), vol. 5.
- [59] G.W. SERIES. Comptem. Phys. 22, n°5, 487-509, (1981).
- [60] M. SARGENT, W.L. LAMB Jr., R.L. FORK. Phys. Rev., 164, n°2, 436-449 et 450-465, (1967).
- [61] C. COHEN-TANNOUJJI, F. LALOE. J. Phys., 28, n°7, 505-513, (1967).
J. Phys., 28, n°8,9, 722-734, (1967).

- [62] F. LALOE, M. LEDUC, P. MINGUZZI. J. Phys., 30, n°2,3, 277-288, (1969).
J. Phys., 30, n°4, 341-349, (1969).
- [63] M. PINARD, L. JULIEN, F. LALOE. J. Phys., 43, n°4, 601-629, (1982).
- [64] F. BLOCH, W. HANSEN, M.E. PACKARD. Phys. Rev., 69, 127, (1946).
Phys. Rev., 70, 474, (1946).
- [65] E.M. PURCELL, H.G. TORREY, R.V. POUND. Phys. Rev., 69, 37, (1946).
Phys. Rev., 73, 679, (1948).
- [66] M. SARGENT, M.O. SCULLY, W.E. LAMB Jr. Laser Physics. Addison Wesley Publishing Company, Mass., (1974).
- [67] R. SHIEDER, H. WALTHER. Z. Phys., 270, 55, (1974).
- [68] G.W. SERIES. Proc. Phys. Soc., 88, 935, (1966).
- [69] S. PANCHARATNAM. J. Phys. B., Ser. 2, vol. 1, 250-259, (1968).
- [70] S. PANCHARATNAM. Phys. Lett., 27 A, n°8, 509-510, (1968).
- [71] M. DUMONT. J. Phys., 33, 971, (1972).
- [72] H.G. KUHN. Atomic Spectra, Longmans, Green and Co., L.T.D., London.
- [73] C. COHEN-TANNOUJJI, S. REYNAUD. J. Phys. B., 10, 2311-2332, (1977).
- [74] P. GUIMBAL. Thèse 3^{ème} cycle, Université Paris VI, Paris, (1981).
- [75] G. ULM, J. EBERZ, G. HUBER, H. LOCHMANN, K. KIRCHNER, O. KELEPPER, T.U. KÜHL, D. MARX, P.D. LARSEN, D. SCHARDT. XVth E.G.A.S., Madrid, (1984).

Au terme de ce travail, je tiens en premier lieu à remercier Sylvain LIBERMAN, Directeur du Laboratoire Aimé Cotton, pour l'accueil bienveillant qu'il m'a réservé à l'issue du D.E.A.

Je n'aurai vraisemblablement pas découvert la physique atomique sans les enseignements de Jacques BAUCHE dispensés à Orsay aussi bien en maîtrise de physique qu'au D.E.A. de physique atomique et moléculaire.

René Jean CHAMPEAU a accepté avec gentillesse de présider mon jury de thèse ; qu'il en soit vivement remercié.

J'apprécie en outre l'honneur que m'a fait Rainer NEUGART en acceptant de venir d'Allemagne participer à ce jury.

Hong Tuan DUONG et Jean-Louis VIALLE m'ont guidé quotidiennement avec efficacité. Ils ont aussi effectué la relecture du manuscrit, montrant beaucoup de disponibilité.

Je ne saurais oublier les autres membres de l'équipe "jet d'atomes rapides" avec qui j'ai travaillé tout au long de ces deux années : Patrick JUNCAR, Nedjma BENDALI et Christine VIALLE.

Jacques PINARD également, qui m'a donné les premiers aperçus de la recherche expérimentale durant mon stage de D.E.A., et qui était incontestablement le maître d'oeuvre des "manip. C.E.R.N."

J'ai eu la chance de pouvoir participer aux expériences de Genève. La collaboration avec les chercheurs du Laboratoire René BERNAS a toujours été stimulante et fructueuse. Qu'ils soient à travers Catherine THIBAUT et François TOUCHARD tous chaleureusement remerciés.

Comment aurai-je pu achever mes programmes d'informatique si je n'avais bénéficié de l'aide amicale de Marie Gabrielle SCHWEIGHOFER puis de Jocelyne SINZELLE. Enfin Henri CALVIGNAC et Bernard DEMARETS qui ont largement contribué à l'illustration de ce mémoire, ainsi que tous les personnels de l'atelier pour leurs services irremplaçables trouveront ici mes remerciements les plus sincères.

* *
*

NOM : SAINT-JAIM

Prénom : Jean-Marie

SUJET : SPECTROSCOPIE LASER COLINEAIRE SUR FAISCEAU D'ATOMES RAPIDES.
EFFETS LIES AU POMPAGE OPTIQUE ET À LA PRECESSION DE LARMOR.

RESUME :

Nous présentons dans cette thèse une nouvelle méthode de détection des résonances optiques sur faisceau d'atomes rapides en excitation colinéaire. Les expériences traditionnelles, dont la détection se fait par observation de la fluorescence induite par un laser colinéaire, voient leur sensibilité réduite lorsqu'un pompage optique intervient. Nous proposons de tirer parti de ce pompage optique en détectant les résonances à l'aide d'un second laser colinéaire. Un gain en signal de fluorescence est obtenu. Les effets de puissance et de polarisation des faisceaux laser sont aussi discutés.

Nous proposons par ailleurs deux méthodes pour la détermination du spin nucléaire des atomes constituant le jet rapide.

La première fait interagir un champ magnétique statique H_0 avec les atomes du jet dont les moments magnétiques ont été préalablement alignés par le pompage optique provoqué par la lumière. On analyse l'état magnétique du système atomique, à la sortie du champ magnétique, par l'intermédiaire de la fluorescence induite par le laser. Quand l'amplitude de H_0 varie, le signal de fluorescence présente une structure de franges qui est due à la précession de Larmor des moments magnétiques autour de \vec{H}_0 ; cette structure dépend donc du spin nucléaire des atomes. Une étude analytique et numérique du phénomène est développée.

La seconde méthode fait appel à la technique classique de résonance magnétique. A cause du caractère très monocinétique du jet rapide, nous observons, y compris en champ radio-fréquence intense, les profils de raies de résonance prévus par la théorie de Rabi et Majorana.

MOTS CLES :

Spectroscopie laser, Pompage optique, Larmor (précession),
Résonance magnétique, Spin nucléaire, Moment magnétique nucléaire.