



HAL
open science

Etude des signaux de détection lumineuse dans une expérience de pompage optique. Orientation dans une décharge de niveaux atomiques excités.

Franck Laloë

► **To cite this version:**

Franck Laloë. Etude des signaux de détection lumineuse dans une expérience de pompage optique. Orientation dans une décharge de niveaux atomiques excités.. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1970. Français. NNT: . tel-00011581

HAL Id: tel-00011581

<https://theses.hal.science/tel-00011581>

Submitted on 10 Feb 2006

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

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

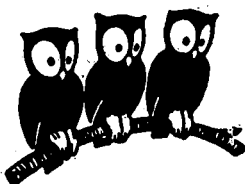
N° d'enregistrement

au C.N.R.S.

A.O. 4579

UNIVERSITÉ DE PARIS

LABORATOIRE DE PHYSIQUE
DE L'ÉCOLE NORMALE
SUPÉRIEURE



THESE DE DOCTORAT D'ETAT ES SCIENCES PHYSIQUES

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES DE PARIS

par

Franck L A L O É

pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences

Sujet de la thèse : "ETUDE DES SIGNAUX DE DETECTION LUMINEUSE, DANS UNE EXPERIENCE DE POMPAGE OPTIQUE. ORIENTATION DANS UNE DECHARGE DE NIVEAUX ATOMIQUES EXCITES".

Soutenue le 30 JUIN 1970 devant la Commission d'Examen :

MM. A. KASTLER,

Président

P. JACQUINOT

R. LENNUIER

J. BROSSEL

C. COHEN-TANNOUJJI

Examineurs

N° d'enregistrement

au C.N.R.S.

A.O. 4579

THESE DE DOCTORAT D'ETAT ES SCIENCES PHYSIQUES

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES DE PARIS

par

Franck L A L O Ë

pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences

Sujet de la thèse :

"ETUDE DES SIGNAUX DE DETECTION LUMINEUSE, DANS UNE EXPERIENCE DE
POMPAGE OPTIQUE. ORIENTATION DANS UNE DECHARGE DE NIVEAUX ATOMIQUES
EXCITES"

Soutenue le 30 JUIN 1970 devant la Commission d'Examen :

MM. A. KASTLER,	Président
P. JACQUINOT	} Examineurs
R. LËNNUIER	
J. BROSEL	
C. COHEN-TANNOUJJI	

Le travail décrit dans ce mémoire a été effectué au Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure, au cours des années 1965-69; je remercie très vivement Monsieur le Professeur A. Kastler de m'avoir accueilli dans son groupe de spectroscopie hertzienne, où j'ai trouvé des conditions de travail exceptionnelles.

Je tiens à remercier Monsieur J. Brossel qui s'est préoccupé, alors que je n'étais pas issu de la filière universitaire, de me donner la possibilité d'acquérir la formation nécessaire pour m'intégrer à son groupe de recherches; il a constamment suivi la marche de ce travail qui n'aurait pu être mené à bien sans ses idées et son aide, et je lui exprime ma vive reconnaissance.

Je dois aussi beaucoup à C. Cohen-Tannoudji pour son enseignement, les très nombreuses discussions que nous avons eues, si fructueuses pour moi, et pour les idées qu'il a constamment apportées; une grande partie du travail théorique présenté dans ce mémoire a d'ailleurs été faite sous sa direction très étroite; je l'en remercie très vivement.

Il règne dans le groupe de recherche du laboratoire de spectroscopie hertzienne un véritable esprit d'équipe et l'aide que j'ai reçue de tous m'a été très profitable; sans pouvoir citer tous ceux qui y contribuent, je voudrais cependant nommer M. Leduc, avec qui j'ai la chance de travailler depuis quelque temps en étroite collaboration, et qui a réalisé avec compétence et minutie certaines des expériences décrites ici; S. Haroche et J. Dupont-Roc avec lesquels c'est un plaisir constant de travailler; J.P. Descoubes dont l'expérience sur l'hélium et les conseils amicaux m'ont rendu de grands services; F. Grossetête qui a bien voulu me céder un montage complètement réalisé conçu pour s'adapter facilement à des expériences très diverses.

L'équipe d'ingénieurs et de techniciens du groupe m'a constamment aidé avec efficacité et rapidité. Je les remercie ici tous, et plus particulièrement Madame Berland, Madame Dousset et Monsieur Camy qui ont réalisé de

.../...

nombreux montages électroniques; Messieurs Guillaume et Cassou qui ont conçu et mis au point bien des dispositifs mécaniques, et notamment les "polariseurs tournant " sur coussin d'air.

Mademoiselle Brodschi a assuré la frappe de ce mémoire avec la grande compétence et l'efficacité qui sont toujours les siennes; je l'en remercie ici très vivement.

J'adresse enfin à Monsieur Y. Rocard tous mes remerciements pour son hospitalité dans le Laboratoire, dont il est le Directeur.

2) Effet d'un champ de radiofréquence tournant	p. 71
a) Etude générale	p. 71
b) Calcul de la modulation à 2Ω	p. 73
c) Interprétation physique de la largeur des courbes de résonance magnétique	p. 75
IV. <u>Cas où les deux effets interviennent simultanément (alcalins)</u>	p. 79
1) Notations	p. 79
2) Calcul de π_T et π_I	p. 81
3) Influence des diverses observables de l'état fondamental	p. 84
a) Cas général	p. 84
b) Cas où la structure hyperfine du niveau excité n'est pas résolue	p. 85
c) Cas où les structures hyperfines des niveaux excité et fondamental ne sont pas résolues	p. 87
d) Cas où les deux raies de structure fine sont également intenses	p. 88
e) Résumé	p. 88
4) Influence de la longueur de la cellule	p. 89
5) Résultats nouveaux dus à la présence simultanée d'effets diamagnétique et paramagnétique	p. 92
V. <u>Discussion générale : comparaison avec les autres méthodes de détection</u>	p. 95
1) Propriétés générales de la détection optique	p. 95
2) Autres types de détection	p. 95
3) Détection magnétostatique	p. 96
4) Conclusion de la partie A	p. 99
B - UNE NOUVELLE METHODE PERMETTANT D'ORIENTER DES ETATS ATOMIQUES EXCITES CREES DANS UNE DECHARGE	p.101
I. <u>Principe de la méthode</u>	p.101
II. <u>Etude théorique</u>	p.105
1) Position du problème; étude qualitative	p.105
a) Introduction. Modèle simple	p.105
b) Etude de la matrice densité atomique	p.107
2) Etude précise; calcul de l'orientation et de l'alignement électroniques; polarisation des raies lumineuses émises	p.115
a) Hypothèses. Principe du calcul	p.115
b) Valeur de l'orientation et de l'alignement électroniques	p.118
c) Polarisation des raies lumineuses émises	p.122
3) Application, dans le cas $J=2$, à la mesure de la structure hyperfine	p.124
III. <u>Etude expérimentale</u>	p.126
1) Description des expériences	p.126
a) Pompage optique de ^3He	p.126
b) Description du montage	p.128
c) Mise en évidence des signaux	p.131
d) Etude des taux de polarisation $\mathcal{P}(\sigma_+, \sigma_-)$ et $\mathcal{P}(\pi, \sigma)$ en fonction de B_0	p.133

2) Mesures de structures hyperfines	p.134
a) Principe de la méthode	p.134
b) Structure hyperfine des niveaux 1D de 3He	p.135
c) Résultats obtenus. Discussion	p.137
IV. Conclusion	p.139
APPENDICE	p.141
REFERENCES	p.149

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

Les méthodes expérimentales utilisées dans le domaine de la physique atomique sont extrêmement diverses. Parmi elles, on peut citer les "méthodes optiques de la spectroscopie hertziennne" (1, 2) et, en particulier, le "pompage optique", (3, 4) qui ont ouvert un champ de recherches extrêmement fructueux, tant par la variété des résultats obtenus que par leur précision. Le principe d'une détection optique d'une résonance hertziennne a été introduit en 1949 par J. BROSSSEL et A. KASTLER (5), pour l'étude des niveaux atomiques excités; la première réalisation expérimentale a été effectuée par J. BROSSSEL (1), qui a mis en évidence et étudié la "double résonance" du niveau 6^3P_1 du mercure. Puis, A. KASTLER a suggéré en 1950 d'étendre ces méthodes aux niveaux fondamentaux, introduisant ainsi le pompage optique, dont il a donné, dès cette époque, une description détaillée (3). Les premières expériences de pompage optique, réalisées dans le cas du sodium, datent de 1952 (6); depuis, un très grand nombre d'autres expériences ont été réalisées et de nombreux autres éléments ont été orientés optiquement dans le niveau fondamental (7).

Une des qualités du pompage optique tient à la grande souplesse des techniques employées et au grand nombre de paramètres dont dispose, au moins en principe, l'expérimentateur : direction et polarisation des faisceaux lumineux, aussi bien de pompage que de détection; composition spectrale des sources lumineuses utilisées; caractéristiques des champs de radiofréquence ou d'hyperfréquence appliqués; pression de la vapeur atomique étudiée et éventuellement des gaz étrangers, etc... La diversité des expériences réalisées dans ce domaine a montré assez vite qu'il était nécessaire d'élaborer une théorie générale donnant une description complète du pompage optique, afin de comprendre l'influence des divers paramètres expérimentaux rappelés plus haut. Une telle théorie a été mise au point par J.P. BARRAT et C. COHEN-TANNOUDJI en 1961 (8) (1), puis développée et vérifiée de manière très détaillée par ce dernier auteur (9). Les résultats ainsi obtenus ont permis de prévoir divers effets nouveaux, parmi lesquels les plus frappants sont sans doute les déplacements des niveaux atomiques produits par un faisceau lumineux,

(1) Les deux articles cités ici, auxquels nous nous référerons souvent dans la suite, seront désignés par JP1 et JP2.

dont la mise en évidence expérimentale (9) a fourni une vérification précise des calculs de JP1 et JP2. Ces déplacements ont d'ailleurs fait l'objet de nombreux travaux (10 à 13), parmi lesquels il faut citer l'étude très complète de J. DUPONT-ROC (14), dans le cas des champs magnétiques faibles. Signalons également un autre champ d'application de la théorie du pompage optique : les transitions à plusieurs quanta qui, depuis leur mise en évidence (15) (16), ont été étudiées de manière détaillée par J.M. WINTER (17); de nouveaux types de résonances faisant intervenir plusieurs quanta de radiofréquence sont ensuite apparus dans le cas du pompage optique transversal (18); la généralisation de ces expériences (19) a alors conduit S. HAROCHE et C. COHEN-TANNOUDJI à introduire le concept d'atome "habillé" par des photons de radiofréquence (20) (21). Parmi les autres prolongements de la théorie du pompage optique, on peut également mentionner les travaux de J.C. LEHMANN (22), concernant le rôle particulier du spin nucléaire et du couplage hyperfin dans une expérience de pompage optique, que nous serons amenés dans la suite de ce mémoire à discuter de manière beaucoup plus détaillée. On voit donc, en considérant les études qui viennent d'être citées, que l'évolution des atomes dans une expérience de pompage optique est très bien comprise, même dans des cas relativement complexes : faisceaux lumineux de direction et de polarisation quelconques, champs magnétiques statiques et oscillants forts ou faibles, couplage hyperfin partiel dans le niveau de résonance, etc...

Toutefois, au moment où le travail que nous décrivons ici a été entrepris, on ne pouvait en dire autant de l'évolution des faisceaux lumineux qui interagissent avec les atomes. Or l'étude correspondante a une très grande importance puisque, dans la grande majorité des expériences, l'état des atomes n'est connu que par l'intermédiaire d'un faisceau lumineux (dont on mesure par exemple l'intensité ou la polarisation) : la lumière absorbée par les atomes donne des renseignements sur leur état dans le niveau fondamental, la lumière de fluorescence sur leur état dans le niveau excité. Un certain nombre de signaux lumineux avaient bien sûr déjà été calculés, à partir de modèles simplifiés : moment cinétique $1/2$ (6), ou encore modèle vectoriel tel que celui qui a permis à DEHMELT (23) de prévoir l'existence des modulations de l'absorption d'un faisceau croisé; les modulations de la lumière de fluorescence (battements lumineux) avaient également été calculées par J.N. DODD et G.W. SERIES (24) dans certains cas particuliers. Un point de vue plus général a ensuite pu être obtenu grâce aux travaux déjà cités de J.P. BARRAT

et C. COHEN-TANNOUJJI; en effet, ces auteurs, bien qu'intéressés principalement par le calcul de l'évolution des atomes, avaient déjà donné dans JP1 et JP2 l'expression de quelques signaux optiques, et notamment de $L_A(\vec{e}_{\lambda_0})$, quantité de lumière de polarisation \vec{e}_{λ_0} absorbée par les atomes par unité de temps. C'est par exemple cette expression qui a permis à M.A. BOUCHIAT (25) de dégager la signification physique de la lumière absorbée par un alcalin, ou à G.W. SERIES (26) de donner une étude des modulations lumineuses d'un faisceau croisé aux fréquences multiples de la fréquence de résonance. Il faut cependant noter que les signaux optiques étudiés jusqu'alors étaient loin d'être les seuls possibles; par exemple, dès 1962, A. GOZZINI (27) avait suggéré de faire appel, non aux propriétés d'absorption, mais aux propriétés de dispersion d'une vapeur pompée optiquement pour détecter son orientation parallèle au champ magnétique statique (effet Faraday longitudinal); en reprenant cette idée, C. COHEN-TANNOUJJI et J. MANUEL (28) avaient d'ailleurs étudié l'effet Faraday transversal modulé d'une vapeur de ^{199}Hg (spin nucléaire $I = 1/2$); des expériences analogues avaient ensuite été réalisées par W. HAPPER et B.S. MATHUR (29), dans le cas du Rubidium. Toutefois, aucune étude complète de ces signaux n'avait été donnée, incluant par exemple le cas où $I > 1/2$, et permettant de prédire dans chaque cas particulier les conditions qui permettent de détecter chaque "observable" atomique de l'état fondamental (orientation, alignement, différence de population, etc...).

C'est pourquoi nous avons entrepris d'étudier de manière générale les modifications subies par un faisceau lumineux, lors de la traversée d'une vapeur atomique soumise au pompage optique, en fonction des différentes caractéristiques des atomes dans le niveau fondamental. Il s'agit, en quelque sorte, d'un problème complémentaire de celui qui a été traité par J.P. BARRAT et C. COHEN-TANNOUJJI : au lieu d'étudier l'influence des photons du faisceau lumineux sur les atomes de la vapeur, on étudie la réaction des atomes sur le faisceau. Les calculs correspondants ont été effectués en introduisant la matrice polarisation π du faisceau lumineux; l'utilisation de cette matrice permet de conserver une grande symétrie entre la description des atomes, au moyen de la matrice densité σ_f , et celle du faisceau, par π . Aussi n'est-il pas étonnant que les équations obtenues présentent aussi une certaine symétrie qui, comme l'ont montré également d'autres travaux (30) (31), permet souvent d'étudier plus commodément l'échange de moment angulaire entre les photons et les atomes. Ces équations sont très générales et permettent de tenir

compte à la fois de l'influence sur la polarisation du faisceau transmis de l'effet paramagnétique (qui apparaît si les atomes dans le niveau fondamental sont orientés ou alignés) et de l'effet diamagnétique (qui apparaît par exemple si la vapeur atomique est soumise à l'action d'un champ magnétique suffisamment intense pour déplacer ses raies Zeeman d'absorption); il est alors possible de calculer tous les signaux lumineux que l'on peut obtenir dans une expérience de pompage optique. Nous avons donc pu étudier ceux qui avaient déjà été mis en évidence et utilisés antérieurement, calculer leurs variations en fonction des divers paramètres expérimentaux, et définir ainsi leurs conditions optimales d'observation; de plus, nous avons pu prédire l'existence d'un certain nombre de nouveaux signaux, qui permettent d'élargir le domaine des observables atomiques de l'état fondamental accessibles par une mesure optique.

Nous avons ensuite entrepris de vérifier expérimentalement ces divers résultats théoriques. Pour cela, nous avons choisi de réaliser, en collaboration avec M. LEDUC et P. MINGUZZI, des expériences sur la vapeur atomique de ^{201}Hg ; on peut en effet montrer, comme nous le ferons plus loin, que cet isotope du Mercure permet d'observer et d'étudier tous les types de signaux lumineux dus à l'effet paramagnétique (qui est le seul à intervenir dans la plupart des expériences de pompage optique réalisées avec les atomes de Zn, Cd, Hg, ^4He , etc...). Le prolongement naturel de ces expériences était l'étude des alcalins; en effet, la théorie prévoit dans ce cas (où le niveau fondamental comprend plusieurs sous-niveaux hyperfins) qu'il peut apparaître, en présence de "cohérence hyperfine", des signaux lumineux d'un type différent; de plus, le calcul montre que ces signaux, qui sont modulés à la fréquence hyperfine du niveau fondamental, possèdent un certain nombre de propriétés nouvelles et intéressantes, notamment lorsque la structure hyperfine est supérieure à la largeur Doppler de la raie de résonance optique (ce qui est le cas pour ^{85}Rb , ^{87}Rb et ^{133}Cs). Toutefois, lorsque nous avons envisagé d'étudier ces signaux lumineux dont la fréquence de modulation est élevée (plusieurs GHz), nous nous sommes heurtés à une difficulté technique : il n'existait pas de photomultiplicateur dont les caractéristiques (bande passante, taille de la photocathode, sensibilité spectrale) soient adaptées à une telle expérience. A l'heure actuelle, des prototypes non commerciaux de tels détecteurs lumineux ont été réalisés par certaines compagnies aux U.S.A.; c'est d'ailleurs un tel prototype qui a permis à

B.S. MATHUR, H. TANG, R. BULOS et W. HAPPER (32) de mettre en évidence ces modulations hyperfines dans le cas de ^{87}Rb ; cependant, jusqu'à présent, les effets nouveaux prévus par notre théorie n'ont pas pu être étudiés expérimentalement.

Ayant provisoirement renoncé à cette expérience sur les alcalins, nous nous sommes alors orientés dans une direction légèrement différente, en nous intéressant à la création et à la détection d'une orientation atomique, non plus dans l'état fondamental, mais dans divers niveaux excités. On sait que les méthodes optiques de la spectroscopie hertzienne permettent, si l'on dispose d'un moyen pour créer une anisotropie (orientation ou alignement) dans un niveau excité donné, d'obtenir un très grand nombre de renseignements sur ce niveau, tels que : durée de vie, facteur de Landé, etc... Les techniques les plus couramment utilisées pour créer cette orientation sont celles qui ont été suggérées par J. BROUSSEL et A. KASTLER dès 1949 (5) : l'excitation optique (1) et le bombardement électronique (33) à (35), qui ont permis d'obtenir de très nombreux résultats. Toutefois, ces techniques ne sont pas applicables dans tous les cas : la première est limitée aux niveaux atomiques de résonance optique, ou accessible grâce à une excitation par échelons (36). La seconde permet d'atteindre un beaucoup plus grand nombre de niveaux; cependant, elle présente des difficultés expérimentales (construction souvent délicate des cellules) et conduit généralement à de faibles taux d'excitation et des intensités lumineuses relativement petites; de plus, le bombardement électronique est très sensible à tous les processus qui sont susceptibles de perturber le faisceau d'électrons : déviation par un champ magnétique, collisions diverses, etc... Il s'ensuit par exemple que le bombardement électronique doit être utilisé avec des pressions faibles ($p \approx 10^{-2}$ à 10^{-4} torr), ce qui limite beaucoup les possibilités d'étude des élargissements par collisions des niveaux atomiques excités.

Il était donc intéressant, pour généraliser et compléter les résultats obtenus en spectroscopie hertzienne, de mettre au point une nouvelle méthode permettant d'obtenir une anisotropie dans de nombreux niveaux atomiques excités; pour cela, nous avons choisi d'utiliser comme procédé d'excitation une simple décharge dans le gaz étudié sous une pression de l'ordre du torr. Sauf dans certains cas particuliers (37), une décharge ne crée qu'une très faible anisotropie dans les niveaux atomiques excités (la lumière qu'elle émet est très peu polarisée) et ne peut être utilisée pour effectuer des expériences de spectroscopie hertzienne.

Aussi avons-nous combiné ce procédé d'excitation avec les techniques de pompage optique.

Le principe de la méthode que nous avons mise au point s'inspire des idées développées par J.C. LEHMANN (22), au cours de son étude du rôle du spin nucléaire et du couplage hyperfin dans le cycle de pompage optique : dans beaucoup des processus étudiés en Physique Atomique, le couplage direct entre le spin nucléaire \vec{I} et les grandeurs extérieures à l'atome est complètement négligeable, de sorte que ces processus n'agissent pas directement sur \vec{I} ; l'orientation nucléaire peut toutefois être modifiée de manière indirecte grâce au couplage hyperfin entre \vec{I} et les grandeurs électroniques; le processus étudié n'aura alors d'action sur \vec{I} que s'il dure suffisamment longtemps pour permettre au couplage hyperfin de s'établir. Donc, au cours de tous les phénomènes physiques très courts n'agissant pas directement sur \vec{I} (tels que l'émission spontanée d'un photon, la plupart des collisions, etc...), l'orientation nucléaire $\langle \vec{I} \rangle$ n'est pas modifiée. Il s'agit là d'un résultat qui, en physique atomique, rappelle le principe de FRANCK-CONDON en physique moléculaire. Par exemple, dans le cas étudié par J.C. LEHMANN, la direction du spin nucléaire \vec{I} ne peut être modifiée, au cours du passage de l'atome dans le niveau excité de résonance, que lorsque la durée de vie de ce niveau est suffisamment grande pour que la structure hyperfine soit résolue dans la largeur naturelle.

L'idée de la méthode que nous avons développée est donc la suivante : on part d'une orientation nucléaire obtenue par pompage optique dans l'état fondamental; lorsqu'une décharge est entretenue dans la vapeur atomique, les atomes sont portés dans un grand nombre de niveaux excités, au cours de collisions qui ne détruisent pas leur orientation nucléaire, du fait de leur très courte durée. Le couplage hyperfin peut alors, dans certains cas, transférer une partie de l'orientation du spin nucléaire \vec{I} au moment électronique \vec{J} ; l'état excité possède alors une certaine orientation électronique, qui peut aisément être détectée en mesurant la polarisation des raies spectrales émises par les atomes à partir de cet état. L'application des différentes techniques de la spectroscopie hertzienne (résonance magnétique, croisements et antic croisements de niveaux, ...) est alors possible .

Nous avons effectivement appliqué cette méthode au cas de ^3He ; nous verrons plus bas pourquoi il était naturel de choisir cet élément pour réaliser les expériences

ces. Nous avons vérifié qu'il est possible d'orienter ainsi un grand nombre de niveaux excités, ce qui a permis de montrer la généralité de la méthode (signalons d'ailleurs que des expériences sont en cours au laboratoire pour l'étendre à d'autres éléments : ^{199}Hg et ^{21}Ne). Les résultats obtenus ont rendu possible la réalisation, en collaboration avec M. NADINIC (38), de plusieurs expériences d'anticroisements de niveaux dans un certain nombre d'états excités de ^3He ; l'accord entre les prévisions théoriques et les résultats expérimentaux nous a permis de vérifier que le processus d'orientation des niveaux excités était bien celui qui a été décrit plus haut. Ces expériences d'anticroisements ont conduit à la mesure des structures hyperfines de quelques niveaux ^1D de ^3He . De plus, il s'est avéré que la détection de l'orientation nucléaire de cet atome, grâce à la mesure de la polarisation des raies lumineuses émises par la décharge, était très sensible et donnait des signaux très stables; aussi avons-nous pu effectuer quelques études complémentaires concernant le pompage optique de ^3He .

L'exposé qui va suivre est constitué de deux parties principales. La première est consacrée à l'étude des signaux obtenus, dans une expérience de pompage optique, au moyen d'un faisceau lumineux détecteur; les expériences réalisées dans le cas de ^{201}Hg sont décrites, et leurs résultats sont comparés avec ceux de la théorie. Dans la conclusion de cette première partie, on examine diverses autres méthodes qui permettent de détecter l'orientation d'une vapeur atomique, et on discute leurs avantages respectifs; on décrit également une expérience, réalisée en collaboration avec S. HAROCHE et J. DUPONT-ROC, dans laquelle nous avons détecté le très faible champ magnétique statique (10^{-7} à 10^{-9} gauss) créé par un échantillon gazeux de ^3He orienté optiquement. La seconde partie contient une étude de la nouvelle méthode qui a pu être mise au point pour orienter des niveaux atomiques excités; on expose les calculs théoriques concernant cette méthode et les résultats qu'ils fournissent : valeur de l'orientation électronique dans chaque niveau excité, taux de polarisation circulaire et linéaire de la lumière émise, etc...; on décrit enfin les expériences réalisées dans le cas de ^3He , la mise en évidence et l'étude des signaux, ainsi que les mesures de la structure hyperfine de certains niveaux excités.

A - ETUDE DES SIGNAUX LUMINEUX OBTENUS, DANS UNE EXPERIENCE DE POMPAGE OPTIQUE,
AU MOYEN D'UN FAISCEAU LUMINEUX DETECTEUR

Dans les expériences de pompage optique, les faisceaux lumineux peuvent jouer, comme nous l'avons rappelé dans l'introduction, un double rôle. D'une part, un faisceau convenablement polarisé peut, au cours de son interaction avec les atomes, leur céder une certaine quantité de moment cinétique : c'est le principe même du pompage optique. D'autre part, ce faisceau, dont les caractéristiques (intensité, polarisation) après traversée de la vapeur dépendent de l'état des atomes, peut être utilisé pour obtenir des renseignements sur ces derniers (taux d'orientation, alignement, etc...). C'est à ce second aspect que nous nous intéressons ici. Nous allons donc considérer un faisceau lumineux, d'intensité et de polarisation connues, tombant sur une cellule contenant la vapeur à étudier; le problème que nous nous posons est de calculer les caractéristiques de ce faisceau lumineux après la traversée de la cellule, en fonction de celles des atomes qui constituent la vapeur ⁽²⁾.

Dans ce but, on associe au faisceau une matrice 2×2 , que nous appellerons matrice polarisation π . Aussi allons-nous commencer par rappeler la définition et quelques propriétés utiles de cette matrice polarisation; puis, ayant précisé les hypothèses faites, nous donnerons l'expression de la variation de la matrice π lors de la traversée de la vapeur (nous nous contenterons de donner directement les équations finales, sans détailler les calculs qui ont été publiés par ailleurs (39)); nous commenterons ensuite les résultats obtenus, ce qui nous permettra d'introduire les notions d'effet paramagnétique et d'effet diamagnétique (§ I).

Nous étudierons ensuite successivement l'effet paramagnétique (§ II), en nous intéressant plus particulièrement au cas des isotopes impairs du Mercure, et en décrivant les expériences faites sur ^{201}Hg ; puis l'effet diamagnétique, illustré par le cas des isotopes pairs du Mercure (§ III); ensuite, nous aborderons le cas où les deux types d'effets existent simultanément, ce qui peut se produire pour

.../...

(²) Signalons la parution toute récente d'un article de revue de W. HAPPER sur ce sujet, ainsi que sur les déplacements lumineux (40).

les alcalins, lorsque l'on effectue une résonance hyperfine dans le niveau fondamental (§ IV); enfin, dans la conclusion de cette première partie, nous comparerons les différentes méthodes de détection de l'orientation atomique d'une vapeur (§ V).

I. Calcul général du changement de polarisation lumineuse

1) Description matricielle de la polarisation lumineuse

Considérons un faisceau lumineux se propageant dans une direction donnée; ce faisceau peut être totalement, partiellement, ou non polarisé (lumière naturelle). Pour décrire son état de polarisation, nous allons utiliser, comme le font divers ouvrages (41), non pas un vecteur à deux composantes, mais une matrice π à deux lignes et deux colonnes. Cette manière de faire présente l'avantage de pouvoir s'appliquer aussi bien à un faisceau totalement polarisé (cas pur de polarisation) qu'à un faisceau non polarisé (cas non pur). De plus, elle nous permettra de décrire de manière symétrique l'état des atomes, par la matrice densité σ_f dans le niveau fondamental, et celui du faisceau, par la matrice polarisation π . L'utilisation d'une matrice polarisation π est nécessaire dans le problème que nous étudions ici : on sait en effet que, lorsque deux systèmes physiques (ici les atomes et les photons du faisceau lumineux) interagissent, ils ne peuvent en général rester ni l'un ni l'autre dans un état correspondant à un cas pur (les matrices densité des deux sous-systèmes après interaction, obtenues par traces partielles, ne peuvent être mises sous la forme d'un projecteur sur un vecteur d'état).

Avant d'utiliser cette matrice polarisation, nous allons rapidement rappeler sa définition et quelques propriétés utiles.

a) Définition

La matrice polarisation décrit l'état de polarisation d'un faisceau lumineux se propageant dans une direction donnée OZ. Soient $E_i(\vec{r}, t)$ ($i = X, Y$) les composantes dans le trièdre direct OXYZ du champ électrique au point \vec{r} et à l'instant t , E_i^- (et E_i^+) les composantes à fréquence négative (et positive) de E_i . On a : $(E_i^+)^* = E_i^-$. Le signal mesuré par un détecteur lumineux, précédé éventuel-

.../...

lement d'un analyseur et placé au point \vec{r} , s'exprime à l'instant t en fonction des quantités $\pi_{ij}(\vec{r}, t) = E_j^+ E_i^-$; π_{ij} est la valeur moyenne sur un grand nombre de périodes lumineuses d'une fonction quadratique des composantes du champ \vec{E} . On définit ainsi une matrice π hermitique d'ordre deux, matrice polarisation au point \vec{r} et à l'instant t . Sa trace est proportionnelle à l'intensité lumineuse : $\text{Tr } \pi(\vec{r}, t) = I_0(\vec{r}, t)$ ⁽³⁾. Nous allons expliciter π dans un certain nombre de cas particuliers.

b) Onde plane monochromatique

Le champ électrique s'écrit :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = (\mathcal{E}_X \vec{e}_X + \mathcal{E}_Y \vec{e}_Y) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} + \text{c.c.} \quad (\text{I,1})$$

où \vec{e}_X et \vec{e}_Y sont les vecteurs unitaires qui définissent les axes OX et OY.

On a donc dans ce cas :

$$\pi = \begin{pmatrix} \mathcal{E}_X^* \mathcal{E}_X & \mathcal{E}_Y^* \mathcal{E}_X \\ \mathcal{E}_X^* \mathcal{E}_Y & \mathcal{E}_Y^* \mathcal{E}_Y \end{pmatrix} \quad (\text{I,2})$$

En un point de l'espace, l'extrémité du vecteur \vec{E} décrit une ellipse quand t varie. Nous pouvons associer au faisceau lumineux un vecteur polarisation $|\mathcal{E}\rangle$ de composantes \mathcal{E}_X et \mathcal{E}_Y dans un espace vectoriel complexe \mathcal{F}_p à deux dimensions. On peut considérer \mathcal{F}_p comme l'espace des états de polarisation de la lumière. En utilisant les notations de DIRAC, π s'écrit : $\pi = |\mathcal{E}\rangle \langle \mathcal{E}|$. π ne dépend dans ce cas particulier ni de \vec{r} ni de t ; de plus, l'opérateur π est proportionnel à un projecteur ($\pi^2 = I_0 \pi$; $\text{Tr } \pi^2 = I_0^2$; I_0 intensité lumineuse = $\langle \mathcal{E} | \mathcal{E} \rangle$) : nous avons un cas pur de polarisation ($\det \pi = 0$).

⁽³⁾ Dans la suite, nous appellerons souvent I_0 intensité lumineuse, bien qu'à strictement parler I_0 (homogène au carré d'un champ électrique) ne soit que proportionnelle à cette intensité.

c) Superposition de faisceaux cohérents

Considérons deux ondes planes de pulsations différentes ω' et $\omega'' = \omega' + \Omega$:

$$\begin{aligned} \vec{E}'(\vec{r}, t) &= \vec{\mathcal{E}}' e^{i(\vec{k}' \cdot \vec{r} - \omega' t)} + \text{c.c.} \\ \vec{E}''(\vec{r}, t) &= \vec{\mathcal{E}}'' e^{i(\vec{k}'' \cdot \vec{r} - \omega'' t)} + \text{c.c.} \end{aligned} \quad (I,3)$$

Le champ électrique total est : $\vec{E} = \vec{E}' + \vec{E}''$. On peut écrire π sous la forme :

$$\pi = \left| \vec{\mathcal{E}}' + \vec{\mathcal{E}}'' e^{i[(\vec{k}'' - \vec{k}') \cdot \vec{r} - \Omega t]} \right\rangle \left\langle \vec{\mathcal{E}}' + \vec{\mathcal{E}}'' e^{i[(\vec{k}'' - \vec{k}') \cdot \vec{r} - \Omega t]} \right| \quad (I,4)$$

π est une fonction périodique de Z et de t ; en effet, il se produit des battements entre les deux ondes \vec{E}' et \vec{E}'' . On a encore : $\pi^2 = I_0 \pi$ et $\det \pi = 0$ (cas pur de polarisation).

En pratique, on suppose toujours que $\Omega \ll \omega', \omega''$. On peut dire que π donne les valeurs moyennes des fonctions quadratiques des composantes du champ électrique pendant un temps très grand devant $2\pi/\omega$, mais petit devant $2\pi/\Omega$.

d) Superposition de faisceaux incohérents

Lorsque plusieurs faisceaux (matrices polarisation $\pi_1 \dots \pi_i \dots$) incohérents entre eux se propagent dans la direction OZ, il faut additionner, non pas les amplitudes des champs électriques, mais les intensités. On pose donc :

$$\pi = \sum_i \pi_i.$$

En général, on n'a pas un cas pur de polarisation :

$$\text{Tr } \pi^2 \leq I_0^2 ; \quad \det \pi \geq 0.$$

π est hermitique et définie positive; ce sont les propriétés d'une matrice densité (cependant, en général, $\text{Tr } \pi \neq 1$).

EXEMPLE : Lumière naturelle :

$$\pi = \frac{I_0}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (I,5)$$

e) Changement de base

Les deux vecteurs $|\vec{e}_1^0\rangle$ de composantes (1, 0) et $|\vec{e}_2^0\rangle$ de composantes (0, 1) correspondent respectivement aux polarisations parallèles à OX et OY. Les vecteurs $|\vec{e}_1^\theta\rangle$ de composantes (cos θ, sin θ) et $|\vec{e}_2^\theta\rangle$ de composantes (-sin θ, cos θ) forment une autre base de \mathcal{F}_p correspondant aux polarisations planes obtenues par rotation des précédentes d'un angle θ autour de OZ.

Les vecteurs $|\vec{e}_\pm^c\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\vec{e}_1^0\rangle \pm i |\vec{e}_2^0\rangle]$ correspondent aux polarisations circulaires respectivement droite et gauche (4). De manière générale, une base orthonormée quelconque de \mathcal{F}_p correspond à deux polarisations elliptiques "orthogonales".

Toute matrice polarisation peut s'écrire dans l'une quelconque de ces bases. Connaissant la matrice π_1 dans une certaine base, on peut connaître sa valeur π_2 dans une autre base au moyen de la matrice de changement de base S :

$$\pi_2 = S^{-1} \pi_1 S \tag{I,6}$$

f) Passage à travers certains instruments d'optique

Considérons un faisceau lumineux, décrit par un vecteur polarisation $|\vec{e}^I\rangle$, qui tombe sur un instrument d'optique tel que lame absorbante, lame biréfringente, analyseur circulaire, etc. La polarisation de la lumière transmise est représentée par $|\vec{e}^T\rangle$, qui, dans de nombreux cas, est une fonction linéaire de $|\vec{e}^I\rangle$ pour le domaine de longueurs d'onde utilisé :

$$|\vec{e}^T\rangle = M |\vec{e}^I\rangle, \quad \pi_T = M \pi_I M^\dagger \tag{I,7}$$

M caractérise l'influence de l'instrument d'optique sur la polarisation. Les vec-

(4) Nous prenons la convention utilisée en mécanique quantique et appelons lumière circulaire droite celle dont le vecteur électrique tourne en un point donné r dans le sens direct autour de la direction de propagation (la projection du moment angulaire du photon sur OZ est + ħ).

teurs propres de cette matrice correspondent aux polarisations "principales" qui sont transmises sans déformation. En général, la matrice M n'est pas unitaire; elle l'est si l'instrument d'optique n'est pas absorbant. Dans ce cas, M a deux vecteurs propres orthogonaux, et :

$$I_T = \text{Tr } \pi_T = \text{Tr } \pi_I = I_I$$

Exemples :

α) Atténuateur isotrope :

$$M = T^{1/2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad 0 \leq T \leq 1 \quad (\text{I,8})$$

β) Polariseur dans le plan XOY transmettant la composante du champ électrique faisant un angle ψ avec Ox :

$$M = \begin{pmatrix} \cos^2 \psi & \cos \psi \times \sin \psi \\ \cos \psi \times \sin \psi & \sin^2 \psi \end{pmatrix} \quad (\text{I,9})$$

On a :

$$M_\psi = M_\psi^2 = M_\psi^\dagger = | \vec{e}_\psi \rangle \langle \vec{e}_\psi | \quad (\text{I,10})$$

avec

$$| \vec{e}_\psi \rangle = \cos \psi | \vec{e}_1^0 \rangle + \sin \psi | \vec{e}_2^0 \rangle \quad (\text{I,11})$$

γ) lame biréfringente non absorbante dont les axes sont OX et OY :

$$M_\theta = \begin{pmatrix} e^{i\theta_1} & 0 \\ 0 & e^{i\theta_2} \end{pmatrix} \quad (\text{I,12})$$

θ_1, θ_2 : retards de phase des deux composantes E_X, E_Y . On a :

$$M_\theta M_\theta^\dagger = 1.$$

δ) *Analyseurs et polariseurs circulaires ou elliptiques :*

- Polariseur elliptique : avec les notations de a) et b), sa matrice est :

$M_p = M_\theta M_\psi$. On a :

$$\pi_T = M_p \pi_I M_p^\dagger = \langle \vec{e}_\psi | \pi_I | \vec{e}_\psi \rangle | \vec{e}_p \rangle \langle \vec{e}_p | \quad (I,13)$$

$| \vec{e}_p \rangle = M_\theta | \vec{e}_\psi \rangle$ est la polarisation du faisceau transmis.

- Analyseur elliptique : sa matrice M est $M_a = M_\psi M_\theta$, et on a :

$$\pi_T = M_a \pi_I M_a^\dagger = \langle \vec{e}_a | \pi_I | \vec{e}_a \rangle | \vec{e}_\psi \rangle \langle \vec{e}_\psi | \quad (I,14)$$

$| \vec{e}_a \rangle = M_\theta^\dagger | \vec{e}_\psi \rangle$ est la polarisation qui traverse l'analyseur sans absorption.

La polarisation orthogonale est totalement absorbée.

ε) *Lame optique anisotrope :*

Considérons un système optique qui possède deux polarisations principales orthogonales $| \vec{e}_1 \rangle$ et $| \vec{e}_2 \rangle$ pour lesquelles il se comporte comme un milieu d'indices n_1 et n_2 et d'épaisseur ℓ ; $\omega/2\pi$ est la fréquence de la lumière incidente.

Dans la base $| \vec{e}_1 \rangle, | \vec{e}_2 \rangle$, la matrice des indices est :

$$N = N_R + iN_I = \begin{pmatrix} n_1 & 0 \\ 0 & n_2 \end{pmatrix} \quad (I,15)$$

avec

$$N_R = N_R^\dagger = \frac{1}{2} (N + N^\dagger), \quad N_I = N_I^\dagger = \frac{1}{2i} (N - N^\dagger)$$

$$N_R = \begin{pmatrix} n_1^R & 0 \\ 0 & n_2^R \end{pmatrix}, \quad N_I = \begin{pmatrix} n_1^I & 0 \\ 0 & n_2^I \end{pmatrix}$$

où n_1^R, n_2^R et n_1^I, n_2^I sont les parties réelles et imaginaires de n_1 et n_2 . N_R est lié au pouvoir dispersif de la lame anisotrope, N_I à son pouvoir absorbant. La matrice M associée au système est :

$$M = \begin{pmatrix} e^{i(\omega\ell/c)(n_1-1)} & 0 \\ 0 & e^{i(\omega\ell/c)(n_2-1)} \end{pmatrix} = e^{i(\omega\ell/c)(N-1)} .$$

Si l'épaisseur optique est faible $(n_{1,2} - 1) \omega\ell/c \ll 1$:

$$M \approx 1 + i(\omega\ell/c)(N-1) = 1 - G \quad (\text{I,16})$$

avec

$$G = -i(\omega\ell/c)(N-1) . \quad (\text{I,17})$$

On a :

$$\pi_T - \pi_I = -G\pi_I - \pi_I G^\dagger \quad (\text{I,18})$$

ou

$$\pi_T - \pi_I = - [G_A, \pi_I]_+ - i [G_D, \pi_I] \quad (\text{I,19})$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} G_A = \frac{1}{2} [G + G^\dagger] = \frac{\omega\ell}{c} N_I \\ G_D = \frac{1}{2i} [G - G^\dagger] = -\frac{\omega\ell}{c} (N_R - 1) \end{array} \right. \quad (\text{I,20})$$

La notation $[A, B]_+$ désigne l'anticommutateur $AB + BA$.

La trace d'un commutateur est nulle et seul le premier terme de l'équation (I,19) intervient dans $\text{Tr} [\pi_I - \pi_T]$ (Intensité lumineuse totale absorbée). La matrice G_A est donc associée aux effets de l'absorption; elle ne dépend d'ailleurs que des parties imaginaires des deux indices principaux. Par contre, la matrice G_D est à l'origine d'un changement de polarisation sans absorption (dispersion pure); G_D s'exprime en fonction des parties réelles seules des indices.

Si $|\vec{e}_1\rangle$ et $|\vec{e}_2\rangle$ ne sont pas orthogonaux, les éléments de matrice de N_R et N_I ne peuvent plus se calculer aussi simplement. N_I et donc G_A (ou N_R et G_D) dépendent à la fois des parties réelles et imaginaires des indices principaux. Cependant, toutes les équations entre opérateurs que nous avons écrites restent valables.

g) Formulation précise du problème étudié

Le type d'expérience que nous voulons décrire est schématisé sur la figure 1.

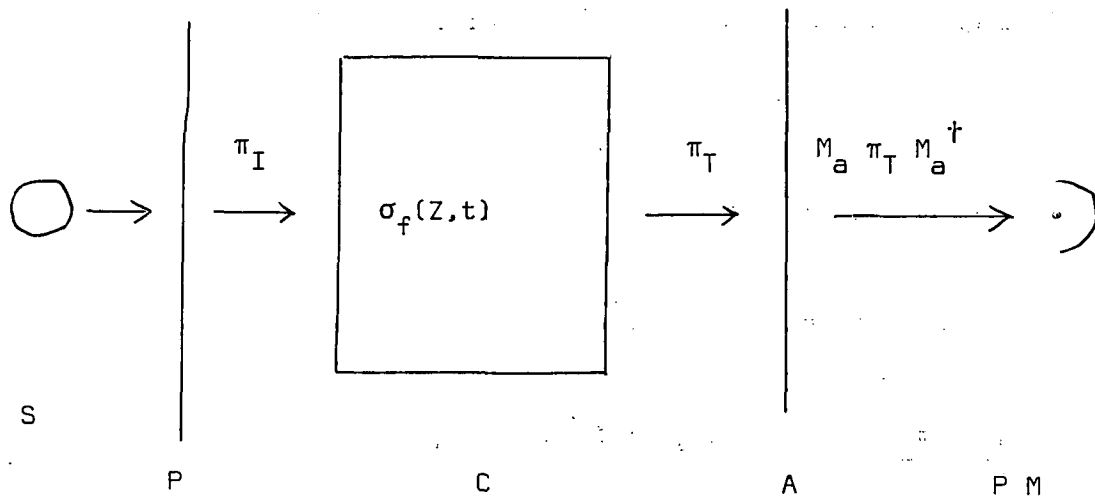


FIGURE 1

Nous considérons un faisceau, se propageant dans une direction OZ et issu d'une source S polarisée par P; ce faisceau incident est décrit par une matrice polarisation π_I . Il traverse ensuite la cellule C qui contient la vapeur, que nous décrivons par la matrice densité atomique $\sigma_f(Z,t)$. Après traversée de C, la matrice polarisation est devenue π_T . L'analyseur A (matrice associée M_a) transforme π_T en $M_a \pi_T M_a^\dagger$. Le photomultiplicateur PM mesure l'intensité totale $\text{Tr}(M_a \pi_T M_a^\dagger)$. Tout le problème consiste donc à calculer π_T à partir de π_I et σ_f . Nous allons montrer que, dans le cas où l'épaisseur optique est faible, la vapeur est équivalente à une lame optique anisotrope du type étudié précédemment, et calculer les matrices G , G_A et G_D en fonction de σ_f .

2) Hypothèses. Principes du calcul.

a) Notations

a) *Faisceau lumineux incident*

Nous le décrivons par une superposition d'ondes planes monochromatiques $\vec{E}_\omega^I(\vec{r}, t)$, incohérentes entre elles, se propageant dans la même direction OZ et de même vecteur polarisation \vec{e}_{λ_0} unitaire :

$$\vec{E}_\omega^I(\vec{r}, t) = \vec{\mathcal{E}}_\omega^I e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} + \text{c.c.}$$

$$\vec{\mathcal{E}}_\omega^I = \mathcal{E}_\omega^I \vec{e}_{\lambda_0} \quad (\mathcal{E}_\omega^I \text{ réel}) \quad (\text{I,21})$$

$I(\omega) = (\mathcal{E}_\omega^I)^2$ est l'intensité lumineuse de l'onde ω dont la matrice polarisation est :

$$\pi_I(\omega) = I(\omega) \left| \vec{e}_{\lambda_0} \right\rangle \left\langle \vec{e}_{\lambda_0} \right| \quad (\text{I,22})$$

$I(\omega)$ est une fonction qui présente, pour $\omega \approx \omega_c$ (pulsation centrale du faisceau lumineux), un pic de largeur Δ (largeur spectrale du faisceau lumineux exprimée en rd/sec.)

La matrice globale de polarisation du faisceau incident est :

$$\pi_I = I_0 \left| \vec{e}_{\lambda_0} \right\rangle \left\langle \vec{e}_{\lambda_0} \right| \quad (\text{I,23})$$

avec $I_0 = \int I(\omega) d\omega$, intensité lumineuse totale.

β) Atomes

Nous ne quantifions pas les degrés de liberté de translation de chaque atome : $\vec{R} = \vec{R}_0 + \vec{v} t$ est le vecteur qui définit la position du centre de masse de l'atome animé d'une vitesse \vec{v} . $f(\vec{v}) = f(v_x, v_y, v_z)$ est la fonction (normée à 1) qui donne la répartition des vitesses des atomes dans la vapeur; lorsque v_x (ou v_y , ou v_z) varie, cette fonction présente un "pic" de largeur $c\Delta'/\omega_c$; Δ' représente donc la largeur Doppler de la raie d'absorption de la vapeur, exprimée en rd/sec.

L'état interne des atomes dans l'état fondamental est défini par une matrice densité $\sigma_f(\vec{r}, t)$, dépendant éventuellement de la position \vec{r} des atomes et du temps; cependant, nous supposons que, par suite des collisions diverses dans la vapeur, il n'existe pas de corrélation entre les variables internes et la vitesse (σ_f ne dépend pas de \vec{v}).

Soit $H(t) = H_0(t) + H_1(t)$ l'hamiltonien d'un atome donné; $H_1(t)$ est l'hamiltonien d'interaction avec le faisceau lumineux incident.

Les états fondamentaux de l'atome isolé sont les états $|\mu\rangle$ d'énergie $\hbar\omega_\mu$; les états excités sont les états $|m\rangle$ d'énergie $\hbar(\omega_0 + \omega_m - \frac{i\Gamma}{2})$; Γ est une constante qui traduit l'effet de l'émission spontanée.

Il est commode de décomposer $H_0(t)$ en posant :

$$\left\{ \begin{array}{l} H_0(t) = \mathcal{K} \left(\omega_0 - \frac{i\Gamma}{2} \right) P_e + H'_e + H''_e(t) \\ \quad + H'_f + H''_f(t) \\ P_e = \sum_m | m \rangle \langle m | \end{array} \right. \quad (I,24)$$

H'_e (ou H'_f) est la partie indépendante du temps de l'hamiltonien dans l'état excité (ou fondamental) : hamiltonien Zeeman, hyperfin, etc.

H''_e (ou H''_f) est la partie dépendante du temps de l'hamiltonien dans l'état excité (ou fondamental), qui décrit par exemple le couplage avec un champ de radiofréquence.

Les états $|\mu\rangle$ et $|m\rangle$ sont donc les vecteurs propres de l'opérateur $\mathcal{K}(\omega_0 - i\Gamma/2) P_e + H'_e + H'_f$; on a : $H'_e |m\rangle = \mathcal{K}\omega_m |m\rangle$, $H'_f |\mu\rangle = \mathcal{K}\omega_\mu |\mu\rangle$.

Nous appelons $U_0(t, t_0)$ l'opérateur d'évolution associé à H_0 :

$$\left\{ \begin{array}{l} i\mathcal{K} \frac{d}{dt} U_0(t, t_0) = H_0(t) U_0(t, t_0) \\ U_0(t_0, t_0) = 1 \end{array} \right. \quad (I,25)$$

U_0 peut se décomposer en un produit de trois opérateurs qui commutent :

$$U_0(t, t_0) = e^{-i(\omega_0 - i\Gamma/2) P_e(t-t_0)} U_0^e(t, t_0) U_0^f(t, t_0) \quad (I,26)$$

U_0^e (ou U_0^f) est un opérateur d'évolution n'agissant qu'à l'intérieur du niveau excité (ou fondamental). On peut séparer les contributions à U_0^e (ou U_0^f) de H'_e (ou H'_f) et H''_e (ou H''_f) en posant :

$$\left\{ \begin{array}{l} U_0^{e,f}(t, t_0) = U_0^{\prime,e,f}(t-t_0) U_0^{\prime\prime,e,f}(t, t_0) \\ U_0^{\prime,e,f}(t-t_0) = e^{-iH^{\prime,e,f}(t-t_0) / \mathcal{K}} \\ i\mathcal{K} \frac{d}{dt} U_0^{\prime\prime,e,f}(t, t_0) = \left[U_0^{\prime,e,f}(t-t_0) \right]^{-1} H^{\prime\prime,e,f}(t) \\ \quad U_0^{\prime,e,f}(t-t_0) U_0^{\prime\prime,e,f}(t, t_0) \end{array} \right. \quad (I,27)$$

γ) Interaction atome-rayonnement

Dans l'approximation dipolaire électrique, on peut écrire :

$$H_i(t) = -q\vec{T} \cdot \vec{E}^I(\vec{R}, t) \quad (I,28)$$

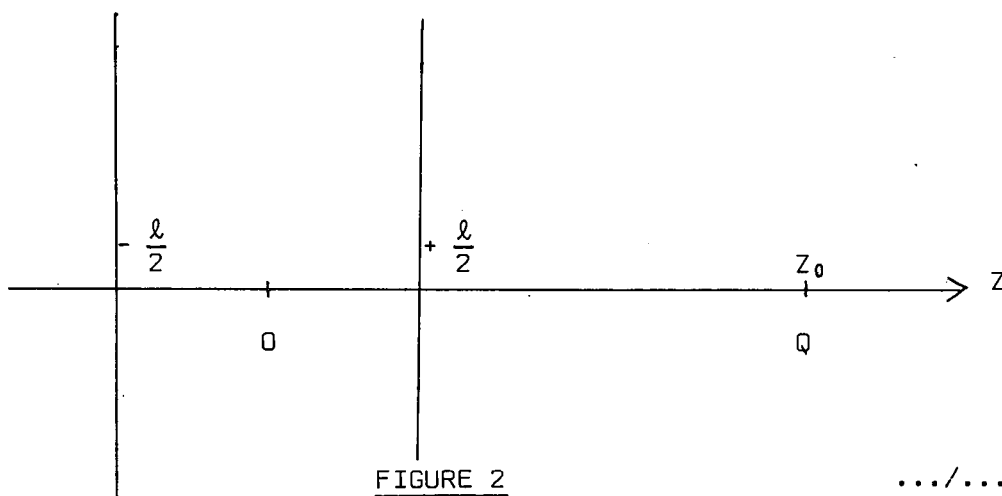
$\vec{T} = \sum_n \vec{t}_n$ est la somme des vecteurs positions des électrons relatives au noyau; q est la charge de l'électron.

L'interaction avec l'onde ω s'écrit ⁽⁵⁾ :

$$H_i^\omega(t) = -q \mathcal{E}_\omega^I \left[\vec{e}_{\lambda_0} \cdot \vec{T} e^{i(\vec{k} \cdot \vec{R} - \omega t)} + \vec{e}_{\lambda_0}^* \cdot \vec{T} e^{-i(\vec{k} \cdot \vec{R} - \omega t)} \right] \quad (I,29)$$

b) Hypothèses

La vapeur est limitée par les plans $Z = -\ell/2$ et $Z = +\ell/2$ (voir fig. 2).



⁽⁵⁾ Rappelons que, pour étendre les calculs de JP1 et JP2 au cas des vecteurs polarisation \vec{e}_λ non toujours réels, il suffit de remplacer tous les éléments de matrice $\langle \mu | \vec{e}_\lambda \cdot \vec{D} | m \rangle$ par $\langle \mu | \vec{e}_\lambda^* \cdot \vec{D} | m \rangle$ et de laisser inchangées les expressions $\langle m | \vec{e}_\lambda \cdot \vec{D} | \mu \rangle$.

Pour calculer le produit scalaire $\vec{e}_\lambda \cdot \vec{D}$ (ou $\vec{e}_\lambda \cdot \vec{T}$) quand \vec{e}_λ est complexe, on peut décomposer \vec{e}_λ et \vec{D} (ou \vec{T}) sur les vecteurs réels $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ d'une base orthonormée quelconque; on a alors :

$$\vec{e}_{\lambda_0} \cdot \vec{D} = e_{\lambda_0}^x D^x + e_{\lambda_0}^y D^y + e_{\lambda_0}^z D^z.$$

Nous allons calculer la matrice polarisation π_T au point Q de cote $Z = Z_0$. La vapeur contient \mathcal{N} atomes par unité de volume, décrits dans l'état fondamental par la matrice densité σ_f . σ_f peut varier d'un point à un autre de la cellule (Par exemple, en présence d'un "gaz tampon", les atomes situés près de la paroi subissent une relaxation plus forte et sont moins orientés que ceux qui se trouvent au centre de la cellule). σ_f peut aussi évoluer au cours du temps : lorsqu'il existe de la "cohérence hertzienne" dans l'état fondamental, les diverses grandeurs atomiques oscillent aux fréquences hyperfines, de Larmor, etc. Pour simplifier, nous supposons que σ_f ne dépend que de Z et de t : $\sigma_f(Z,t)$. On a : $\text{Tr } \sigma_f(Z,t) = 1$.

Les atomes possèdent également une matrice densité σ_g dans le niveau excité, où ils peuvent être portés par les divers faisceaux lumineux de pompage et de détection. Toutefois, sous l'effet de l'émission spontanée, ces atomes retombent rapidement dans le niveau fondamental (au bout d'un temps de l'ordre de $\tau = 1/\Gamma$). Aussi allons-nous supposer que la population totale du niveau excité est négligeable devant celle du niveau fondamental (l'absorption de la vapeur n'est pas saturée). De manière plus précise, nous caractériserons la perturbation, apportée aux atomes par chaque faisceau lumineux, au moyen d'un temps de pompage $T_p = 1/\Gamma'$ et d'une énergie $\hbar\Delta E'$ (cf par exemple § II, équation (II,5)), qui correspondent respectivement à l'élargissement et au déplacement des sous-niveaux fondamentaux (8) (9) ; nous supposerons que cette perturbation est faible en écrivant les conditions $\tau/T_p = \Gamma'/\Gamma \ll 1$, $\Delta E'/\Gamma \ll 1$. Dans les expériences habituelles de pompage optique, ces hypothèses sont très largement réalisées (on a par exemple $\Gamma'/\Gamma \lesssim 10^{-6}$); par contre, si les expériences étaient effectuées avec des faisceaux lumineux extrêmement intenses issus de lasers, ce ne serait pas toujours le cas.

Nous supposons enfin que l'épaisseur optique de la vapeur est faible et nous négligeons l'effet sur un atome du champ rayonné par tous les autres.

c) Principe du calcul

On calcule d'abord, en fonction de $\sigma_f(\vec{r}, t)$, le dipôle électrique $\vec{P}_\omega(\vec{r}, t)$ par unité de volume, induit dans la vapeur par l'onde incidente $\vec{E}^I(\vec{r}, t)$

$$\vec{P}_\omega(\vec{r}, t) = \overline{\chi}_\omega(\vec{r}, t) \vec{E}_\omega^I e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} + \text{c.c.} \quad (\text{I,30})$$

où $\overline{\chi}_\omega(\vec{r}, t)$ est le tenseur de susceptibilité électrique linéaire de la vapeur au

.../...

point \vec{r} et à l'instant t ; on utilise pour cela un calcul de perturbation au premier ordre par rapport au champ électrique incident. On évalue ensuite le champ électrique $\vec{E}_\omega^R(Z_0, t)$, rayonné dans la direction avant par tous les dipôles $\vec{P}_\omega(\vec{r}, t)$, ce qui permet d'obtenir le champ total $\vec{E}_\omega^T = \vec{E}_\omega^I + \vec{E}_\omega^R$; la variation $\pi_T(\omega) - \pi_I(\omega)$ de la matrice polarisation de l'onde ω est ensuite calculée, en tenant compte du terme d'interférence entre \vec{E}_ω^I et \vec{E}_ω^R , mais en négligeant le terme en $(\vec{E}_\omega^R)^2$ (En effet, ce terme est négligeable dans le cas des épaisseurs optiques faibles où $|\vec{E}_\omega^R| \ll |\vec{E}_\omega^I|$). Enfin, on utilise le fait que les différentes ondes ω sont incohérentes entre elles pour effectuer une sommation sur ω des matrices polarisation (cf § I,1,d), ce qui donne la matrice polarisation globale π_T après traversée de la vapeur.

REMARQUES :

- $\alpha)$ Le tenseur $\overline{\chi}_\omega(\vec{r}, t)$ est en général fonction du temps, notamment lorsque $\sigma_f(\vec{r}, t)$ dépend de t . La polarisabilité du milieu est alors modulée par les diverses précessions atomiques dans l'état fondamental (les pulsations atomiques correspondantes sont notées Ω , et supposées très inférieures à ω). Il s'ensuit que le dipôle $\vec{P}_\omega(\vec{r}, t)$ rayonne en général au point Z_0 un champ électrique qui comprend diverses pulsations: $\omega, \omega \pm \Omega$; les champs électriques correspondants sont cohérents entre eux, pour une même valeur de ω ; la matrice $\pi_T(\omega)$ est alors fonction du temps (cf § I,1,c) et évolue, du fait du "battement" entre les ondes ω et $\omega \pm \Omega$, avec les diverses pulsations Ω . La sommation sur ω ne fait en général pas disparaître cette dépendance en temps, et la matrice π_T évolue, elle aussi, avec les pulsations Ω . Les caractéristiques du faisceau transmis sont donc modulées par les diverses précessions atomiques de l'état fondamental : c'est ainsi que l'on explique par exemple les modulations lumineuses d'un faisceau croisé (23) (28).
- $\beta)$ Le calcul de l'indice de réfraction d'une vapeur nécessite de tenir compte de l'interférence entre l'onde incidente et les ondes diffusées vers l'avant par les différents atomes du milieu. On utilise ici un traitement classique du rayonnement qui permet de calculer l'indice sans trop de difficultés. Une approche entièrement quantique du problème serait plus longue à exposer : il faudrait, par exemple, calculer les états stationnaires de collision d'un photon diffusé par l'ensemble de tous les atomes et en déduire l'amplitude globale de diffusion vers l'avant. (Notons que la difficulté n'existe pas dans JP1 et JP2 où il suffit de calculer l'évolution d'un seul atome.)

γ) Dans le modèle utilisé ici, toutes les ondes ω ont des vecteurs d'ondes \vec{k} parallèles, et l'extension latérale du faisceau lumineux est infinie; les effets de changement de direction et de déplacement latéral de ce faisceau (29) (40) ne peuvent donc apparaître.

3) Résultats généraux obtenus

a) Equations générales; matrice G(t); polarisations principales

Avec les hypothèses faites, on obtient alors :

$$\pi_T(t) - \pi_I = - \left[G_A(t - \frac{Z_0}{c}), \pi_I \right]_+ - i \left[G_D(t - \frac{Z_0}{c}), \pi_I \right] \quad (I,31)$$

où G_A et G_D sont les parties hermitique et antihermitique de la matrice $G(t)$, agissant dans \mathcal{F}_p , définie par :

$$G(t) = \frac{Nq^2}{2\epsilon_0\hbar} \frac{\omega_0 l}{c} \int_{-l/2}^{+l/2} \frac{dZ}{l} \text{Tr}_f \left\{ \sigma_f(Z, t + \frac{Z}{c}) K(t + \frac{Z}{c}) \right\} \quad (I,32)$$

avec :

$$\langle \vec{e}_i | K(t) | \vec{e}_j \rangle = \int \frac{\omega I(\omega)}{\omega_0 I_0} d\omega \int f(\vec{v}) d^3v \int_0^\infty d\tau e^{i(\omega - \omega_0 - \vec{k} \cdot \vec{v} + i\Gamma/2)\tau} (\vec{e}_i^* \cdot \vec{T}) U_0^e(t, t-\tau) (\vec{e}_j \cdot \vec{T}) U_0^f(t-\tau, t) \quad (I,33)$$

La notation Tr_f désigne une trace partielle sur l'espace des états des atomes dans le niveau fondamental; $K(t)$ étant un opérateur agissant à la fois dans l'espace des états de l'atome et dans l'espace \mathcal{F}_p des états de polarisation, on voit sur (I,32) que l'opérateur $G(t)$ n'agit que dans l'espace \mathcal{F}_p .

L'équation (I,31) a donc bien, comme prévu, l'allure de l'équation (I,19); la matrice $G(t)$ est donc celle qui joue un rôle fondamental dans notre problème.

Le cas le plus simple est celui où G est scalaire :

$$G = g \cdot 1, \text{ où } 1 \text{ est la matrice unité.}$$

On a alors :

$$\pi_T = \pi_I (1 - g - g^*) \quad (I,34)$$

π_T étant une matrice proportionnelle à π_I , la polarisation du faisceau transmis est la même que celle du faisceau incident; seule l'intensité totale varie dans un rapport $(1 - g - g^*)$ indépendant de π_I . Dans ce cas, la vapeur atomique étudiée ne présente ni dichroïsme ni biréfringence, et est équivalente à l'atténuateur isotrope introduit au § I,1,f,α.

C'est donc le caractère matriciel de G qui est responsable de la modification de la polarisation lumineuse. En général, G possède deux polarisations propres $|\vec{e}_1^P\rangle$ et $|\vec{e}_2^P\rangle$; lorsque G n'est pas scalaire, ces deux "polarisations principales" sont les seules qui traversent la vapeur sans déformation. Si, par exemple, les niveaux $|\mu\rangle$ sont deux sous-niveaux issus d'un niveau de moment cinétique total 1/2 et si $H'_e \approx H'_f \approx 0$, nous verrons plus loin que les polarisations principales sont les polarisations circulaires droite et gauche; cette propriété n'est cependant pas générale et nous chercherons à déterminer dans les exemples qui vont suivre quelles sont, dans chaque cas, les polarisations principales correspondantes.

b) Structure des équations

Les éléments de matrice de K(t) font intervenir des intégrales de la forme :

$$\int f(\vec{v}) d^3v \int \omega I(\omega) d\omega \int_0^\infty d\tau e^{i[\omega - \omega_0 - \vec{k} \cdot \vec{v} + i\Gamma/2]\tau} \vec{e}_i^* \cdot \vec{T} U_0^e(t, t-\tau) \vec{e}_j \cdot \vec{T} U_0^f(t-\tau, t) \quad (I,35)$$

qui sont du type de celles que l'on rencontre dans JP1 pour le calcul de l'absorption. Si l'on intègre d'abord sur ω la fonction $[\omega I(\omega) e^{i\omega\tau}]$, on voit que seules interviennent les valeurs de τ de l'ordre de $1/\Delta$ (Δ est la largeur de la raie excitatrice). De même, l'intégration en \vec{v} de $[f(\vec{v}) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{v}\tau}]$ permet de négliger les valeurs de τ très supérieures à $1/\Delta'$ (Δ' est la largeur Doppler de la raie d'absorption de la vapeur).

Cette remarque nous montre donc que la structure des équations obtenues permet, dans l'intégrale en τ de (I,33), de supprimer tous les termes qui prennent une valeur négligeable lorsque $\tau \lesssim 1/\Delta$ (ou $1/\Delta'$). Il s'ensuit que, dans $U_0^e(t, t-\tau)$ et $U_0^f(t-\tau, t)$, seules jouent un rôle les causes d'évolution des atomes dont l'action n'est pas négligeable pendant un intervalle de temps $1/\Delta$. Ceci n'est d'ailleurs pas

surprenant : on sait en effet (9) que $1/\Delta$ peut être interprété physiquement comme le temps Δt que met chaque train d'ondes du faisceau excitateur à passer en un point donné, où se trouve un atome; on comprend donc bien qu'il est possible de négliger tous les processus d'évolution incapables de faire évoluer les atomes de manière notable pendant le temps Δt .

Nous utiliserons dans la suite cette possibilité de simplification des équations de manière systématique; nous allons déjà en donner un exemple, celui où dans (I,33) il est possible de négliger les variations des opérateurs dues au couplage entre les atomes et la radiofréquence; nous pourrions ainsi étudier plus commodément le sens physique des variations dans le temps de $G(t)$.

c) Variations temporelles de $G(t)$. Effets de propagation

α) *Influence d'un champ de radiofréquence*

Dans la très grande majorité des cas, la contribution à (I,32) des parties de l'hamiltonien atomique qui dépendent du temps est complètement négligeable. Considérons par exemple l'influence d'un champ de radiofréquence $\vec{B}_1 \cos \Omega t$; les opérateurs d'évolution $U_0^{e,f}(t, t-\tau)$ qui lui correspondent ne varient que sur des intervalles de temps de l'ordre de $[\gamma^{e,f} B_1]^{-1}$ ($\gamma^{e,f}$ désignent les facteurs gyromagnétiques des niveaux excité et fondamental) et, avec les champs couramment utilisés, on a :

$$\gamma^{e,f} \cdot B_1 \ll \Delta \quad \text{ou} \quad \Delta' \tag{I,36}$$

(même lorsque l'on effectue une résonance sur un niveau excité, $\gamma^e B_1$ est de l'ordre de $\Gamma = 1/\tau$, mais en général faible devant la largeur Doppler Δ).

On peut alors remplacer dans (I,33) les opérateurs $U_0^{e,f}$ par $e^{\mp iH'_{e,f}(\tau/\hbar)}$ (ce qui revient bien, d'après (I,27), à remplacer les opérateurs $U_0^{e,f}$ par 1). La dépendance en t de cette équation devient alors plus simple et l'on obtient :

$$\langle \vec{e}_i | G(t) | \vec{e}_j \rangle = \frac{\mathcal{N}q^2}{2\epsilon_0\hbar} \frac{\omega_0 \ell}{c} \text{Tr}_f \left\{ \vec{\sigma}_f(t) \int d\omega \frac{\omega I(\omega)}{\omega_0 I_0} \int f(\vec{v}) d^3v \right. \\ \left. \int_0^\infty d\tau e^{i(\omega - \omega_0 - \vec{k} \cdot \vec{v} + i\Gamma/2)\tau} (\vec{e}_i \cdot \vec{\tau}) e^{-iH'_{e,f}\tau/\hbar} (\vec{e}_j \cdot \vec{\tau}) e^{iH'_{f}\tau/\hbar} \right\} \tag{I,37}$$

.../...

avec :

$$\bar{\sigma}_f = \frac{1}{\ell} \int_{-\ell/2}^{+\ell/2} dZ \sigma_f(Z, t + \frac{Z}{c}) \quad (I,38)$$

La matrice G , et donc $\pi_T - \pi_I$, ne dépendent alors plus explicitement des hamiltoniens $H_e''(t)$ et $H_f''(t)$, c'est-à-dire du champ de radiofréquence appliqué sur les atomes. Cependant, il existe une dépendance implicite par l'intermédiaire de $\bar{\sigma}_f$ dont l'évolution dépend de la radiofréquence, et dont certains éléments peuvent évoluer aux fréquences $\Omega/2\pi$ (ou à leurs multiples entiers). En effet, pour modifier considérablement $\bar{\sigma}_f$, il suffit d'un champ de radiofréquence résonnant d'amplitude très faible : $\gamma^f \cdot B_1$ doit être de l'ordre de l'inverse du temps de relaxation global T_r dans le niveau fondamental. Comme $T_r \cdot \Delta \gg 1$, il est alors parfaitement justifié de remplacer, comme nous l'avons fait, les opérateurs $U_0^{e,f}$ par 1.

C'est cette dépendance implicite qui permet d'interpréter les modulations de l'absorption d'un faisceau croisé par une vapeur subissant une résonance magnétique dans l'état fondamental (23). Les signaux optiques reflètent donc alors uniquement les variations de $\bar{\sigma}_f$; c'est d'ailleurs ce qui fait leur intérêt : par exemple, les raies de résonance dans le niveau fondamental sont extrêmement fines (elles ne sont pas élargies par effet Doppler optique (42)), et permettent d'effectuer des mesures très précises de la fréquence de résonance dans ce niveau (2) à (4).

Signalons d'ailleurs un cas, sur lequel nous reviendrons plus loin de manière plus détaillée (cf § III), où l'approximation qui consiste à remplacer $U_0^{e,f}$ par 1 n'est pas valable. C'est le cas dans lequel A. CORNEY, B.P. KIBBLE et G.W. SERIES (43) se sont placés, en étudiant la propagation de la lumière lorsque le niveau fondamental est unique et que l'on effectue une résonance magnétique sur l'état excité; la seule dépendance en t de $\pi_T - \pi_I$ ne peut alors provenir que du terme $U_0^{e,f}(t, t-\tau)$ (que nous avons remplacé ici par 1); on voit alors clairement pourquoi il est indispensable, pour voir les effets étudiés par SERIES et al., d'appliquer un champ de radiofréquence très intense, de sorte que $\gamma^e B_1/\Delta$ ne soit pas complètement négligeable.

β) Influence de la valeur finie de la vitesse de propagation de la lumière

On peut d'autre part remarquer sur (I,38) que le calcul conduit à une matrice densité moyenne $\bar{\sigma}_f(t)$, indépendante de Z , obtenue en moyennant par rap-

.../...

port à Z les valeurs prises par $\sigma_f(Z,t)$ à des instants t qui dépendent de Z; en effet, la vitesse de la lumière est finie et les champs arrivant à un instant t au point Q ont été émis à des instants différents par les différents atomes de la vapeur. D'autre part, on voit sur (I,31) que la valeur de π_T à l'instant t dépend de celle de $\bar{\sigma}_f$ à un instant antérieur $t - Z_0/c$; Z_0/c est le temps de propagation de la lumière du centre de la cellule jusqu'au point Q. Les effets physiques liés à la vitesse finie de propagation de la lumière seront étudiés plus loin de manière plus détaillée (cf § IV).

Notons enfin que, dans l'expression (I,38), on a $Z \lesssim \ell/2$. Si $\sigma_f(Z,t)$ varie peu sur des intervalles de temps de l'ordre de ℓ/c , on peut remplacer dans (I,38) $\sigma_f(Z,t + Z/c)$ par $\sigma_f(Z,t)$, et l'on a alors :

$$\bar{\sigma}_f(t) \approx \sigma_f(t) = \frac{1}{\ell} \int_{-\ell/2}^{+\ell/2} \sigma_f(Z,t) dZ \quad (I,39)$$

expression plus simple à interpréter que (I,38) : $\sigma_f(t)$ est en effet la matrice densité globale de tous les atomes à l'instant t (c'est celle qui intervient dans JP1 et JP2). Ce résultat se comprend aisément : pendant le temps $\Delta t \approx \ell/c$ mis par la lumière pour traverser la cellule, les atomes n'ont pas le temps d'évoluer dans l'état fondamental; il est alors possible de les supposer "figés" à l'instant t pour calculer $\pi_T(t)$ à cet instant.

Par contre, si les fréquences d'évolution $\Omega/2\pi$ de σ_f sont suffisamment élevées pour que $\Omega\ell/c$ ne soit plus très petit devant 1, il est indispensable d'utiliser la formule exacte (I,38) (ce peut être le cas si, par exemple, σ_f possède de la cohérence hyperfine). Le signal mesuré par le détecteur lumineux dépend alors de manière complexe de ℓ (dans le cas précédent, il était simplement proportionnel à ℓ). Nous verrons par exemple que la modulation à la pulsation Ω peut, dans certains cas, disparaître par un effet d'interférence destructive.

d) Effet paramagnétique et effet diamagnétique

Dans l'expression (I,37) interviennent à la fois $\bar{\sigma}_f(t)$, matrice densité atomique, et les opérateurs H'_e et H'_f , hamiltoniens du niveau excité et du niveau fondamental.

Nous allons voir que la modification de la polarisation lumineuse ne provient que de l'influence de ces trois opérateurs. Pour cela, plaçons-nous dans le cas où ces opérateurs n'interviennent pas, en supposant que :

- dans (I,37), on peut faire $H'_e = H'_f = 0$, soit que les structures Zeeman ou hyperfines des niveaux soient nulles, soit qu'on puisse les négliger devant $K\Delta$ ou $K\Delta'$ (cf § précédent).

- la matrice densité des atomes dans l'état fondamental, proportionnelle à la matrice unité, est invariante par rotation.

Dans ces conditions, il apparaît dans (I,37) une expression de la forme :

$$\begin{aligned} \langle \vec{e}_i | G(t) | \vec{e}_j \rangle &\propto \text{Tr}_f \{ (\vec{e}_i \cdot \vec{T}) P_e(\vec{e}_j, \vec{T}) \} \\ &\propto \langle \vec{e}_i | \vec{e}_j \rangle \end{aligned} \quad (\text{I,40})$$

(cette relation peut se démontrer simplement par des considérations d'invariance par rotation) et on voit que la matrice G est, elle aussi, proportionnelle à la matrice unité. Dans ce cas (cf § I,3,a), la polarisation lumineuse transmise est la même que la polarisation incidente.

La modification de la polarisation lumineuse a donc en général deux origines :

α) la matrice densité $\bar{\sigma}_f(t)$ n'est en général pas scalaire. L'effet correspondant sur la polarisation lumineuse est appelé effet paramagnétique; il correspond à l'influence sur la matrice polarisation π_T des "différences de population" et des "cohérences hertziennes" de $\bar{\sigma}_f(t)$.

β) H'_e et H'_f ne sont pas nécessairement négligeables devant $K(\Delta + \Delta')$. Lorsque l'état fondamental est diamagnétique (un seul sous-niveau $|\mu\rangle$), la modification de polarisation lumineuse ne peut provenir que de l'existence de H'_e ; c'est pourquoi l'effet correspondant est appelé effet diamagnétique. Par extension, même si l'état fondamental n'est pas diamagnétique, nous parlerons encore d'effet diamagnétique pour désigner l'influence de H'_e et H'_f sur $\pi_T - \pi_I$.

Physiquement, les notions d'effet paramagnétique et d'effet diamagnétique peuvent être comprises de la manière suivante : considérons le cas simple où un faisceau lumineux, se propageant dans une vapeur atomique parallèlement au champ

magnétique appliqué, interagit avec des atomes de moment angulaire $I = 1/2$ dans le niveau fondamental (la transition optique considérée s'effectuant vers un niveau excité de moment cinétique $F = 1/2$). On peut montrer que, dans ce cas, les polarisations principales de la vapeur sont les polarisations circulaires droite et gauche. La modification de polarisation du faisceau lumineux proviendra donc de la différence $n_d(\omega) - n_g(\omega)$ entre les indices de la vapeur pour ces deux polarisations. Deux effets peuvent alors se produire :

α) si dans la vapeur, il y a plus d'atomes dans l'état $\mu = -1/2$ que dans l'état $\mu = +1/2$, les courbes donnant n_d et n_g , centrées au même point $\omega = \omega_0$ si le champ magnétique est faible, auront une hauteur différente (cf fig. 3-a). C'est l'effet paramagnétique.

β) si le champ magnétique est suffisamment intense, l'effet Zeeman déplace en sens opposé les deux courbes (cf fig. 3-b) et, même en l'absence de différences de population, on a $n_d(\omega) \neq n_g(\omega)$. C'est l'effet diamagnétique.

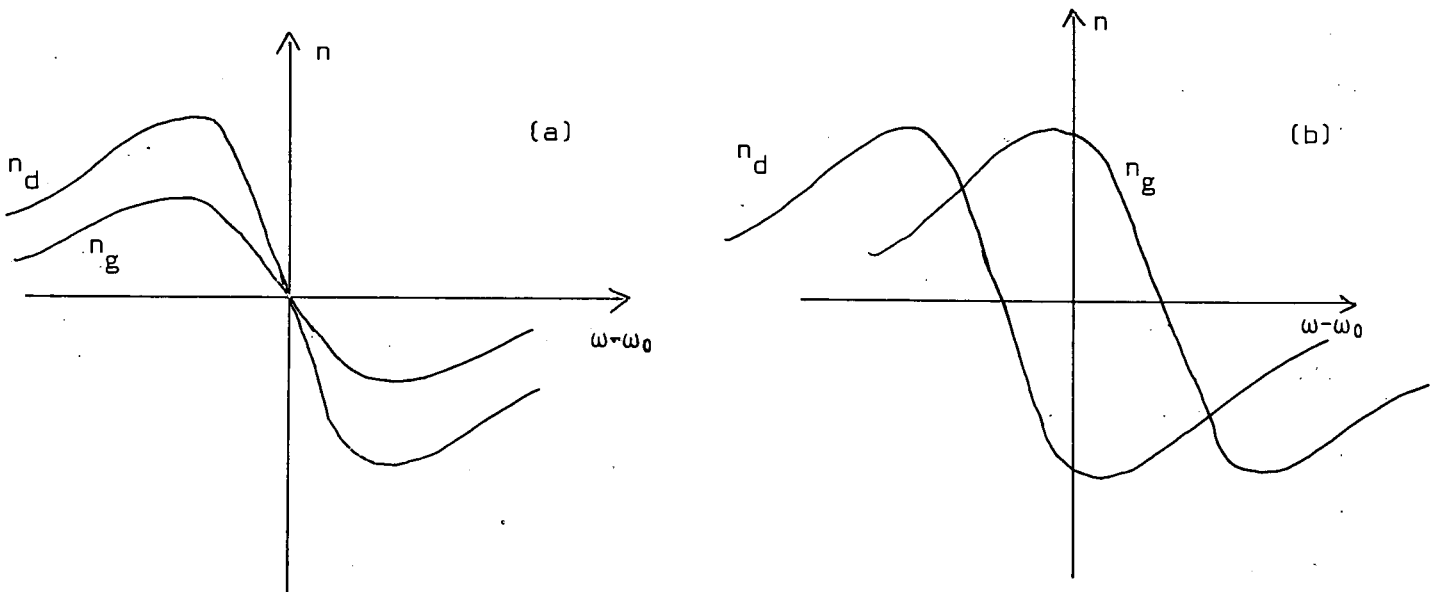


FIGURE 3

Remarque : le niveau fondamental et le niveau excité jouent donc un rôle dissymétrique : si les opérateurs U_0^e et U_0^f dans les deux niveaux peuvent tous deux introduire un effet diamagnétique, seule la matrice densité σ_f intervient pour l'effet paramagnétique (et non celle σ_e du niveau excité). Ceci provient de ce que nous avons supposé que la population du niveau fondamental est très supérieure à celle du niveau excité (cf § I,2,b); dans le cas contraire, il faudrait remplacer (I,37) par une équation où interviendrait également σ_e .

II. Effet paramagnétique (cas des isotopes impairs du Mercure). ⁽⁶⁾

L'effet paramagnétique peut se produire, comme nous venons de le voir, lorsqu'il est possible de négliger dans (I,37) l'influence des opérateurs H'_e et H'_f , c'est-à-dire lorsque l'on a :

$$H'_e, H'_f \ll \mathcal{K} (\Delta + \Delta') \quad \text{(II,1)}$$

Pour nous placer dans ce cas, nous allons supposer que l'on s'intéresse à une composante hyperfine donnée d'une raie de résonance optique, suffisamment isolée des autres composantes pour qu'on puisse négliger leur influence; de plus, nous nous plaçons dans le cas où le champ magnétique est faible, de sorte que les différences d'énergies dues à l'effet Zeeman satisfont la condition (II,1). Ces hypothèses correspondent exactement au modèle de JP1 et JP2, dont nous allons d'ailleurs reprendre les notations. Elles sont souvent réalisées dans les expériences de pompage optique sur les isotopes impairs du Mercure (encore que, dans les effets liés à l'indice de la vapeur, l'influence des composantes hyperfines même très éloignées soit souvent sensible, comme nous le verrons au § II,3,d).

1) Structure des équations obtenues. Analogie entre l'évolution des atomes et celle du rayonnement.

a) Notations. Simplification des équations

L'état fondamental est un niveau de moment angulaire I. En présence d'un champ magnétique porté par l'axe Oz d'un trièdre direct Oxyz, on a :
 $H'_f = \mathcal{K} \omega_f I_z$ (⁷) (ω_f , pulsation de Larmor dans l'état fondamental); les niveaux $|\mu\rangle$ sont les sous-niveaux Zeeman d'énergies $\mu \mathcal{K} \omega_f$. En pratique, nous avons toujours

.../...

⁽⁶⁾ Dans ce paragraphe, nous reprenons de manière synthétique un certain nombre de résultats publiés par ailleurs (44) (45) (46).

⁽⁷⁾ Dans tout ce mémoire, nous notons $\vec{I}, \vec{J}, \vec{F}$ des moments angulaires divisés par \mathcal{K} ; avec cette convention, souvent utilisée, I, J et F sont des opérateurs vectoriels sans dimensions.

$$\omega_f \frac{\ell}{c} \ll 1 \quad (\text{II},2)$$

de sorte que nous pouvons remplacer dans (I,37) $\bar{\sigma}_f(t)$ par $\sigma_f(t)$ (cf § I,d,8).

Nous ne considérons dans l'état excité qu'un niveau hyperfin de moment angulaire F; $H'_e = \hbar\omega_e F_z$ (ω_e , pulsation de Larmor dans l'état excité). Nous supposons en effet que la fréquence centrale $\omega_c/2\pi$ de la raie excitatrice n'est voisine que de la fréquence associée à la transition $F \leftrightarrow I$, et que les largeurs Δ et Δ' sont très petites devant la structure hyperfine du niveau excité; il est alors possible de négliger les effets des niveaux hyperfins autres que F, et l'on a :

$$P_e = \sum_m | \langle F_m | \rangle \langle F_m | .$$

On suppose enfin que $\omega_{e,f} \ll \Delta + \Delta'$ (pas d'effet diamagnétique).

Avec nos hypothèses, on peut remplacer dans (I,37) H'_e et H'_f par 0. L'intégrale en τ se calcule alors aisément, et l'on obtient :

$$G(t) = \alpha(\Gamma'/2 + i\Delta E') B(t) \quad (\text{II},3)$$

avec les notations suivantes :

$$\alpha = \frac{\omega_c \ell}{c} \frac{\mathcal{N} \hbar}{2 \epsilon_0 I_0} \quad (\text{II},4)$$

(où I_0 est l'intensité lumineuse incidente) est une constante homogène à un temps.

Γ' et $\Delta E'$ sont les quantités déjà introduites dans JP1 et JP2; elles représentent respectivement l'élargissement et le déplacement de l'état fondamental dus à l'excitation optique, et sont données par :

$$\frac{\Gamma'}{2}(\omega_0) + i\Delta E'(\omega_0) = \frac{iq^2}{\hbar^2} \frac{|\langle F | \vec{T} | I \rangle|^2}{2F+1} \int I(\omega) d\omega \int \frac{f(\vec{v}) d^3v}{\omega - \omega_0 - \vec{k} \cdot \vec{v} + i\Gamma/2} \quad (\text{II},5)$$

$q \langle F | \vec{T} | I \rangle$ est l'élément de matrice réduit du dipôle électrique $q\vec{T}$ entre les niveaux F et I.

La matrice B(t) est définie par

$$\langle \vec{e}_i | B(t) | \vec{e}_j \rangle = \text{Tr}_f \{ \sigma_f(t) (\vec{e}_i^* \cdot \vec{D}) P_e (\vec{e}_j \cdot \vec{D}) \} \quad (\text{II},6)$$

\vec{D} est un opérateur vectoriel hermitique sans dimensions, proportionnel à la partie angulaire de $q\vec{T}$; nous choisissons ici un coefficient de proportionnalité qui corres-

pond aux conventions utilisées dans la référence (9), en posant :

$$\langle F | \vec{D} | I \rangle = \sqrt{2F + 1} \quad (\text{II},7)$$

\vec{D} étant hermitique, on a alors :

$$\langle I | \vec{D} | F \rangle = (-1)^{I-F} \sqrt{2F + 1} \quad (\text{II},8)$$

et les éléments de matrice des composantes standard D_q de D dans les axes OXYZ sont les coefficients de Clebsch-Gordan :

$$\begin{cases} \langle m | D_q | \mu \rangle = \langle Fm | I1\mu q \rangle \\ \langle \mu | D_q | m \rangle = (-1)^q \langle m | D_{-q} | \mu \rangle \end{cases} \quad (\text{II},9)$$

On a : $B = B^\dagger$, de sorte que (I,31) s'écrit :

$$\begin{aligned} \pi_I(t) - \pi_I &= -\alpha \frac{\Gamma'}{2} \left[B(t - \frac{Z_0}{c}), \pi_I \right]_+ \\ &\quad - i\alpha \Delta E' \left[B(t - \frac{Z_0}{c}), \pi_I \right] \end{aligned}$$

(II,10)

Nous voyons donc qu'avec les hypothèses de JP1 et JP2 l'équation générale (I,31) se simplifie considérablement.

b) Discussion de l'équation obtenue

α) *Forme de l'équation (II,10)*

Juxtaposons (II,10) avec l'équation (III,A,4) de la référence (9) :

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d^{(1)}}{dt} \sigma_f(t) &= -\frac{\Gamma'}{2} \left[A, \sigma_f(t) \right]_+ - i\Delta E' \left[A, \sigma_f(t) \right] \\ \pi_I(t) - \pi_I &= -\alpha \frac{\Gamma'}{2} \left[B(t - \frac{Z_0}{c}), \pi_I \right]_+ \\ &\quad - i\alpha \Delta E' \left[B(t - \frac{Z_0}{c}), \pi_I \right] \end{aligned} \right.$$

L'analogie entre les deux équations est frappante. Nous trouvons dans chacune d'elles : tout d'abord un anticommutateur multiplié par Γ' , puis un commutateur multiplié par $\Delta E'$. Seuls les anticommutateurs ont une trace non nulle; ils décrivent comment le processus d'absorption fait varier le nombre total d'atomes dans l'état fondamental $[\text{Tr} (d^{(1)}/dt \sigma_f)]$ et le nombre total de photons $[\text{Tr} (\pi_T - \pi_I)]$. Les deux anticommutateurs traduisent donc l'effet des transitions réelles de résonance optique sur l'atome (durée de vie d'origine optique de l'état fondamental) et sur le photon (absorption d'énergie lumineuse). Quant aux commutateurs, ils traduisent l'effet des transitions virtuelles de résonance optique sur l'atome (déplacement optique de l'état fondamental) et sur le photon (modification de la vitesse de propagation associée à la dispersion).

Les matrices A et B sont sans dimensions. Γ' et $\Delta E'$ sont proportionnels à l'intensité lumineuse I_0 , mais ne dépendent pas du nombre d'atomes par unité de volume \mathcal{N} ; par contre, $\alpha\Gamma'$ et $\alpha\Delta E'$ ne dépendent plus de I_0 , mais sont proportionnels à \mathcal{N} . La variation relative de σ_f dépend donc du nombre de photons, alors que celle de π dépend du nombre d'atomes.

B) Etude des matrices A et B

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle \mu | A | \mu' \rangle = \sum_m \langle \mu | \vec{e}_{\lambda_0}^* \cdot \vec{D} | m \rangle \langle m | \vec{e}_{\lambda_0} \cdot \vec{D} | \mu' \rangle, \\ \langle \vec{e}_i | B(t) | \vec{e}_j \rangle \\ = \sum_{\mu\mu'} \sigma_{\mu\mu'}(t) \langle \mu | \vec{e}_i^* \cdot \vec{D} | m \rangle \langle m | \vec{e}_j \cdot \vec{D} | \mu' \rangle \end{array} \right. \quad \text{(II,11)}$$

La matrice A agit dans l'espace des états de l'atome; c'est une matrice hermitique; COHEN-TANNOUJJI (9) a désigné par $|\alpha\rangle$ les états propres de A (valeurs propres p_α) et leur a donné l'interprétation physique suivante : lorsque l'atome est dans l'un des états $|\alpha\rangle$, il acquiert, du fait du processus d'absorption, une durée de vie T_p/p_α et subit un déplacement énergétique $\hbar p_\alpha \Delta E'$ bien définis. La matrice B(t) agit dans l'espace \mathcal{F}_p des états de polarisation de la lumière; c'est une matrice hermitique qui possède deux vecteurs propres que nous désignerons par $|\vec{e}_\beta\rangle$ (valeurs propres q_β) : ce sont les polarisations principales. Les états de polarisation $|\vec{e}_\beta\rangle$ sont pour le photon ce que sont les états $|\alpha\rangle$ pour l'atome : lorsque le faisceau lumineux est dans l'un de ces deux états de polarisation ($\pi_I = I_0 |\vec{e}_\beta\rangle \langle \vec{e}_\beta|$), il subit une atténuation et un déphasage bien définis, sans changer

d'état de polarisation : $\pi_T = (1 - \alpha\Gamma') \pi_I$.

Les matrices A et B sont définies positives ($p_\alpha, q_\beta \geq 0$); quelle que soit la matrice densité $\sigma_f(t)$, on peut dire qu'à tout instant le processus d'absorption porte des atomes de l'état fondamental vers l'état excité [$\text{Tr} \{ d^{(1)}/dt \sigma_f(t) \} = -\Gamma' \text{Tr} \{ A \sigma_f(t) \} \leq 0$], et que l'énergie du faisceau lumineux diminue [$\text{Tr} (\pi_T - \pi_I) = -\Gamma' \text{Tr} \{ B(t) \pi_I \} \leq 0$].

Ecrivons l'élément de matrice de A en introduisant la matrice polarisation $\pi(\vec{e}_{\lambda_0}) = |\vec{e}_{\lambda_0}\rangle \langle \vec{e}_{\lambda_0}|$; [$\text{Tr} \pi(\vec{e}_{\lambda_0}) = 1, \pi_I = I_0 \pi(\vec{e}_{\lambda_0})$]; on pose :

$$\pi(\vec{e}_{\lambda_0})_{i,j} = \langle \vec{e}_i | \pi(\vec{e}_{\lambda_0}) | \vec{e}_j \rangle \quad (\text{II},12)$$

$A_{\mu\mu'}$ = $\langle \mu | A | \mu' \rangle$ s'écrit alors :

$$A_{\mu\mu'} = \sum_{i,j,m} [\pi(\vec{e}_{\lambda_0})]_{j,i} \langle \mu | \vec{e}_i^* \cdot \vec{D} | m \rangle \langle m | \vec{e}_j \cdot \vec{D} | \mu' \rangle . \quad (\text{II},13)$$

Comparons (II,11) et (II,13); la symétrie entre A et B est évidente; A et B peuvent s'obtenir en prenant la trace par rapport aux variables des photons ou des atomes d'une matrice \mathcal{A} plus générale, correspondant à un opérateur agissant sur les deux types de variables, et définie par :

$$\langle \mu \vec{e}_i | \mathcal{A} | \mu' \vec{e}_j \rangle = \sum_m \langle \mu | \vec{e}_i^* \cdot \vec{D} | m \rangle \langle m | \vec{e}_j \cdot \vec{D} | \mu' \rangle . \quad (\text{II},14)$$

\mathcal{A} n'est d'ailleurs pas un nouvel opérateur; $(\Gamma'/2 + i\Delta E') \mathcal{A}$ est, à un coefficient réel près, la valeur que prend, dans le cas de l'effet paramagnétique, l'opérateur K introduit en (I,33).

On a :

$$\begin{cases} A = \text{Tr}_p \{ \pi_I(\vec{e}_{\lambda_0}) \mathcal{A} \} \\ B = \text{Tr}_f \{ \sigma_f(t) \mathcal{A} \} \end{cases} \quad (\text{II},15)$$

Tr_p désigne l'opération de trace partielle effectuée sur les variables de polarisation de la lumière.

Signalons que FAROUX (30), dans un calcul où la symétrie entre photons et atomes est conservée de manière systématique, a également utilisé cette matrice agissant à la fois dans l'espace des états des atomes et celui des photons.

γ) Calcul de $L_A(\vec{e}_{\lambda_0})$.

Montrons enfin qu'il est possible de retrouver l'expression de

$$L_A(\vec{e}_{\lambda_0}) = \Gamma' \sum_{\mu\mu'} A_{\mu\mu'}(\sigma_f)_{\mu'\mu}$$

quantité totale de lumière absorbée par la vapeur par unité de temps, qui est calculée dans JP1 et JP2; en l'absence d'analyseur, le signal optique est

$$\begin{aligned} \Delta I &= \text{Tr} (\pi_I - \pi_T) = \text{Tr} \{ (\alpha\Gamma'/2) [B, \pi_I]_+ \} \\ &= \alpha\Gamma' I_0 \text{Tr} \{ B | \vec{e}_{\lambda_0} \rangle \langle \vec{e}_{\lambda_0} | \} = \alpha\Gamma' I_0 \langle \vec{e}_{\lambda_0} | B | \vec{e}_{\lambda_0} \rangle \end{aligned} \quad (\text{II},16)$$

en utilisant (II,11), il vient :

$$\Delta I = \alpha\Gamma' I_0 \sum_{\mu\mu'} A_{\mu\mu'}(\sigma_f)_{\mu'\mu} = \alpha I_0 L_A(\vec{e}_{\lambda_0}).$$

2) Influence des diverses observables de l'état fondamental. Etude des symétries.

Les signaux optiques dépendent de σ_f par l'intermédiaire de G et permettent donc de mesurer un certain nombre d'observables relatives au niveau fondamental des atomes. Nous allons étudier quelles sont ces observables et leur influence sur π_T . Il n'est pas indispensable de préciser la nature des niveaux $|\mu\rangle$ (c'est-à-dire la valeur du nombre quantique l) pourvu que l'on ait $\hbar\Delta \gg \hbar'_e, \hbar'_f$; cependant, nous prendrons souvent comme exemple le cas du Mercure.

a) Décomposition en opérateurs tensoriels.

Dans (II,10), seule la matrice $B(t)$ dépend de σ_f ; ses éléments de matrice $\langle \vec{e}_i | B(t) | \vec{e}_j \rangle$ sont les valeurs moyennes d'opérateurs de la forme

$(\vec{e}_i \cdot \vec{D}) P_e(\vec{e}_j \cdot \vec{D})$; i et j pouvant prendre chacun deux valeurs, $\pi_T - \pi_I$ dépend donc des valeurs moyennes dans l'état fondamental de quatre opérateurs. Ces opérateurs ne se transforment pas de manière simple par rotation, et ne sont pas adaptés à l'étude que nous abordons ici. Aussi est-il commode de les remplacer

par d'autres opérateurs, $T_q^{(k)}$, dont les propriétés de transformation sont plus simples; les $T_q^{(k)}$ sont des opérateurs tensoriels irréductibles dont l'utilisation est, dans le domaine du pompage optique, maintenant classique (47) (48).

Pour cela, on remarque que \vec{D} est vectoriel, alors que le projecteur sur l'état excité P_e est scalaire; il est donc possible d'exprimer tous les éléments $\langle \vec{e}_1 | B(t) | \vec{e}_j \rangle$ en fonction des valeurs moyennes $\langle T_q^{(k)} \rangle = \text{Tr}_f \{ \sigma_f(t) T_q^{(k)} \}$ d'un opérateur tensoriel ($k = 2, -2 \leq q \leq +2$), d'un opérateur vectoriel ($k = 1, -1 \leq q \leq +1$) et d'un scalaire ($k = q = 0$). La définition des opérateurs $T_q^{(k)}$ en fonction des composantes standard de \vec{D} relatives aux axes OXYZ est :

$$T_q^{(k)} = \sum_{q'+q''=q} \langle 1 \ 1 \ q' \ q'' | k \ q \rangle D_{q'} P_e D_{q''} \quad (\text{II},17)$$

On a :

$$(-1)^q T_q^{(k)} = [T_{-q}^{(k)}]^\dagger \quad (\text{II},18)$$

Soient $e^{-i\theta} \cos \psi$, $e^{i\theta} \sin \psi$ les composantes de \vec{e}_1 sur les axes OX et OY; $-e^{-i\theta} \sin \psi$ et $e^{i\theta} \cos \psi$ celles de \vec{e}_2 (le sens physique des paramètres θ et ψ apparaîtra plus bas; cf. (II,3,b)) :

$$\begin{cases} \vec{e}_1 = e^{-i\theta} \cos \psi \vec{e}_X + e^{i\theta} \sin \psi \vec{e}_Y \\ \vec{e}_2 = -e^{-i\theta} \sin \psi \vec{e}_X + e^{i\theta} \cos \psi \vec{e}_Y \end{cases} \quad (\text{II},19)$$

On calcule :

$$\left\{ \begin{aligned} (\vec{e}_1^* \cdot \vec{D}) P_e (\vec{e}_1 \cdot \vec{D}) &= -\frac{1}{\sqrt{6}} (T_0^{(2)} + \sqrt{2} T_0^{(0)}) + \frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\psi \sin 2\theta T_0^{(1)} \\ &+ \frac{1}{2} (\cos 2\psi - i \sin 2\psi \cos 2\theta) T_{+2}^{(2)} + \frac{1}{2} (\cos 2\psi + i \sin 2\psi \cos 2\theta) T_{-2}^{(2)} \\ (\vec{e}_2^* \cdot \vec{D}) P_e (\vec{e}_2 \cdot \vec{D}) &= -\frac{1}{\sqrt{6}} (T_0^{(2)} + \sqrt{2} T_0^{(0)}) - \frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\psi \sin 2\theta T_0^{(1)} \\ &- \frac{1}{2} (\cos 2\psi - i \sin 2\psi \cos 2\theta) T_{+2}^{(2)} - \frac{1}{2} (\cos 2\psi + i \sin 2\psi \cos 2\theta) T_{-2}^{(2)} \end{aligned} \right. \quad (\text{II},20)$$

$$\left\{ \begin{aligned} (\vec{e}_1^* \cdot \vec{D}) P_e(\vec{e}_2 \cdot \vec{D}) &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\cos 2\psi \sin 2\theta - i \cos 2\theta) T_0^{(1)} \\ &- \frac{1}{2} (\sin 2\psi - \sin 2\theta + i \cos 2\psi \cos 2\theta) T_2^{(2)} \\ &- \frac{1}{2} (\sin 2\psi + \sin 2\theta - i \cos 2\psi \cos 2\theta) T_{-2}^{(2)} \\ (\vec{e}_2^* \cdot \vec{D}) P_e(\vec{e}_1 \cdot \vec{D}) &= [(\vec{e}_1^* \cdot \vec{D}) P_e(\vec{e}_2 \cdot \vec{D})]^\dagger \end{aligned} \right. \quad (\text{II},21)$$

La matrice $B(t)$ permet de calculer tous les signaux optiques des expériences que nous avons envisagées; $B(t)$ dépend des valeurs moyennes de quatre opérateurs $T_0^{(1)}$, $T_{-2}^{(2)}$, $T_{+2}^{(2)}$ et $[T_0^{(2)} + \sqrt{2} T_0^{(0)}]$, que la relation (II,18) permet d'exprimer en fonction de quatre observables. Ces observables sont liées aux axes OXYZ qui sont associés à la direction de propagation de la lumière, et nous connaissons leurs propriétés de transformation par rotation. Le sens physique des opérateurs $T_q^{(k)}$ est le suivant :

- $T_0^{(0)}$ est proportionnel à la population totale de l'état fondamental ($\langle T_0^{(0)} \rangle$ est égale à une constante $c^{(0)}$).
- $T_0^{(1)}$ est proportionnel à l'orientation I_z des atomes dans la direction de propagation du faisceau lumineux :

$$\langle T_0^{(1)} \rangle = c^{(1)} \langle I_z \rangle \quad (\text{II},22)$$

(où $c^{(1)}$ est un coefficient réel).

- $T_0^{(2)}$, $T_2^{(2)}$ et $T_{-2}^{(2)}$ correspondent à l'alignement des atomes dans le niveau fondamental; on introduit le coefficient réel $c^{(2)}$ en posant :

$$\left\{ \begin{aligned} \langle T_0^{(2)} \rangle &= \frac{c^{(2)}}{\sqrt{6}} [3 \langle I_z^2 \rangle - I(I+1)] \\ \langle T_{\pm 2}^{(2)} \rangle &= \frac{c^{(2)}}{2} \langle (I_x \pm iI_y)^2 \rangle \end{aligned} \right. \quad (\text{II},23)$$

(Les coefficients $c^{(k)}$ introduits ici pourraient être calculés en fonction de k et des nombres quantiques I et F ; il n'est pas utile de donner ici le résultat obtenu, qui fait intervenir un coefficient $6j$, car il ne jouera aucun rôle dans la suite des calculs.)

La connaissance de ces quatre valeurs moyennes permet de déterminer très rapidement les propriétés optiques de la vapeur : pour connaître les polarisations principales, il suffit, comme nous l'avons vu au § 1, de chercher les polarisations propres de B; ces dernières étant toujours orthogonales (puisque B est hermitique), elles sont obtenues en reportant dans (II,19) les valeurs de θ et ψ qui annulent l'élément non diagonal (II,21) de B. De même, il est possible de déterminer aisément la différence entre les deux indices principaux ^{en} reportant dans (II,20) ces valeurs de θ et ψ , et en calculant la différence entre les deux éléments diagonaux de B.

b) Symétries dans quelques cas particuliers

Nous allons appliquer cette étude à un certain nombre de cas particuliers :

α) $\sigma_f \propto 1$. σ_f est invariant par rotation. Si R est un opérateur de rotation dans l'espace des états, on a donc : $\bar{\sigma}_f = R\bar{\sigma}_f R^\dagger$, et :

$$\begin{aligned} \langle T_{q}^{(k)} \rangle &= \text{Tr}_f \{ R\bar{\sigma}_f R^\dagger T_{q}^{(k)} \} = \text{Tr}_f \{ \bar{\sigma}_f R^\dagger T_{q}^{(k)} R \} \\ &= \langle R^\dagger T_{q}^{(k)} R \rangle. \end{aligned} \quad (\text{II,24})$$

$\langle T_{q}^{(k)} \rangle$ est donc invariant lorsque l'on fait subir une rotation à l'opérateur $T_{q}^{(k)}$; or, nous savons que par définition les opérateurs $T_{q}^{(k)}$ se transforment par rotation comme les harmoniques sphériques $Y_{q}^{(k)}$. Comme l'unique harmonique sphérique qui ne varie pas par rotation est $Y_{0}^{(0)}$, on a : $\langle T_{q}^{(k)} \rangle = 0$ si k et q ne sont pas simultanément nuls.

On voit alors sur (II,20) et (II,21) que la matrice B(t) est multiple de la matrice unité; l'absorption et la dispersion sont indépendantes de π_I ; aucune polarisation n'est modifiée par traversée de la vapeur.

β) $\pi_I \propto 1$. On éclaire la vapeur en lumière non polarisée. On a :

$\pi_T = \frac{I_0}{2} (1 - \Gamma') B(t)$; B(t) dépend de $\langle T_{0}^{(2)} \rangle$ et de $\langle T_{0}^{(1)} \rangle$, et la lumière transmise peut être partiellement polarisée si ces grandeurs ne sont pas nulles; l'analyse de cette polarisation permet donc de mesurer certaines des composantes de ces opérateurs.

Par contre, on voit sur (II,20) que la mesure de la lumière totale absorbée, proportionnelle à $\text{Tr} [B(t)]$, ne permet d'atteindre que la combinaison

$$\langle T_{0}^{(2)} + \sqrt{2} T_{0}^{(0)} \rangle ;$$

sans analyseur ni polariseur, on peut détecter par exemple un alignement des atomes dans la direction OZ.

γ) σ_f est invariant par rotation autour d'un axe Oz (cet axe Oz, lié par exemple à un champ magnétique statique, n'étant pas nécessairement confondu avec la direction OZ de propagation de la lumière).

Effet Faraday paramagnétique : si la lumière se propage dans la direction Oz, OZ et Oz sont confondus. Les seules harmoniques sphériques invariantes par rotation autour de OZ sont les $Y_0^{(k)}$, et on montre, par un raisonnement semblable à celui qui est fait en α), que $\langle T_q^{(k)} \rangle = 0$ si $q \neq 0$. On utilise alors (II,21) pour trouver les polarisations principales; l'élément non diagonal de B s'annule pour $\psi = \pi/4$ et $\theta = \pi/4$, ce qui correspond aux polarisations circulaires droite et gauche. (II,20) nous montre que π_T ne dépend plus que de deux observables : $\langle T_0^{(2)} + \sqrt{2} T_0^{(0)} \rangle$ qui apporte la même contribution aux deux indices principaux (absorption indépendante de π_I); $\langle T_0^{(1)} \rangle$ qui est proportionnel à la différence entre les deux indices principaux : la vapeur possède donc un pouvoir rotatoire sur les polarisations planes proportionnel à $\Delta E' \langle I_Z \rangle$ et un dichroïsme circulaire proportionnel à $\Gamma' \langle I_Z \rangle$.

Biréfringence magnétique : si la lumière se propage perpendiculairement à Oz, on peut supposer que les axes OX et Oz sont confondus. Les valeurs moyennes $\langle T_q^{(k)} \rangle$ sont donc invariantes par rotation autour de OX; or, si l'on considère une rotation $R_X(\pi)$ d'un angle π autour de OX, on a (49) :

$$R_X(\pi) T_q^{(k)} R_X(\pi)^\dagger = e^{-ik\pi} T_{-q}^{(k)}. \quad (\text{II,25})$$

On a donc :

$$\langle T_2^{(2)} \rangle = \langle T_{-2}^{(2)} \rangle \quad \text{et} \quad \langle T_0^{(1)} \rangle = 0.$$

On voit alors sur (II,21) que les polarisations principales (obtenues pour $\psi = n \frac{\pi}{2}$, θ quelconque) sont les polarisations planes parallèles à OX et OY, et que la différence entre leurs indices est proportionnelle à $\langle T_2^{(2)} \rangle$.

δ) Supposons que $\langle T^{(2)} \rangle = 0$; l'alignement dans l'état fondamental est nul, mais il peut subsister une orientation des atomes. Les deux seules observa-

bles dont dépend $B(t)$ sont $\langle T_0^{(1)} \rangle$ et $\langle T_0^{(0)} \rangle$; les deux polarisations principales sont les polarisations circulaires droite et gauche ($\psi = \theta = \pm \frac{\pi}{4}$). La différence entre les deux indices correspondants est proportionnelle à $\langle T_0^{(1)} \rangle = c^{(1)} \langle I_Z \rangle$, qui est ainsi responsable du pouvoir rotatoire et du dichroïsme circulaire de la vapeur. Lorsque le moment cinétique est $I = 1/2$ (cas de ^{199}Hg), on a toujours $\langle T^{(2)} \rangle = 0$; c'est pourquoi, dans les expériences de COHEN-TANNOUJJI et MANUEL (28), l'effet de la vapeur de ^{199}Hg sur le faisceau détecteur non résonnant se traduisait toujours par une simple rotation du plan de polarisation (effet Faraday paramagnétique), quelle que soit la direction du faisceau lumineux.

ε) Supposons que $\langle T^{(1)} \rangle = 0$: la vapeur n'a pas d'orientation, mais seulement un alignement (c'est le cas par exemple d'une vapeur de ^{201}Hg pompée optiquement par un faisceau non polarisé, ou polarisé linéairement). On peut alors vérifier, en utilisant le fait que $\langle T_2^{(2)} \rangle^* = \langle T_{-2}^{(2)} \rangle$ et (II,21), que les polarisations principales de la vapeur sont les polarisations définies par

$$\begin{cases} \theta = 0 \\ \psi = \frac{1}{2} \text{Arg}^t \langle T_2^{(2)} \rangle + n \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (\text{II,26})$$

où n est un nombre entier.

Les polarisations principales de la vapeur sont donc toujours planes; la vapeur alignée présente dans ce cas un dichroïsme et une biréfringence linéaires. Pour un faisceau résonnant, elle est donc équivalente à un polariseur linéaire imparfait; pour un faisceau non résonnant, à une lame biréfringente dont le retard de phase est proportionnel à $|\langle T_{\pm 2}^{(2)} \rangle|$.

Signalons que l'étude des propriétés d'anisotropie optique d'une vapeur alignée peut être faite à partir de considérations purement géométriques en introduisant "l'ellipsoïde des alignements". Donnons quelques résultats de cette étude, qui a été publiée par ailleurs (50) : pour obtenir les polarisations principales de la vapeur, il suffit de considérer l'intersection de l'ellipsoïde des alignements avec le plan XOY (perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau lumineux); les axes de l'ellipse ainsi obtenue donnent les directions des polarisations principales. La différence entre les deux indices principaux correspondants est proportionnelle à $\frac{1}{b^2} - \frac{1}{a^2}$, où a et b désignent les longueurs des axes

de l'ellipse. Par exemple, il est aisé de voir que, lorsque l'alignement est donné, la vapeur se comporte comme un milieu optiquement isotrope pour deux directions de propagation du faisceau lumineux : deux directions perpendiculaires aux plans de sections circulaires de l'ellipsoïde. Un autre exemple d'application de l'ellipsoïde des alignements est donné dans l'Appendice de ce Mémoire.

3) Etude des conditions optimales de détection optique

Nous avons pris jusqu'ici un point de vue général, afin de dégager les propriétés principales de l'effet paramagnétique et les symétries de la détection optique. On peut également chercher à utiliser l'équation (II,10) de manière à obtenir les réponses à un certain nombre de questions pratiques, qui se posent dans chaque expérience de pompage optique : quel est le montage expérimental le mieux adapté à la détection de chaque observable atomique ? Quelles sont les compositions spectrales les plus favorables pour le faisceau détecteur ? Quelles modulations lumineuses peut-on observer ?

Nous allons donc reprendre maintenant l'équation (II,10) de façon à mettre le signal de détection optique ΔI_D sous une forme commode, où l'influence de chaque paramètre expérimental est séparée. Puis nous discuterons le résultat ainsi obtenu en nous intéressant successivement au rôle du polariseur et de l'analyseur, aux modulations lumineuses observables, et à l'influence de la composition spectrale du faisceau détecteur.

a) Calcul du signal de détection ΔI_D

Il est bien connu que plusieurs types de détection optique sont possibles, suivant que l'on utilise ou non un polariseur et (ou) un analyseur. C'est pourquoi nous allons commencer par examiner les différents cas possibles.

α) Différents types de détection optique

i) *Détection optique sans polariseur ni analyseur*

On suppose qu'aucun polariseur ni analyseur n'est placé sur le trajet du faisceau lumineux détecteur, et on appelle $I_0 + \Delta I_D$ l'intensité lumineuse transmise par la cellule et recueillie par le photomultiplicateur. En utilisant l'équation (II,10), on voit que ΔI_D est donné par :

$$\Delta I_D = - \frac{\alpha \Gamma'}{2} I_0 \text{Tr} \{ B(t) \} \quad (\text{II},27)$$

Seules interviennent les propriétés d'absorption de la vapeur. Nous avons vu plus haut (cf § précédent) que $\text{Tr} \{ B(t) \}$ ne peut dépendre que de l'alignement des atomes dans la direction de propagation du faisceau lumineux. Les signaux de détection optique sont donc connus dans ce cas, sur lequel nous ne reviendrons pas.

ii) *Détection optique avec un polariseur seul, ou un analyseur seul.*

Si l'on place sur le trajet du faisceau lumineux un polariseur, correspondant à un vecteur polarisation $|\vec{e}_{\lambda_0}\rangle$, mais pas d'analyseur, on a :

$$\pi_I = I_0 |\vec{e}_{\lambda_0}\rangle \langle \vec{e}_{\lambda_0}| \quad (\text{II},28)$$

En reportant cette expression dans (II,10), on voit que le photomultiplicateur reçoit une intensité lumineuse $I_0 + \Delta I_D$, où ΔI_D est donné par :

$$\begin{aligned} \Delta I_D &= -\alpha \Gamma' \text{Tr} \{ \pi_I B(t) \} \\ &= -\alpha \Gamma' I_0 \langle \vec{e}_{\lambda_0} | B(t) | \vec{e}_{\lambda_0} \rangle \end{aligned} \quad (\text{II},29)$$

Cette fois encore, seules interviennent les propriétés d'absorption de la vapeur.

Le cas où l'on n'utilise aucun polariseur, mais un analyseur seul correspondant à la polarisation $|\vec{e}_a\rangle$ (cf § I,1,f, δ), se ramène immédiatement à celui qui vient d'être traité. En effet, on voit sur l'équation (II,10) que le photomultiplicateur reçoit alors une intensité lumineuse égale à :

$$(I_0/2) [1 - \alpha \Gamma' \langle \vec{e}_a | B(t) | \vec{e}_a \rangle] \quad (\text{II},30)$$

Il suffit donc de faire $|\vec{e}_a\rangle = |\vec{e}_{\lambda_0}\rangle$ pour être ramené au cas précédent.

(I_0 désigne ici encore l'intensité lumineuse tombant sur la cellule; le facteur 1/2 provient de ce que, dans ce cas, on a : $\pi_I = (I_0/2) \times 1$, où 1 désigne la matrice unité à deux dimensions).

iii) *Détection optique avec un polariseur et un analyseur.*

La mesure la plus générale consiste à placer à la fois un polariseur et un analyseur sur le trajet du faisceau lumineux. Dans ce cas, le photomulti-

plicateur reçoit une intensité lumineuse $\langle \vec{e}_a | \pi_I | \vec{e}_a \rangle + \Delta I_D$, avec :

$$\begin{aligned} \Delta I_D = & -\alpha I_0 (\Gamma'/2) \{ \langle \vec{e}_a | B(t) | \vec{e}_{\lambda_0} \rangle \langle \vec{e}_{\lambda_0} | \vec{e}_a \rangle + \text{c.c.} \} \\ & -i\alpha I_0 \Delta E' \{ \langle \vec{e}_a | B(t) | \vec{e}_{\lambda_0} \rangle \langle \vec{e}_{\lambda_0} | \vec{e}_a \rangle - \text{c.c.} \} \end{aligned} \quad (\text{II},31)$$

Cette formule permet de faire quelques remarques :

- Les variations du signal de détection optique en fonction de $\sigma_f(t)$, $|\vec{e}_{\lambda_0}\rangle$, $|\vec{e}_a\rangle$, sont contenues dans le facteur $\langle \vec{e}_a | B(t) | \vec{e}_{\lambda_0} \rangle \langle \vec{e}_{\lambda_0} | \vec{e}_a \rangle$. La partie réelle de ce facteur permet de connaître les signaux optiques correspondant aux transitions réelles; la partie imaginaire, ceux qui correspondent aux transitions virtuelles.

- Si l'on intervertit $|\vec{e}_{\lambda_0}\rangle$ et $|\vec{e}_a\rangle$, les signaux dus aux transitions réelles ne changent pas; ceux qui sont dus aux transitions virtuelles changent de signe.

- Si le polariseur et l'analyseur correspondent à des polarisations orthogonales ($\langle \vec{e}_{\lambda_0} | \vec{e}_a \rangle = 0$), les signaux de détection optiques sont constamment nuls. Un tel montage ne peut être utilisé que dans le cas où l'épaisseur optique de la vapeur atomique n'est pas faible (51) (52) .

- Si le polariseur et l'analyseur correspondent à la même polarisation, la comparaison de (II,29) et (II,31), où l'on a posé $|\vec{e}_a\rangle = |\vec{e}_{\lambda_0}\rangle$, montre que l'analyseur (ou le polariseur) ne joue aucun rôle dans le signal de détection optique. Il n'est donc pas nécessaire d'étudier à part les cas cités en ii) : polariseur seul ou analyseur seul; on peut les considérer comme un cas particulier des signaux obtenus dans le cas général.

β) Mise en évidence des différents paramètres intervenant dans ΔI_D

Les relations (II,20) et (II,21) nous permettent de calculer les éléments de matrice de $B(t)$. En choisissant comme base les deux vecteurs $|\vec{e}_X\rangle$ et $|\vec{e}_Y\rangle$ portés par OX et OY, nous obtenons :

$$B(t) = \sum_{n=0}^3 b_n(t) \sigma_n \quad (\text{II},32)$$

σ_0 est la matrice unité de dimension 2; $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ sont les trois matrices de Pauli. Les quatre nombres réels $b_n(t)$ sont définis par :

.../...

$$\left\{ \begin{array}{l} b_0(t) = -\frac{1}{\sqrt{6}} [\sqrt{2} \langle T_0^{(0)} \rangle + \langle T_0^{(2)} \rangle] \\ b_1(t) = \frac{1}{2} [\langle T_{-2}^{(2)} \rangle - \langle T_{+2}^{(2)} \rangle] \\ b_2(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \langle T_0^{(1)} \rangle \\ b_3(t) = \frac{1}{2} [\langle T_{-2}^{(2)} \rangle + \langle T_{+2}^{(2)} \rangle] \end{array} \right. \quad (\text{II,33})$$

Pour reporter l'expression (II,32) dans l'équation (II,31), il est commode d'introduire les nombres réels R_n et V_n définis par :

$$R_n + iV_n = 2 \langle \vec{e}_a | \sigma_n | \vec{e}_{\lambda_0} \rangle \langle \vec{e}_{\lambda_0} | \vec{e}_a \rangle \quad (\text{II,34})$$

On a alors :

$$\Delta I_d = -\alpha I_0 \sum_n b_n(t) \left[\frac{\Gamma'}{2} R_n - \Delta E' V_n \right] \quad (\text{II,35})$$

Cette équation va nous permettre d'étudier de manière détaillée les signaux de détection optique. Les différents paramètres qui interviennent dans le problème qui nous intéresse sont en effet séparés dans (II,35) : l'influence du polariseur et de l'analyseur est contenue dans les facteurs R_n et V_n ; celle des observables atomiques et de leur évolution en fonction du temps dans les nombres $b_n(t)$; quant à l'influence de la composition spectrale du faisceau détecteur, elle apparaît dans Γ' et $\Delta E'$. Les trois paragraphes qui vont suivre seront consacrés à l'étude successive du rôle de ces différents paramètres.

b) Influence du polariseur et de l'analyseur

Nous nous proposons dans ce paragraphe de déterminer le polariseur et l'analyseur qui, placés sur le trajet du faisceau détecteur, rendent maximum le signal optique correspondant à une grandeur atomique donnée; de plus, nous chercherons à isoler cette grandeur, c'est-à-dire à annuler la contribution au signal des autres observables.

Nous supposons que le faisceau lumineux traverse dans l'ordre (voir fig. 4) : un polariseur P, formé d'un polariseur linéaire π_1 transmettant les vibrations lumineuses qui font un angle Ψ_1 avec OX, et d'une lame biréfringente L_1 d'axes parallèles à OX (axe rapide) et OY (axe lent), et de retard $2\theta_1$; la cellule contenant la vapeur atomique étudiée; un analyseur A formé d'une lame biréfringente L_2 d'axes parallèles à ceux de L_1 et de retard $2\theta_2$, et d'un polariseur linéaire transmettant les vibrations lumineuses qui font un angle Ψ_2 avec OX. Le faisceau lumineux est ensuite recueilli par un photomultiplicateur PM.

Dans ces conditions, les vecteurs $|\vec{e}_{\lambda_0}\rangle$ et $|\vec{e}_a\rangle$ s'écrivent :

$$\begin{cases} |\vec{e}_{\lambda_0}\rangle = e^{-i\theta_1} \cos \Psi_1 |\vec{e}_X\rangle + e^{i\theta_1} \sin \Psi_1 |\vec{e}_Y\rangle \\ |\vec{e}_a\rangle = e^{i\theta_2} \cos \Psi_2 |\vec{e}_X\rangle + e^{-i\theta_2} \sin \Psi_2 |\vec{e}_Y\rangle \end{cases} \quad (\text{II,36})$$

Ces expressions, qui correspondent aux polarisations les plus générales contenues dans le plan XOY, permettent de calculer les quantités R_n et V_n ; les valeurs obtenues sont portées sur le tableau I. Nous allons discuter les résultats de ce tableau en étudiant successivement le cas d'un faisceau résonnant et celui d'un faisceau non résonnant.

a) Faisceau résonnant. Pour un faisceau résonnant, on a $\Delta E' \ll \Gamma'$ et, dans l'expression (II,35) seuls interviennent les termes qui contiennent les nombres R_n . On voit sur le tableau I que l'on peut rendre chacun de ces quatre nombres maximum en posant $\Psi_1 = \Psi_2$ et $\theta_1 = -\theta_2$, c'est-à-dire $|\vec{e}_{\lambda_0}\rangle = |\vec{e}_a\rangle$. D'après le § 3,a, α , ce résultat entraîne que l'analyseur (ou le polariseur) est inutile. On a alors :

$$\begin{aligned} R_0 &= 2, && \text{indépendant de } \Psi_1 \text{ et } \theta_1 \\ R_1 &= 2 \sin 2\Psi_1 \cdot \cos 2\theta_1, \text{ maximum si } && \Psi_1 = \pi/4, \theta_1 = 0 \quad (\text{polariseur linéaire}) \\ R_2 &= 2 \sin 2\Psi_1 \cdot \sin 2\theta_1, \text{ maximum si } && \Psi_1 = \pi/4, \theta_1 = \pi/4 \quad (\text{polariseur circulaire}) \\ R_3 &= 2 \cos 2\Psi_1, && \text{maximum si } \Psi_1 = 0, \theta_1 \text{ quelconque } (\text{polariseur linéaire}) \end{aligned}$$

On a résumé sur le tableau II les résultats obtenus, qui permettent de choisir les polariseurs les mieux adaptés à la détection optique des grandeurs $b_n(t)$ avec un faisceau résonnant. On voit que, dans tous les cas, on détecte avec un faisceau résonnant la grandeur $b_0(t)$ (c'est-à-dire l'alignement dans la direction OZ).

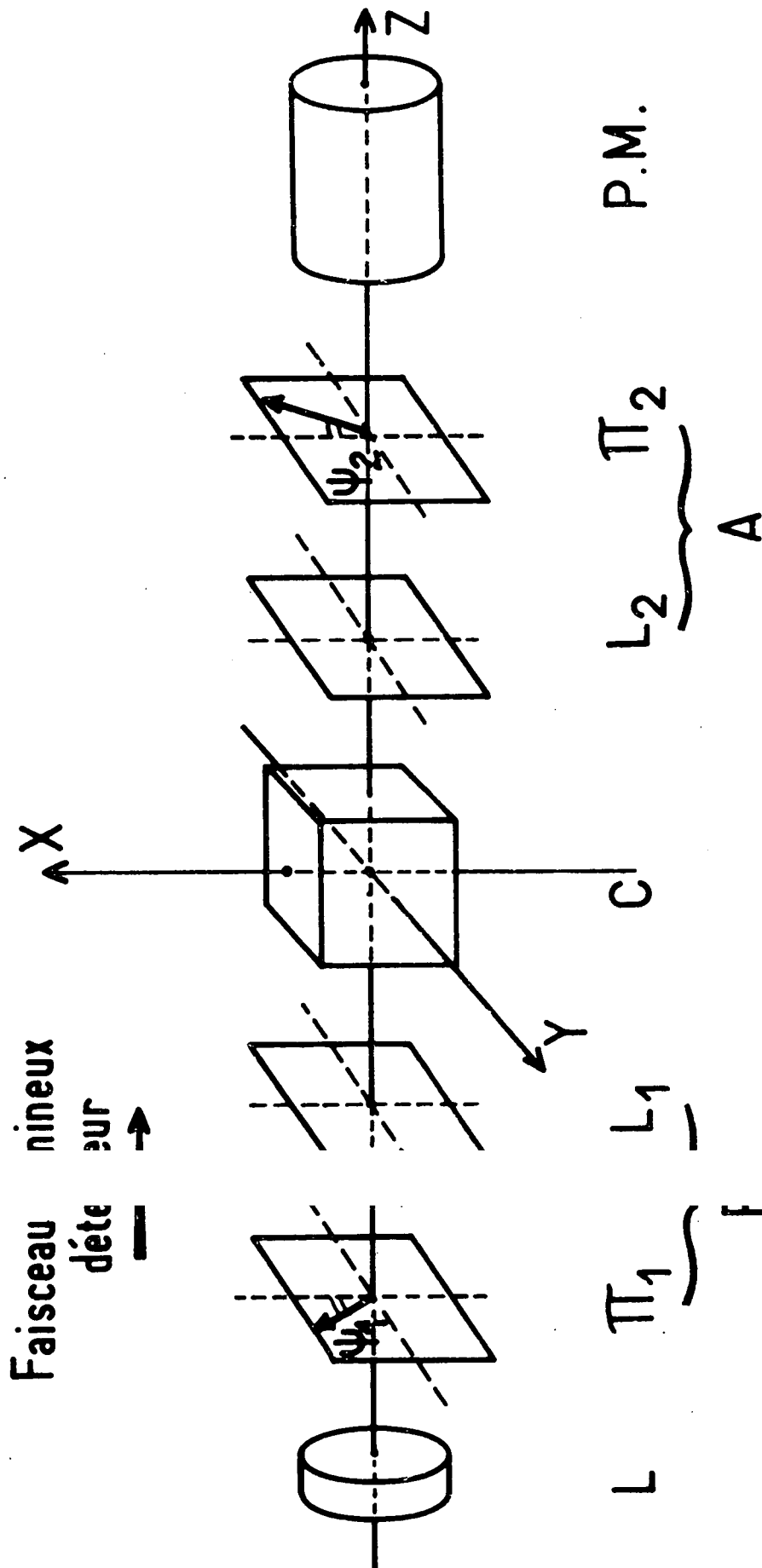


Fig - 4

Nous pouvons distinguer deux cas particuliers :

i) Avec un polariseur circulaire, on détecte, en plus de $b_0(t)$, la grandeur $b_2(t) = c^{(1)} \langle I_Z \rangle$ (pour isoler l'observable I_Z , il serait nécessaire de mesurer la différence des absorptions par la vapeur des deux polarisations circulaires droite et gauche). Nous retrouvons le fait que l'orientation dans l'état fondamental correspond au dichroïsme circulaire de la vapeur.

ii) Avec un polariseur linéaire ($\theta_1 = \theta_2 = 0$), on ne peut détecter que l'alignement, et le signal de détection optique s'écrit :

$$\Delta I_D = -\alpha \Gamma' I_0 [b_0(t) + b_1(t) \sin 2\Psi_1 + b_3(t) \cos 2\Psi_1] \quad (\text{II,37})$$

Or, d'après les relations (II,23) et (II,33), on a :

$$\begin{cases} b_1(t) = \frac{c^{(2)}}{2} \langle I_X I_Y + I_Y I_X \rangle \\ b_3(t) = \frac{c^{(2)}}{2} \langle I_X^2 - I_Y^2 \rangle \end{cases} \quad (\text{II,38})$$

Un calcul simple permet alors de montrer que la partie du signal ΔI_D donné par (II,37) qui dépend de l'alignement est proportionnelle à :

$$c^{(2)} \langle 3(I_{\psi_1})^2 - I(I+1) \rangle$$

où I_{ψ_1} est donné par $I_{\psi_1} = \cos \psi_1 I_X + \sin \psi_1 I_Y$.

ΔI_D ne dépend donc que de l'alignement dans la direction ψ_1 de la polarisation plane \vec{e}_{λ_0} incidente. Ce résultat n'est pas étonnant : ΔI_D ne dépend que de \vec{e}_{λ_0} , et ne change donc pas lorsque le faisceau (ou les atomes) subissent une rotation autour de \vec{e}_{λ_0} ; la seule composante de l'alignement invariante dans une telle rotation est bien l'alignement dans la direction ψ_1 .

L'étude des variations de ΔI_D en fonction de ψ_1 permet donc de connaître l'alignement dans toutes les directions perpendiculaires à la direction OZ de propagation du faisceau détecteur. Le fait que l'alignement des atomes intervient lorsque la polarisation incidente est linéaire montre bien qu'il est lié à un dichroïsme linéaire de la vapeur.

β) *Faisceau non résonnant.* Pour un faisceau non résonnant, on a $\Gamma' \ll \Delta E'$, et on ne conserve dans l'expression (II,35) que les termes qui contiennent les nombres V_n (voir tableau I).

V_0 est toujours nul : la quantité $b_0(t)$ n'intervient pas dans la biréfringence de la vapeur et ne peut se détecter avec un faisceau non résonnant.

V_1 est maximum si :

$$\theta_1 = \theta_2 = \pi/4 \quad \text{et si} \quad \Psi_1 + \Psi_2 = \pi/4$$

c'est-à-dire par exemple si $\Psi_1 = 0$ et $\Psi_2 = \pi/4$ (ou vice versa), ce qui correspond à un polariseur linéaire et un analyseur circulaire (ou vice versa).

T A B L E A U I

n	$R_n = \langle \vec{e}_a \sigma_n \vec{e}_{\lambda_0} \rangle \langle \vec{e}_{\lambda_0} \vec{e}_a \rangle + \text{c.c.}$	$V_n = -i(\langle \vec{e}_a \sigma_n \vec{e}_{\lambda_0} \rangle \langle \vec{e}_{\lambda_0} \vec{e}_a \rangle - \text{c.c.})$
0	$2\cos^2(\theta_1+\theta_2)\cos^2(\Psi_1-\Psi_2)+2\sin^2(\theta_1+\theta_2)\cos^2(\Psi_1+\Psi_2)$ $= 2 \langle \vec{e}_{\lambda_0} \vec{e}_a \rangle ^2$	0
1	$\sin 2\Psi_1 \cos 2\theta_1 + \sin 2\Psi_2 \cos 2\theta_2$	$\sin 2\Psi_1 \cos 2\Psi_2 \sin 2\theta_1$ $+ \sin 2\Psi_2 \cos 2\Psi_1 \sin 2\theta_2$
2	$\sin 2\Psi_1 \sin 2\theta_1 - \sin 2\Psi_2 \sin 2\theta_2$	$\cos 2\Psi_1 \sin 2\Psi_2 \cos 2\theta_2$ $- \cos 2\Psi_2 \sin 2\Psi_1 \cos 2\theta_1$
3	$2 \cos (\Psi_1 + \Psi_2) \cos (\Psi_1 - \Psi_2)$	$- \sin 2\Psi_1 \sin 2\Psi_2 \sin 2(\theta_1+\theta_2)$

T A B L E A U II : Faisceau résonnant

Polariseur linéaire

	Pas de polariseur	Parallèle à OX ou OY	A 45° de OX et OY	Polariseur circulaire
R_0	2	2	2	2
R_1	0	0	± 2	0
R_2	0	0	0	± 2
R_3	0	± 2	0	0

.../...

T A B L E A U III : Faisceau non résonnant

	Pas d'analyseur	Polariseur et analyseur linéaires à 45° l'un de l'autre	Analyseur circulaire	
			Polariseur parallèle à OX ou OY	Polariseur à 45° de OX et OY
V ₀	0	0	0	0
V ₁	0	0	± 1	0
V ₂	0	± 1	0	0
V ₃	0	0	0	± 1

V₂ est maximum si $\theta_1 = \theta_2 = 0$, $\Psi_1 - \Psi_2 = \pi/4$, ce qui correspond à deux polarisations linéaires faisant entre elles un angle de 45°.

V₃ est maximum si $\theta_1 + \theta_2 = \pi/4$, $\Psi_1 = \Psi_2 = \pi/4$, c'est-à-dire par exemple si $\theta_1 = 0$ et $\theta_2 = \pi/4$ (ou vice versa); on a alors un polariseur linéaire et un analyseur circulaire (ou vice versa).

Les résultats correspondants sont rassemblés sur le tableau III.

Nous sommes conduits à étudier particulièrement deux cas :

i) Lorsque le polariseur et l'analyseur sont linéaires ($\theta_1 = \theta_2 = 0$), le signal de détection optique s'écrit (cf tableau I) :

$$\begin{aligned} \Delta I_D &= \alpha \Delta E' I_0 b_2(t) \sin (2\Psi_2 - 2\Psi_1) \\ &= \frac{\alpha \Delta E'}{\sqrt{2}} I_0 c^{(1)} \langle I_Z \rangle \sin (2\Psi_2 - 2\Psi_1) \end{aligned} \quad (\text{II,39})$$

Le signal n'est sensible qu'à l'orientation $\langle I_Z \rangle$, qui correspond à une biréfringence circulaire de la vapeur, et donc à une rotation du plan de la polarisation lumineuse (effet Faraday).

Ce montage expérimental correspond à celui que COHEN-TANNOUJJI et MANUEL (28) avaient utilisé dans le cas de ¹⁹⁹Hg; comme cet isotope, de spin nucléaire I = 1/2, ne possède jamais d'alignement dans l'état fondamental, ces auteurs ne pouvaient détecter que l'orientation des atomes. Nos résultats nous permettent de généraliser cette méthode : avec ce dispositif, on est certain dans tous les cas (comme par exemple celui de ²⁰¹Hg de spin nucléaire I = 3/2), de ne détecter que l'orientation, les signaux liés à l'alignement restant constamment nuls.

ii) Lorsque le polariseur est linéaire et l'analyseur circulaire (ou vice versa), on a $\theta_1 = 0$, $\theta_2 = \Psi_2 = \pi/4$, et le signal ΔI_D , qui ne dépend que de l'alignement dans l'état fondamental, s'écrit :

$$\Delta I_D = \alpha \Delta E' I_0 [b_1(t) \cos 2\Psi_1 - b_3(t) \sin 2\Psi_1] \quad (\text{II,40})$$

c) Etude des signaux lumineux modulés

Les variations dans le temps du signal optique ΔI_D sont données par les variations des nombres $b_n(t)$, définis en (II,33). Les valeurs moyennes dont dépendent ces nombres peuvent faire intervenir les populations $\sigma_{\mu\mu}$ de la matrice densité $\sigma_f(t)$, comme ses "cohérences hertziennes" $\sigma_{\mu\mu'}$. Nous supposons que les atomes sont placés dans un champ magnétique statique \vec{B}_0 et un champ de radiofréquence $\vec{B}_1(t)$ tournant à la fréquence $\Omega/2\pi$ autour de \vec{B}_0 , et qu'ils sont soumis à l'action d'un faisceau lumineux de pompage de polarisation "non cohérente". Dans ces conditions, on sait que les cohérences hertziennes $\sigma_{\mu\mu'}$ sont des fonctions sinusoïdales du temps, de pulsation $(\mu' - \mu)\Omega$. Le signal de détection optique comprend donc en général des modulations ayant ces pulsations. Dans ce paragraphe, nous allons étudier ces modulations, ainsi que la manière de les détecter dans deux cas particuliers : le faisceau détecteur se propage parallèlement au champ magnétique \vec{B}_0 , ou perpendiculairement.

a) *Faisceau se propageant parallèlement à \vec{B}_0 .*

Dans ce cas, on voit sur les équations (II,33) que $b_0(t)$ et $b_2(t)$ sont constants, alors que $b_1(t)$ et $b_3(t)$ sont modulés à la pulsation 2Ω .

On peut poser, avec un choix convenable de l'origine des temps (cf (II,33)) :

$$\begin{cases} b_1(t) = \beta \sin 2\Omega t \\ b_3(t) = \beta \cos 2\Omega t \end{cases} \quad (\text{II,41})$$

où β est un coefficient réel.

i) Faisceau résonnant. - On voit sur (II,37) que la partie modulée ΔI_m du signal de détection optique s'écrit, lorsque l'on utilise un polariseur linéaire :

$$\Delta I_m = -\alpha \Gamma' I_0 \beta \cos (2\Omega t - 2\Psi_1) \quad (\text{II,42})$$

L'amplitude de la modulation lumineuse obtenue est donc indépendante de Ψ_1 ; sa phase varie comme $2\Psi_1$.

ii) Faisceau non résonnant. - Si on utilise un polariseur linéaire et un analyseur circulaire, d'après l'équation (II,40), le signal de détection optique s'écrit alors :

$$\Delta I_d = \alpha \Delta E' I_0 \beta \sin (2\Omega t - 2\Psi_1) \quad (\text{II,43})$$

La modulation lumineuse a encore une amplitude indépendante de Ψ_1 , et une phase qui varie comme $2\Psi_1$; elle est en quadrature avec la modulation observée avec un faisceau résonnant (ce qui correspond au fait que, dans ce cas, on détecte la composante de l'alignement faisant un angle de 45 degrés avec Ψ_1 , comme nous l'avons vu plus haut).

β) Faisceau se propageant perpendiculairement à \vec{B}_0 .

Nous supposons que \vec{B}_0 est parallèle à l'axe OX (voir fig. 5); il est commode d'introduire un trièdre Oxyz dont l'axe Oz porte le champ magnétique \vec{B}_0 , afin d'étudier l'évolution dans le temps des diverses grandeurs $b_n(t)$. En utilisant (II,22), (II,23) et (II,33), il vient (en tenant compte du fait que $I_x = I_z$, $I_y = I_x$, $I_z = I_y$, cf fig. 5) :

$$\left\{ \begin{array}{l} b_1(t) = (1/4) c^{(2)} \langle I_z(I_+ + I_-) + (I_+ + I_-) I_z \rangle \\ \quad \text{avec } I_{\pm} = I_x \pm iI_y \\ b_2(t) = \frac{1}{2\sqrt{2}} c^{(1)} \langle I_- - I_+ \rangle \\ -b_0(t) - b_3(t) = \frac{c^{(0)}}{\sqrt{3}} - c^{(2)} \left[\langle I_z^2 \rangle - (1/3) I(I+1) \right] \\ -b_0(t) + b_3(t) = \frac{c^{(0)}}{\sqrt{3}} + \frac{c^{(2)}}{2} \left[\langle I_z^2 \rangle \right. \\ \quad \left. - (1/3) I(I+1) - (1/2) \langle I_+^2 + I_-^2 \rangle \right] \end{array} \right. \quad (\text{II,44})$$

.../...

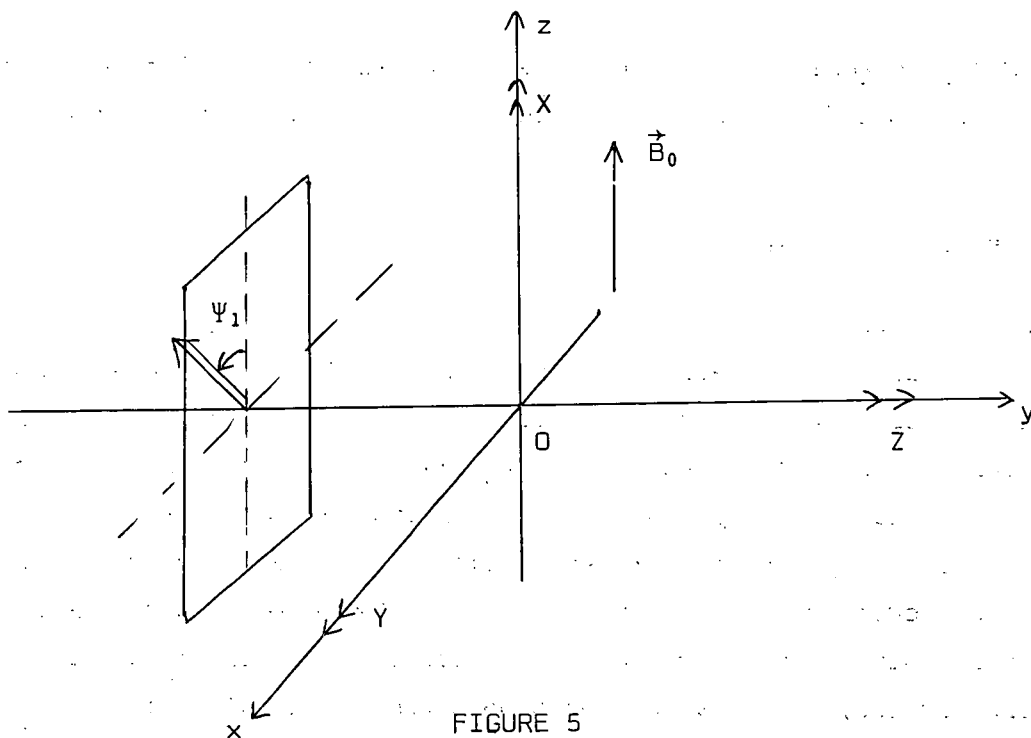


FIGURE 5

$b_1(t)$ et $b_2(t)$ évoluent donc à la pulsation Ω , $-b_0(t) - b_3(t)$ est constant, et $-b_0(t) + b_3(t)$ comprend une partie constante ainsi qu'une partie évoluant à la pulsation 2Ω . Comme plus haut, nous allons distinguer deux cas :

1) Faisceau résonnant. - Rappelons que (cf tableau II), sans polariseur ni analyseur, on observe la grandeur $b_0(t)$; le signal optique comprend donc dans ce cas une modulation à la pulsation 2Ω , qui correspond à l'alignement dans la direction OZ.

Avec un polariseur circulaire, on détecte simultanément les grandeurs $b_0(t)$ et $b_2(t)$ (cf tableau II); à la modulation à 2Ω déjà signalée s'ajoute une modulation à Ω due à l'orientation dans la direction OZ.

Avec un polariseur linéaire, on ne détecte que l'alignement (cf éq. (II,37)). Il apparaît donc deux modulations lumineuses : l'une, de pulsation Ω , correspond à $b_1(t)$ et est proportionnelle à $R_1 \propto \sin 2\Psi_1$; l'autre, de pulsation 2Ω , correspond à $-b_0(t) + b_3(t)$ et est proportionnelle à $-R_0 + R_3 \propto \sin^2 \Psi_1$. On retrouve bien, en faisant $\Psi_1 = 0$, le fait que lorsque la polarisation $|\vec{e}_{\lambda_0}\rangle$ n'est pas cohérente, le signal ne peut contenir aucune modulation lumineuse.

ii) Faisceau non résonnant. - Avec un polariseur et un analyseur linéaires, on détecte la grandeur $b_2(t)$ (voir éq. (II,39)) et donc une modulation de pulsation Ω , proportionnelle à $\sin(2\Psi_2 - 2\Psi_1)$, qui correspond à l'orientation $\langle I_z \rangle$.

Avec un polariseur linéaire et un analyseur circulaire (ou vice versa), le signal de détection optique ne dépend que de $b_1(t)$ et $b_3(t)$ (voir éq. (II,40)). Il apparaît donc deux modulations lumineuses dues à l'alignement : la première, qui correspond à $b_1(t)$, a la pulsation Ω et est proportionnelle à $\cos 2\Psi_1$; la seconde, qui correspond à $b_3(t)$, a la pulsation 2Ω et est proportionnelle à $\sin 2\Psi_1$.

En résumé, dans le cas de l'effet paramagnétique et des épaisseurs optiques faibles, on peut observer les modulations lumineuses suivantes (quelle que soit la valeur du nombre quantique I) :

- des modulations de pulsation Ω liées à l'orientation de la vapeur, et obtenues avec un "faisceau croisé".
- des modulations liées à l'alignement de la vapeur (si $I > 1/2$); pour un faisceau longitudinal, ces modulations ont une amplitude constante, une pulsation 2Ω , et une phase variant comme $2\Psi_1$; pour un faisceau croisé, ce sont les amplitudes, et non les phases, des modulations qui varient avec le polariseur et l'analyseur, comme le montre le tableau IV :

T A B L E A U . I V

		Pulsation	
		Ω	2Ω
Faisceau	{ résonnant	$\sin 2\Psi_1$	$\sin^2 \Psi_1$
	{ non résonnant	$\cos 2\Psi_1$	$\sin 2\Psi_1$

Signalons qu'il est possible d'interpréter de manière purement géométrique ces résultats en utilisant l'ellipsoïde des alignements (50) (voir également l'Appendice où cette méthode est appliquée dans un cas particulier).

d) Influence de la composition spectrale du faisceau détecteur

α) *Position du problème, définitions.* - Dans l'équation (II,35), l'influence sur le signal optique ΔI_D de la composition spectrale du faisceau lumineux détecteur est contenue dans les facteurs $\alpha\Gamma'$ et $\alpha\Delta E'$. Rappelons toutefois que pour obtenir cette équation, nous n'avons considéré dans l'état excité qu'un ensemble de sous-niveaux $|F, m\rangle$, issus d'un seul niveau de moment cinétique total F. Cette simplification revient dans le cas des isotopes impairs du mercure à supposer, comme dans JP1 et JP2, que le faisceau lumineux détecteur ne peut faire subir aux atomes de la vapeur que des transitions vers un seul niveau hyperfin de l'état excité. Or, cette hypothèse n'est pas toujours réalisée, notamment en ce qui concerne les transitions virtuelles.

Nous allons donc dans ce paragraphe tenir compte de l'influence de la structure hyperfine dans l'état excité 6^3P_1 (ou 6^1P_1) du mercure. Les différences d'énergie Zeeman à l'intérieur du sous-niveau hyperfin F entre les états $|F, m\rangle$ et $|F, m'\rangle$ sont encore supposées négligeables devant la largeur $K\Delta$ de la raie excitatrice (ou la largeur Doppler $K\Delta'$ de la raie d'absorption de la vapeur). Par contre, nous ne faisons aucune hypothèse concernant les différences d'énergie entre les états $|F, m\rangle$ et $|F', m'\rangle$ ($F \neq F'$).

Nous nous plaçons donc dans un cas qui ne correspond pas à l'effet paramagnétique pur, puisque nous tenons compte de l'existence de plusieurs sous-niveaux F, et donc de l'effet diamagnétique dû à l'hamiltonien hyperfin du niveau excité. On peut toutefois voir en utilisant (I,32) et (I,37) que la complication ainsi introduite n'est pas très grande, puisqu'il suffit de remplacer dans ce cas (II,10) par :

$$\pi_T - \pi_I = -\alpha \sum_F \left\{ \frac{\Gamma'_F}{2} [B_F(t), \pi_I]_+ + i\Delta E'_F [B_F(t), \pi_I] \right\} \quad (II,45)$$

La variation de la matrice polarisation est simplement la somme des variations dues à chacune des composantes hyperfines F. Γ'_F et $\Delta E'_F$ sont des nombres qui correspondent à la contribution de la composante F à l'élargissement et au déplacement du niveau fondamental, et sont définis par généralisation de (II,5) :

$$\frac{\Gamma'_F}{2} + i\Delta E'_F = \frac{iq^2}{\kappa^2} \frac{|\langle J=1 | \vec{T} | J=0 \rangle|^2}{3} \int I(\omega) d\omega \int \frac{f(\vec{v}) d^3v}{\omega - \omega_0^F - \vec{k} \cdot \vec{v} + i\Gamma/2} \quad (\text{II,46})$$

$\langle J=1 | \vec{T} | J=0 \rangle$ est l'élément de matrice réduit du dipôle électrique $q\vec{T}$ entre les états purement électroniques $| J=1, m_J \rangle$, dont sont issus les divers sous-niveaux excités $| F, m_F \rangle$, et l'état fondamental $| J=0, m_J=0 \rangle$. (Nous avons utilisé le fait que l'opérateur \vec{T} n'agit que sur les variables électroniques, et non sur le spin nucléaire \vec{I} ; cette propriété permet également de montrer que les relations de définition (II,9) de \vec{D} restent valables dans ce cas.)

$\kappa \omega_0^F$ est la différence d'énergie entre le sous-niveau hyperfin F et le niveau fondamental; on peut voir sur (II,46) que lorsque la largeur de la raie excitatrice (ou la largeur Doppler) est grande devant la structure hyperfine des niveaux F (illumination "broad line"), Γ'_F et $\Delta E'_F$ sont indépendantes de F.

La matrice $B_F(t)$ est obtenue en remplaçant, dans la définition (II,6) de $B(t), P_e$ par

$$P_F = \sum_{m_F=-F}^{+F} |F, m_F\rangle \langle F, m_F| \quad (\text{II,47})$$

projecteur sur le sous-niveau hyperfin F.

P_F est, comme P_e , un opérateur scalaire (invariant par rotation); il est donc possible de faire les mêmes raisonnements que dans les paragraphes II,1 et 2 : définition d'opérateurs tensoriels irréductibles, étude des symétries, etc... L'influence de l'effet diamagnétique n'introduit donc pas dans ce cas de différence fondamentale (par contre, nous verrons au § III que lorsque le champ magnétique est suffisamment intense pour introduire un effet diamagnétique lié aux différences d'énergies Zeeman, les symétries du problème sont profondément modifiées).

Par analogie avec (II,32), nous décomposons chaque matrice $B_F(t)$ sur les matrices de Pauli en posant :

$$B_F(t) = \sum_{n=0}^3 b_n^F(t) \sigma_n \quad (\text{II,48})$$

ce qui nous permet d'obtenir la relation :

$$\Delta I_D = -\alpha I_0 \sum_{F,n} b_n^F(t) \left[\frac{\Gamma'_F}{2} R_n - \Delta E'_F V_n \right] \quad (\text{II,49})$$

.../...

Cette équation est la généralisation de (II,35) lorsque l'on tient compte de la structure hyperfine du niveau excité.

Les nombres $b_n^F(t)$ peuvent s'exprimer comme en (II,33), en fonction des valeurs moyennes dans l'état fondamental d'opérateurs $T_q^{(k)}(F)$, qui maintenant dépendent de F , et sont obtenus en remplaçant dans (II,17) P_e par P_F .

Notons que, d'après le théorème de Wigner-Eckart, deux opérateurs $T_q^{(k)}(F)$ qui ne diffèrent que par la valeur de F sont proportionnels. Il est commode d'introduire, comme en (II,22) et (II,23), les coefficients de proportionnalité $c^{(k)}(F)$, dépendant de F , entre chaque opérateur $T_q^{(k)}(F)$ et l'un des 5 opérateurs tensoriels : $1, I_Z, 3I_Z^2 - I(I+1)$ et $(I_X \pm iI_Y)^2$. On peut alors exprimer le signal ΔI_d en fonction des mêmes grandeurs dans l'état fondamental qu'au paragraphe II, 2 ; la seule différence est que, pour tenir compte de l'existence des différents niveaux F , il faut remplacer, dans la contribution de chaque observable d'ordre k , Γ' par $\sum_F c^{(k)}(F) \Gamma'_F$ et $\Delta E'$ par $\sum_F c^{(k)}(F) \Delta E'_F$. Notons toutefois que les coefficients R_n et V_n , qui ne dépendent pas de F , restent inchangés. Il en résulte que, tant que l'on ne compare pas entre eux des signaux relatifs à des observables d'ordres k différents, et dus à des transitions de nature différente (réelles ou virtuelles), on aboutit aux mêmes conclusions qu'aux paragraphes b et c; les résultats énoncés dans ces paragraphes sont donc encore valables lorsque l'on tient compte de la structure hyperfine du niveau excité.

Par contre, les variations du signal ΔI_d , donné par l'équation (II,49), en fonction de la composition spectrale de la lumière excitatrice, sont maintenant complexes : elles dépendent de l'ordre de l'observable étudiée, et font intervenir les coefficients $c^{(k)}(F)$, dont nous allons calculer les variations en fonction de k et de F . En reportant les relations (II,47) dans l'expression des éléments de matrice de $T_q^{(k)}(F)$, on obtient :

$$\langle \mu' | T_q^{(k)}(F) | \mu'' \rangle = \frac{\langle I || T_q^{(k)}(F) || I \rangle}{\sqrt{2I+1}} \langle I k \mu'' q | I \mu' \rangle \quad (II,50)$$

avec :

$$\langle I || T_q^{(k)}(F) || I \rangle = (-1)^{I+F+k} (2F+1) \sqrt{2k+1} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & k \\ I & I & F \end{Bmatrix} \quad (II,51)$$

Cette relation permet de calculer les coefficients $c^{(k)}(F)$. On a alors :

$$\sum_F c^{(k)}(F) \Gamma'_F \propto \sum_F (-1)^{I+F} (2F+1) \begin{Bmatrix} 1 & 1 & k \\ I & I & F \end{Bmatrix} \Gamma'_F \quad (\text{II,52})$$

Cette expression donne, dans le cas d'un faisceau résonnant, les variations du signal optique correspondant à une observable d'ordre k en fonction de la composition spectrale du faisceau détecteur. Pour un faisceau non résonnant, il suffit de remplacer Γ'_F par $\Delta E'_F$. La formule (II,52) va nous permettre d'étudier quelques cas particuliers.

β) Cas de ^{199}Hg : $I = 1/2$. - Le niveau excité, pour lequel J , moment angulaire électronique, vaut 1, comprend deux sous-niveaux hyperfins $F = 1/2$ et $F = 3/2$. On montre, en reportant ces valeurs de I , J et F dans (II,52), que les signaux correspondant à la population totale de l'état fondamental sont proportionnels à $(\Gamma'_{1/2} + 2\Gamma'_{3/2})$. Dans le cas de l'orientation, les signaux sont proportionnels à $(\Gamma'_{1/2} - \Gamma'_{3/2})$ pour un faisceau résonnant, à $(\Delta E'_{1/2} - \Delta E'_{3/2})$ pour un faisceau non résonnant.

Nous retrouvons bien que l'absorption lumineuse isotrope correspondant à la population totale de l'état fondamental est, pour chaque composante hyperfine F , proportionnelle au poids statistique $(2F + 1)$ du niveau F . On remarque de plus que les signaux dus à l'orientation sont nuls dans le cas d'une illumination "broad-line", c'est-à-dire par exemple si :

$$\Delta \gg \left| \omega_0^{1/2} - \omega_0^{3/2} \right|.$$

Ce résultat peut s'interpréter de la manière suivante : Comme nous l'avons vu plus haut (cf § I,3,b), les phénomènes transitoires dus au processus d'absorption d'un photon par un atome durent un temps $1/\Delta$; la condition $\Delta \gg \left| \omega_0^{1/2} - \omega_0^{3/2} \right|$ signifie donc qu'au cours de ce processus le couplage hyperfin entre \vec{I} et \vec{J} dans l'état excité n'a pas le temps de se produire. On comprend alors pourquoi l'absorption lumineuse, qui ne fait intervenir aucun couplage direct entre \vec{I} et l'onde lumineuse, ne peut être sensible à l'orientation de \vec{I} dans l'état fondamental.

γ) Cas de ^{201}Hg : $I = 3/2$. - Le niveau excité comprend trois sous-niveau hyperfins, $F = 1/2, 3/2$ et $5/2$. On montre comme plus haut que les signaux optiques correspondant à la population totale de l'état fondamental sont proportionnels à :

$$2\Gamma'_{1/2} + 4\Gamma'_{3/2} + 6\Gamma'_{5/2} \quad (\text{II,53})$$

Dans le cas de l'orientation, on obtient :

$$\begin{aligned} 5\Gamma'_{1/2} + 4\Gamma'_{3/2} - 9\Gamma'_{5/2} & \quad (\text{transitions réelles}) \\ 5\Delta E'_{1/2} + 4\Delta E'_{3/2} - 9\Delta E'_{5/2} & \quad (\text{transitions virtuelles}) \end{aligned} \quad (\text{II,54})$$

et dans le cas de l'alignement :

$$\begin{aligned} -5\Gamma'_{1/2} + 8\Gamma'_{3/2} - 3\Gamma'_{5/2} & \quad (\text{transitions réelles}) \\ -5\Delta E'_{1/2} + 8\Delta E'_{3/2} - 3\Delta E'_{5/2} & \quad (\text{transitions virtuelles}) \end{aligned} \quad (\text{II,55})$$

Les signaux correspondant à la population totale font ici encore intervenir les poids statistiques des niveaux F ; ceux qui sont dus à l'orientation ou à l'alignement sont nuls pour une illumination "broad line". Les interprétations de ces résultats sont les mêmes que dans le cas de ^{199}Hg .

Les coïncidences hyperfines de la raie $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ du mercure permettent, en changeant l'isotope contenu dans la lampe dont est issu le faisceau détecteur, de faire varier les grandeurs relatives des divers nombres Γ'_F et $\Delta E'_F$. Les formules qui viennent d'être données permettent donc de choisir l'isotope le plus approprié à la détection de chaque observable de l'état fondamental. Par exemple, dans le cas de l'alignement détecté avec un faisceau non résonnant, on voit sur (II,55) qu'il est préférable d'utiliser une raie lumineuse proche de la composante $F = 3/2$ de ^{201}Hg ; si, de plus, la fréquence centrale du faisceau détecteur tombe entre les deux composantes $F = 3/2$ et $F = 1/2$ de ^{201}Hg , distantes de quelques largeurs Doppler, $\Delta E'_{3/2}$ et $\Delta E'_{1/2}$ sont du même ordre de grandeur, mais de signes opposés. On voit alors sur (II,55) que les signaux dus aux deux composantes hyperfines s'ajoutent. Or ce cas correspond à l'utilisation d'une lampe remplie de ^{196}Hg (cf fig. 6); c'est donc cet isotope qui est le meilleur pour détecter l'alignement avec un faisceau non résonnant.

Nous avons effectivement effectué les vérifications expérimentales correspondantes; leur description est donnée dans le paragraphe suivant.

Remarque : Le calcul que nous venons de faire permet de tenir compte de la structure hyperfine des transitions optiques d'un atome quelconque pour lequel $J = 0$ dans l'état fondamental ⁽⁸⁾. On peut transposer ces résultats à l'étude de l'effet de la structure fine, dans le cas des atomes pour lesquels $L = 0$ dans l'état fondamental.

Etudions par exemple le cas de la raie $\lambda = 10\ 830\ \text{\AA}$ de ⁴He, pour laquelle le niveau métastable 2^3S_1 joue le rôle de l'état fondamental; le niveau excité 2^3P comprend trois niveaux de structure fine, repérés par les valeurs de $J = 0, 1$ ou 2 . On montrerait dans ce cas qu'avec un faisceau résonnant les signaux optiques correspondant à la population totale du niveau 2^3S_1 sont proportionnels à $\Gamma'_0 + 3\Gamma'_1 + 5\Gamma'_2$; pour l'orientation et l'alignement, on obtiendrait respectivement :

$$(-2\Gamma'_0 - 3\Gamma'_1 + 5\Gamma'_2) \quad \text{et} \quad (2\Gamma'_0 - 3\Gamma'_1 + \Gamma'_2)$$

avec un faisceau résonnant;

$$(-2\Delta E'_0 - 3\Delta E'_1 + 5\Delta E'_2)$$

et

$$(2\Delta E'_0 - 3\Delta E'_1 + \Delta E'_2)$$

avec un faisceau non résonnant. Nous retrouvons dans ce cas certains résultats de PANCHARATNAM (57).

Dans le cas de ³He, la situation est plus compliquée : le niveau métastable se compose alors de 2 niveaux hyperfins $F = 1/2$ et $3/2$; de plus, dans le niveau ³P, le couplage hyperfin est du même ordre que le couplage de structure fine, et J n'est plus un bon nombre quantique des sous-niveaux correspondants. Il existe toutefois un cas simple, celui où l'excitation se fait en raie large, et où les coefficients Γ' et $\Delta E'$ sont pratiquement égaux pour toutes les raies de structure fine ou hyperfine de la transition $2^3S \leftrightarrow 2^3P$: le processus d'absorption est alors suffisam-

.../...

⁽⁸⁾ La généralisation au cas où J est quelconque, ce qui entraîne l'existence d'une structure hyperfine dans l'état fondamental (comme par exemple pour les alcalins) est effectuée dans la référence (45).

ment court pour que l'atome se comporte comme si son seul moment cinétique était $L = 0$, et le signal de détection optique n'est plus sensible ni à l'orientation ni à l'alignement des atomes métastables.

4) Vérifications expérimentales dans le cas de ^{201}Hg

a) Choix de ^{201}Hg ; montage expérimental

Pour vérifier expérimentalement les prévisions théoriques des paragraphes précédents, il était nécessaire de choisir un élément chimique, orientable optiquement, qui remplisse un certain nombre de conditions :

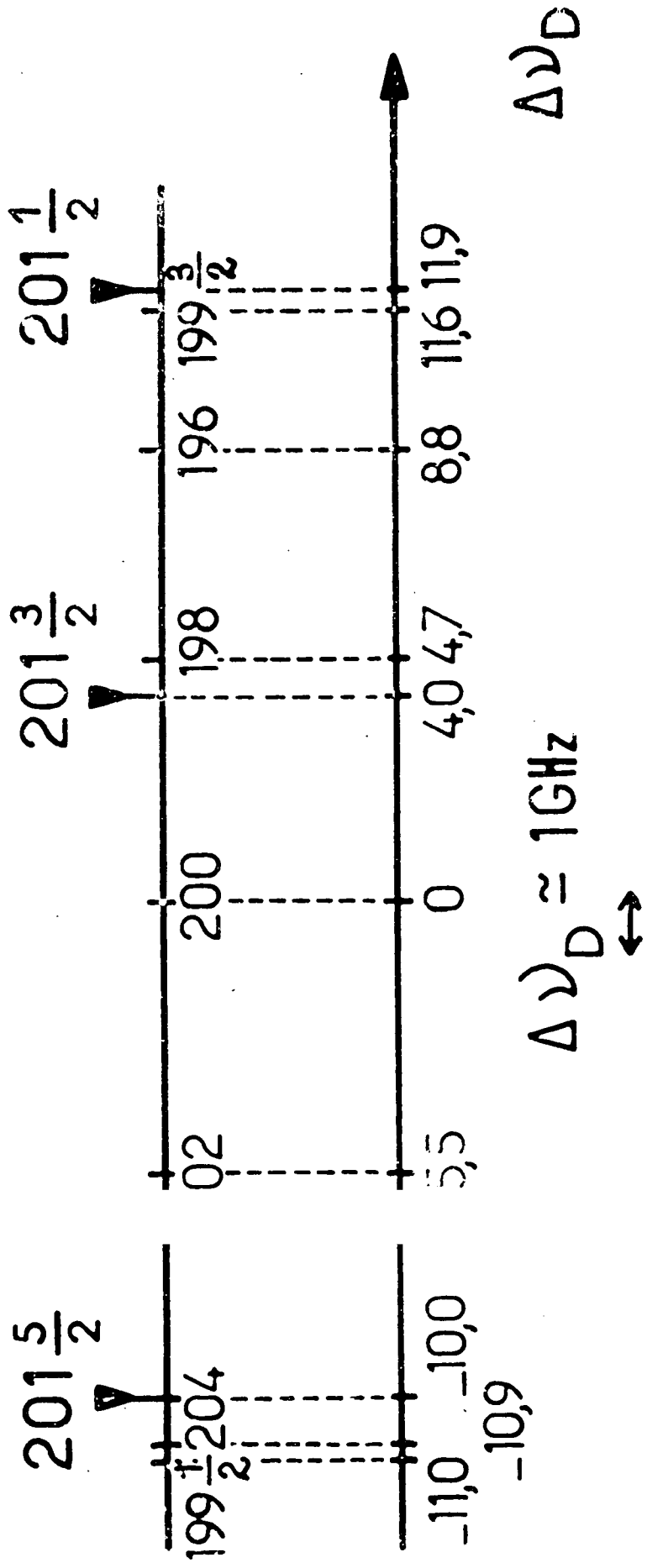
- le niveau fondamental ne doit pas comporter plusieurs sous-niveaux de moment cinétique différent, puisque c'est le modèle que nous avons utilisé jusqu'ici; les alcalins, qui possèdent dans le niveau fondamental deux sous-niveaux hyperfins sont donc exclus dans le cas présent.

- le moment cinétique total I doit être suffisamment élevé ($I \geq 1$) pour que l'alignement et les signaux optiques correspondants ne soient pas toujours nuls.

- l'élément choisi doit avoir de nombreux isotopes, dont l'utilisation dans des lampes ou des filtres permette d'obtenir par déplacements isotopiques des faisceaux lumineux de compositions spectrales variées (dans un domaine de quelques largeurs Doppler autour de la raie de résonance).

L'isotope ^{201}Hg satisfait toutes ces conditions; son spin nucléaire est $I = 3/2$; de plus, il existe 7 isotopes stables (196, 198, 199, 200, 201, 202, 204) qui sont couramment utilisés au laboratoire, et dont les déplacements isotopiques pour la raie de résonance sont extrêmement commodes pour une telle étude (cf fig. 6); c'est donc sur ^{201}Hg que s'est porté notre choix.

Le montage expérimental est un montage classique de pompage optique du Mercure, tel que celui qui a été décrit par CAGNAC (58); son schéma est donné sur la figure 7. La cellule de résonance en quartz, de 4 cm de côté, contient une vapeur sèche de ^{201}Hg , sous une pression qui serait saturante à -17°C . Autour de cette cellule est disposé un four en feutre possédant des fenêtres en quartz et un chauffage par fil "thermocoox"; il est ainsi possible de chauffer les parois de la cellule à 350°C et de diminuer efficacement la relaxation nucléaire dans l'état fondamental (58) (59) (Rappelons que l'isotope ^{201}Hg , contrairement à ^{199}Hg , possède un quadrupôle nucléaire électrique qui, à température ordinaire, est responsable d'une relaxation importante sur les parois (60)).



$\lambda = 2537 \text{ \AA}$

Fig. 6

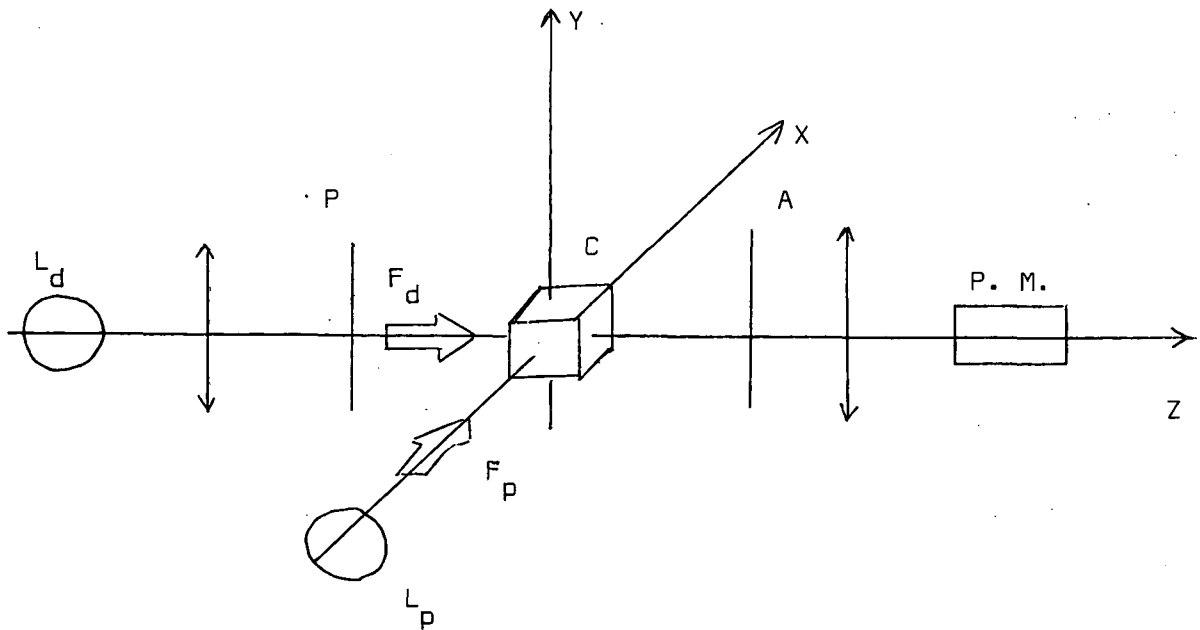


FIGURE 7

Le pompage optique au moyen de la raie de résonance $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ est assuré par le faisceau F_p , très intense, issu d'une lampe à ^{198}Hg . Le faisceau détecteur F_d est disposé perpendiculairement au faisceau F_p . La séparation des deux fonctions, pompage et détection, permet d'utiliser un faisceau F_p beaucoup plus intense que le deuxième faisceau F_d ; cette précaution permet de faire varier de manière arbitraire toutes les caractéristiques du système de détection lumineuse (polariseurs, composition spectrale) sans changer, d'une expérience à la suivante, l'état des atomes.

La cellule est placée dans un champ magnétique statique \vec{B}_0 créé par deux bobines en position d'Helmholtz; ce champ peut avoir, suivant les cas, les directions OX ou OZ de la figure 7. Un champ magnétique $\vec{B}_1 \cos \Omega t$, oscillant à 6 KHz, permet d'obtenir une résonance nucléaire dans l'état fondamental de ^{201}Hg ; ce champ est perpendiculaire au champ statique. Un balayage lent de \vec{B}_0 permet de passer par la résonance.

Des modulations peuvent apparaître dans le signal fourni par le photomultiplicateur P.M. qui recueille le faisceau F_d ; ces modulations sont envoyées dans une détection synchrone, dont la référence est commandée par la radiofréquence. Un enregistreur XY permet de tracer, en fonction du balayage du champ magnétique statique, l'amplitude du signal modulé présentant un déphasage donné avec la radiofréquence.

Le bruit magnétique qui règne dans un laboratoire est souvent très gênant pour enregistrer des courbes de résonance; aussi avons-nous délibérément élargi très fortement ces dernières, en utilisant un champ magnétique \vec{B}_1 intense; les effets du bruit magnétique sont ainsi nettement diminués.

b) Mise en évidence et étude des divers signaux.

Pour mettre en évidence les différents signaux prévus par la théorie, nous nous sommes principalement attachés à étudier ceux qui conduisent à des modulations lumineuses, et dont un certain nombre (concernant notamment l'alignement) n'avaient pas encore été observés. Nous nous sommes donc placés dans les deux cas étudiés au § II,3,c :

a) *Faisceau de détection parallèle au champ statique*

Dans une première expérience, le champ \vec{B}_0 est parallèle à OZ. Le faisceau de pompage F_p est polarisé en π (vecteur polarisation parallèle à OZ). Nous avons vu au § II,3,c, α , que, dans ce cas, les seules modulations observables sont dues à l'alignement, et que leur pulsation est 2Ω . Nous avons vérifié que ces modulations existent, et que ce sont bien les seules, en nous plaçant successivement dans deux cas :

- le faisceau détecteur F_d est issu d'une lampe à ^{198}Hg ; sa longueur d'onde coïncide alors avec celle de la composante $F = 3/2$ de ^{201}Hg (cf fig. 6) : c'est un faisceau résonnant. On place alors sur le trajet du faisceau F_d , juste avant la cellule, un polariseur linéaire transmettant les vibrations faisant un angle Ψ_1 avec OX. Les variations de l'amplitude de la modulation lumineuse obtenue dans ce cas, lorsque l'on balaye le champ magnétique \vec{B}_0 autour de la valeur de résonance, sont données sur la figure 8-a).
- le faisceau détecteur est issu d'une lampe à ^{196}Hg ; sa longueur d'onde tombe alors entre celles des composantes $F = 1/2$ et $3/2$ de ^{201}Hg (cf fig. 6) : c'est un faisceau non résonnant. Le montage de polariseur et d'analyseur qui doivent dans ce cas être utilisés a été décrit plus haut : un polariseur linéaire, faisant un angle Ψ_1 quelconque avec OX, et un analyseur circulaire. Les variations en fonction de \vec{B}_0 de l'amplitude de la modulation obtenue dans ce cas sont données sur la figure 8-b.

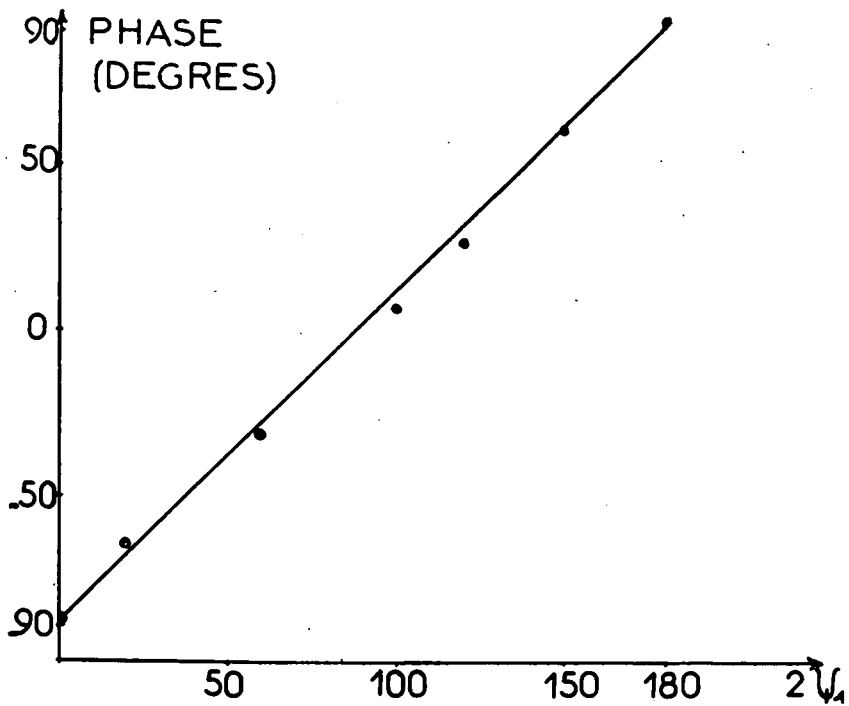
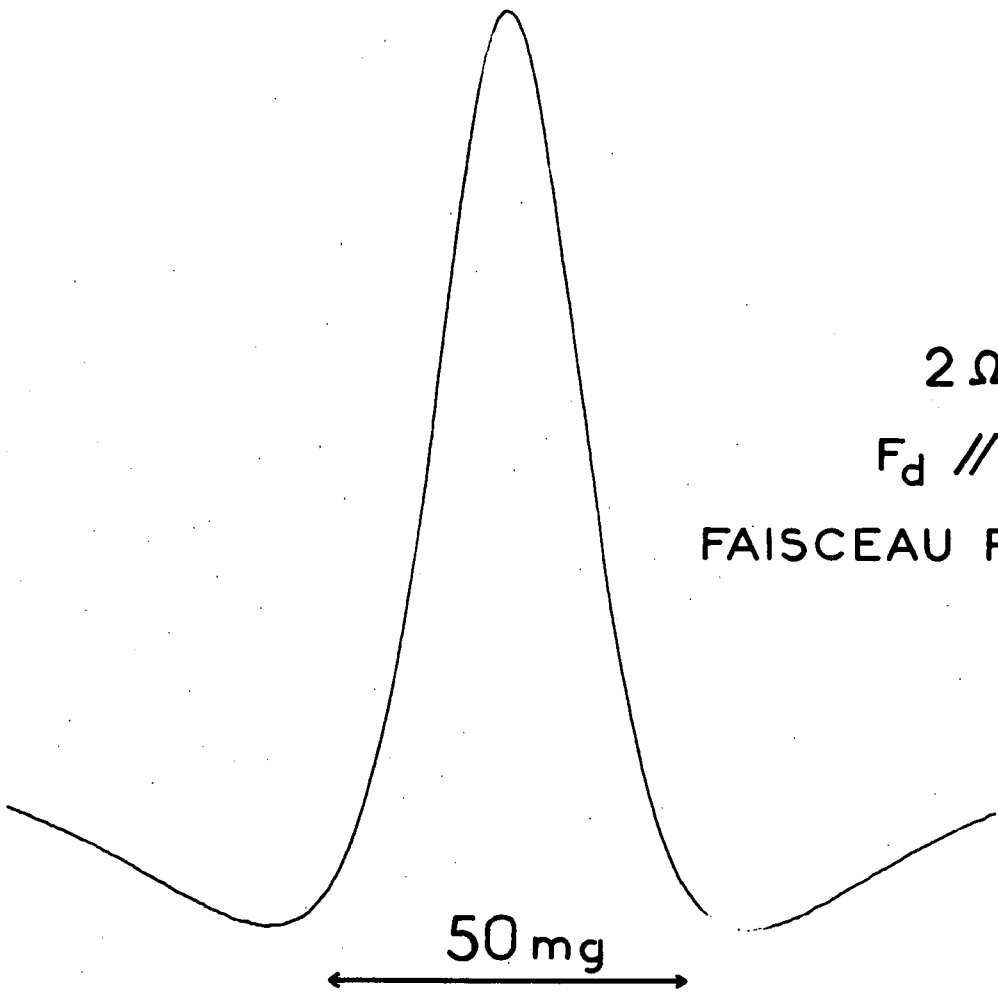


Fig. 8 a

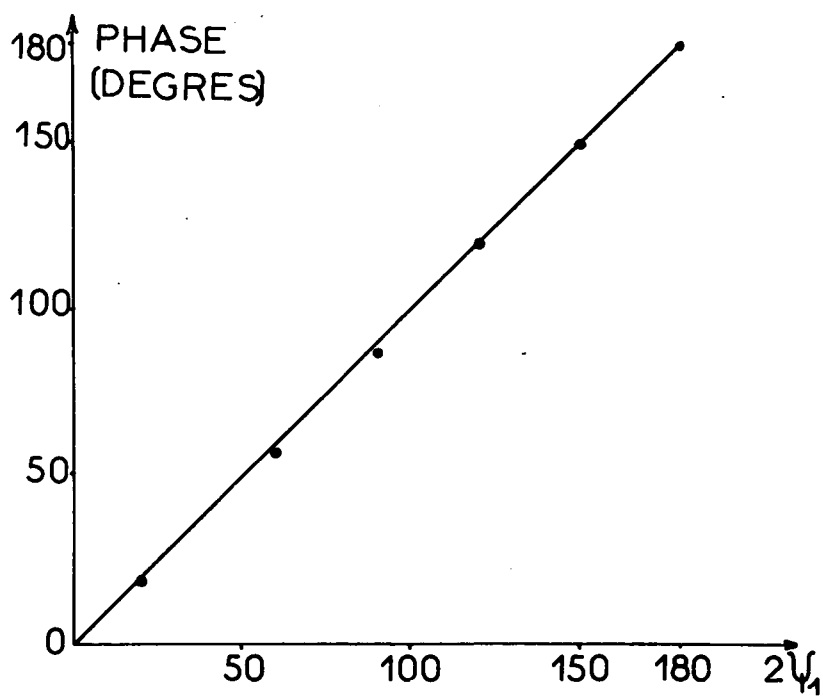
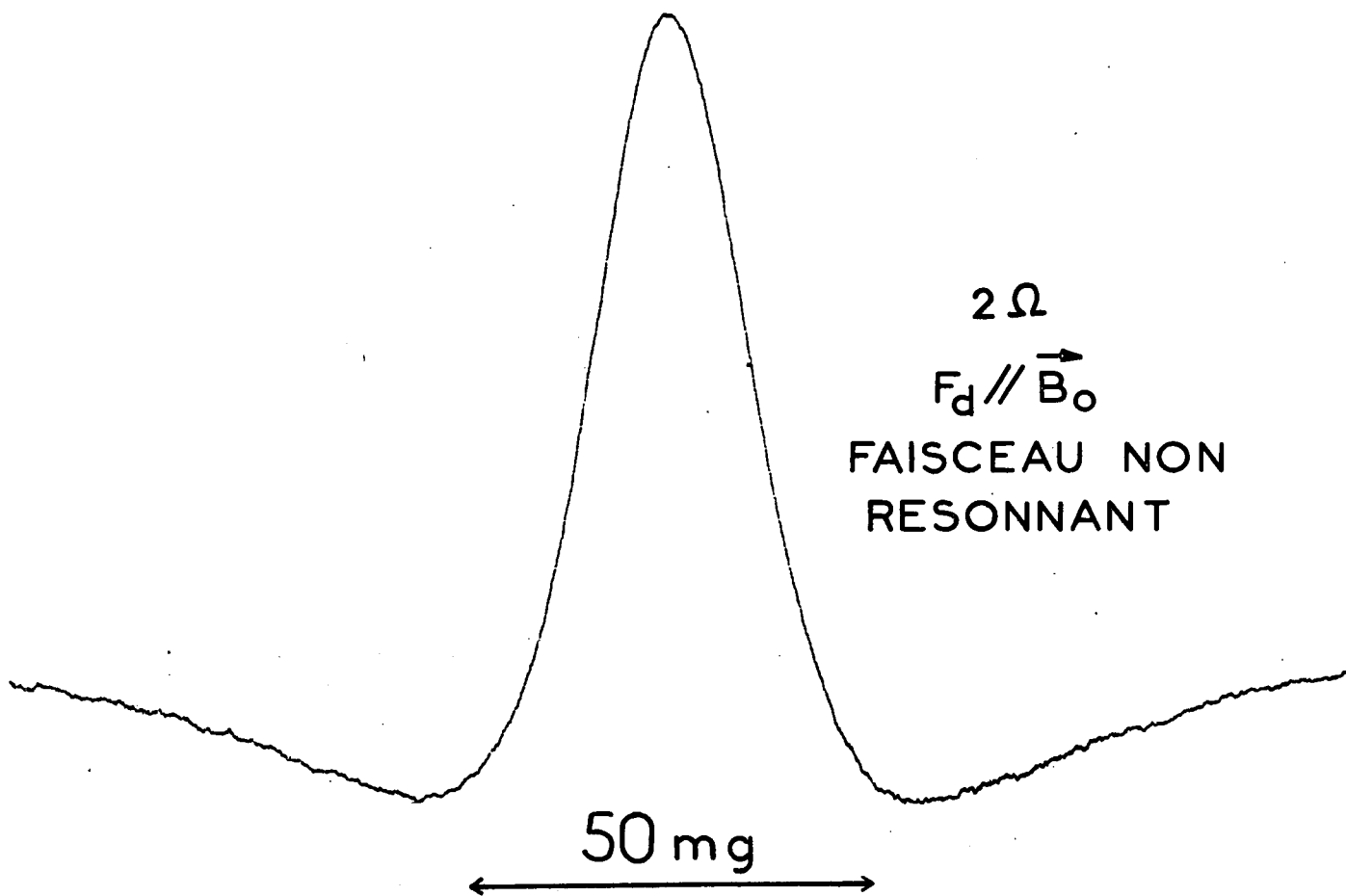


Fig. 8 b

En comparant ces deux figures, on constate que les formes de courbes de résonance magnétique sont identiques, ce qui confirme bien que, dans les deux cas l'observable atomique détectée est la même (on peut en effet constater sur les figures 9 à 11 que les variations au voisinage de la résonance des diverses observables atomiques du niveau fondamental sont très diverses). Il est d'ailleurs possible de prévoir théoriquement la forme de ces courbes de résonance magnétique, à partir d'un raisonnement géométrique utilisant l'ellipsoïde des alignements (cf Appendice).

Nous avons ensuite étudié les variations de l'amplitude et de la phase de ces signaux modulés en fonction de Ψ_1 ; nous avons pu ainsi vérifier l'exactitude des formules (II,42) et (II,43) en constatant que :

- la grandeur des signaux ne dépend pas de Ψ_1 (aux imperfections près des polariseurs et lames $\lambda/4$).
- leur phase varie comme $2\Psi_1$ (cf fig. 8-a et 8-b).
- les modulations lumineuses observées, soit avec un faisceau résonnant, soit avec un faisceau non résonnant, sont en quadrature de phase.

β) Faisceau de détection perpendiculaire au champ statique

Dans une seconde expérience, le champ \vec{B}_0 est parallèle à OX; le faisceau de pompage F_p est soit non polarisé (il ne crée alors qu'un alignement dans le niveau fondamental de ^{201}Hg), soit polarisé circulairement (il crée alors aussi une orientation).

1) détection de l'orientation

L'orientation $\langle I_z \rangle$ est modulée à la pulsation Ω . Nous avons d'abord utilisé un faisceau de détection résonnant (lampe à ^{204}Hg , cf fig. 6) polarisé circulairement; ensuite nous avons observé l'effet Faraday transversal au moyen d'un faisceau non résonnant (lampe à ^{202}Hg) et du dispositif de polariseur et d'analyseur décrit plus haut (polariseur et analyseur linéaires à 45 degrés); la raison qui nous a conduit à choisir, pour les lampes de détection de cette expérience, d'autres isotopes que ceux utilisés dans l'expérience précédente apparaîtra plus bas (cf § c). Les courbes ainsi obtenues sont données sur la figure 9. Nous avons vérifié que, dans les deux cas, on obtient une modulation lumineuse à la pulsation Ω , conduisant à des formes de courbes de résonance magnétique qui correspondent bien aux variations de l'orientation en présence d'un champ de radiofréquence saturant : on ne détecte donc bien que l'orientation. Nous nous sommes également assuré que les modulations observées disparaissent si le polariseur circulaire du faisceau F_p est supprimé.

.../...

ORIENTATION, Ω

$$F_d \perp \vec{B}_0$$

FAISCEAU RESONNANT

TAUX DE MODULATION $\approx 1\%$

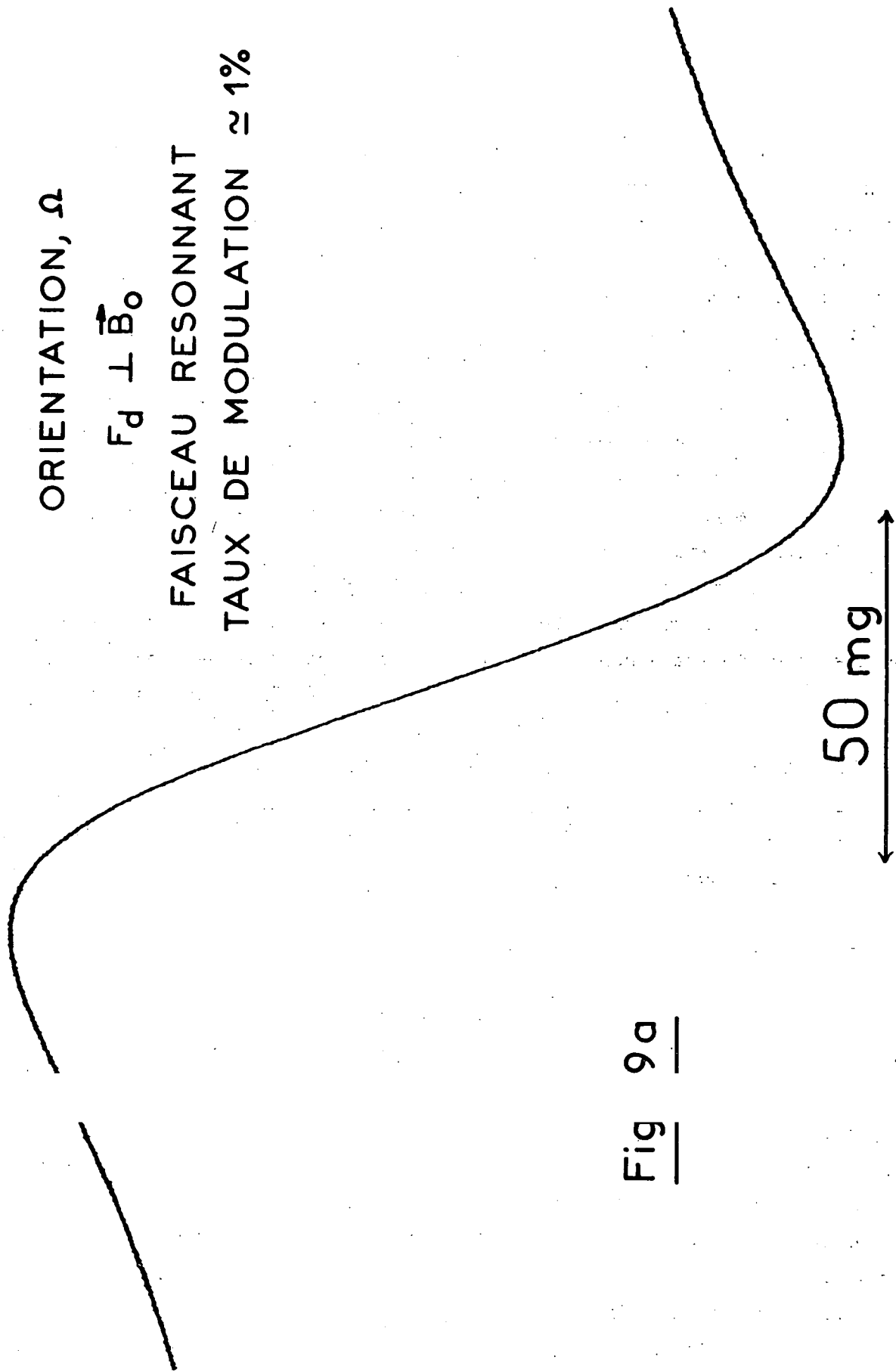


Fig 9a

ORIENTATION, Ω

$$\vec{F}_d \perp \vec{B}_0$$

FAISCEAU NON RESONNANT
TAUX DE MODULATION $\approx 0,6\%$

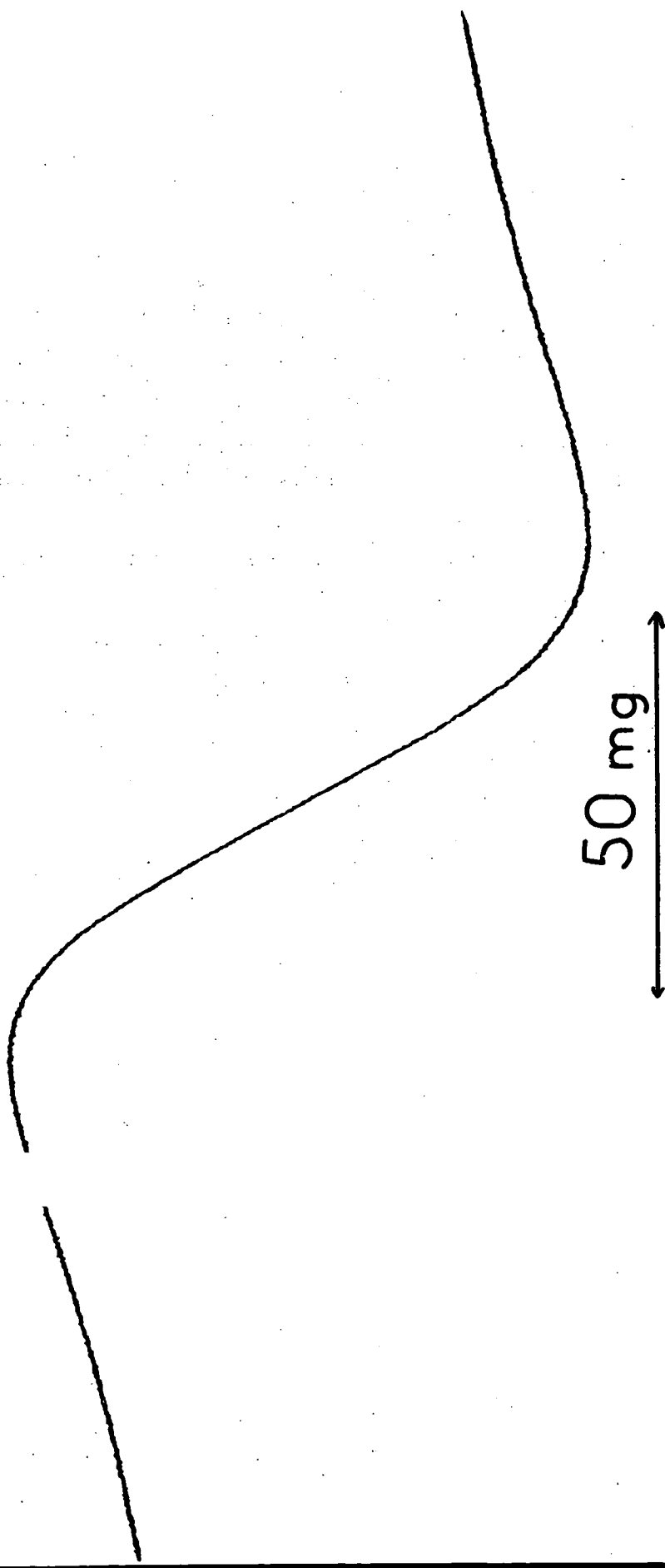


Fig - 9 b

ii) détection de l'alignement (⁹)

Les composantes transversales de l'alignement sont modulées aux pulsations Ω et 2Ω . Nous avons vérifié que ces modulations lumineuses peuvent bien être détectées dans les deux cas : faisceau F_d résonnant (¹⁹⁸Hg) et non résonnant (¹⁹⁶Hg). Dans le premier cas, ce faisceau était polarisé linéairement (Ψ_1 désignant l'angle entre la polarisation incidente et l'axe OX qui porte \vec{B}_0) et ne traversait aucun analyseur; dans le deuxième cas, un analyseur circulaire était ajouté entre la cellule et le photomultiplicateur. Les figures 10-a et b (modulations à Ω) et 11-a et b (modulations à 2Ω) montrent les variations des modulations lumineuses ainsi obtenues expérimentalement. Cette fois encore, on vérifie que les observables atomiques détectés sont les mêmes :

- en 10-a et 10-b (composantes de l'alignement oscillant à la pulsation Ω , dont l'évolution résonnante est calculée en Appendice)

- en 11-a et 11-b (composantes de l'alignement oscillant à 2Ω , voir également l'Appendice), comme d'ailleurs en 8-a, b.

Nous avons également étudié les variations en fonction de Ψ_1 de la grandeur et de la phase des signaux, afin de vérifier les résultats du § II,3,c. Nous avons effectivement constaté que :

- . la phase des signaux ne dépend pas de Ψ_1 .
- . les modulations à Ω dues à l'orientation et à l'alignement sont en quadrature de phase (cf Appendice).
- . la grandeur des signaux varie comme le prévoit le tableau IV (cf fig. 10 et 11).

c) Variation des signaux en fonction de la composition spectrale du faisceau détecteur

Nous nous sommes ensuite proposé de vérifier les formules (II,54) et (II,55). Pour cela, nous nous sommes encore placés dans le cas où le faisceau dé-

.../...

(⁹) Signalons que PANCHARATNAM a également observé certains signaux statiques (57) ou modulés (61) dus à l'alignement transversal des atomes métastables 2^3S_1 d'une vapeur de ⁴He. Toutefois, dans le cas de l'Hélium qui n'a que deux isotopes stables, il n'est pas possible d'obtenir des faisceaux lumineux de compositions spectrales aussi variées que pour le Mercure; c'est pourquoi cet auteur n'a pas pu effectuer une étude systématique de tous les signaux possibles.

tecteur est transversal (champ statique \vec{B}_0 parallèle à OX); différentes lampes ont été utilisées pour détecter les modulations de pulsation Ω dues à l'orientation, puis celles de pulsation Ω et 2Ω dues à l'alignement. Le faisceau de détection F_D étant beaucoup plus faible que le faisceau de pompage F_p , nous avons dû prendre soin d'éliminer les modulations lumineuses parasites provenant des réflexions diverses ou de la diffusion par les atomes du faisceau F_p , qui sont souvent très gênantes; nous y sommes parvenus grâce à des diaphragmes convenables.

a) Faisceau résonnant. - Nous avons successivement employé une lampe remplie de ^{204}Hg , de ^{198}Hg , et une lampe à ^{199}Hg suivie d'un filtre à ^{204}Hg , de façon à exciter sélectivement les composantes $F = 5/2, 3/2$ ou $1/2$ de ^{201}Hg (fig. 6). Un filtre a été utilisé pour isoler la raie $\lambda = 2537 \text{ \AA}$. On a porté sur le tableau V des nombres T , proportionnels aux taux de modulation obtenus dans chaque cas. La vérification des résultats théoriques peut se faire de la façon suivante : considérons le taux de modulation dû à l'orientation obtenu avec la lampe à ^{204}Hg ; on a, d'après les formules énoncées plus haut, $T_1 \propto [-9(\Gamma'_{5/2}/I_0)]$ (I_0 est l'intensité totale émise par la lampe); de même, pour la lampe à ^{198}Hg , $T_2 \propto [4(\Gamma'_{3/2}/I_0)]$. On peut supposer que les rapports Γ'/I_0 (qui ne dépendent que de la forme de la raie émise et pas de l'intensité totale) sont très voisins pour les deux lampes : en effet, l'écart entre la raie émise et la raie d'absorption est comparable dans les deux cas, et les deux lampes, en tous points semblables, sont excitées dans les mêmes conditions. On doit alors avoir $-(4/9)(T_1/T_2) = 1$. Les coefficients affectés théoriquement aux autres rapports calculés dans les deux dernières colonnes du tableau V sont établis de la même façon. On voit que la comparaison des lampes à ^{204}Hg et à ^{198}Hg conduit à une vérification satisfaisante des prévisions théoriques (à 10% près). La comparaison des lampes à ^{204}Hg et à ^{199}Hg donne des valeurs moins bonnes (25% d'écart), inférieures à 1 : on peut expliquer ceci par le fait que la lampe à ^{199}Hg fournit un rapport Γ'/I_0 plus grand que celle à ^{204}Hg , car la coïncidence isotopique avec la raie correspondante de ^{201}Hg est meilleure. Dans tous les cas, les changements de signe des modulations observées sont ceux que prévoit la théorie.

La meilleure lampe pour détecter par transitions réelles l'orientation est ^{204}Hg , pour l'alignement ^{198}Hg .

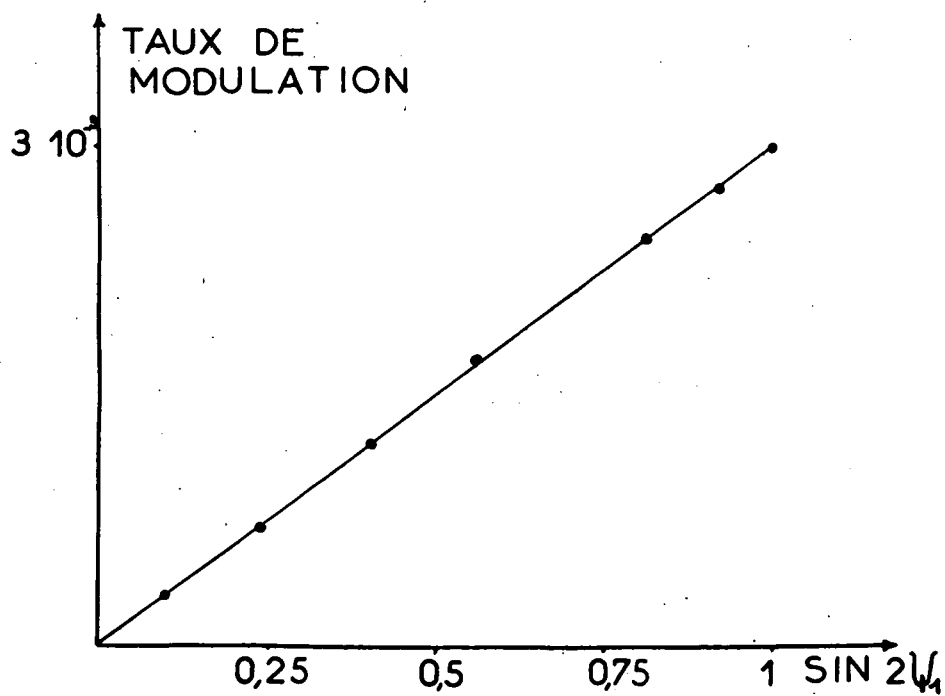
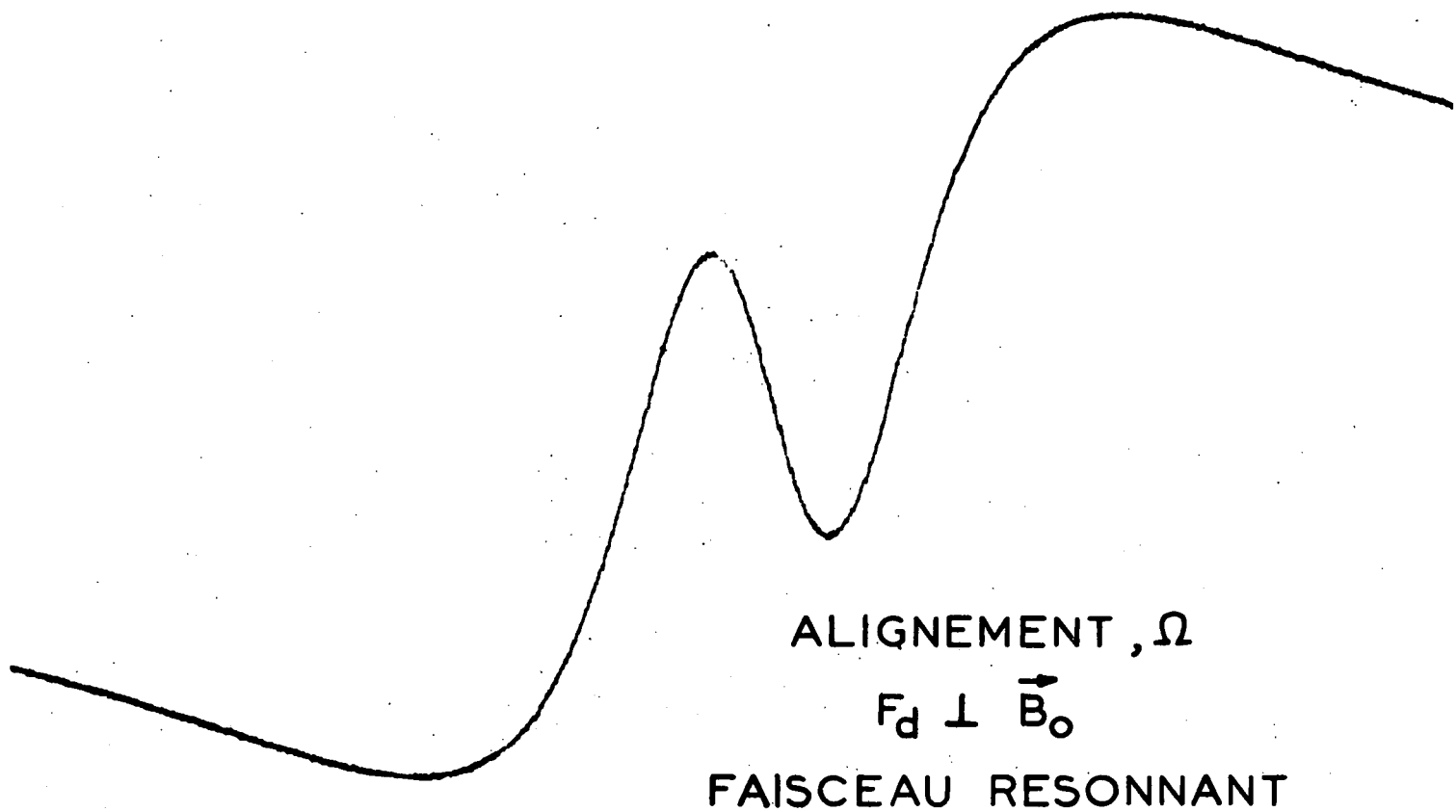


Fig - 10 a

ALIGNEMENT, Ω

$$\vec{F}_d \perp \vec{B}_0$$

FAISCEAU NON
RESONNANT

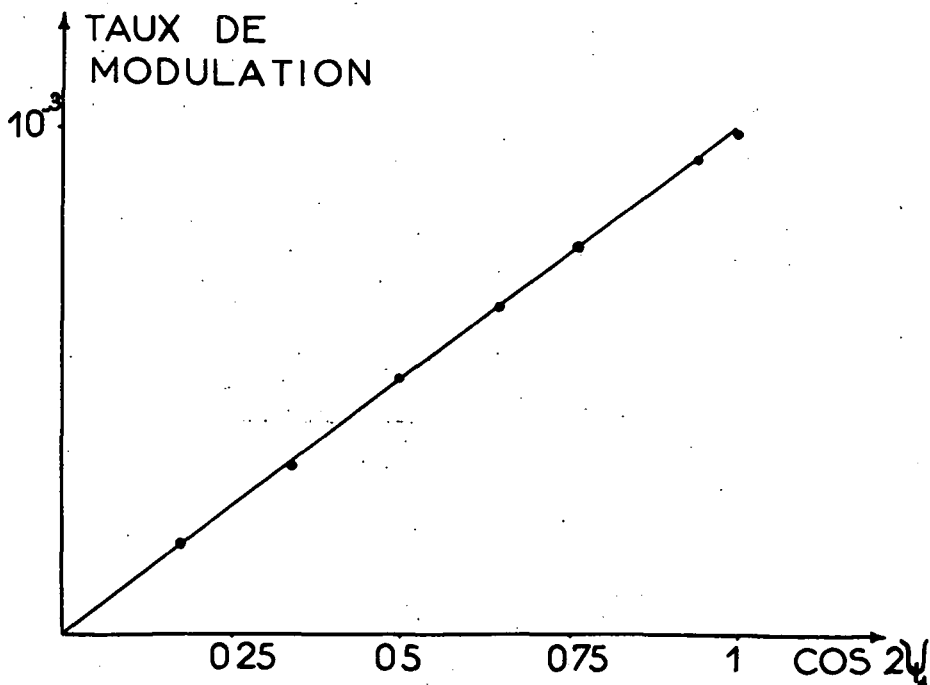
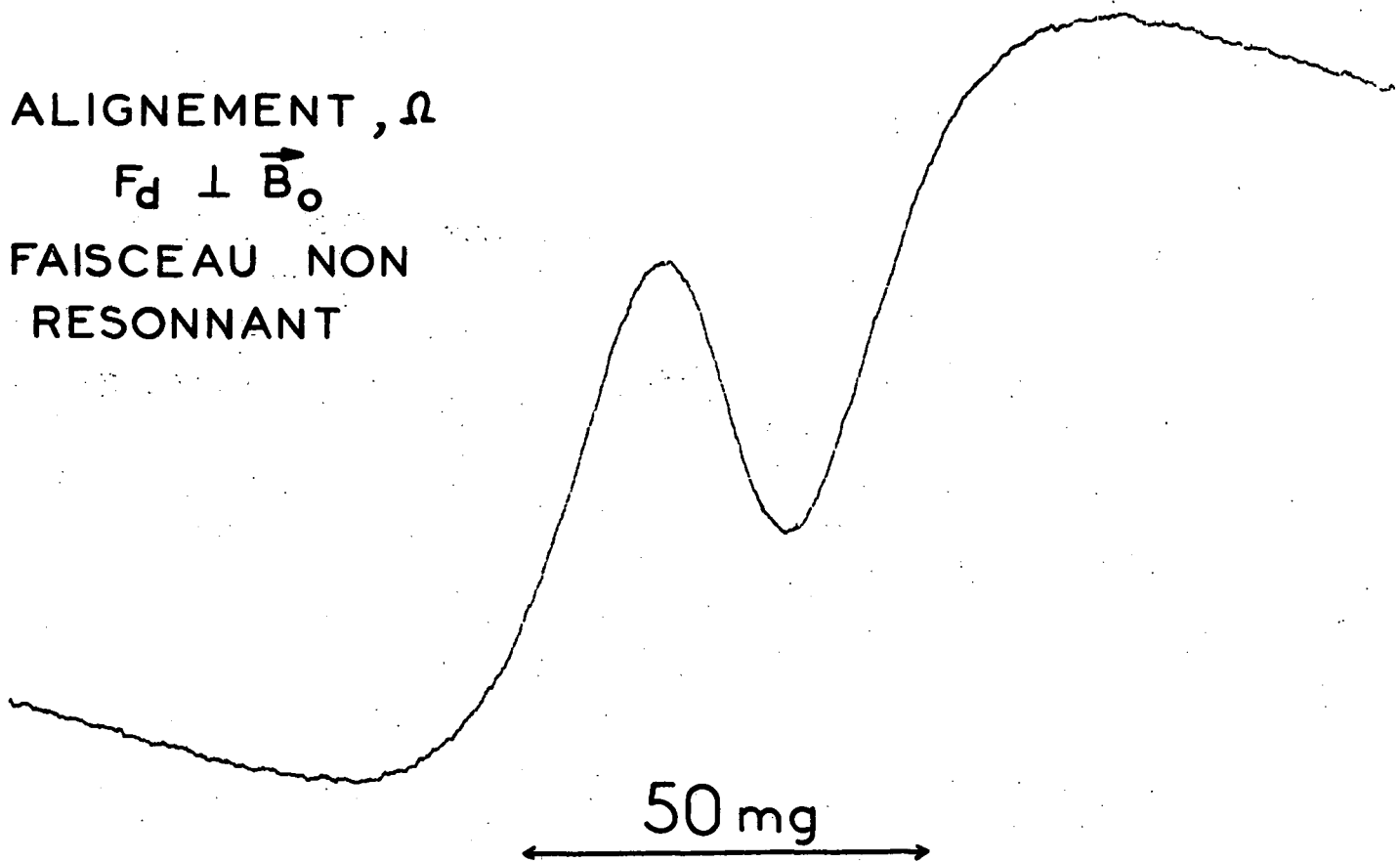
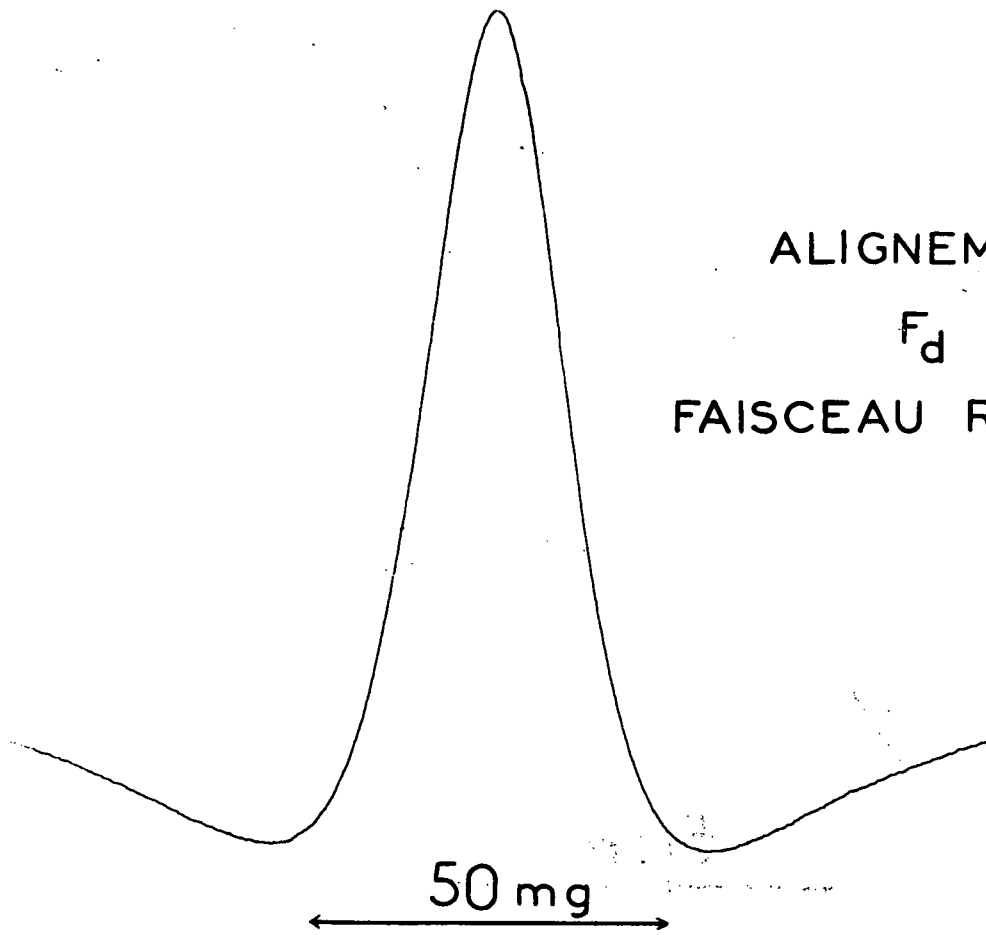


Fig -10 b



ALIGNEMENT, 2Ω
 $F_d \perp \vec{B}_0$
 FAISCEAU RESONNANT

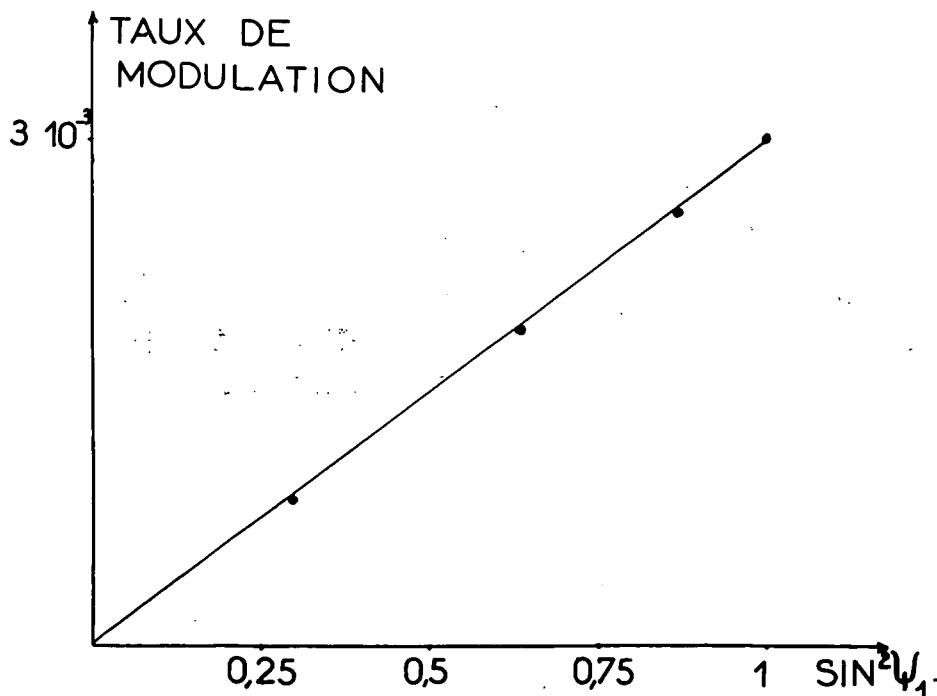


Fig. 11 a

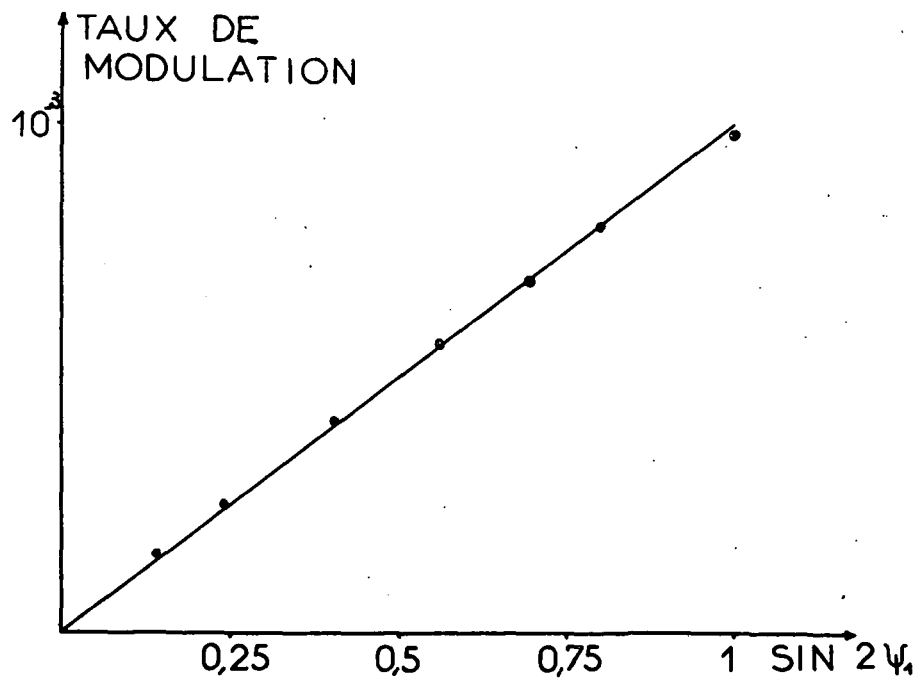
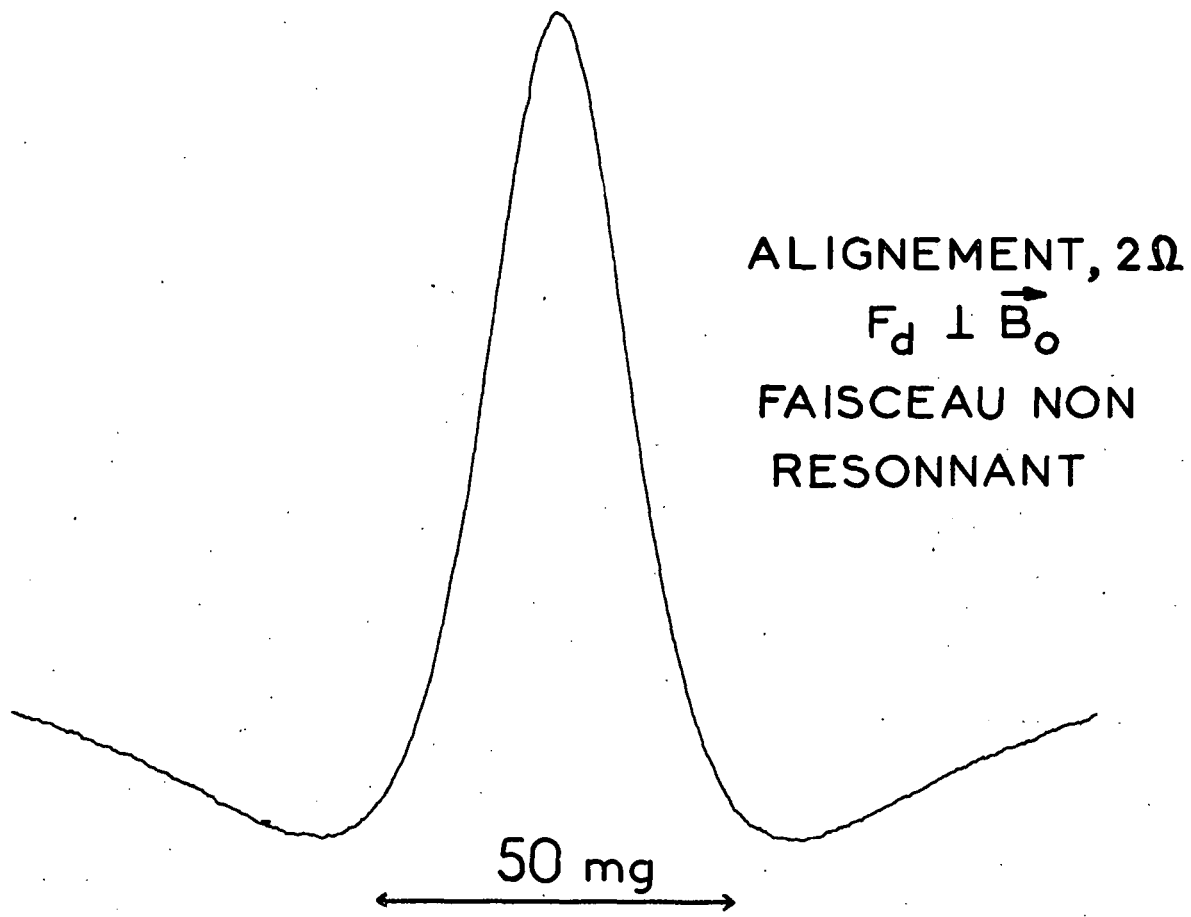


Fig. 11 b

^{204}Hg	^{198}Hg	^{199}Hg + filtre à ^{204}Hg	Comparaison	
			^{204}Hg et ^{198}Hg	^{204}Hg et ^{199}Hg + filtre
Orientation Ω :				
$T_1 = -238$	$T_2 = +100$	$T_3 = +141$	$-\frac{4}{9} \frac{T_1}{T_2} \approx 1,06$	$-\frac{5}{9} \frac{T_1}{T_3} \approx 0,95$
Alignement Ω :				
$T_4 = -67,5$	$T_5 = +160$	$T_6 = -147$	$-\frac{8}{3} \frac{T_4}{T_5} \approx 1,1$	$+\frac{5}{3} \frac{T_4}{T_6} \approx 0,8$
Alignement 2Ω :				
$T_7 = -16,8$	$T_8 = +43,6$	$T_9 = -38,4$	$-\frac{8}{3} \frac{T_7}{T_8} \approx 1,02$	$+\frac{5}{3} \frac{T_7}{T_9} \approx 0,75$

T A B L E A U V : taux de modulation obtenus avec un faisceau résonnant

^{202}Hg	^{200}Hg	^{196}Hg	Comparaison	
			^{202}Hg et ^{200}Hg	^{202}Hg et ^{196}Hg
Orientation Ω :				
$T'_1 = +127$	$T'_2 = +97$	$T'_3 = +82$	$\frac{2,3}{2,7} \frac{T'_1}{T'_2} \approx 1,1$	$\frac{1,2}{2,7} \frac{T'_1}{T'_3} = 0,7$
Alignement Ω :				
$T'_4 = +26$	$T'_5 = +38$	$T'_6 = -76,5$	$\frac{1,9}{1,2} \frac{T'_4}{T'_5} \approx 1,1$	$\frac{3,1}{1,2} \frac{T'_4}{T'_6} = 0,9$
Alignement 2Ω :				
$T'_7 = +5,0$	$T'_8 = +6,2$	$T'_9 = -15$	$\frac{1,9}{1,2} \frac{T'_7}{T'_8} \approx 1,3$	$\frac{3,1}{1,2} \frac{T'_7}{T'_9} = 0,85$

T A B L E A U VI : taux de modulation obtenus avec un faisceau non résonnant

β) *Faisceau non résonnant.* - Nous avons successivement utilisé trois lampes remplies de ^{202}Hg , ^{200}Hg et ^{196}Hg . Le tableau VI montre les valeurs des taux de modulation T' ainsi obtenus; l'interprétation est moins simple qu'en α), car chaque source induit des transitions virtuelles avec des efficacités comparables vers les trois composantes hyperfines $F = 1/2, 3/2$ et $5/2$ de ^{201}Hg . On peut, avec une bonne approximation, supposer que le rapport $\Delta E'_F/I_0$ est proportionnel à $1/\delta_F$, lorsque $\delta_F > 2$ (où δ_F est l'écart, exprimé en largeur Doppler, entre la raie émise par la lampe et la composante F de ^{201}Hg). Les signaux dus à l'orientation sont donc approximativement proportionnels à $5/\delta_{1/2} + 4/\delta_{3/2} - 9/\delta_{5/2}$; ce facteur vaut approximativement 2,7 pour ^{202}Hg et 2,3 pour ^{200}Hg ; on doit donc avoir $(T'_1/T'_2) \approx 1$. On calcule de même les coefficients affectés aux autres rapports du tableau VI. Les deux dernières colonnes montrent que les signaux ont bien le signe prévu par la théorie, qui est vérifiée ici à 25% près.

La meilleure lampe pour détecter par transitions virtuelles l'orientation est ^{202}Hg , pour détecter l'alignement ^{196}Hg (pour des raisons qui ont déjà été exposées à la fin du § II,3,d,γ).

On constate donc de manière générale que les expériences, concernant l'influence de l'isotope contenu dans la lampe de détection, confirment de manière acceptable la théorie. On aurait pu s'attendre à un désaccord plus grand, compte tenu des incertitudes que présente toujours le fonctionnement d'une lampe : dérives de l'intensité totale émise, variations de la largeur de la raie spectrale, ou même renversement partiel; ce sont d'ailleurs ces incertitudes qui rendent difficiles les études portant sur la valeur de l'élargissement ou du déplacement des niveaux atomiques dus à une irradiation lumineuse (12) (13). Toutefois, dans notre cas, les variations de l'intensité totale I_0 émise par la lampe sont éliminées; en effet, les taux de modulation mesurés dépendent uniquement des rapports Γ'_F/I_0 et $\Delta E'_F/I_0$, c'est-à-dire de la répartition spectrale du faisceau lumineux et non de son intensité globale. Dans le cas des transitions réelles, le problème est de plus simplifié par le fait qu'un seul niveau hyperfin F joue un rôle important. Dans le cas des transitions virtuelles, les 3 composantes donnent des contributions souvent

comparables (¹⁰); on peut toutefois penser que les erreurs restent acceptables car la valeur du coefficient $\Delta E'_F/I_0$ donnée par une lampe déplacée de quelques largeurs Doppler par rapport à la composante hyperfine F, ne dépend que très peu de la forme de la raie spectrale.

III. Effet diamagnétique (cas des isotopes pairs du Mercure)

Dans ce paragraphe III, nous nous intéressons à l'effet diamagnétique, c'est-à-dire, comme nous l'avons vu dans le § I,3,d, à l'influence dans (I,31), (I,32) et (I,33) des opérateurs $U_0^e(t, t-\tau)$ et $U_0^f(t-\tau, t)$ (et non à celle de σ_f). Il est donc commode de supposer que les atomes de la vapeur étudiée sont diamagnétiques, c'est-à-dire que le moment cinétique de l'état fondamental vaut $I = 0$ (ce qui est le cas pour les isotopes pairs du Mercure). Le niveau fondamental $|\mu\rangle = |0\rangle$ est alors unique ($\sigma_f = 1$). Les niveaux excités $|m\rangle$ sont les trois sous-niveaux Zeeman ($m = -1, 0, +1$) d'un niveau de moment cinétique donné $J = 1$. Le champ magnétique statique est porté par l'axe Oz d'un trièdre direct Oxyz; il lui correspond l'opérateur hamiltonien $H'_e = \hbar\omega_e J_z$; ($J_z |m\rangle = m |m\rangle$).

1) Effet diamagnétique en l'absence de champ de radiofréquence

a) Calcul de la variation $\pi_T - \pi_I$ de la matrice polarisation

Dans les conditions où nous nous sommes placés, on a :

.../...

(¹⁰) Prenons par exemple le cas de la détection de l'orientation avec une lampe à ¹⁹⁶Hg; les contributions des 3 composantes hyperfines sont proportionnelles à $5/\delta_{1/2} \approx 1,5$, $4/\delta_{3/2} \approx -0,8$ et $-9/\delta_{5/2} \approx 0,5$, ce qui donne un signal total proportionnel à 1,2 (cf tableau VI). On commettrait donc dans ce cas une erreur de l'ordre de $(0,5/1,2) \approx 40\%$ en oubliant la contribution de la composante hyperfine 5/2 au signal de détection, bien que cette composante soit éloignée d'une vingtaine de largeurs Doppler de la raie émise par ¹⁹⁶Hg (cf fig. 6). De même, dans le cas de la détection de l'alignement par une lampe à ²⁰²Hg, on commettrait une erreur de l'ordre de 25% en négligeant l'influence de la composante la plus éloignée $F = 1/2$.

$$U_0^e(t, t-\tau) = e^{-i\omega_e J_z \tau} \quad (\text{III},1)$$

et

$$U_0^f(t-\tau, t) = 1 \quad (\text{III},2)$$

Reportons ces égalités dans les équations (I,31) et (I,33); nous obtenons :

$$G = \alpha \sum_{m=-1}^{+1} \left\{ \frac{\Gamma'(\omega_0 + m\omega_e)}{2} + i\Delta E'(\omega_0 + m\omega_e) \right\} B_m \quad (\text{III},3)$$

Les matrices B_m sont définies par :

$$\langle \vec{e}_i | B_m | \vec{e}_j \rangle = \langle 0 | \vec{e}_i^* \cdot \vec{D} | m \rangle \langle m | \vec{e}_j \cdot \vec{D} | 0 \rangle \quad (\text{III},4)$$

$\Gamma'(\omega_0)$, $\Delta E'(\omega_0)$ et \vec{D} sont définis en remplaçant, dans (II,5) et (II,9), I et μ par zéro et F par $J = 1$ (ce qui donne par exemple $\langle m | D_q | \mu = 0 \rangle = \delta_{m,q}$).

L'égalité $B_m = B_m^\dagger$ permet d'écrire :

$$\begin{aligned} \pi_T - \pi_I = -\alpha \sum_m \left\{ \frac{\Gamma'(\omega_0 + m\omega_e)}{2} [B_m, \pi_I]_+ \right. \\ \left. + i\Delta E'(\omega_0 + m\omega_e) [B_m, \pi_I] \right\} \end{aligned} \quad (\text{III},5)$$

Cette équation montre comment les trois transitions atomiques $|0\rangle \leftrightarrow |m\rangle$ contribuent à la modification de la polarisation lumineuse : chacune de ces transitions fait intervenir les valeurs de Γ' et $\Delta E'$ pour la valeur $\hbar(\omega_0 + m\omega_e)$ de l'énergie qui lui correspond.

Les polarisations principales sont en général quelconques; cependant, si la lumière se propage parallèlement au champ magnétique, on voit sur (III,4) que ce sont les polarisations circulaires σ^+ et σ^- , alors que, si la lumière se propage perpendiculairement au champ magnétique, ce sont les polarisations planes σ et π .

On montre que $\sum_m \langle \vec{e}_i | B_m | \vec{e}_j \rangle = \langle \vec{e}_i | \vec{e}_j \rangle$; on a donc : $\sum_m B_m = 1$; et si l'on fait dans (III,5) $\omega_e = 0$, on obtient $\pi_T = \pi_I [1 - \alpha\Gamma'(\omega_0)]$. Ce résultat était prévisible : nous avons vu que, lorsqu'il n'y a ni effet paramagnétique ni effet diamagnétique, π_T et π_I correspondent à la même polarisation. La modification de polarisation lumineuse est donc due aux variations avec ω_e de $\Gamma'(\omega_0 \pm \omega_e)$ et $\Delta E'(\omega_0 \pm \omega_e)$.

L'étude précise de ces variations nécessite la connaissance exacte de la fonction $I(\omega)$ [forme de la raie excitatrice]; soit ω_c la pulsation centrale de la raie $I(\omega)$; on sait (cf fig. 12) qu'en pratique les variations avec ω_e de $\Gamma'(\omega_0 \pm \omega_e)$ et $\Delta E'(\omega_0 \pm \omega_e)$ sont à peu près celles d'une courbe d'absorption ou de dispersion centrées en $\omega_e = \pm(\omega_c - \omega_0)$ et de largeur de l'ordre de $\Delta + \Delta'$ (on suppose que l'on a $\Gamma \ll \Delta$ ou Δ'). Nous retrouvons donc ici un résultat annoncé au § I,3,b : dans le cas d'une épaisseur optique faible, il est nécessaire, pour obtenir une modification de la polarisation lumineuse, de mettre la vapeur dans un champ magnétique intense, de sorte que ω_e ne soit pas complètement négligeable devant $\Delta + \Delta'$.

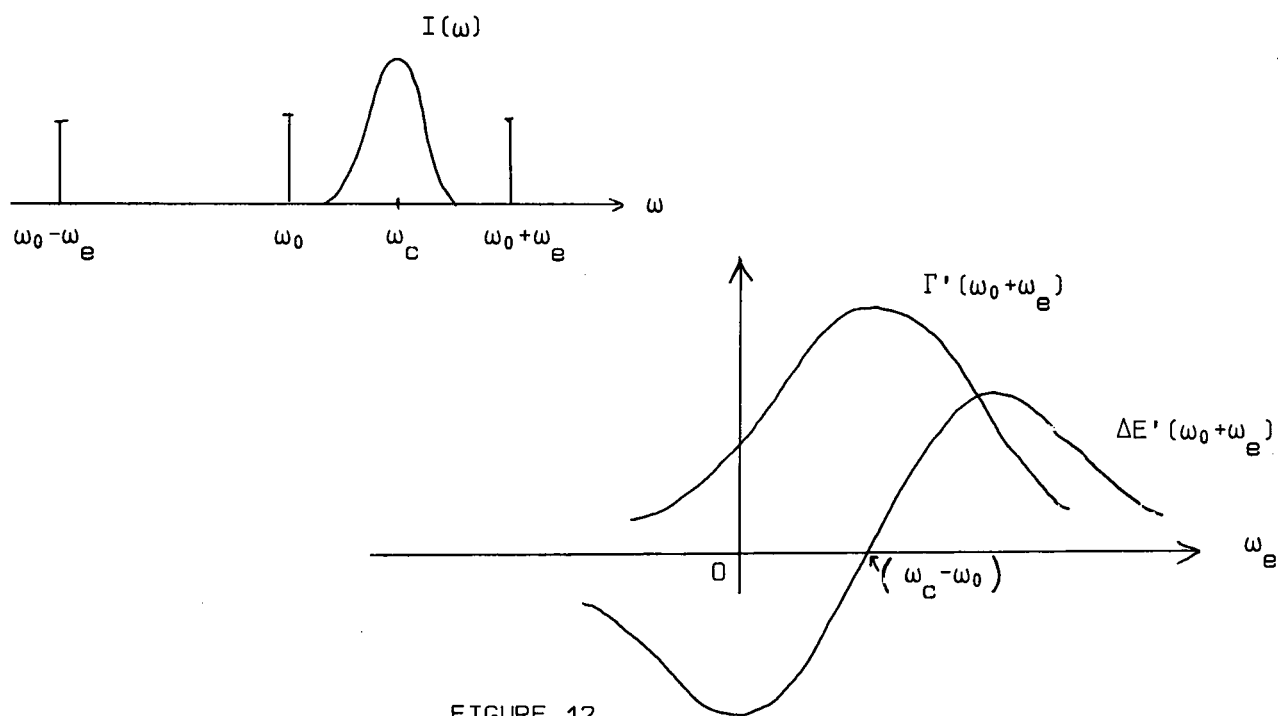


FIGURE 12

b) Calcul au premier ordre

En pratique, la condition $(\omega_e/\Delta) < 1$ est souvent réalisée et l'on peut limiter le calcul au premier ordre en ω_e/Δ en remplaçant $U_0^e(t, t-\tau) = e^{-i\omega_e J_z \tau}$ par $1 - i\omega_e J_z \tau$. On trouve alors, en utilisant (I,33) :

.../...

$$\pi_I = [1 - \alpha \Gamma'(\omega_0)] \pi_I - \frac{\alpha \omega_e}{2} \left\{ \frac{\partial}{\partial \omega_0} \Gamma'(\omega_0) \right\} [B', \pi_I]_+ - i \alpha \omega_e \left\{ \frac{\partial}{\partial \omega_0} \Delta E'(\omega_0) \right\} [B', \pi_I] \quad (\text{III},6)$$

avec

$$\langle \vec{e}_i | B' | \vec{e}_j \rangle = \langle 0 | (\vec{e}_i^* \cdot \vec{D}) J_Z P_e (\vec{e}_j \cdot \vec{D}) | 0 \rangle \quad (\text{III},7)$$

On montre aisément que :

$$\langle \vec{e}_i | B' | \vec{e}_j \rangle = \cos(OZ, Oz) \langle 0 | (\vec{e}_i^* \cdot \vec{D}) J_Z P_e (\vec{e}_j \cdot \vec{D}) | 0 \rangle \quad (\text{III},8)$$

Lorsque la lumière se propage perpendiculairement au champ magnétique, l'effet diamagnétique est nul au premier ordre.

Signalons que des expressions semblables à celles écrites ici ont été obtenues par A. OMONT, dans son étude de l'influence de la dispersion anormale sur les caractéristiques de la diffusion multiple (voir référence citée en (48)).

c) Lien avec les expériences de LECLER

Dans des travaux récents (62), LECLER a étudié l'influence de l'effet Faraday paramagnétique sur les formes de courbes d'effet Hanle (63), obtenues avec les isotopes pairs du Mercure. Dans les expériences qu'il a réalisées, on excite les atomes par un faisceau lumineux résonnant, perpendiculaire au champ magnétique statique \vec{B}_0 , et on détecte la polarisation de la lumière de fluorescence émise par les atomes dans la direction de \vec{B}_0 (cf fig. 13); la mesure des variations de cette polarisation en fonction de \vec{B}_0 devrait alors conduire aux classiques courbes d'absorption ou de dispersion de l'effet Hanle. Or LECLER, dans ses expériences où il a utilisé la vraie raie de résonance du Mercure ($\lambda = 1850 \text{ \AA}$, transition $6^1S_0 \leftrightarrow 6^1P_1$), a constaté qu'il n'en était rien : les formes des courbes obtenues sont beaucoup plus complexes. L'explication qu'il a donnée de ce phénomène est la suivante : lorsqu'un photon de résonance est diffusé par un atome, il doit, avant de s'échapper de la cellule, traverser une certaine épaisseur de vapeur de Mercure; or cette vapeur est soumise à un champ magnétique \vec{B}_0 qui, dans le cas de l'effet

Hanle du niveau 6^1P_1 (durée de vie $\tau \approx 1,3 \cdot 10^{-9}$ s), est suffisamment important pour que ω_e ne soit pas négligeable devant $\Delta + \Delta'$; l'effet Faraday diamagnétique et le dichroïsme de la vapeur peuvent alors modifier la polarisation des photons. Lorsque \vec{B}_0 varie, on agit donc à la fois sur l'effet Hanle et l'effet Faraday; il n'est donc pas étonnant que les courbes obtenues soient relativement compliquées:

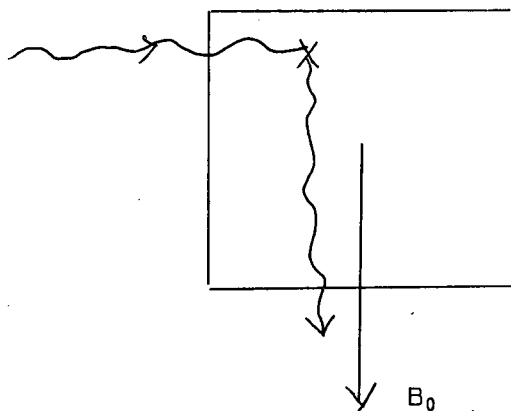


FIGURE 13

LECLER a calculé ces courbes en utilisant le modèle suivant : il considère les atomes du fond de la cellule (vue depuis le détecteur lumineux) comme une source lumineuse dont les photons doivent, après leur émission, traverser une vapeur optiquement anisotrope (un montage expérimental utilisant des diaphragmes lui permet de ne pas soumettre les atomes de la partie avant de la cellule à l'action du faisceau excitateur perpendiculaire à \vec{B}_0). Comme nous l'avons montré plus haut, les polarisations principales de la vapeur pour la direction de propagation parallèle à \vec{B}_0 sont les polarisations circulaires σ_+ et σ_- , quelle que soit la fréquence optique $\omega/2\pi$ considérée; la partie avant de la cellule possède donc un pouvoir rotatoire sur les polarisations planes, ainsi qu'un dichroïsme circulaire.

On voit que les calculs de LECLER entrent bien dans le cadre de ceux que nous avons exposés; notons toutefois deux légères différences :

- dans le calcul de LECLER, la polarisation de la lumière émise par les atomes du fond de la cellule dépend de la pulsation lumineuse ω ; il faut alors remplacer (I,22) par :

.../...

$$\pi_I(\omega) = I(\omega) \left| \vec{e}_{\lambda_0}(\omega) \right\rangle \langle \vec{e}_{\lambda_0}(\omega) | \quad (\text{III},9)$$

ce qui rend, dans la suite des calculs, les intégrations sur ω plus compliquées.
- par contre, notre point de vue est, dans une certaine mesure, plus général puisqu'il n'est pas limité au cas d'un faisceau se propageant dans la direction de \vec{B}_0 .

2) Effet d'un champ de radiofréquence tournant

a) Etude générale

Le champ de radiofréquence tourne avec une vitesse angulaire Ω dans le plan xOy :

$$H''_e = \hbar\omega_1 (J_x \cos \Omega t + J_y \sin \Omega t) \quad (\text{III},10)$$

On peut calculer rigoureusement l'opérateur d'évolution $U_0^e(t, t-\tau)$, par exemple au moyen d'un passage dans le référentiel tournant :

$$U_0^e(t, t-\tau) = e^{-i\Omega J_z t} e^{-i[(\omega_e - \Omega)J_z + \omega_1 J_x]\tau} e^{i\Omega J_z (t-\tau)} \quad (\text{III},11)$$

Au paragraphe I,3,c, α , nous avons négligé la dépendance en t de l'opérateur K en remplaçant dans (I,33) $U_0^e(t, t-\tau)$ par $e^{-iH'_e \tau/\hbar}$, c'est-à-dire en négligeant l'action de la radiofréquence ($U_0^e = 1$); cette approximation est valable lorsque la condition $\omega_1 \ll \Delta + \Delta'$ est réalisée. Ici, nous supposons ω_1 quelconque et nous tenons compte rigoureusement de l'action de la radiofréquence en reportant (III,11) dans l'expression exacte (I,33). Il est alors utile d'introduire les états propres $|p\rangle$ de la projection du moment cinétique \vec{J} sur le "champ efficace" :

$$\left[(\omega_e - \Omega) J_z + \omega_1 J_x \right] |p\rangle = p\tilde{\omega}_e |p\rangle \quad (\text{III},12)$$

avec
$$\tilde{\omega}_e = \sqrt{(\omega_e - \Omega)^2 + \omega_1^2} \quad (\text{III},13)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} |p = \pm 1 \rangle = \frac{\pm 1}{2\tilde{\omega}_e} \{ (\omega_e - \Omega \pm \tilde{\omega}_e) |m=1 \rangle + \sqrt{2}\omega_1 |m=0 \rangle - (\omega_e - \Omega \mp \tilde{\omega}_e) |m=-1 \rangle \} \\ |p = 0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}\tilde{\omega}_e} \{ -\omega_1 |m=1 \rangle + \sqrt{2}(\omega_e - \Omega) |m=0 \rangle + \omega_1 |m=-1 \rangle \} \end{array} \right. \quad (\text{III,14})$$

G s'écrit :

$$G(t) = \alpha \sum_{mm'p} \left\{ \left[\frac{\Gamma'(\omega_0 + m\Omega + p\tilde{\omega}_e)}{2} + i\Delta E'(\omega_0 + m\Omega + p\tilde{\omega}_e) \right] \langle m' | p \rangle \langle p | m \rangle F_{mm'}(\ell) e^{i(m-m')\Omega t} B_{mm'} \right\} \quad (\text{III,15})$$

avec

$$\langle \vec{e}_1 | B_{mm'} | \vec{e}_j \rangle = \langle 0 | \vec{e}_1^* \cdot \vec{D} | m' \rangle \langle m | \vec{e}_j \cdot \vec{D} | 0 \rangle \quad (\text{III,16})$$

et

$$F_{mm'} = \frac{\sin \left[\Omega(m - m') \ell / 2c \right]}{\Omega(m - m') \ell / 2c} \quad \text{si } m \neq m'; \quad F_{mm} = 1 \quad (\text{III,17})$$

Les expressions ainsi calculées nous permettent de déterminer exactement le signal optique dans tous les cas.

Les facteurs $F_{mm'}(\ell)$ rendent compte de sa variation avec la longueur ℓ de la cellule; nous retrouverons dans le cas des alcalins des termes identiques et nous étudierons leur sens physique (cf § IV.4); nous ne le faisons donc pas ici, en supposant par exemple que l'on a $(\Omega\ell/c) \ll 1$, ce qui permet de remplacer tous les facteurs $F_{mm'}(\ell)$ par 1.

Les exponentielles $e^{i(m-m')\Omega t}$ contiennent la dépendance en t de $G(t)$; on voit qu'il peut apparaître dans le signal de détection optique des modulations aux pulsations Ω et 2Ω ; la dépendance en t de $G(t)$ est particulièrement simple lorsque le faisceau lumineux se propage parallèlement au champ magnétique : on remarque en effet que

$$\langle m | e^{i\Omega J_z t} (\vec{e}_j \cdot \vec{D}) | 0 \rangle = \langle m | \vec{e}_j^{\sim}(t) \cdot \vec{D} | 0 \rangle$$

où $\vec{e}_j^{\sim}(t)$ est le vecteur obtenu en faisant tourner \vec{e}_j d'un angle $-\Omega t$ autour de Oz ; dans une base de deux polarisations tournant avec le champ de radiofréquence à la vitesse angulaire Ω , G est constant.

.../...

Les facteurs

$$\Gamma'(\omega_0 + m\Omega + p\tilde{\omega}_e) \quad \text{et} \quad \Delta E'(\omega_0 + m\Omega + p\tilde{\omega}_e)$$

rendent compte des variations du signal de détection optique en fonction de la forme de la raie excitatrice $I(\omega)$; nous verrons que ce sont eux qui permettent aussi de déterminer la forme des courbes de résonance magnétique. Le choix des deux paramètres Γ' et $\Delta E'$ qui est fait dans JP1 et JP2 pour décrire l'excitation optique est donc très judicieux, puisqu'il permet de décrire simplement un grand nombre d'expériences différentes.

Si l'on a : $\tilde{\omega}_e \ll \Delta + \Delta'$, on peut négliger dans $\Gamma'(\omega_0 + m\Omega + p\tilde{\omega}_e)$ et $\Delta E'(\omega_0 + m\Omega + p\tilde{\omega}_e)$ l'influence des quantités $p\tilde{\omega}_e$; la sommation sur p dans (III,15) est alors très simple et on retrouve pour G l'expression (III,3) : la radiofréquence n'a aucune influence sur les signaux optiques. Si par contre $\tilde{\omega}_e$ n'est pas totalement négligeable devant $\Delta + \Delta'$, on voit sur (III,15) qu'il faut considérer non seulement les états propres $|m\rangle$ de l'hamiltonien en l'absence de radiofréquence, mais aussi les états $|p\rangle$ et leurs énergies Zeeman $\hbar\tilde{\omega}_e$ relatives au champ "efficace" qui interviennent dans Γ' et $\Delta E'$.

b) Calcul de la modulation à 2Ω

Pour fixer les idées, nous allons calculer le terme de $G(t)$ qui oscille à la pulsation 2Ω ; il s'écrit :

$$G^{2\Omega} = \alpha(\omega_1/2\tilde{\omega}_e)^2 B_{+1,-1} \Phi(\omega_0 + \Omega, \tilde{\omega}_e) e^{2i\Omega t} + \alpha(\omega_1/2\tilde{\omega}_e)^2 B_{-1,+1} \Phi(\omega_0 - \Omega, \tilde{\omega}_e) e^{-2i\Omega t} \quad (\text{III,18})$$

avec :

$$\Phi(\omega_0, \tilde{\omega}_e) = \frac{\Gamma'(\omega_0 + \tilde{\omega}_e)}{2} + i\Delta E'(\omega_0 + \tilde{\omega}_e) + \frac{\Gamma'(\omega_0 - \tilde{\omega}_e)}{2} + i\Delta E'(\omega_0 - \tilde{\omega}_e) - \Gamma'(\omega_0) - 2i\Delta E'(\omega_0)$$

a) *Intensité du champ de radiofréquence.* - Nous avons vu plus haut que, lorsque l'on a : $\tilde{\omega}_e \ll \Delta + \Delta'$, $G^{2\Omega}$ est négligeable; nous ne considérerons donc que le cas où $\tilde{\omega}_e$ n'est pas très petit devant $\Delta + \Delta'$. Or $G^{2\Omega}$ contient en facteur le terme $(\omega_1/\tilde{\omega}_e)^2$; il faut donc aussi que ω_1 ne soit pas négligeable devant $\Delta + \Delta'$:

l'intensité du champ de radiofréquence nécessaire pour observer sur la lumière transmise une résonance magnétique dans l'état excité est donc considérablement augmentée par l'effet Doppler optique (rappelons que, dans le cas de la détection habituelle de cette résonance au moyen de la lumière de fluorescence, il suffit d'avoir $(\omega_1/\Gamma) \approx 1$). L'interprétation physique de ce résultat sera donné au paragraphe c.

β) *Forme des courbes de résonance magnétique.* - Nous pouvons obtenir la forme des courbes de résonance magnétique en faisant varier le champ magnétique statique appliqué sur l'atome : Ω est constant, ω_e varie. Le calcul exact est donc possible à partir de (III, 18) si l'on connaît les fonctions $\Gamma'(\omega_0)$ et $\Delta'(\omega_0)$; nous nous contenterons ici de remarquer que ces courbes sont centrées à la résonance $\omega_e = \Omega$ (G ne change pas lorsque l'on remplace ω_e par $2\Omega - \omega_e$, ce qui entraîne une symétrie par rapport à l'axe $\omega_e = \Omega$) et d'évaluer la largeur de ces courbes en supposant que la résonance n'est pas saturée (c'est-à-dire que l'on a $\omega_1 < \Delta + \Delta'$). ω_e intervient par l'intermédiaire d'expressions du type

$$(1/\tilde{\omega}_e)^2 \{ \Gamma'(\omega_0 + \Omega + \tilde{\omega}_e) + \Gamma'(\omega_0 + \Omega - \tilde{\omega}_e) - 2\Gamma'(\omega_0 + \Omega) \}$$

et si $\tilde{\omega}_e \ll \Delta + \Delta'$, cette expression est constante et vaut $(d^2/d\omega_0^2) \Gamma'(\omega_0 + \Omega)$. Les variations de $G^{2\Omega}$ ne sont donc notables que lorsque $\tilde{\omega}_e$ et donc ω_e varient de quantités qui sont de l'ordre de $\Delta + \Delta'$; on voit que l'effet Doppler optique modifie profondément et élargit les courbes de résonance magnétique dans l'état excité (rappelons que, dans le cas de la détection de cette résonance au moyen de la lumière de fluorescence, la largeur de ces courbes est de l'ordre de Γ).

L'expérience que nous venons d'analyser est identique à une expérience de "double résonance" (1), à ceci près qu'au lieu d'utiliser la méthode classique qui consiste à mesurer la polarisation de la lumière de fluorescence, on mesure la polarisation de la lumière transmise par la cellule. CORNEY, KIBBLE et SERIES (43) ont étudié ce problème en supposant que la lumière se propage parallèlement au champ magnétique statique et que la cellule est placée entre deux polariseurs croisés. Nous avons généralisé leurs résultats en supposant que la direction de propagation de la lumière et l'analyseur A sont quelconques. Notons toutefois que le calcul de CORNEY et al. suppose que l'épaisseur optique de la cellule n'est pas faible, alors que nous faisons ici l'hypothèse contraire (dans l'approximation des épaisseurs op-

tiques faibles, on ne garde, comme nous l'avons vu au § I,2,c, que le terme du premier ordre en \vec{E}^R qui correspond à l'interférence entre l'onde incidente et l'onde rayonnée par la cellule C; en négligeant les termes d'ordres supérieurs, l'effet de la cellule C sur l'intensité transmise par l'analyseur est alors nul si le polariseur et l'analyseur sont croisés, comme dans le cas des expériences de CORNEY et al.).

Remarque : il est possible de calculer $\pi_T - \pi_I$ lorsque le champ de radiofréquence, au lieu d'être tournant, est linéaire. Dans ce cas, on ne peut plus calculer rigoureusement l'opérateur d'évolution U, mais on peut utiliser un développement de U en série de puissances de ω_1 (64), et reporter ce développement dans (I,33). La lumière transmise peut alors comporter des modulations dont les pulsations sont des multiples de Ω supérieurs à 2Ω .

c) Interprétation physique de la largeur des courbes de résonance magnétique

On peut se demander pourquoi, dans les expériences que nous avons étudiées, la largeur des courbes de résonance dans le niveau excité est augmentée par l'effet Doppler optique (elle dépend de Δ et Δ'), alors que dans les expériences habituelles de double résonance elle est de l'ordre de la largeur naturelle du niveau étudié (c'est-à-dire souvent beaucoup plus faible : par exemple, pour le niveau 6^3P de Hg, on a $\Gamma \approx 10^{-3} \Delta$; c'est d'ailleurs ce qui est à l'origine de la précision des méthodes de double résonance). La réponse à cette question est la suivante : dans la méthode classique de double résonance, on étudie la lumière diffusée latéralement par la vapeur; on sait qu'une telle diffusion a pour origine les fluctuations du milieu (ces fluctuations provenant par exemple du fait que la vapeur, au lieu d'être un milieu continu, est constituée d'atomes quasi ponctuels à l'échelle de la longueur d'onde ⁽¹¹⁾); cette diffusion est donc incohérente (en ce sens qu'il faut ajouter les intensités rayonnées par chacun des atomes, et non leurs champs

.../...

⁽¹¹⁾ Les expériences de pompage optique sont souvent réalisées avec des pressions de vapeur faibles, pour lesquelles le nombre moyen d'atomes dans un cube ayant la longueur d'onde optique pour arête est inférieur à 1; les fluctuations de densité sont alors importantes à l'échelle de la longueur d'onde.

électriques). Par contre, dans les expériences analysées ici et dans celle de A. CORNEY, B.P. KIBBLE et G.W. SERIES (43), c'est la lumière transmise par la vapeur, ou encore diffusée "vers l'avant", qui est étudiée; or une telle diffusion est cohérente (nous avons effectivement ajouté, pour chaque onde ω , les champs électriques rayonnés par tous les atomes) (12); c'est pourquoi la nature des signaux optiques est complètement différente dans les deux cas.

De manière plus précise, le caractère incohérent de la diffusion latérale provient de ce que la différence de phase des champs rayonnés par deux atomes dépend de leur position dans la cellule (cf fig. 14-a); les termes d'interférence entre les champs rayonnés par des atomes différents s'annulent donc en moyenne. Si par exemple on cesse brusquement à l'instant $t = 0$ d'illuminer la vapeur, on observera une décroissance exponentielle $e^{-\Gamma t}$ de la lumière de fluorescence émise latéralement, avec la même constante de temps que pour un atome isolé (on suppose négligeables tous les phénomènes de diffusion multiple (65)).

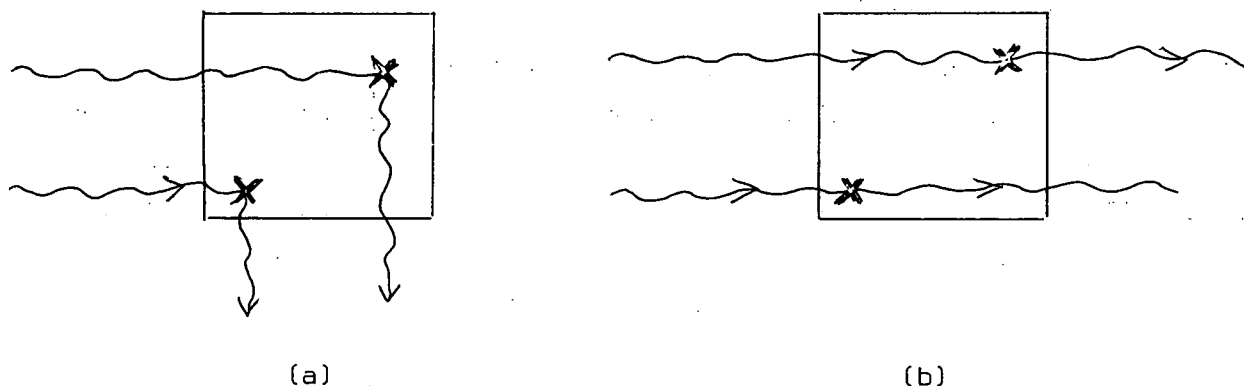


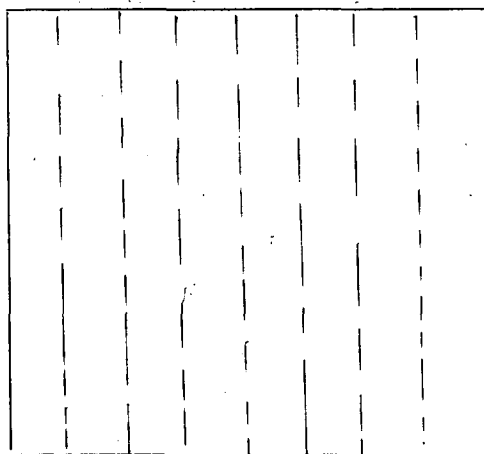
FIGURE 14

.../...

(12) Dans les équations que nous avons écrites, nous n'avons gardé que le terme d'interférence entre les champs électriques incident et diffusé, qui est proportionnel à \mathcal{N} . Dans le cas étudié par CORNEY, KIBBLE et SERIES (43) (polariseur et analyseur croisés), seul intervient le terme du second degré par rapport au champ diffusé, et l'intensité des signaux est proportionnelle à \mathcal{N}^2 , ce qui confirme bien le caractère cohérent des effets observés.

Au contraire, dans le cas de la diffusion vers l'avant, la phase du champ rayonné par chaque atome ne dépend pas de la position de ce dernier (les retards se compensent soit avant diffusion, soit après, lorsque sa position varie, comme on peut le voir sur la figure 14-b); les effets d'interférence subsistent donc lorsque l'on somme sur l'ensemble des atomes de la cellule.

En présence d'une onde plane excitatrice de pulsation ω , les dipôles électriques macroscopiques (obtenus après moyennage sur la vitesse des atomes) induits en chaque point de la vapeur ont une même phase dans un plan perpendiculaire à OZ; pour calculer le champ rayonné vers l'avant, il faut donc tenir compte de cette "structure stratifiée des phases", se reproduisant avec une périodicité $\lambda = 2\pi c/\omega$ dans la direction OZ (cf fig. 15).



Plans équiphases

FIGURE 15

Que se passe-t-il si, à l'instant $t = 0$, on coupe le faisceau d'excitation ? Les dipôles induits dans la vapeur vont effectuer une oscillation amortie, avec la pulsation propre $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ des atomes, et rayonner un champ électrique pendant un certain temps. Pour les instants t très petits, les champs rayonnés en avant par les différentes "tranches" d'atomes de même cote Z sont en phase (on suppose $\lambda \approx \lambda_0$); la cellule rayonne alors dans la direction OZ un champ électromagnétique intense (son intensité est proportionnelle à N^2), due à la "structure stratifiée" des

.../...

phases. Toutefois, les atomes n'étant pas immobiles, cette structure ne subsiste pas indéfiniment : on voit que dès que les atomes, animés d'une vitesse moyenne v_m , ont parcouru une distance de l'ordre de λ_0 , elle disparaît; cette disparition se produit lorsque :

$$v_m \cdot t \approx \lambda_0 \quad (\text{III},19)$$

ou encore :

$$t \approx \frac{\lambda_0}{v_m} \approx \frac{1}{\Delta'} \quad (\text{III},20)$$

Donc, au bout d'un temps de l'ordre de $1/\Delta'$, le rayonnement cohérent émis par la cellule a disparu (¹³); il ne peut plus subsister qu'un rayonnement incohérent, émis dans toutes les directions, qui décroît avec la constante de temps $1/\Gamma$.

L'observation de la lumière diffusée vers l'avant fait par conséquent intervenir des modes où de nombreux atomes rayonnent en phase, et qui sont généralement beaucoup plus amortis que le dipôle d'un atome isolé (lorsque $\Delta' \gg \Gamma$); il n'est donc pas étonnant que les courbes de résonance magnétique dans le niveau excité aient, dans ce cas, une largeur bien supérieure à Γ . L'étude que nous avons faite permet d'ailleurs de voir pour quelles valeurs de l'angle de diffusion on passe du cas où la courbe de résonance a une largeur $\Delta + \Delta'$ à celui où sa largeur est Γ : la transition se fait lorsque l'angle de diffusion est de l'ordre de λ_0/L , où L est la dimension latérale de la cellule.

.../...

(¹³) On peut également comprendre cette disparition en s'appuyant sur les conséquences bien connues de l'effet Doppler. En effet, avant la coupure de ce faisceau, le dipôle électrique d'un atome de vitesse v_z subit, sous l'effet de l'onde ω , une oscillation forcée de pulsation $\omega - kv_z$, et réémet vers l'avant une onde de fréquence $(\omega - kv_z) + kv_z = \omega$; les deux effets Doppler (à l'absorption et à l'émission) se compensent. Dès l'instant $t = 0$ où le faisceau est coupé, tous les dipôles oscillent avec leur pulsation propre ω_0 et, par effet Doppler, émettent des champs électriques dont les pulsations sont comprises dans l'intervalle $[\omega_0 - \frac{\Delta'}{2}, \omega_0 + \frac{\Delta'}{2}]$; ces différentes ondes ont une relation de phase bien définie à l'instant $t = 0$; toutefois, elles se déphasent lorsque t augmente et, lorsque $t \approx 1/\Delta'$, leur terme d'interférence disparaît.

Remarque : pour simplifier, nous nous sommes limités ici au cas où le niveau fondamental $|\mu\rangle$ est unique, de sorte que les phénomènes de résonance ne peuvent se produire que dans le niveau excité. Lorsqu'il existe plusieurs sous-niveaux $|\mu\rangle$, des effets semblables peuvent également se produire dans le niveau fondamental : il serait possible d'observer sur la lumière transmise des courbes de résonance magnétique, élargies par effet Doppler (largeur $\approx \Delta + \Delta'$), et correspondant à l'effet "diamagnétique" produit dans le niveau fondamental par le champ oscillant; ces courbes n'apparaissent que lorsque ce champ est très intense ($\omega_{1f} \approx \Delta + \Delta'$); elles peuvent être calculées en tenant compte de manière détaillée de l'influence dans (I,33) de l'opérateur $U_0^f(t-\tau, t)$.

Rappelons toutefois (cf § I,3,c, α) que ce n'est pas cet effet diamagnétique qui est responsable des variations des signaux lumineux obtenus dans les expériences habituelles de pompage optique, lorsque l'on effectue une résonance magnétique dans le niveau fondamental; c'est l'effet paramagnétique qui correspond, dans (I,32), aux variations de σ_f au voisinage de la résonance; ces variations se produisent même lorsque le champ de radiofréquence est relativement faible ($\omega_{1f} \approx (\tau_r)^{-1} \ll \Delta + \Delta'$), et donnent des courbes de résonance magnétique non élargies par effet Doppler (26) .

IV. Cas où les deux types d'effets interviennent simultanément (cas des alcalins)

Après avoir étudié séparément l'effet diamagnétique et l'effet paramagnétique, nous nous proposons d'aborder le cas où les deux types d'effets jouent simultanément un rôle. Bien que les résultats obtenus soient généraux, nous allons les exposer dans le cas des alcalins, pour lesquels divers phénomènes intéressants peuvent apparaître.

1) Notations

L'état fondamental $^2S_{1/2}$ des alcalins comporte deux niveaux hyperfins dont la différence d'énergie est $\hbar\Delta W$; nous les désignerons par F (F = F₁ ou F₂). L'état excité comprend plusieurs niveaux hyperfins \mathcal{F} ; $\hbar\Delta W$ est la différence d'éner-

gie entre les niveaux F les plus éloignés. Si nous nous intéressons à la raie D_1 (transition $^2S_{1/2} \leftrightarrow ^2P_{1/2}$), F peut prendre deux valeurs F_1 et F_2 ; par contre, si nous nous intéressons à la raie D_2 (transition $^2S_{1/2} \leftrightarrow ^2P_{3/2}$), F peut prendre quatre valeurs F_1, F_2, F_3, F_4 .

Soient $|F, \mu\rangle$ ($-F \leq \mu \leq +F$) les sous-niveaux Zeeman du niveau hyperfin F ; $|F, m\rangle$ ($-F \leq m \leq +F$) ceux du niveau hyperfin F ; $\omega_F/2\pi$ et $\omega_{\mathcal{F}}/2\pi$ sont respectivement les fréquences de Larmor à l'intérieur de ces niveaux (le champ magnétique est supposé suffisamment faible pour n'introduire aucun découplage hyperfin). Il est commode d'introduire les projecteurs :

$$P_F = \sum_{-F \leq \mu \leq +F} |F, \mu\rangle \langle F, \mu| \text{ sur le niveau } F \quad (\text{IV},1)$$

$$P_{\mathcal{F}} = \sum_{-F \leq m \leq +F} |F, m\rangle \langle F, m| \text{ sur le niveau } \mathcal{F} \quad (\text{IV},2)$$

Nous supposerons que dans tous les cas la largeur $\Delta + \Delta'$ est très grande devant les diverses précessions de Larmor ω_F et $\omega_{\mathcal{F}}$; par contre, Δ et Δ' peuvent être de l'ordre de ΔW et de $\Delta W'$ (cf tableau VII).

alcalin	ΔW	$\Delta W'_{1/2}$	$\Delta W'_{3/2}$	largeur Doppler Δ'	longueurs d'onde en Å	
					D_1	D_2
Na	1773	162	96	1320	5896	5890
^{39}K	462	58	30	770	7699	7665
^{41}K	254	27	≈ 0	770	7699	7665
^{85}Rb	3038	362	217	520	7948	7800
^{87}Rb	6839	810	501	520	7948	7800
Cs	9200	1110	607	380	8943	8521

T A B L E A U VII

Pour le césium par exemple, à température ordinaire : $\Delta' \approx \frac{1}{30} \Delta W \approx \frac{1}{3} \Delta W(D_1)$, alors que pour le sodium : $\Delta' \approx \Delta W \approx 10 \Delta W(D_1)$.

Nous sommes donc conduits à tenir compte de l'effet diamagnétique relatif à l'état fondamental, alors que jusqu'ici nous l'avions négligé. Si $\bar{\sigma}_f$ n'est pas scalaire, nous sommes dans un cas où interviennent simultanément l'effet paramagnétique et l'effet diamagnétique.

Nous allons calculer dans ce qui suit $\pi_T - \pi_I$. Rappelons que la généralisation des calculs de JP1 et JP2 (évolution de la matrice densité atomique) au cas des alcalins a été faite par M.A. BOUCHIAT (66).

2) Calcul de $\pi_T - \pi_I$

Soit $\hbar\omega_{F\mathcal{F}}^0$ la différence d'énergie entre les niveaux $|F, \mu = 0\rangle$ et $|\mathcal{F}, m = 0\rangle$; le calcul nous conduit à introduire les quantités

$$\Gamma'_{F\mathcal{F}} = \Gamma'(\omega_0 = \omega_{F\mathcal{F}}^0) \quad \text{et} \quad \Delta E'_{F\mathcal{F}} = \Delta E'(\omega_0 = \omega_{F\mathcal{F}}^0). \quad (\text{IV.3})$$

$\Gamma'(\omega_0)$ et $\Delta E'(\omega_0)$ sont définis par :

$$\frac{\Gamma'(\omega_0) + i\Delta E'(\omega_0)}{2} = \frac{iq^2}{\hbar^2} \frac{|\langle J_e || \vec{T} || J_f \rangle|^2}{2J_e + 1} \int I(\omega) d\omega \int \frac{f(\vec{v}) d^3v}{\omega - \omega_0 - \vec{k} \cdot \vec{v} + i\Gamma/2} \quad (\text{IV.4})$$

où $q \langle J_e || \vec{T} || J_f \rangle$ est l'élément de matrice réduit du dipôle électrique $q\vec{T}$ entre les niveaux $^2S_{1/2}$ et $^2P_{1/2}$ (raie D_1) ou $^2P_{3/2}$ (raie D_2). $\Gamma'_{F\mathcal{F}}$ et $\Delta E'_{F\mathcal{F}}$ sont les valeurs des paramètres Γ' et $\Delta E'$ pour l'énergie de la transition $F \leftrightarrow \mathcal{F}$. Nous allons introduire, comme au § II,1,a, un opérateur \vec{D} proportionnel à la partie angulaire du dipôle électrique $q\vec{T}$ et qui, comme $q\vec{T}$, n'agit que sur les variables de l'électron et pas sur celles du noyau; on vérifie qu'on peut définir ses composantes standards de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \langle \mathcal{F}, m | D_q | F, \mu \rangle &= \sum_{m_I, m_J, m'_J} \langle \mathcal{F}, m | I J_e m_I m_J \rangle \langle J_f, 1 m'_J q | J_e m_J \rangle \langle I J_f m_I m'_J | F, \mu \rangle \\ &= (-1)^{1+I+J_f} \mathcal{F} \sqrt{(2J_e+1)(2F+1)} \left\{ \begin{matrix} 1 & F & \mathcal{F} \\ I & J_e & J_f \end{matrix} \right\} \langle F, 1 \mu q | \mathcal{F}, m \rangle \end{aligned} \quad (\text{IV.5})$$

$$\langle F, \mu | D_q | \mathcal{F}, m \rangle = (-1)^q \langle \mathcal{F}, m | D_{-q} | F, \mu \rangle \quad (\text{IV},6)$$

m_I et m_J sont les valeurs propres de I_z et J_z , composantes sur Oz du moment angulaire nucléaire et électronique.

Il est utile d'introduire les matrices $B_{F\mathcal{F}}(t)$ définies par :

$$\langle \vec{e}_i | B_{F\mathcal{F}}(t) | \vec{e}_j \rangle = \text{Tr}_f \{ P_F \bar{\sigma}_f(t) P_F (\vec{e}_i^* \cdot \vec{D}) P_{\mathcal{F}} (\vec{e}_j \cdot \vec{D}) \} \quad (\text{IV},7)$$

$B_{F\mathcal{F}}(t)$ est la valeur de la matrice $B(t)$ lorsque l'on ne considère que les niveaux hyperfins F et \mathcal{F} ; c'est une matrice hermitique qui dépend des populations et des "cohérences Zeeman" à l'intérieur du niveau F (puisque, dans l'expression (IV,7), la matrice $\bar{\sigma}_f(t)$ est placée entre deux projecteurs P_F sur le même sous-niveau hyperfin F).

Il est nécessaire, pour calculer $G(t)$, d'introduire d'autres matrices $C_{\mathcal{F}}(t)$ définies par :

$$\langle \vec{e}_i | C_{\mathcal{F}}(t) | \vec{e}_j \rangle = \text{Tr}_f \{ P_{F_1} \bar{\sigma}_f(t) P_{F_2} (\vec{e}_i^* \cdot \vec{D}) P_{\mathcal{F}} (\vec{e}_j \cdot \vec{D}) \} \quad (\text{IV},8)$$

$C_{\mathcal{F}}(t)$ n'est pas hermitique; on a :

$$\langle \vec{e}_i | C_{\mathcal{F}}^\dagger(t) | \vec{e}_j \rangle = \text{Tr}_f \{ P_{F_2} \bar{\sigma}_f(t) P_{F_1} (\vec{e}_i^* \cdot \vec{D}) P_{\mathcal{F}} (\vec{e}_j \cdot \vec{D}) \} \quad (\text{IV},9)$$

et on pose :

$$C_{\mathcal{F}}^R(t) = \frac{1}{2} [C_{\mathcal{F}}(t) + C_{\mathcal{F}}^\dagger(t)]$$

et

$$C_{\mathcal{F}}^I(t) = \frac{1}{2i} [C_{\mathcal{F}}(t) - C_{\mathcal{F}}^\dagger(t)] \quad (\text{IV},10)$$

Dans l'expression (IV,9), la matrice $\bar{\sigma}_f(t)$ est placée entre deux projecteurs P_{F_2} et P_{F_1} sur des sous-niveaux hyperfins F différents; $C_{\mathcal{F}}(t)$ dépend donc seulement des "cohérences hyperfines" entre les niveaux F_1 et F_2 , et s'annule lorsque ces cohérences n'existent pas.

On obtient alors :

$$\begin{aligned}
 \pi_T - \pi_I = & -\alpha \sum_{\mathcal{F}} \left\{ \frac{1}{2} \Gamma'_{F_1 \mathcal{F}} [B_{F_1 \mathcal{F}}(t'), \pi_I]_+ + i \Delta E'_{F_1 \mathcal{F}} [B_{F_1 \mathcal{F}}(t'), \pi_I] \right. \\
 & + \frac{1}{2} \Gamma'_{F_2 \mathcal{F}} [B_{F_2 \mathcal{F}}(t'), \pi_I]_+ + i \Delta E'_{F_2 \mathcal{F}} [B_{F_2 \mathcal{F}}(t'), \pi_I] \\
 & + \left[\frac{1}{2} (\Gamma'_{F_1 \mathcal{F}} + \Gamma'_{F_2 \mathcal{F}}) C_{\mathcal{F}}^R(t') + (\Delta E'_{F_2 \mathcal{F}} - \Delta E'_{F_1 \mathcal{F}}) C_{\mathcal{F}}^I(t'), \pi_I \right]_+ \\
 & \left. + i \left[(\Delta E'_{F_1 \mathcal{F}} + \Delta E'_{F_2 \mathcal{F}}) C_{\mathcal{F}}^R(t') + \frac{1}{2} (\Gamma'_{F_1 \mathcal{F}} - \Gamma'_{F_2 \mathcal{F}}) C_{\mathcal{F}}^I(t'), \pi_I \right] \right\}
 \end{aligned}
 \tag{IV.11}$$

avec : $t' = t - \frac{Z_0}{c}$

qui est l'équation fondamentale de notre problème dans le cas des alcalins.

Comparons (IV,11) avec l'équation (II,10) qui donne la modification de la matrice polarisation π dans le cas de l'effet paramagnétique pur. Nous voyons d'abord que, dans (IV,11), apparaît une sommation sur les sous-niveaux hyperfins \mathcal{F} du niveau excité; nous avons déjà rencontré ce type de sommation dans le § II,3,d, en étudiant l'influence sur les signaux optiques de la structure hyperfine dans le niveau excité des isotopes impairs du Mercure; nous avons alors constaté que l'existence de cette structure ne modifiait pas profondément l'effet paramagnétique, mais rendait seulement plus complexe les variations des signaux en fonction de la composition spectrale du faisceau détecteur. Ce n'est donc pas la structure hyperfine du niveau de résonance des alcalins qui sera responsable de l'apparition d'effets nouveaux mais, comme nous allons le voir, celle du niveau fondamental. En effet, dans (IV,11) apparaissent :

- en premier lieu quatre termes qui correspondent simplement à l'addition des effets paramagnétiques dus aux deux sous-niveaux hyperfins F_1 et F_2 , pour toutes les transitions $F \leftrightarrow \mathcal{F}$; ces termes font intervenir les valeurs de Γ' et $\Delta E'$ pour chacune de ces transitions ainsi que les matrices $B_{F \mathcal{F}}(t)$ qui, comme nous l'avons vu, ne dépendent que des "populations" et des "cohérences Zeeman" à l'intérieur de chaque sous-niveau F .

- ensuite, quatre autres termes complètement nouveaux, qui font intervenir les matrices $C_{\mathcal{F}}(t)$, et n'apparaissent que lorsque les "cohérences hyperfines" ne sont pas nulles; ils oscillent à toutes les fréquences correspondant aux transitions $|F_{1\mu} \rangle \leftrightarrow |F_{2\mu'} \rangle$. Remarquons dès maintenant que deux de ces termes font intervenir

des sommes de coefficients Γ' ou $\Delta E'$, deux des différences; nous verrons plus bas que les deux derniers correspondent à des propriétés optiques nouvelles et intéressantes de la vapeur.

3) Influence des diverses observables de l'état fondamental

a) Cas général

Dans (IV,11), $\bar{\sigma}_f(t)$ intervient par l'intermédiaire des matrices $B_{F\mathcal{F}}(t)$ et $C_{\mathcal{F}}(t)$; on voit sur (IV,7) et (IV,8) que ces matrices font intervenir des valeurs moyennes d'opérateurs du type :

$$P_F(\vec{e}_1 \cdot \vec{D}) P_{\mathcal{F}}(\vec{e}_j \cdot \vec{D}) P_F, \quad (IV,12)$$

$i, j = 1, 2$; $F, F' = F_1, F_2$; $\mathcal{F} = \mathcal{F}_1, \mathcal{F}_2$ (raie D_1) ou $= \mathcal{F}_1, \mathcal{F}_2, \mathcal{F}_3, \mathcal{F}_4$ (raie D_2).

Le signal de détection optique dépend donc des valeurs moyennes des opérateurs définis en (IV,12). De même qu'au paragraphe II,2, il est utile de remarquer que P_F et $P_{\mathcal{F}}$ sont invariants par rotation et d'introduire les opérateurs tensoriels :

$$T_q^{(k)}(\mathcal{F}) = \sum_{q'+q''=q} \langle 11q'q'' | kq \rangle D_q P_{\mathcal{F}} D_q \quad (IV,13)$$

Les calculs du paragraphe II,2 se généralisent aisément; il suffit de remplacer dans (II,20) et (II,21) les opérateurs $T_q^{(k)}$ par $T_q^{(k)}(\mathcal{F})$ et B par $B_{F\mathcal{F}}, C_{\mathcal{F}}^R$ ou $C_{\mathcal{F}}^I$. Les observables dont dépend $\pi_T - \pi_I$ peuvent donc s'exprimer en fonction des opérateurs $P_F T_q^{(k)}(\mathcal{F}) P_F, \dots$

Les deux opérateurs $T_q^{(k)}(\mathcal{F})$ et $P_F T_q^{(k)}(\mathcal{F}) P_F$, ont la même nature tensorielle. D'après le théorème de Wigner-Eckart, deux opérateurs de la forme $P_F T_q^{(k)}(\mathcal{F}) P_F, \dots$ ne différant que par la valeur de \mathcal{F} , sont proportionnels; toutes les quantités $\langle P_F T_q^{(k)}(\mathcal{F}) P_F \rangle$ dont dépend $\pi_T - \pi_I$ ne sont donc pas indépendantes. L'étude qui a été faite au paragraphe II,2 des relations qui existent entre les symétries de $\bar{\sigma}_f$ (lors de diverses opérations de rotation) et les polarisations principales, s'applique sans changement au cas des alcalins. Par contre, le sens physique

des observables qui interviennent peut être plus complexe que dans le cas du mercure; par exemple, $\langle P_F T_0^{(0)}(\mathcal{F}) P_F \rangle$ est proportionnel à la population totale du niveau hyperfin F qui n'est pas constante.

b) Cas où la structure hyperfine du niveau excité n'est pas résolue

Lorsque la structure hyperfine du niveau excité n'est pas résolue (ce qui est par exemple le cas pour le Sodium), on a $\Delta + \Delta' \gg \Delta W$ (comme ΔW est à peu près dix fois plus grand que ΔW , nous ne supposons pas forcément que $\Delta + \Delta'$ est grand devant ΔW). $\Gamma'_{F\mathcal{F}}$ et $\Delta E'_{F\mathcal{F}}$ sont alors indépendants de \mathcal{F} ; soient $\Gamma'_{1,2}$ et $\Delta E'_{1,2}$ leurs valeurs pour $F = F_1, F_2$. L'équation (IV,11) s'écrit :

$$\begin{aligned} \pi_T - \pi_I = & -(\alpha/2) \Gamma'_1 [B_1(t'), \pi_I]_+ - i\alpha \Delta E'_1 [B_1(t'), \pi_I] \\ & -(\alpha/2) \Gamma'_2 [B_2(t'), \pi_I]_+ - i\alpha \Delta E'_2 [B_2(t'), \pi_I] \\ & -(\alpha/2) (\Gamma'_1 + \Gamma'_2) [C^R(t'), \pi_I]_+ \\ & -\alpha (\Delta E'_2 - \Delta E'_1) [C^I(t'), \pi_I]_+ \\ & -i\alpha (\Delta E'_1 + \Delta E'_2) [C^R(t'), \pi_I] \\ & -i(\alpha/2) (\Gamma'_1 - \Gamma'_2) [C^I(t'), \pi_I] \end{aligned} \quad (IV,14)$$

avec

$$\langle \vec{e}_i | B_1(t) | \vec{e}_j \rangle = \text{Tr}_f \{ P_{F_1} \bar{\sigma}_f(t) P_{F_1} (\vec{e}_i^* \cdot \vec{D}) P_e (\vec{e}_j \cdot \vec{D}) \} \quad (IV,15)$$

$$\langle \vec{e}_i | B_2(t) | \vec{e}_j \rangle = \text{Tr}_f \{ P_{F_2} \bar{\sigma}_f(t) P_{F_2} (\vec{e}_i^* \cdot \vec{D}) P_e (\vec{e}_j \cdot \vec{D}) \} \quad (IV,16)$$

$$\langle \vec{e}_i | C(t) | \vec{e}_j \rangle = \text{Tr}_f \{ P_{F_1} \bar{\sigma}_f(t) P_{F_2} (\vec{e}_i^* \cdot \vec{D}) P_e (\vec{e}_j \cdot \vec{D}) \} \quad (IV,17)$$

$P_e = \sum_{\mathcal{F}} P_{\mathcal{F}}$ étant le projecteur sur l'ensemble des niveaux excités, on a :

$$P_e = \sum_{m_I m_J} | m_I m_J \rangle \langle m_I m_J |$$

$\pi_T - \pi_I$ s'exprime maintenant en fonction des valeurs moyennes dans l'état fondamental d'opérateurs du type $P_F T_q^{(k)} P_F$, $T_q^{(k)}$ étant défini par :

$$T_q^{(k)} = \sum_{q'+q''=q} \langle 11q'q'' | kq \rangle D_q P_e D_q \quad (IV,18)$$

.../...

(IV.18) diffère de (IV.13) par le remplacement de $P_{\mathcal{F}}$ par P_e .

On remarque que $P_e = \sum_{m_I m_J} | m_I m_J \rangle \langle m_I m_J |$ est un opérateur scalaire

vis-à-vis séparément des variables nucléaires et électroniques : il ne change pas lorsque l'on fait tourner l'électron seul (alors que $P_{\mathcal{F}}$ n'est invariant que lorsque l'on effectue la même rotation sur l'électron et le noyau). L'opérateur $T_q^{(k)}$ défini en (IV.18) est donc comme \vec{D} un opérateur scalaire vis-à-vis des variables nucléaires; sa nature tensorielle est la même si l'on considère que la rotation porte sur l'électron et le noyau, ou sur l'électron seul.

Or le niveau fondamental des alcalins est un niveau de moment cinétique électronique $J = 1/2$; les éléments de matrice des opérateurs $T_q^{(2)}$ sont donc tous nuls, et l'on a $\langle P_F T_q^{(2)} P_F \rangle = 0$. En effectuant une décomposition du type de (II.20) et (II.21), on arrive au résultat suivant :

- Chacune des deux matrices $B_1(t)$ et $B_2(t)$ ne dépend plus que des valeurs moyennes de deux observables : $\langle P_F T_0^{(1)} P_F \rangle$, proportionnel à l'orientation électronique à l'intérieur du niveau hyperfin F dans la direction OZ ; $\langle P_F T_0^{(0)} P_F \rangle$, proportionnel à la population totale du niveau F .

- La matrice $C(t)$ dépend des parties réelle et imaginaire de $\langle P_{F_1} T_0^{(1)} P_{F_2} \rangle$; on a en effet

$$P_{F_1} T_0^{(0)} P_{F_2} = P_{F_1} P_{F_2} T_0^{(0)} = 0$$

$\langle P_{F_1} T_0^{(1)} P_{F_2} \rangle$ représente la partie de l'aimantation électronique qui ne dépend que des cohérences hyperfines.

En remarquant que la somme des populations des niveaux F_1 et F_2 est constante, on voit que $\pi_T - \pi_I$ ne dépend plus que de 5 observables hermitiques dans l'état fondamental (une scalaire et 4 vectorielles).

Ainsi, dans le cas d'un alcalin, la lumière transmise par la vapeur ne peut pas dépendre d'observables tensorielles d'ordre supérieur à 1 lorsque la structure hyperfine dans l'état excité n'est pas résolue. Nous généralisons ainsi un résultat de (25, 67) .

Un raisonnement identique à celui du § II.2,b, δ , nous montre que les quatre matrices $B_1(t)$, $B_2(t)$, $C^R(t)$ et $C^I(t)$ ont les mêmes polarisations propres :

ce sont les polarisations circulaires droite et gauche qui sont toujours les polarisations principales. On aboutit donc au résultat suivant qui est simple, mais pas évident : lorsque la structure hyperfine dans l'état excité n'est pas résolue, une vapeur alcaline ne peut présenter qu'un pouvoir rotatoire sur les polarisations planes et un dichroïsme circulaire (et ceci même en présence de cohérences hyperfines, auquel cas la rotation du plan de polarisation et le dichroïsme sont modulés à la pulsation $\Delta\omega$).

Remarquons enfin que $T^{(2)}$ étant nul, $\pi_T - \pi_I$ ne peut dépendre que des populations de σ_f et des "cohérences" entre des niveaux $|\mu\rangle$ et $|\mu'\rangle$ avec $\mu - \mu' = 0, \pm 1$. On voit donc que, si l'on effectue une expérience de "faisceau croisé" (23) sur un alcalin, on n'obtient pas de modulations à $2\omega_{F_1}$ ou $2\omega_{F_2}$ lorsque la structure hyperfine dans l'état excité n'est pas résolue.

c) Cas où les structures hyperfines dans les niveaux excité et fondamental ne sont pas résolues

Nous allons supposer que les valeurs de Γ' et $\Delta E'$ pour toutes les transitions hyperfines sont les mêmes : $\Gamma'_1 = \Gamma'_2 = \Gamma'$ et $\Delta E'_1 = \Delta E'_2 = \Delta E'$, ce qui est le cas par exemple si $\Delta + \Delta'$ est très grand devant $\Delta \mathcal{W}$ et $\Delta\omega$. Il n'y a donc plus d'effet diamagnétique, et nous sommes dans le cas qui a déjà été étudié au paragraphe II; nous allons voir cependant que dans le cas des alcalins certains résultats se simplifient.

On a :

$$\pi_T - \pi_I = -(\alpha\Gamma'/2) [B(t'), \pi_I]_+ - i\alpha\Delta E' [B(t'), \pi_I]$$

avec

$$B(t) = B_1(t) + B_2(t) + C(t) + C^\dagger(t) \quad (IV,19)$$

Les éléments de matrice de $B(t)$ sont donc :

$$\begin{aligned} \langle \vec{e}_i | B(t) | \vec{e}_j \rangle &= \text{Tr}_f \{ [P_{F_1} + P_{F_2}] \bar{\sigma}_f(t) [P_{F_1} + P_{F_2}] (\vec{e}_i^* \cdot \vec{D}) P_e (\vec{e}_j \cdot \vec{D}) \} \\ &= \text{Tr}_f \{ \bar{\sigma}_f(t) (\vec{e}_i^* \cdot \vec{D}) P_e (\vec{e}_j \cdot \vec{D}) \} \end{aligned}$$

Ces éléments ne dépendent plus que de deux quantités qui sont les valeurs moyennes dans l'état fondamental (et non plus à l'intérieur du niveau F_1 ou F_2) de

.../...

deux opérateurs n'agissant que sur les variables électroniques (cf § b) : $\langle T_0^{(0)} \rangle$ qui est proportionnel à la population globale de l'état fondamental (on retrouve ainsi le fait que, lorsque $\Delta \gg \Delta W$, $\Delta \omega$, on ne peut pas détecter optiquement une différence de populations hyperfines dans l'état fondamental (25, 66)); $\langle T_0^{(1)} \rangle$ qui est proportionnel à l'orientation électronique dans la direction OZ. Les polarisations principales sont toujours les polarisations circulaires droite et gauche, la différence entre les indices principaux ne dépendant que de $\langle T_0^{(1)} \rangle$.

d) Cas où les deux raies de structure fine sont également intenses

On montrerait de manière analogue, en utilisant le fait que le niveau fondamental des alcalins est un niveau de moment orbital $L = 0$, que, lorsque la vapeur est éclairée avec la même intensité sur les raies D_1 et D_2 [$\Gamma'(D_1) = \Gamma'(D_2)$; $\Delta E'(D_1) = \Delta E'(D_2)$], $\pi_T - \pi_I$ est indépendante de la polarisation incidente \vec{e}_{λ_0} (25, 66).

e) Résumé

Le tableau VIII donne dans tous les cas les polarisations principales de la vapeur, et les observables dont dépend le signal de détection optique (la population totale de l'état fondamental n'étant pas comptée comme une observable).

Les résultats donnés sur ce tableau sont liés à l'utilisation systématique des idées du § I,3,b : les couplages fin et hyperfin entre les moments angulaires \vec{L} et \vec{S} , ou \vec{I} et \vec{J} , ne peuvent jouer un rôle dans le signal de détection optique que lorsqu'ils ont le temps de s'établir pendant la durée $1/\Delta$ du processus d'absorption :

- si $\Delta > \Delta \omega$, le couplage hyperfin dans le niveau excité n'a pas le temps de s'établir; le niveau fondamental ayant un moment $J = 1/2$, la détection optique n'est plus sensible aux grandeurs tensorielles d'ordre deux.

- si $\Delta \gg \Delta W$, $\Delta \omega$, le couplage hyperfin ne peut s'établir ni dans le niveau fondamental ni dans le niveau excité et, vis-à-vis de la détection, il n'y a plus que le moment cinétique $\vec{J} = \vec{S}$ de l'état fondamental qui joue un rôle : l'action des atomes sur le faisceau lumineux est la même que s'ils n'avaient qu'un

.../...

spin électronique $S = 1/2$, et le spin nucléaire \vec{I} n'intervient pas ⁽¹⁴⁾.

- si Δ est très supérieur à la distance des deux raies de structure fine D_1 et D_2 (ou simplement si les paramètres Γ' et $\Delta E'$ pour ces deux raies sont égaux), le couplage $\vec{L} \cdot \vec{S}$ n'intervient plus; les atomes se comportent alors comme s'ils n'avaient qu'un moment cinétique \vec{L} qui, dans le cas des alcalins, est nul. Les propriétés optiques de la vapeur alcaline sont alors **complètement isotropes**.

	Polarisations principales	Observables
a) cas général	elliptiques	<ul style="list-style-type: none"> - différence de populations hyperfines $\langle \vec{S} \cdot \vec{I} \rangle$ - orientation dans F_1 et F_2 : $\langle F_{1Z} \rangle$ et $\langle F_{2Z} \rangle$ - alignement dans ces niveaux : $\langle 3F_{1Z}^2 - F(F+1) \rangle$ et $\langle 3F_{2Z}^2 - F(F+1) \rangle$, $\langle (F_{1X} \pm iF_{1Y})^2 \rangle$ et $\langle (F_{2X} \pm iF_{2Y})^2 \rangle$ - opérateurs d'ordre $k=1$ et $k=2$ dépendant des cohérences hyperfines; ex : partie de l'orientation qui ne dépend que de ces cohérences (2 paramètres réels) (en tout, 17 paramètres réels : 1 différence de populations, 4 composantes de vecteurs, 12 de tenseurs $k=2$).
b) $\Delta + \Delta' \gg \Delta W$ (structure hyperfine du niveau excité non résolue)	circulaires	<ul style="list-style-type: none"> - différence de populations hyperfines $\langle \vec{S} \cdot \vec{I} \rangle$ - orientations dans F_1 et F_2 : $\langle F_{1Z} \rangle$ et $\langle F_{2Z} \rangle$ - partie de l'orientation qui ne dépend que des cohérences hyperfines (2 paramètres réels) <p><u>N.B.</u> : avec un faisceau polarisé linéairement (sans analyseur), on ne peut détecter que $\langle \vec{S} \cdot \vec{I} \rangle$</p>
c) $\Delta + \Delta' \gg \Delta W, \Delta W$ (structures hyperfines non résolues)	circulaires	$\langle S_Z \rangle = \langle F_{1Z} + F_{2Z} \rangle$ <p>(orientation électronique dépendant des populations et cohérences Zeeman, ainsi que des cohérences hyperfines).</p>
d) structure fine $D_1 - D_2$ non résolue	quelconques	aucune

T A B L E A U VIII

.../...

⁽¹⁴⁾ Dans le cas du Sodium, la condition $\Delta + \Delta' \gg \Delta W, \Delta W$ est à peu près réalisée (cf tableau VII), ce qui justifie le modèle à deux niveaux de la référence (6), où les effets du spin nucléaire \vec{I} sur les signaux optiques donnés par une vapeur de Sodium sont ignorés.

Remarque : il existe un cas souvent réalisé en pratique (par exemple avec le Rubidium) qui est intermédiaire entre les cas b) et c) discutés ici : celui où les deux intensités I_{F_1} et I_{F_2} des deux composantes hyperfines sont égales (nous supposons non résolue la structure hyperfine du niveau excité), de sorte que l'on a $\Gamma'_{F_1} = \Gamma'_{F_2} = \Gamma'$; par contre, $\Delta E'_{F_1}$ et $\Delta E'_{F_2}$ ne sont pas égaux : chaque composante hyperfine agit comme une composante non résonnante pour l'autre, et on a : $\Delta E'_{F_1} = -\Delta E'_{F_2} = \Delta E'$ (les deux sous-niveaux hyperfins sont déplacés de quantités opposées et s'éloignent l'un de l'autre sous l'influence du faisceau lumineux).

En reprenant l'équation (IV,14) et en utilisant (IV,19), on voit que dans ce cas, la matrice polarisation π_T est donnée par :

$$\begin{aligned} \pi_T = & -\alpha \frac{\Gamma'}{2} [B(t), \pi_I]_+ \\ & -i\alpha\Delta E' [B_1(t) - B_2(t), \pi_I] \\ & +2\alpha\Delta E' [C^I(t), \pi_I]_+ \end{aligned}$$

Le terme proportionnel à Γ' , qui correspond à l'influence des transitions réelles, est exactement le même que celui qui a été discuté dans le cas c); il ne dépend que de l'observable $\langle S_Z \rangle$.

Les termes proportionnels à $\Delta E'$ sont au nombre de deux. Les observables dont dépend le premier sont les orientations $\langle F_{1Z} \rangle$ et $\langle F_{2Z} \rangle$ à l'intérieur des deux sous-niveaux F_1 et F_2 (il ne dépend donc pas des cohérences hyperfines); les populations hyperfines de ces sous-niveaux n'interviennent pas car, d'après (II,20) et (II,21), elles correspondent à des matrices $B_1(t)$ et $B_2(t)$ multiples de la matrice unité, qui disparaissent dans un commutateur. Le second terme n'est fonction que des cohérences hyperfines, et dépend de la valeur moyenne dans le niveau fondamental de la partie antihermitique de l'opérateur $P_{F_1} S_Z P_{F_2}$; il sera étudié de manière détaillée dans le § 5.

4) Influence de la longueur de la cellule

Supposons que $\omega_{F_1} = \omega_{F_2} = 0$; les cohérences hyperfines de σ_f oscillent à la pulsation $\Delta\omega$. Soit $\lambda_H = 2\pi c/\Delta\omega$ la longueur d'onde associée à la transition hyperfine. Cette longueur d'onde varie suivant l'alcalin considéré, et il peut arriver

que λ_H soit du même ordre de grandeur que la longueur ℓ de la cellule. Ainsi, pour le césium par exemple, $\lambda_H \approx 3$ cm. Nous sommes alors dans le cas où il n'est pas possible de remplacer $\bar{\sigma}_f(t)$ par $\sigma_f(t)$ (cf § I,3,c); il faut utiliser la formule exacte (I,38), c'est-à-dire tenir compte du temps de propagation de la lumière à l'intérieur de la cellule. Pour simplifier, nous négligerons la dépendance en Z de $\sigma_f(Z,t)$. Calculons à partir de (I,38) le terme de $\bar{\sigma}_f(t)$ qui oscille à la pulsation ΔW :

$$\begin{aligned} P_{F_1} \bar{\sigma}_f(t) P_{F_2} &= \frac{1}{\ell} \int_{-\ell/2}^{\ell/2} P_{F_1} \sigma_f(t_0) P_{F_2} e^{i\Delta W(t-t_0+Z/c)} dZ \\ &= e^{i\Delta W(t-t_0)} \frac{\sin(\pi\ell/\lambda_H)}{\pi\ell/\lambda_H} P_{F_1} \sigma_f(t_0) P_{F_2} \end{aligned} \quad (IV,20)$$

D'où :

$$\begin{aligned} \langle \vec{e}_i | C(t) | \vec{e}_j \rangle &= e^{i\Delta W(t-t_0)} \frac{\sin(\pi\ell/\lambda_H)}{\pi\ell/\lambda_H} \\ &\quad \text{Tr}_f \{ P_{F_1} \sigma_f(t_0) P_{F_2} (\vec{e}_i^* \cdot \vec{D}) P_e (\vec{e}_j \cdot \vec{D}) \} \end{aligned} \quad (IV,21)$$

La partie modulée du signal optique est proportionnelle à $\alpha C(t)$; sa dépendance en ℓ est donc donnée par la fonction périodique $\sin(\pi\ell/\lambda_H)$. L'effet des phénomènes d'interférence entre les champs électriques rayonnés par les divers points de la cellule apparaît clairement; nous voyons par exemple que, lorsque ℓ est un multiple entier de la longueur d'onde λ_H , la modulation à la pulsation ΔW disparaît.

On peut interpréter ce résultat de la manière suivante : nous avons vu (cf § I,2,c) que la polarisabilité du milieu est modulée par la précession hyperfine dans l'état fondamental; le dipôle électrique de la vapeur et le champ \vec{E}^R rayonné en avant sont donc aussi modulés par cette précession. Lorsque $\ell = \lambda_H$, on peut décomposer la cellule en deux demi-cellules de longueur $\lambda_H/2$, le temps de propagation de la lumière d'une demi-cellule à l'autre étant $\lambda_H/2c$, c'est-à-dire une demi-période hyperfine. Les modulations des champs rayonnés en avant par les deux demi-cellules sont alors en opposition de phase et se détruisent par interférence.

Le cas où $\sigma_f(Z,t)$ dépend de Z peut se traiter de manière analogue, les idées physiques restant les mêmes.

Remarque : depuis la publication de ces résultats au Journal de Physique, HAPPER et al. (32) ont également calculé les variations des modulations hyperfines en fonction de λ ; en s'appuyant sur des formules connues concernant la propagation des hyperfréquences dans un guide d'ondes, ces auteurs ont également établi la relation (IV,21).

5) Résultats nouveaux dus à la présence simultanée d'effets paramagnétique et diamagnétique

Pour étudier ces effets, nous allons nous placer dans le cas le plus simple possible, en supposant que la structure hyperfine du niveau excité n'est pas résolue : $\Delta + \Delta' \gg \Delta W, \Gamma$; par contre, nous ne supposons bien sûr pas que $\Delta \gg \Delta W$, ce qui ferait disparaître l'effet diamagnétique. Ces hypothèses ne sont toutefois pas indispensables; l'étude du cas général, bien que plus compliquée, ne poserait pas de difficulté de principe.

Dans l'équation (IV,14), ce sont les termes proportionnels à $C^I(t)$ qui introduisent des effets nouveaux par rapport à ceux que nous avons déjà étudiés plus haut à propos de l'effet paramagnétique pur ou de l'effet diamagnétique pur. Ces termes ne sont en effet non nuls que si l'on a à la fois effet paramagnétique (les "cohérences hyperfines" doivent être différentes de zéro, puisque $C^I(t)$ leur est proportionnel) et effet diamagnétique ($\Gamma'_1 - \Gamma'_2, \Delta E'_1 - \Delta E'_2$ doivent être non nuls, ce qui interdit à Δ d'être très grand devant ΔW).

Dans les termes en $C^I(t)$, les rôles que jouent habituellement Γ' et $\Delta E'$ (cf § II,1,b) sont inversés : l'anticommutateur associé aux effets de l'absorption est multiplié par $\Delta E'_1 - \Delta E'_2$; le commutateur associé aux effets de dispersion est multiplié par $\Gamma'_1 - \Gamma'_2$.

Pour bien illustrer le caractère nouveau des termes en $C^I(t)$, prenons un exemple précis. Supposons que :

$$\begin{cases} \Gamma'_1 \approx \Gamma'_2 \approx 0 & \text{(IV,22)} \\ \Delta E'_1 - \Delta E'_2 \neq 0 & \text{(IV,23)} \end{cases}$$

La condition (IV,22) est réalisée si la raie excitatrice (de pulsation centrale ω_c) ne coïncide avec aucune des deux composantes hyperfines (de pulsation

ω_1^0 et ω_2^0 ; $\omega_1^0 - \omega_2^0 = \Delta W$). Ceci n'est possible que si :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta + \Delta' \ll \Delta W \quad (\text{structure hyperfine du niveau} \\ \text{fondamental résolue}) \end{array} \right. \quad (\text{IV,24})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} |\omega_c - \omega_1^0|, |\omega_c - \omega_2^0| \gg \Delta + \Delta' \end{array} \right. \quad (\text{IV,25})$$

$\Delta E'_1$ et $\Delta E'_2$ étant alors proportionnels à $1/(\omega_c - \omega_1^0)$ et $1/(\omega_c - \omega_2^0)$ ne diffèrent en valeur relative de façon importante que si :

$$\frac{\omega_c - \omega_1^0}{\omega_c - \omega_2^0} \lesssim \omega_1^0 - \omega_2^0 = \Delta W$$

(Ainsi, si la raie excitatrice tombe au milieu des composantes hyperfines, $\omega_1^0 > \omega_c > \omega_2^0$, $\Delta E'_1$ et $\Delta E'_2$ sont de signes opposés.)

Les conditions (IV,24) et (IV,26) expriment physiquement que, dans l'état fondamental, le mouvement propre de l'atome est rapide : la période hyperfine $2\pi/\Delta W$ est courte devant le temps de passage $1/\Delta$ des trains d'ondes du faisceau lumineux; elle n'est pas grande devant les temps $(\omega_c - \omega_1^0)^{-1}$, $(\omega_c - \omega_2^0)^{-1}$ que durent les transitions virtuelles effectuées à partir de F_1 et F_2 . Dans ces conditions, on sait (9) qu'il n'est pas possible de considérer comme indépendantes, dans le cycle de pompage optique, les deux étapes : "absorption d'un photon du faisceau lumineux" et "évolution propre dans le niveau fondamental". Avec les hypothèses faites, la relation (IV,14) s'écrit :

$$\begin{aligned} \pi_T - \pi_I = & -i\alpha\Delta E'_1 [B_1(t), \pi_I] - i\alpha\Delta E'_2 [B_2(t), \pi_I] - \alpha(\Delta E'_2 - \Delta E'_1) [C^I(t), \pi_I] + \\ & -i\alpha(\Delta E'_1 + \Delta E'_2) [C^R(t), \pi_I] \end{aligned} \quad (\text{IV,27})$$

et l'on obtient :

$$\text{Tr}(\pi_T - \pi_I) = -2\alpha(\Delta E'_2 - \Delta E'_1) \text{Tr} \{ C^I(t) \pi_I \} \quad (\text{IV,28})$$

S'il n'y a pas de cohérences hyperfines, c'est-à-dire si l'atome est dans l'un des niveaux F_1 ou F_2 , $C^I(t) = 0$ et $\text{Tr}(\pi_T - \pi_I) = 0$; il n'y a pas d'absorption. Ceci est normal : la conservation de l'énergie interdit à un atome dans F_1 ou F_2

d'absorber le photon incident (condition (IV,22)). Par contre, si l'atome est dans une superposition linéaire de F_1 et F_2 , $C^I(t)$ n'est pas nul : bien que la raie excitatrice ne coïncide avec aucune des composantes hyperfines de la raie de résonance optique, il apparaît alors une absorption lumineuse (cf (IV,28)), proportionnelle à $\Delta E'_1 - \Delta E'_2$ et modulée, puisque $C^I(t)$, qui est proportionnel aux cohérences hyperfines, oscille autour de la valeur zéro : à certains instants l'intensité lumineuse après la cellule peut être plus grande que s'il n'y avait pas de cellule. Par contre, la valeur moyenne de $\text{Tr}(\pi_T - \pi_I)$ sur un temps long devant $1/\Delta W$ est nulle. Les trains d'ondes du faisceau lumineux ont une extension spatiale de l'ordre de c/Δ . Comme $\frac{1}{\Delta} \gg \frac{1}{\Delta W}$, l'énergie totale contenue dans le train d'ondes n'a pas varié après traversée de la cellule. L'effet de la vapeur est de redistribuer de façon périodique l'énergie à l'intérieur du train d'ondes, la distance entre deux maxima ou minima consécutifs étant $c/\Delta W$.

De manière transitoire, la vapeur apparaît donc comme un milieu amplificateur, grâce à un effet qui rappelle à la fois l'absorption et l'émission stimulée ⁽¹⁵⁾. La situation analysée ici est donc nettement différente de celles qui a été étudiée plus haut (effet paramagnétique pur) où $\text{Tr}(\pi_T - \pi_I)$ était constamment négatif ou nul (cf § II,1,b, α), nul lorsque $\Gamma' = 0$. Ceci provenait de ce que, dans ce cas, l'atome n'avait pas le temps d'évoluer pendant le temps de passage du train d'ondes lumineuses ($\Delta \gg \omega_f$).

Notons que, lorsque (IV,22) et (IV,23) sont réalisées, on retrouve dans le calcul de l'évolution de la matrice densité atomique des termes analogues à ceux que nous avons obtenus pour $\pi_T - \pi_I$ (66) .

Soulignons enfin que, même si l'on peut négliger Γ'_2 et $\Delta E'_2$ devant Γ'_1 et $\Delta E'_1$, il n'est pas correct lorsqu'il existe des cohérences hyperfines de calculer $\pi_T - \pi_I$ en considérant le niveau F_1 comme isolé : dans le terme $\Delta E'_1 [C^I(t), \pi_I]_+$ de l'équation (IV,14) interviennent en effet explicitement dans $C^I(t)$ les éléments de matrice du dipôle électrique entre le niveau F_2 et l'état excité et les cohérences hyperfines.

.../...

⁽¹⁵⁾ Il ne faut pas confondre, malgré une certaine analogie, l'effet décrit ici avec l'effet AUTLER-TOWNES (68) ; ce dernier est de nature différente, puisqu'il est lié à "l'habillage de l'atome par des photons de radiofréquence" (69) , et non à la simple présence de cohérence hyperfine. Par exemple, si l'on coupe la radiofréquence, l'effet AUTLER-TOWNES disparaît instantanément, alors que l'absorption lumineuse décrite par (IV,28) décroît avec le (ou les) temps de relaxation des cohérences hyperfines.

V. Discussion générale : comparaison avec les autres méthodes de détection

1) Propriétés générales de la détection optique

La méthode de détection optique de l'état angulaire d'atomes en phase vapeur présente divers avantages; tout d'abord, sa sensibilité : ce type de détection s'applique couramment à des vapeurs dont la densité est faible (l'ordre de grandeur du nombre d'atomes par cm^3 étant par exemple $N \approx 10^{12} \text{ at/cm}^3$). On sait que l'origine de cette sensibilité est la suivante : cette détection utilise des photons optiques, d'énergie relativement grande, pour obtenir des renseignements sur des transitions atomiques dans l'état fondamental, qui correspondent à des photons de radiofréquence d'énergie beaucoup plus faible, et donc bien plus difficiles à détecter; c'est donc une méthode du type "trigger detection" (cf (70)). Un autre avantage de cette méthode est sa très grande souplesse : l'expérimentateur dispose d'un grand nombre de paramètres qu'il peut faire varier, suivant les nécessités de chaque expérience; il peut par exemple distinguer et étudier successivement des observables atomiques différentes, comme nous l'avons vu plus haut.

La détection optique présente bien sûr aussi quelques inconvénients; par exemple, il est nécessaire de disposer de sources lumineuses, de polariseurs, et de détecteurs, pour la raie de résonance des atomes étudiés (ce qui n'est pas toujours le cas); de plus, le faisceau lumineux détecteur perturbe les atomes de la vapeur : s'il est résonnant, il élargit les sous-niveaux de l'état fondamental en agissant comme un processus de relaxation; s'il est non résonnant, il déplace ces niveaux (9) .

2) Autres types de détection

Il existe diverses autres méthodes pour détecter l'orientation d'atomes ou d'ions dans l'état fondamental. Citons parmi celles-ci :

- la mesure de la tension électrique induite, par un ensemble de spins, dans des bobines de radiofréquence. Dans le cas des gaz atomiques, cette méthode a par exemple été employée pour ^3He (71) ; sa sensibilité ne permet pas la détection de l'orientation de gaz très dilués.

- la mesure des anisotropies du diagramme d'émission β d'une vapeur radioactive orientée nucléairement (72) . Cette méthode, qui est encore du type "trigger detection", est extrêmement sensible : les particules utilisées ont cette fois des énergies beaucoup plus grandes que celles d'un photon optique.

- les mesures utilisant un jet de particules (par exemple d'atomes de Césium) subissant des collisions d'échange avec les particules étudiées; ces méthodes, notamment dans le cas où elles sont combinées avec les techniques du stockage d'ions, conduisent à des sensibilités remarquables (73) .

- la méthode de mesure magnétostatique, dont nous allons parler maintenant; l'avantage de cette technique réside dans la très faible perturbation apportée aux atomes étudiés : on détecte en effet le champ magnétique statique produit par les atomes orientés.

3) Détection magnétostatique

Nous décrivons dans ce paragraphe une expérience que nous avons réalisée en collaboration avec J. DUPONT-ROC et S. HAROCHE (74) ; dans cette expérience, le champ magnétique statique, créé par les spins nucléaires d'une vapeur de ^3He orientée optiquement, a été détecté et étudié au moyen d'un magnétomètre à ^{87}Rb . Evaluons le champ magnétique créé à l'extérieur d'une cellule sphérique contenant les noyaux de ^3He orientés; il est le même que si tous les noyaux étaient situés au centre de la cellule; si N désigne le nombre total d'atomes, P leur polarisation nucléaire, $\frac{g_n \mu_n}{2}$ le moment magnétique d'un noyau, le champ magnétique à une distance r dans la direction d'orientation des spins (1ère position de Gauss) est radial, et vaut :

$$\Delta B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{g_n \mu_n}{r^3} N.P \quad (V,1)$$

Appliquons cette formule, en prenant pour les paramètres des valeurs correspondant aux conditions expérimentales courantes avec ^3He : pour une pression de 3 torr dans une cellule de 6 cm de diamètre, un taux de polarisation de 5%, le champ à une distance de 6 cm est $\Delta B \approx 6 \cdot 10^{-8}$ gauss. Ce champ est donc très faible. Aussi avons-nous utilisé, en collaboration avec S. HAROCHE et J. DUPONT-ROC, le magnétomètre à ^{87}Rb , extrêmement sensible, qu'ils avaient conçu et mis au point.

Cet appareil, qui utilise cinq blindages magnétiques concentriques de μ métal, est décrit de manière détaillée dans les publications de ces auteurs (75) .

Donnons-en simplement les caractéristiques principales qui nous seront utiles ici :

- la grandeur mesurée est la projection du champ magnétique sur une direction donnée (définie par la direction d'un champ de radiofréquence $\vec{B}_1 \cos \Omega t$ jouant le rôle de "champ habillant" pour les atomes de ^{87}Rb).

- la sensibilité obtenue est excellente : dans les dernières expériences de J. DUPONT-ROC, elle était de l'ordre de $2 \cdot 10^{-10}$ gauss, avec une constante de temps de détection de 3 sec.

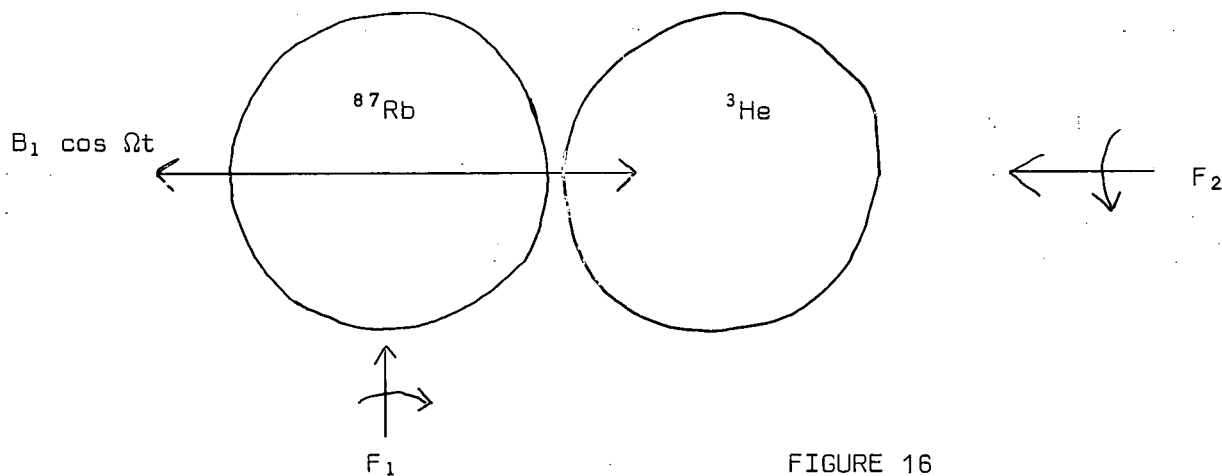


FIGURE 16

Le principe de l'expérience est schématisé sur la figure 16 : une cellule de 6 cm de diamètre contient le gaz de ^3He , sous une pression de l'ordre du torr; on peut entretenir dans le gaz une décharge faible, de façon à permettre l'orientation optique des noyaux de ^3He par la méthode mise au point par COLEGROVE, SCHEARER et WALTERS (71) et décrite plus loin (cf partie B); le champ que produisent ces noyaux est détecté par les atomes de ^{87}Rb contenus dans une seconde cellule. Les deux cellules sont placées l'une contre l'autre et à l'intérieur des blindages magnétiques, ce qui permet de réduire le bruit magnétique ambiant par un facteur de l'ordre de 10^5 . F_1 ($\lambda = 7.948 \text{ \AA}$) est le faisceau de pompage et de détection des atomes de ^{87}Rb ; F_2 ($\lambda = 10.830 \text{ \AA}$) est le faisceau de pompage des atomes de ^3He . Les spins

nucléaires sont orientés dans la direction de F_2 et, tant qu'aucun champ magnétique n'est appliqué, restent dans cette direction; ils créent donc un champ parallèle à la direction pour laquelle le magnétomètre est sensible (cf fig. 16).

La figure 17 montre les variations du champ mesuré par le magnétomètre, au moment où l'on commence à pomper optiquement les atomes d'Hélium; on voit nettement l'exponentielle de pompage, dont la longue constante de temps est caractéristique du pompage de ^3He (71). La formule (V.1) permet d'effectuer une mesure directe et absolue de la polarisation obtenue en fonction du temps.

Une fois obtenue l'orientation nucléaire de ^3He , il serait possible de couper le faisceau de pompage F_2 et la décharge et d'enregistrer l'évolution de la polarisation nucléaire en fonction du temps; on obtiendrait de cette façon une courbe de relaxation avec une constante de temps très longue (plusieurs heures), celle de la relaxation nucléaire du gaz en l'absence d'inhomogénéités de champ magnétique. Toutefois, il est difficile pendant un temps aussi long d'éviter les dérives du signal dues aux variations dans le temps des propriétés magnétiques du blindage. Aussi avons-nous procédé de manière différente : nous avons ajouté un petit champ \vec{b} (2 μG), perpendiculaire au plan de la figure 16, qui ne modifie donc pas le champ mesuré par les atomes de ^{87}Rb . Les spins nucléaires de ^3He précessent alors autour de \vec{b} avec une fréquence très basse ($\nu \approx 6 \cdot 10^{-3}$ Hz), et le champ produit au centre de la cellule de ^{87}Rb est modulé :

$$\Delta B(t) = \Delta B \cos (2\pi\nu t) \quad (\text{V.2})$$

Les modulations du champ ainsi obtenues sont reproduites sur la figure 18; la partie a) montre le signal obtenu juste après le pompage optique de ^3He (polarisation $P \approx 5\%$, avec une pression dans la cellule de 3 torr); la partie b) montre le signal au bout de 3 h. ; la figure 19 montre le signal qui subsiste au bout de 11 h. : la polarisation est alors $P \approx 5 \cdot 10^{-4}$, ce qui correspond à $5 \cdot 10^{13}$ noyaux orientés par cm^3 . On remarque sur ces figures une légère dérive due aux imperfections du blindage.

La détection magnétostatique apparaît donc comme une méthode sensible et précise d'étude des variations de la polarisation nucléaire d'un échantillon gazeux. Il faut toutefois noter que l'hélium semble l'élément le plus favorable pour appli-

$P(^3\text{He}) = 3 \text{ torr}$
Constante de temps de la
détection 3s

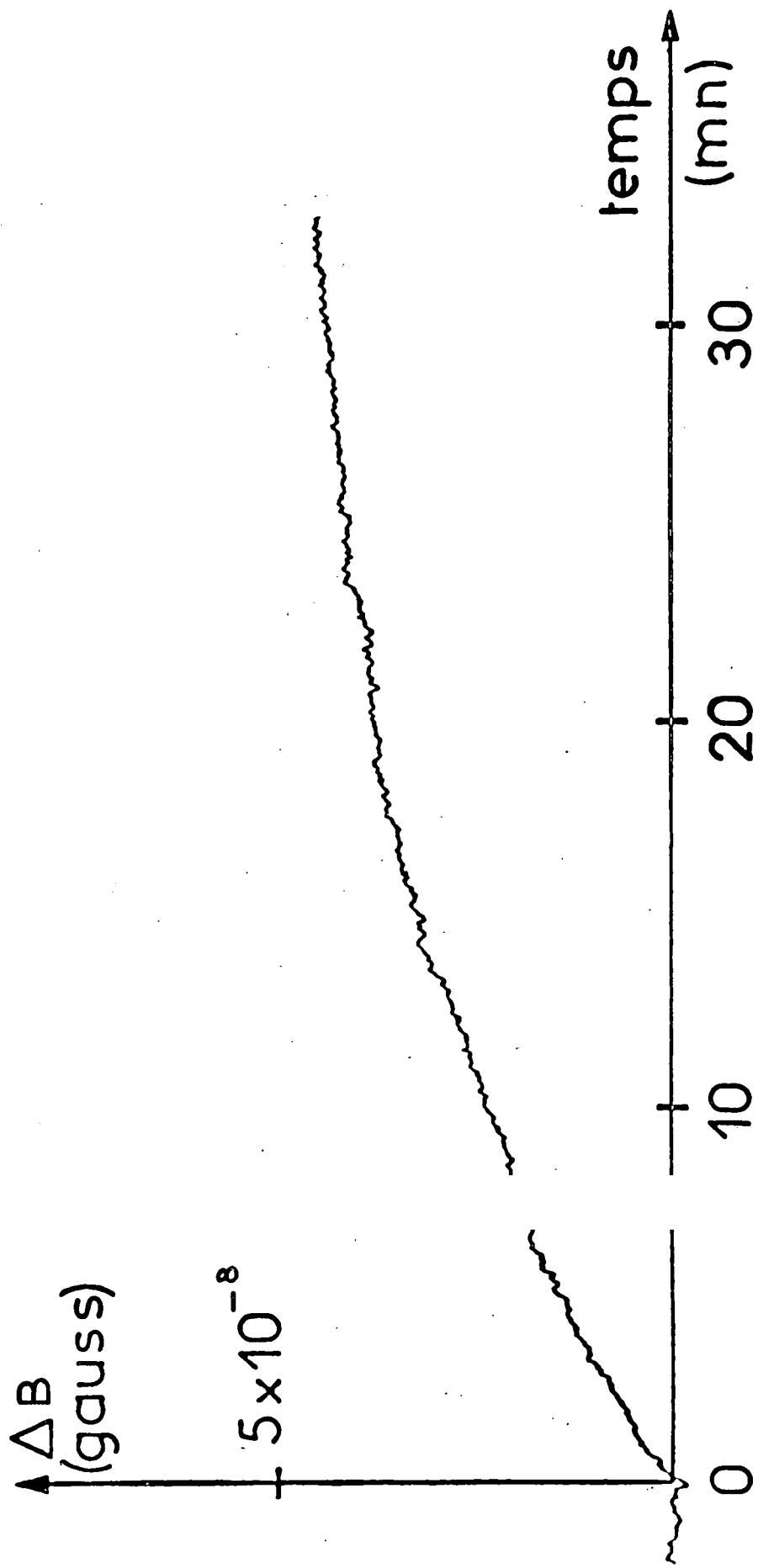


Fig. 17

Constante de temps
de la détection: 3 s

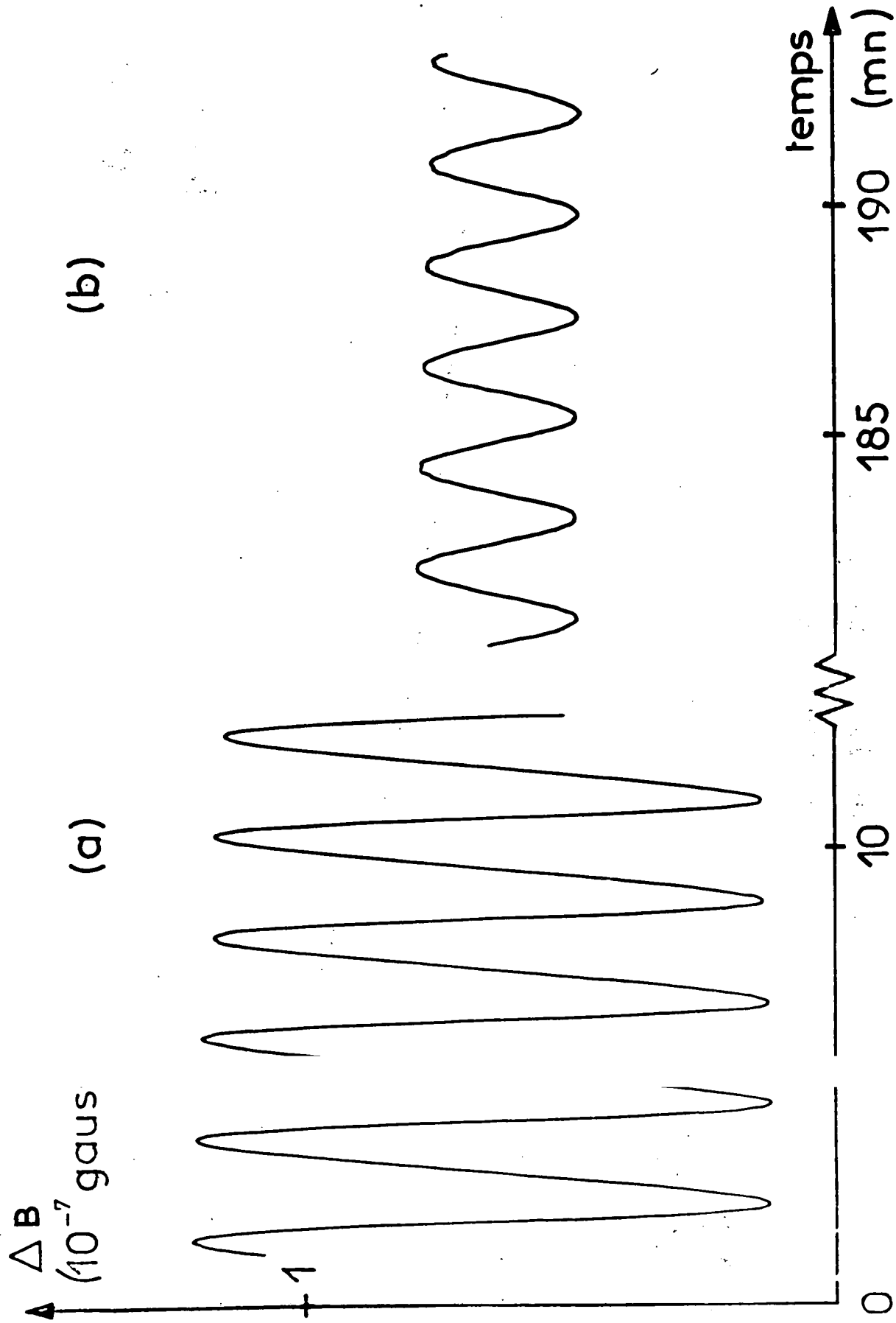


Fig. 18

$P \approx 5 \cdot 10^4$

instante de temps de la

détection: 3 s

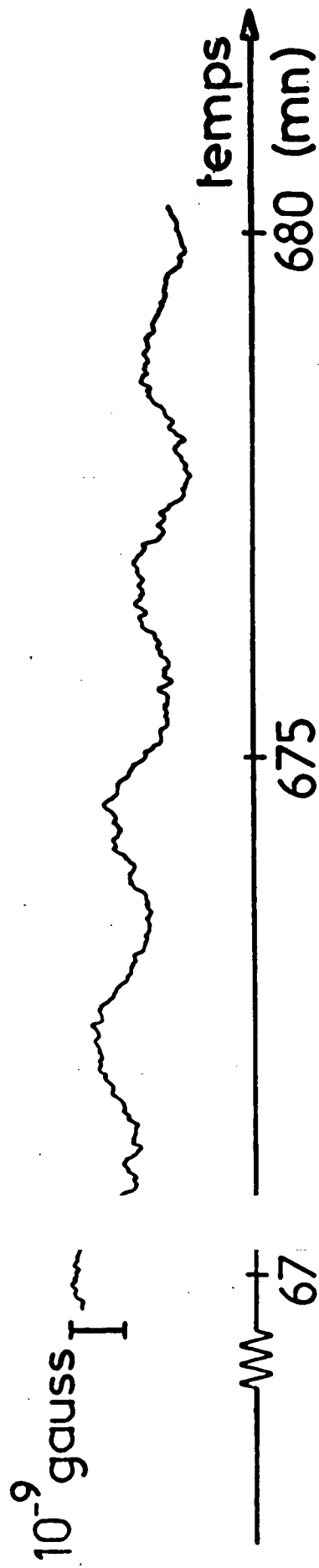


Fig. 19

quer une telle méthode, car son orientation par pompage optique peut être obtenue pour des pressions relativement importantes (quelques torr); dans le cas d'un alcalin par contre, la pression est à peu près 10^6 fois plus faible et, bien que le magnétisme des atomes soit alors beaucoup plus fort (il est électronique et non nucléaire), les champs produits tombent alors à la limite de la sensibilité du magnétomètre.

4) Conclusion de la partie A

En conclusion, les équations que nous avons obtenues pour la modification de la matrice polarisation d'un faisceau lumineux détecteur lors de la traversée d'une vapeur atomique sont très générales. Dans tous les cas (isotopes pairs ou impairs du Mercure, Alcalins, ^3He ou ^4He , etc...), elles permettent de calculer tous les signaux optiques, et de prévoir un certain nombre d'effets nouveaux. Parmi ceux-ci, certains ont été étudiés expérimentalement, dont notamment la biréfringence modulée d'une vapeur possédant de l'alignement transversal; d'autres ne l'ont pas été, en raison des difficultés techniques signalées dans l'introduction générale, liées en particulier à l'absence de détecteur optique convenable.

Divers prolongements peuvent être envisagés à partir des résultats qui ont été exposés : on peut étendre les équations obtenues au cas des épaisseurs optiques non faibles (nous avons abordé ce problème dans l'appendice d'un article au Journal de Physique (44) ; G. ALZETTA et E. ARIMONDO (53) se sont servis des équations ainsi obtenues pour une étude des signaux optiques donnés par une vapeur de Sodium, dans le cas des épaisseurs optiques non faibles; toutefois ce domaine d'études, incluant la mesure de la déviation latérale d'un faisceau lumineux par une vapeur orientée ou alignée, n'a guère encore été exploité). On peut aussi envisager d'étudier les "modulations hyperfines" données par une vapeur alcaline, et de tenter de mettre en évidence les effets nouveaux prévus au paragraphe IV. Plusieurs techniques peuvent être employées pour détecter ces modulations; il est par exemple possible d'utiliser des photomultiplicateurs très rapides, comme l'ont d'ailleurs fait A.H. FIRESTER et T.R. CARVER (76) , dans une expérience sur le Potassium (dont la structure hyperfine dans le niveau fondamental est cependant trop faible pour que les effets nouveaux signalés plus haut puissent se produire); nous avons également mentionné dans l'introduction les expériences de B.S. MATHUR et coll. (32) ,

.../...

réalisées avec un prototype de photomultiplicateur ultra rapide. Il est aussi possible de procéder de manière différente, et de chercher à détecter avec un interféromètre de Perot-Fabry les "bandes latérales" dans le spectre de fréquences du faisceau modulé; l'existence de ces bandes latérales a d'ailleurs été mise en évidence par H. TANG et W. HAPPER (77) .

Dans le domaine de recherches étudié au cours de la première partie de ce mémoire, les perspectives les plus intéressantes semblent être offertes par le pompage et la détection de vapeurs alcalines au moyen de faisceaux lumineux issus de lasers à semi-conducteurs ou à colorants (l'excitation de la résonance optique de plusieurs alcalins a déjà été réalisée expérimentalement (78, 79)); on peut espérer obtenir ainsi des faisceaux lumineux de longueurs d'onde accordables, tombant par exemple entre les deux composantes hyperfines d'un alcalin, comme dans le cas envisagé au paragraphe IV,5; de plus, l'intensité et la directivité des faisceaux laser devraient permettre d'améliorer la sensibilité des méthodes de détection optique, en permettant par exemple de placer la cellule entre deux miroirs, de façon à augmenter la rotation Faraday du plan de polarisation au cours des nombreux "aller et retour" du faisceau dans la vapeur.

B - UNE NOUVELLE METHODE PERMETTANT D'ORIENTER DES ETATS ATOMIQUES EXCITES
CREES DANS UNE DECHARGE

I. PRINCIPE DE LA METHODE

Parmi les expériences de pompage optique que nous avons citées dans l'introduction, la plupart ont été réalisées avec des atomes dont le spin nucléaire \vec{I} n'est pas nul; lorsque l'état fondamental des atomes est diamagnétique (moment angulaire électronique $J = 0$), l'orientation obtenue est d'ailleurs purement nucléaire, comme dans le cas par exemple de Zn, Cd, Hg, Ba, Yb. Le spin \vec{I} joue alors un rôle très particulier; en effet, la méthode du pompage optique consiste à envoyer sur les atomes une onde lumineuse convenablement polarisée qui interagit avec les électrons de l'atome, mais dont l'action directe sur le spin nucléaire est complètement négligeable. Le spin \vec{I} n'est donc pas directement affecté par l'onde lumineuse incidente, et on peut même se demander comment il est possible d'obtenir une orientation nucléaire par pompage optique.

Cette question a été étudiée de manière approfondie par LEHMANN (22) ; comme nous l'avons rappelé dans l'introduction, cet auteur a généralisé les calculs de JP1 et JP2 (8) et l'étude de COHEN-TANNOUDJI (9) , de façon à mettre en évidence de manière plus détaillée le rôle joué par le spin nucléaire \vec{I} ; il a pu ainsi montrer que, dans une expérience de pompage optique, une orientation nucléaire ne peut être obtenue que par l'intermédiaire du couplage hyperfin $a\vec{I} \cdot \vec{J}$; en effet, c'est ce couplage qui fait passer l'orientation du moment angulaire électronique \vec{J} , obtenue par interaction avec le faisceau lumineux polarisé, au moment nucléaire \vec{I} . Pour rappeler de manière plus précise les résultats de LEHMANN, il est utile de considérer le "cycle de pompage" suivi par les atomes; on sait que, dans les conditions habituelles, ce cycle comporte quatre étapes successives et indépendantes :

- Absorption d'un photon de résonance optique polarisé, au cours de laquelle l'atome passe de l'état fondamental à l'état excité.
- Evolution propre dans l'état excité.
- Emission spontanée qui fait retomber l'atome dans l'état fondamental.
- Evolution propre dans l'état fondamental.

On peut associer à chacune de ces étapes un temps Δt , qui constitue un ordre de grandeur de la durée des phénomènes transitoires correspondants. Par exemple, dans toute la première partie de ce mémoire, nous avons constamment utilisé le fait qu'au processus d'absorption est associé un temps $1/\Delta$ (rappelons que Δ est la largeur spectrale du faisceau excitateur). De même, à l'évolution propre dans le niveau excité est associé un temps τ (τ durée de vie de ce niveau).

Pour que le spin nucléaire soit affecté au cours de l'une de ces quatre étapes, il est nécessaire que, pendant le temps Δt correspondant, le couplage hyperfin dans l'un des niveaux atomiques concernés soit assez grand pour agir sur \vec{I} . Par exemple, le spin nucléaire peut être orienté au cours de la première étape (absorption d'un photon polarisé), pour laquelle le temps Δt vaut $1/\Delta$, si l'une des conditions $\Delta \lesssim a_e$, $\Delta \lesssim a_f$ est réalisée (a_e , a_f constantes du couplage hyperfin $a\vec{I} \cdot \vec{J}$ dans les deux niveaux, excité et fondamental). De même, l'évolution propre dans le niveau excité peut orienter \vec{I} lorsque la condition $a_e \tau \gtrsim 1$ est vérifiée, et bien sûr lorsque \vec{J} a préalablement été orienté. L'orientation de \vec{I} ainsi obtenue n'est ensuite pas affectée par le processus d'émission spontanée, au cours duquel la polarisation nucléaire peut donc être transférée à l'état fondamental : c'est une des méthodes classiques qui permet d'orienter un ensemble de spins nucléaires par pompage optique.

La nouvelle méthode que nous étudions ici présente une certaine analogie avec celle qui vient d'être rappelée. Considérons une vapeur formée d'atomes dont le spin nucléaire a préalablement été orienté dans l'état fondamental; on peut penser à utiliser le fait que le spin \vec{I} est peu couplé au milieu extérieur pour transférer son orientation dans divers niveaux atomiques. Supposons en effet que l'atome subisse un processus d'excitation très court qui n'agisse directement que sur ses variables électroniques; ce processus n'affectera pas, comme nous venons de le voir, l'orientation du spin \vec{I} ; l'atome conservera donc en arrivant dans l'état excité l'orientation nucléaire qu'il avait dans l'état fondamental. Si la durée de vie du niveau excité est suffisamment longue pour permettre au couplage hyperfin de s'établir, cette orientation nucléaire pourra être partiellement transformée en orientation électronique. Le mécanisme qui vient d'être décrit fournit donc une nouvelle méthode d'orientation du moment électronique \vec{J} ; cette méthode comprend quatre étapes, qui correspondent aux étapes citées plus haut, mais prises dans l'ordre inverse :

- On oriente par pompage optique le spin nucléaire dans l'état fondamental.
- Un processus de collision très rapide (que nous préciserons plus bas de manière plus détaillée) permet d'exciter l'atome, sans toutefois détruire son orientation nucléaire. Remarquons qu'il est possible de supposer que l'excitation des atomes est isotrope, et qu'elle ne crée donc ni orientation ni alignement électronique.
- Au cours de l'évolution propre dans l'état excité, l'orientation de \vec{I} se transmet en partie à \vec{J} par l'intermédiaire du couplage hyperfin $a\vec{I}\cdot\vec{J}$, pourvu toutefois que la durée de vie τ soit suffisamment longue (condition $a\tau \gtrsim 1$).
- L'atome perd son excitation par émission spontanée. L'orientation acquise par \vec{J} apparaît alors sous la forme d'une polarisation de la lumière de fluorescence émise (¹⁶).

Tout le raisonnement précédent repose sur le fait que l'orientation de \vec{I} n'est pas détruite lors d'une collision agissant uniquement sur les électrons et durant un temps extrêmement court (¹⁷). Cette propriété importante en Physique Atomique a été utilisée en 1956 par P.L. BENDER (80) pour étudier la relaxation par collisions contre des atomes de gaz rares d'atomes alcalins excités; elle a depuis été vérifiée dans de nombreux cas : citons par exemple l'étude des collisions d'atomes ^{199}Hg ou ^{201}Hg dans l'état 6^3P_1 contre des atomes de gaz rares (30,81)

.../...

(¹⁷) Les structures hyperfines que l'on rencontre en physique atomique peuvent être très faibles (nulles ou inférieures à 1 MHz, comme par exemple dans certains niveaux de ^3He) et peuvent atteindre quelques dizaines de milliers de Mégahertz (cas par exemple du mercure). Dire que la collision dure un temps très court revient donc à dire que le temps de collision τ_c est inférieur à 10^{-11} seconde.

(¹⁶) Notons que, même si l'orientation de l'état excité était purement nucléaire, il existerait déjà une polarisation lumineuse de chacune des composantes hyperfines de la raie étudiée; toutefois les divers effets de la polarisation nucléaire s'annuleraient entre eux sur l'ensemble des composantes, de sorte que la lumière de fluorescence globale ne serait pas polarisée (cf § II,2,a). La séparation des composantes hyperfines étant expérimentalement difficile à réaliser, nous supposons ici que c'est cette lumière globale qui est observée; dans ces conditions, l'orientation de \vec{J} est indispensable pour voir apparaître une polarisation lumineuse.

ou contre des atomes de Hg dans l'état fondamental (82), qui montre que \vec{I} n'est pas affecté lors du processus "instantané" de collision (alors que l'atmosphère électronique est modifiée); de même, l'étude des collisions d'échange entre deux alcalins montre que les deux spins électroniques s'échangent sans que les spins nucléaires soient modifiés (83).

Nous avons vu plus haut que, dans la méthode que nous étudions, l'excitation des atomes peut avoir un caractère isotrope; il n'est donc pas nécessaire de recourir aux techniques de bombardement électronique [(33) à (35)] qui, grâce à la directivité d'un faisceau d'électrons, permettent de produire directement un alignement électronique dans un niveau atomique excité. Expérimentalement, il est beaucoup plus commode d'entretenir une décharge dans la vapeur atomique, ce qui permet d'atteindre aisément un grand nombre de niveaux. Une décharge dans un gaz sous une pression de l'ordre du torr possède un caractère isotrope : en effet les électrons subissent à cette pression de très nombreuses collisions qui dévient constamment leurs trajectoires; il s'ensuit que les collisions qui excitent les atomes ont lieu avec une probabilité pratiquement égale dans toutes les directions. (Rappelons que les pressions utilisées dans des expériences de bombardement électronique sont beaucoup plus faibles; par exemple, dans le cas de l'Hélium, ces pressions sont de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-4} torr (84)). L'excitation des atomes par une décharge semble donc être bien adaptée à la nouvelle méthode décrite ici; c'est donc le procédé d'excitation que nous avons utilisé.

L'utilisation d'une décharge conduit tout naturellement à réaliser les expériences dans le cas de ^3He (spin nucléaire $I=1/2$). On sait en effet (71) que l'orientation nucléaire d'une vapeur de ^3He peut être obtenue par pompage optique du niveau métastable 2^3S , à condition d'entretenir dans le gaz une décharge (dont le rôle est de peupler le niveau 2^3S). Le couplage entre les orientations du niveau fondamental et du niveau métastable est assuré par des collisions dites "d'échange de métastabilité" que subissent les atomes en phase vapeur. On peut donc, dans le cas de ^3He , vérifier aisément que le procédé d'orientation des états atomiques excités que nous avons décrit existe réellement : il suffit de voir si, lorsque l'on oriente le spin nucléaire dans l'état fondamental, certaines raies spectrales de la lumière émise par la décharge sont polarisées.

Cette expérience a été réalisée et a donné un résultat positif. Dans cette partie B, nous allons exposer les divers résultats expérimentaux obtenus, leur comparaison avec les prévisions théoriques, ainsi que la méthode de mesure de structures hyperfines qui a pu ainsi être mise au point.

Le paragraphe II qui suit est consacré à une étude théorique de l'orientation électronique obtenue dans chaque niveau, en fonction de diverses grandeurs intervenant dans le problème : a , constante du couplage hyperfin $a\vec{I}\cdot\vec{J}$; τ , durée de vie du niveau excité, etc... L'influence d'un champ magnétique statique appliqué \vec{B}_0 est étudiée. On s'intéresse notamment au cas où \vec{B}_0 introduit dans l'état excité considéré un découplage hyperfin partiel; on montre alors que cet état acquiert non seulement une orientation électronique $\langle J_z \rangle$, mais encore un alignement électronique $\langle 3J_z^2 - J(J+1) \rangle$ (pour simplifier, on suppose que l'orientation nucléaire dans l'état fondamental est longitudinale, c'est-à-dire parallèle à l'axe O_z qui porte \vec{B}_0).

Dans le paragraphe III, nous décrivons les expériences qui ont permis d'appliquer cette nouvelle méthode d'orientation des états atomiques excités au cas de ^3He . L'influence de divers paramètres qui interviennent dans l'expérience est discutée. On montre ensuite comment il est possible de mesurer à partir des données expérimentales la structure hyperfine de certains niveaux atomiques excités : on donne les résultats obtenus dans le cas des niveaux 3^1D , 4^1D , et 5^1D de ^3He .

II. ETUDE THEORIQUE

1) Position du problème; étude qualitative

a) Introduction. Modèle simple

Considérons un ensemble d'atomes qui, au moment où ils viennent d'être excités, possèdent une certaine orientation nucléaire. Par contre, nous supposons que, juste après leur excitation, leur atmosphère électronique est isotrope (c'est-à-dire que toutes les grandeurs électroniques du type orientation, alignement, etc... sont nulles). Notons que cette hypothèse n'exclut pas la possibilité, pour une collision donnée, de produire un certain alignement atomique, comme cela se produit dans de nombreux cas $\left[(33) \text{ à } (35) \right]$: une excitation électronique isotrope sera réalisée pourvu que l'ensemble des atomes subisse des collisions aussi nombreuses dans toutes les directions, de sorte qu'en moyenne l'alignement créé reste nul.

Une fois excités, les atomes vont rester dans le niveau où ils se trouvent pendant un certain temps, de l'ordre de la durée de vie τ . Le couplage hyperfin est alors susceptible de modifier l'orientation nucléaire, comme l'orientation électronique. Considérons par exemple le cas le plus simple, celui où les deux nombres quantiques I et J valent $1/2$. Au moment où l'atome vient d'être excité, \vec{I} pointe dans une direction fixe Oz (voir fig. 20), alors que \vec{J} pointe dans une direction aléatoire, de sorte que l'on a $\langle \vec{J} \rangle = 0$. Au cours de l'évolution propre dans l'état excité, \vec{I} et \vec{J} se couplent pour former $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$ et, sous l'effet de l'interaction hyperfine $a\vec{I} \cdot \vec{J}$, précessent autour de cette résultante commune; cette "précession hyperfine" s'effectue avec la vitesse angulaire a . Deux cas sont alors possibles :

- lorsque la condition $a\tau \ll 1$ est réalisée, \vec{I} et \vec{J} n'ont pas le temps, pendant la durée de vie τ , d'effectuer une fraction notable de tour autour de \vec{F} ; les deux orientations, nucléaire et électronique sont donc pratiquement inchangées

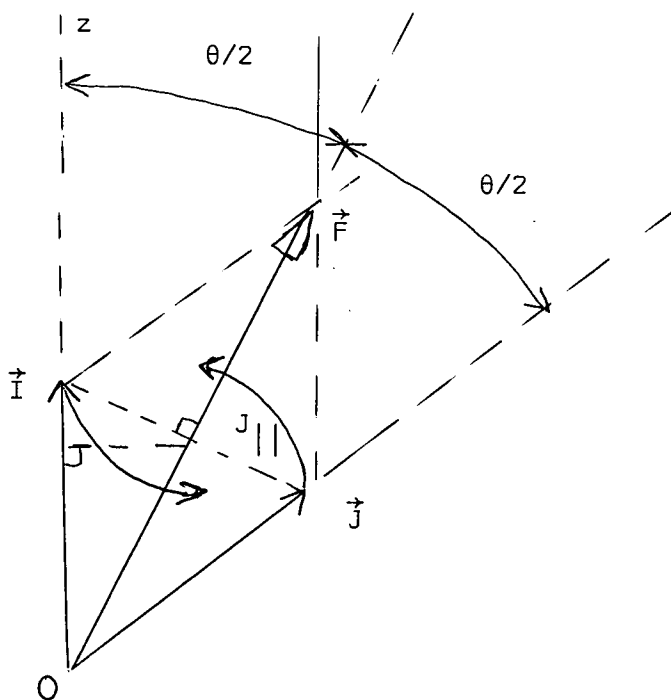


FIGURE 20. - Couplage entre les moments cinétiques \vec{I} et \vec{J} , dans le cas où $I = J = 1/2$. La direction Oz est fixe, et l'angle θ entre \vec{J} et Oz a une valeur aléatoire.

lorsque l'émission spontanée fait retomber l'atome dans un niveau d'énergie plus basse; l'orientation électronique $\langle \vec{J} \rangle$ reste alors nulle en moyenne,

- lorsque $a\tau$ est de l'ordre de 1 (ou plus grand), \vec{I} et \vec{J} ont le temps d'évoluer avant que l'atome ne quitte le niveau considéré. Etudions par exemple le cas limite où la condition $a\tau \gg 1$ est réalisée; \vec{I} et \vec{J} effectuent alors un très grand nombre de tours autour de \vec{F} , de sorte qu'en valeur moyenne, \vec{I} et \vec{J} se réduisent à leur projection $\vec{I}_{||}$ et $\vec{J}_{||}$ sur \vec{F} (voir fig. 20). Ces deux projections ont pour longueur $|\vec{I}| \cos \theta/2$ (où θ est l'angle entre Oz et \vec{J}). Il reste maintenant à faire les moyennes de $\vec{I}_{||}$ et $\vec{J}_{||}$ sur toutes les directions de \vec{J} qui sont également probables. Par symétrie autour de l'axe Oz, ces valeurs moyennes sont parallèles à cet axe : leur longueur s'obtient par une seconde projection sur Oz, suivie d'une intégration, ce qui donne :

$$\begin{aligned} \langle I_z \rangle_s &= \langle J_z \rangle_s = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \cos^2 \frac{\theta}{2} \sin \theta d\theta |\vec{I}| \\ &= \frac{1}{2} |\vec{I}| \end{aligned} \quad (\text{II},1)$$

On voit donc que, lorsque les atomes quittent le niveau par émission spontanée, la moitié de leur orientation nucléaire s'est transformée en orientation électronique.

Un raisonnement aussi simple que celui qui est exposé ci-dessus ne permet pas de calculer $\langle J_z \rangle_s$ dans le cas général où le produit $a\tau$, ainsi que le nombre quantique J, sont quelconques. Il est alors préférable, pour calculer $\langle J_z \rangle_s$, d'introduire la matrice densité ρ des atomes dans l'état excité, et de calculer son évolution.

b) Etude de la matrice densité atomique

a) *Equation d'évolution de ρ* . - Nous appelons ρ la matrice densité des atomes qui se trouvent dans un état excité donné. Pour simplifier, nous nous limitons au cas où cet état est un niveau de structure fine, dont le nombre quantique J est donné (ce "multiplet" se décompose, lorsque $J \neq 0$ et $I \neq 0$, en plusieurs sous-niveaux hyperfins F, et éventuellement en sous-niveaux Zeeman). Nous supposons que le nombre quantique I vaut 1/2 (ce qui est le cas pour ^3He); F peut donc prendre deux valeurs $J \pm 1/2$. Nous allons tenir compte de trois causes d'évolution de la matrice densité ρ :

- Le peuplement de l'état excité sous l'effet des collisions que subissent les atomes dans la décharge : nous considérons comme instantané ce processus d'excitation (cette hypothèse est liée à la très faible valeur du temps de collision τ_c , et donc à la grande dispersion en énergie des particules qui excitent l'atome).

- L'évolution propre dans l'état excité, sous l'influence d'un hamiltonien H.

- L'émission spontanée qui fait retomber les atomes dans des états d'énergies plus faibles. Ce processus peut aussi être considéré comme instantané (les phénomènes transitoires qui lui sont associés durent un temps de l'ordre de l'inverse de la fréquence optique associée à la transition).

Dans ces conditions, l'équation d'évolution de la matrice densité peut s'écrire :

$$\frac{d}{dt} \rho = \frac{1}{T_d} \rho^0 + \frac{1}{i\hbar} [H, \rho] - \Gamma \rho \quad (\text{II},2)$$

où $1/T_d$ est proportionnel au nombre d'atomes que la décharge porte dans l'état excité par unité de temps; ρ^0 est la matrice densité d'un atome immédiatement après excitation. On a posé $\Gamma = 1/\tau$.

Lorsque ρ^0 et H sont indépendants du temps, on peut trouver la solution stationnaire de (II,2) en écrivant :

$$\frac{1}{T_d} \rho^0 + \frac{1}{i\hbar} [H, \rho] - \Gamma \rho = 0 \quad (\text{II},3)$$

Cette équation permet de calculer les éléments de matrice de ρ^S en fonction de ceux de ρ^0 ; en effet, si l'on appelle $|n\rangle$ les états propres de H, d'énergies $\hbar\omega_n$, on a :

$$\langle n | \rho^S | n' \rangle = \frac{1}{T_d \Gamma + i(\omega_n - \omega_{n'})} \langle n | \rho^0 | n' \rangle \quad (\text{II},4)$$

Lorsque ρ^0 est diagonale dans la base des états $|n\rangle$, ρ^S est proportionnelle à ρ^0 :

$$\rho^S = \frac{1}{\Gamma T_d} \rho^0$$

de sorte que l'évolution propre dans l'état excité n'a pas d'influence. Au contraire,

.../...

si ρ^0 possède des éléments non diagonaux ou encore "cohérences" (cas d'une excitation "cohérente" (9)), ρ^S n'est en général plus proportionnelle à ρ^0 . Pour aller plus loin, nous devons donc connaître plus en détail la forme de ρ^0 .

β) *Forme de ρ^0* . - ρ^0 possède les deux propriétés suivantes :

- La matrice densité nucléaire correspond à une orientation du spin nucléaire \vec{I} parallèle à un axe Oz. Rappelons que nous supposons dans cet exposé que le nombre quantique I vaut 1/2; la matrice densité ρ_n^0 , trace partielle de ρ^0 sur les variables électroniques, s'écrit donc (cf. note (7)) :

$$\rho_n^0 = \text{Tr}_e (\rho^0) = \frac{1}{2} + P I_z \quad (\text{II,5})$$

où P est la polarisation nucléaire dans l'état fondamental ($0 \leq P \leq 1$).

- ρ^0 est invariante lorsque l'on effectue une rotation sur les électrons seuls. La matrice densité électronique ρ_e^0 est donc proportionnelle à la matrice unité :

$$\rho_e^0 = \text{Tr}_n (\rho^0) = \frac{1}{2J + 1} \quad (\text{II,6})$$

Les égalités (II,5) et (II,6) ne suffisent pas à elles seules à déterminer ρ^0 ; il existe en effet une infinité de matrices ayant les mêmes traces partielles ρ_n^0 et ρ_e^0 , la plus simple étant la matrice obtenue par produit tensoriel :

$$\rho^0 = \rho_n^0 \otimes \rho_e^0 \quad (\text{II,7})$$

Il est possible de montrer que ρ^0 a effectivement cette forme simple, qui correspond au cas où il n'existe aucune corrélation entre les variables nucléaires et électroniques. En effet, nous avons supposé que le spin nucléaire n'est pas affecté lors de la collision qui excite l'atome; cela signifie que les variables nucléaires ne dépendent que du cycle de pompage optique subi antérieurement par les atomes, c'est-à-dire de l' "histoire" des atomes avant leur excitation. Au contraire, les variables électroniques des atomes qui viennent d'être excités sont complètement indépendantes de cette "histoire"; en effet, le moment angulaire électronique dans l'état fondamental est nul, par hypothèse, et le moment angulaire \vec{J} qui apparaît lors de l'excitation ne dépend que des caractéristiques diverses de la collision et non

des propriétés du spin nucléaire. Il n'existe donc aucune corrélation entre les variables nucléaires et électroniques ⁽¹⁸⁾, et ρ^0 a donc bien la forme (II,7).

Cette expression nous montre que ρ^0 est diagonale en représentation $|m_I, m_J\rangle$ (vecteur propre commun à I_Z et J_Z de valeurs propres respectives m_I et m_J). Toutefois, ce ne sont en général pas ces vecteurs qui sont vecteurs propres de H ; par exemple, en champ magnétique nul, ce sont les sous-niveaux hyperfins $|F, m_F\rangle$ (vecteurs propre communs à \vec{F}^2 et F_Z , de valeurs propres $F(F+1)$ et m_F). La matrice ρ^0 possède des "cohérences" en représentation $|F, m_F\rangle$; d'après ce qui précède, il s'ensuit que ρ^S n'est en général pas proportionnelle à ρ^0 .

γ) Calcul de ρ^S . Polarisation de la lumière émise par les atomes. - La relation (II,4) permet de calculer ρ^S en fonction de ρ^0 , qui est connue. On peut alors connaître l'intensité lumineuse $L(\vec{e}_\lambda)$ émise par les atomes dans une direction donnée Oz et avec une polarisation \vec{e}_λ grâce à la relation :

$$L(\vec{e}_\lambda) = \alpha' \Gamma \sum_{nn'} \langle n | \rho^S | n' \rangle \times \langle n' | (\vec{e}_\lambda \cdot \vec{D}) P_1(\vec{e}_\lambda^* \cdot \vec{D}) | n \rangle \quad (\text{II},8)$$

où α' est une constante, \vec{D} un opérateur vectoriel sans dimension proportionnel à l'opérateur dipôle électrique, et P_1 le projecteur sur les états d'énergies plus basses vers lesquels s'effectue la transition optique.

Supposons par exemple que l'hamiltonien dans l'état excité se réduise à un terme dû au couplage hyperfin ($H = \kappa \vec{I} \cdot \vec{J}$), et posons $\Delta W = a(J+1/2)$ ($\kappa \Delta W$ est la structure hyperfine du niveau considéré). Calculons alors ρ^S ; nous obtenons :

$$\langle F, m_F | \rho^S | F, m'_F \rangle = \frac{1}{\Gamma_d} \langle F, m_F | \rho^0 | F, m'_F \rangle \quad (\text{II},9)$$

et, lorsque $F \neq F'$:

.../...

⁽¹⁸⁾ Cette absence de corrélation est présentée ici comme une conséquence du fait que la collision excitatrice est très rapide, propriété fondamentale de la méthode étudiée ici. Il aurait aussi été possible de démontrer la relation (II,7) en utilisant l'invariance de ρ^0 par toute rotation portant sur les électrons seuls; on comprend en effet qu'il ne puisse exister aucune corrélation entre l'orientation de \vec{I} et une atmosphère électroniquement parfaitement isotrope.

$$\langle F, m_F | \rho^S | F', m'_F \rangle = \frac{1}{\Gamma_D (\Gamma \pm i \Delta W)} \langle F, m_F | \rho^0 | F', m'_F \rangle \quad (\text{II}, 10)$$

On peut alors distinguer deux cas extrêmes :

- Lorsque la structure hyperfine de l'état excité n'est pas résolue ($\Delta W \ll \Gamma$), on peut négliger ΔW devant Γ dans (II,10) et l'on obtient :

$$\rho^S \approx \frac{1}{\Gamma \Gamma_D} \rho^0 \quad (\text{II}, 11)$$

La matrice ρ^S possède alors, comme ρ^0 , des cohérences hyperfines; elle correspond donc elle aussi à une orientation de \vec{I} mais non de \vec{J} . Nous avons vu que dans ce cas la lumière émise par les atomes n'est pas polarisée, si l'on considère l'ensemble des composantes hyperfines de la raie spectrale étudiée (cf note ⁽¹⁶⁾); c'est donc que, dans la formule (II,8), les effets des différences de populations et des cohérences de ρ^S s'annulent entre eux, de sorte que $L(\vec{e}_\lambda)$ ne dépend pas de \vec{e}_λ .

- Au contraire, lorsque la structure hyperfine est complètement résolue dans l'état excité ($\Delta W \gg \Gamma$), on voit sur (II,10) que les cohérences hyperfines de la matrice densité s'annulent au cours de l'évolution propre dans l'état excité. Lorsque l'atome retombe par émission spontanée dans un niveau d'énergie plus basse, l'effet de ces cohérences sur la polarisation de la lumière émise par les atomes disparaît et ne peut donc plus compenser celui des différences de population : la lumière émise est polarisée ⁽¹⁹⁾.

Considérons pour fixer les idées, le cas où J vaut 1 (rappelons que $I = 1/2$), et où la polarisation nucléaire P de l'état fondamental vaut 1 (la direction de cette polarisation définit l'axe Oz de quantification). La relation (II,7) permet de calculer aisément ρ^0 , dans la base des vecteurs propres $| F, m_F \rangle$ de H ; on obtient :

.../...

⁽¹⁹⁾ Ce phénomène peut être rapproché de l'effet de dépolarisation magnétique dit "effet Hanle" (63). On sait que cet effet se produit lorsqu'une excitation lumineuse de polarisation "cohérente" introduit dans le niveau excité des "cohérences Zeeman". Ces dernières subsistent ou disparaissent au cours de l'évolution propre dans l'état excité, suivant la valeur du champ magnétique statique B_0 appliqué, de sorte que la polarisation de la lumière émise par les atomes dépend de B_0 . Notons toutefois que, dans le cas de l'effet Hanle, la disparition des cohérences entraîne une dépolarisation de la lumière, alors que dans le processus étudié dans cet article c'est au contraire cette disparition des cohérences qui est responsable de l'apparition de la polarisation lumineuse.

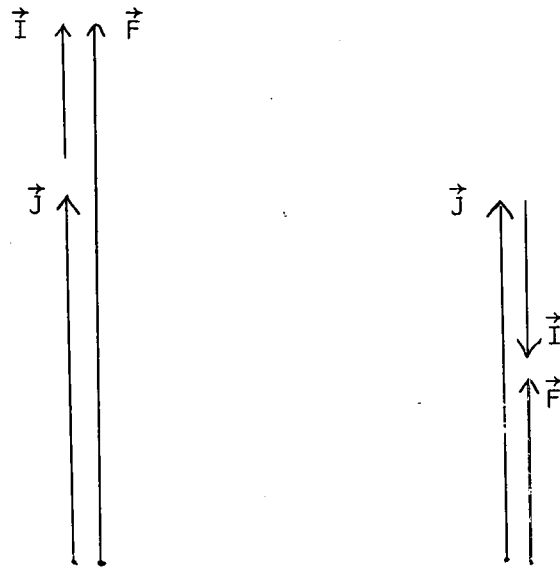


FIGURE 21 - Position relative de I, J et F dans les deux niveaux hyperfins
 $F = J - 1/2$ et $F = J + 1/2$

une transition optique $J = 1 \rightarrow J = 0$; nous obtenons :

composante $F = 3/2$: $L(\sigma_+) \propto 11/9$ $L(\sigma_-) \propto 1/9$

composante $F = 1/2$: $L(\sigma_+) \propto 2/9$ $L(\sigma_-) \propto 4/9$

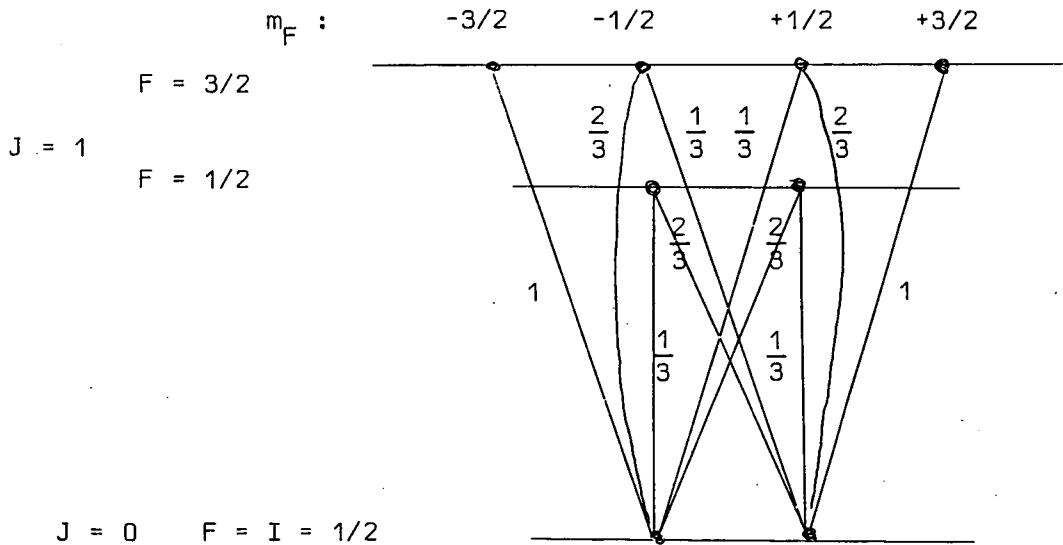


FIGURE 22 - Diagramme donnant les probabilités relatives des différentes transitions optiques d'un niveau $J = 1$ vers un niveau $J = 0$, en tenant compte de la structure hyperfine due au spin nucléaire $I = 1/2$.

Les deux composantes hyperfines $F = 3/2$ et $F = 1/2$ sont donc polarisées circulairement et en sens inverse; pour l'ensemble des composantes hyperfines, on obtient :

$$L(\sigma_+) \propto 13/9 ; \quad L(\sigma_-) \propto 5/9$$

soit un taux de polarisation égal à :

$$\frac{L(\sigma_+) - L(\sigma_-)}{L(\sigma_+) + L(\sigma_-)} = \frac{8}{18} \approx 44\%$$

La lumière émise par les atomes est donc, dans ce cas, fortement polarisée.

δ) *Influence d'un champ magnétique statique appliqué.* - Nous avons supposé jusqu'ici que l'évolution des atomes dans l'état excité est due à la seule influence du couplage hyperfin $\vec{a}\vec{I}\vec{J}$. On peut se demander ce qui se produit lorsque l'on place les atomes dans un champ magnétique statique \vec{B}_0 qui introduit un nouveau terme dans l'hamiltonien H. Dans ce paragraphe, nous nous contenterons d'une étude qualitative, repoussant le calcul détaillé de l'effet de \vec{B}_0 au paragraphe suivant. On peut distinguer trois cas :

* Champ magnétique faible. - Ce cas est celui où \vec{B}_0 est trop faible pour que la précession de Larmor puisse faire tourner \vec{I} ou \vec{J} d'une fraction notable de tour, pendant la durée de vie τ ; on peut alors négliger l'influence du champ magnétique (²⁰), de sorte que ce cas correspond à celui qui a déjà été étudié. Nous avons vu
.../...

(²⁰) Notons toutefois que l'effet de \vec{B}_0 , s'il est négligeable dans l'état excité, peut être important dans l'état fondamental, dont l'orientation nucléaire subit la précession de Larmor avec la pulsation ω_f . Il s'ensuit que, lorsque l'orientation de l'état fondamental est transversale, ρ^0 dépend du temps; les équations (II,3) et (II,4) ne sont alors en général plus valables. On peut toutefois montrer que, lorsque les constantes de temps de l'état fondamental sont très longues devant celles de l'état excité (condition $\omega_f \ll \Gamma$), ce dernier peut suivre de façon "quasi instantanée" le mouvement de l'état fondamental; les équations (II,3) et (II,4) constituent alors une bonne approximation, où ρ^0 est une fonction oscillante du temps, de pulsation ω_f . Dans ce cas, l'orientation électronique $\langle J_z \rangle_s$ de l'état excité est modulée à la fréquence $\omega_f/2\pi$ de l'état fondamental; des expériences où ce phénomène a été mis en évidence ont été réalisées (85).

qu'il peut apparaître alors une orientation électronique $\langle \vec{J} \rangle_s$ dans l'état excité. Remarquons cependant que les diverses composantes de l'alignement électronique restent constamment nulles car l'hamiltonien hyperfin, invariant par rotation, ne peut coupler orientation et alignement (grandeurs tensorielles d'ordre différent). La lumière émise par les atomes possède donc un certain taux de polarisation circulaire, mais aucune polarisation linéaire.

* Champ magnétique fort. - \vec{I} et \vec{J} sont totalement découplés; au cours de l'évolution propre dans l'état excité, aucune orientation électronique n'apparaît.

* Champ magnétique intermédiaire. - \vec{I} et \vec{J} sont partiellement découplés. On doit alors tenir compte à la fois de l'existence du champ magnétique et du découplage hyperfin. Comme plus haut, ce dernier peut transférer l'orientation de \vec{I} à \vec{J} . Cependant dans ce cas, l'hamiltonien n'est plus invariant par rotation (il n'est invariant que lorsque l'axe de la rotation est parallèle à \vec{B}_0), de sorte qu'un couplage entre l'orientation et l'alignement n'est plus exclu. On comprend aisément que le champ magnétique, qui tend à faire précesser \vec{I} et \vec{J} avec des vitesses angulaires différentes, modifie leur position relative; le système formé par ces deux vecteurs est alors déformé et il est possible qu'au cours de l'évolution propre dans l'état excité, il apparaisse un alignement. On peut donc avoir à la fois $\langle J_z \rangle_s \neq 0$ et $\langle 3J_z^2 - J(J+1) \rangle_s \neq 0$: la lumière émise par les atomes peut alors posséder à la fois un taux de polarisation circulaire et linéaire.

2) Etude précise; calcul de l'orientation et de l'alignement électroniques; polarisation des raies lumineuses émises.

Dans le paragraphe précédent, nous nous sommes limités à l'étude de quelques cas particuliers ($J=1/2$ ou 1 , $B_0 = 0$, $\Delta W \cdot \tau \gg 1$). Nous nous proposons, dans ce paragraphe, de calculer de manière générale l'orientation et l'alignement électroniques, et d'en déduire les divers taux de polarisation circulaire ou linéaire de la lumière émise par les atomes, lorsque le spin nucléaire \vec{I} est orienté dans l'état fondamental.

a) Hypothèses. Principe du calcul

Nous supposons que l'on s'intéresse à une composante de structure fine

.../...

d'une des raies spectrales émises par les atomes. Nous nous limitons donc à l'étude de la matrice densité ρ d'un "multiplet" de moment cinétique J donné; nous excluons donc le cas où J n'est pas un "bon nombre quantique" (cas qui pourrait par exemple se produire en champ magnétique \vec{B}_0 très intense, ou pour un niveau dont la structure hyperfine serait du même ordre de grandeur que la structure fine ⁽²¹⁾).

La transition optique correspondant à la raie spectrale étudiée s'effectue entre le niveau de moment angulaire J et un niveau d'énergie inférieure et de moment angulaire électronique J_1 (cf fig. 23). Les valeurs de J et de J_1 peuvent être quelconques; par contre, nous conservons l'hypothèse $I = 1/2$. Nous ne faisons aucune hypothèse concernant les valeurs relatives de τ (durée de vie), $K\Delta W$ (structure hyperfine) et B_0 (champ magnétique statique); par exemple, un découplage hyperfin partiel ou total n'est pas exclu. Enfin, nous supposons que l'orientation nucléaire de l'état fondamental est longitudinale, c'est-à-dire parallèle à l'axe Oz qui porte \vec{B}_0 .

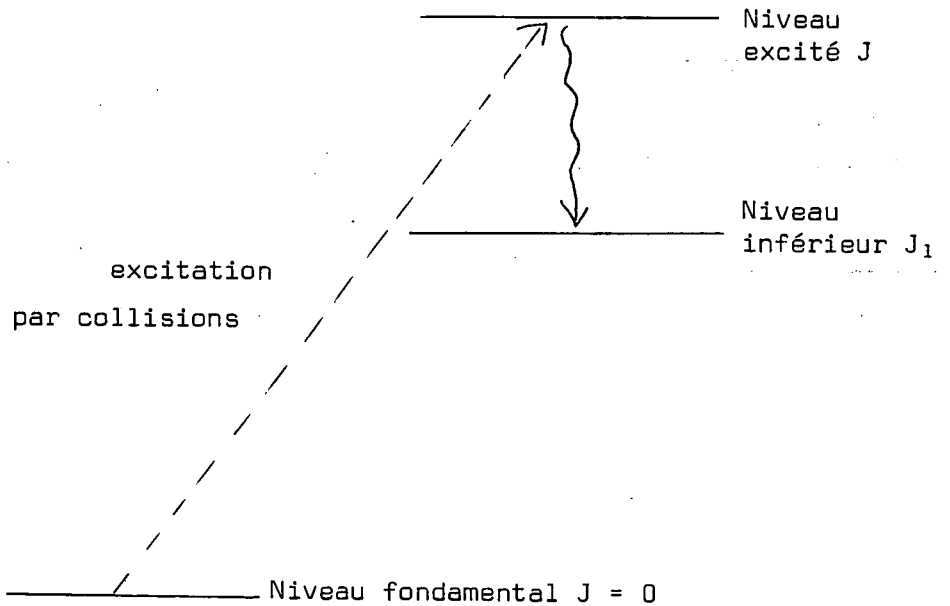


FIGURE 23 - Niveaux intervenant dans l'excitation des atomes et dans la détection optique

.../...

⁽²¹⁾ Le cas se produit par exemple pour certains niveaux triplets de ³He, dont la structure hyperfine est très importante.

Calculons $L(\vec{e}_\lambda)$, intensité de la lumière émise par les atomes dans une direction OZ, avec une polarisation \vec{e}_λ , et dont la longueur d'onde correspond à la transition du niveau J au niveau J_1 . En regroupant les formules (II,4) et (II,8), nous obtenons :

$$L(\vec{e}_\lambda) = \alpha' \Gamma \text{Tr} \{ \rho^S A(\vec{e}_\lambda) \} = \alpha \Gamma \langle A(\vec{e}_\lambda) \rangle_S$$

$$= \alpha' \Gamma \sum_{n,n'} \langle n | \rho^0 | n' \rangle \frac{1}{\Gamma + i(\omega_n - \omega_{n'})} \langle n' | A(\vec{e}_\lambda) | n \rangle \quad (\text{II}, 12)$$

avec

$$A(\vec{e}_\lambda) = (\vec{e}_\lambda \cdot \vec{D}) P_1 (\vec{e}_\lambda^* \cdot \vec{D}) \quad (\text{II}, 13)$$

Rappelons que P_1 est le projecteur sur les états atomiques correspondant au niveau inférieur ($J = J_1$) de la transition optique. On voit que, dans l'expression (II,12), interviennent trois facteurs :

- $\langle n | \rho^0 | n' \rangle$, qui rend compte de l'excitation des atomes dans le niveau étudié. Ce facteur dépend implicitement de l'hamiltonien H : lorsque H varie (par exemple si B_0 varie), les états $| n \rangle$ et $| n' \rangle$ changent et l'élément de matrice $\langle n | \rho^0 | n' \rangle$ est modifié.

- $\langle n' | A(\vec{e}_\lambda) | n \rangle$, qui est l'élément de matrice d'un opérateur correspondant à la détection lumineuse. Comme le précédent, ce facteur dépend de H.

- $[\Gamma + i(\omega_n - \omega_{n'})]^{-1}$ qui ne dépend que des énergies des vecteurs propres de H. Ce facteur est résonnant lorsque $\omega_n = \omega_{n'}$, c'est lui qui est responsable des effets dits de "croisements de niveaux".

On peut montrer, par un raisonnement semblable à celui qui a été fait dans la partie A, au paragraphe IV,3,b, que $A(\vec{e}_\lambda)$ est un opérateur qui, comme \vec{D} , n'agit que dans l'espace des variables électroniques, et laisse invariant le spin nucléaire \vec{I} . En effet, nous avons supposé que $L(\vec{e}_\lambda)$ est la lumière émise par les atomes sur l'ensemble des composantes hyperfines d'une raie spectrale : P_1 est donc le projecteur sur l'ensemble des sous-niveaux hyperfins et Zeeman du niveau inférieur J_1 ; P_1 n'agit donc pas sur \vec{I} ; on voit alors sur l'expression (II,13) que $A(\vec{e}_\lambda)$ possède la même propriété. Cela entraîne que, lorsque ρ^S ne correspond qu'à une orientation nucléaire (ρ^S reste donc invariante par rotation des électrons seuls), $\langle A(\vec{e}_\lambda) \rangle_S$, invariant par rotation de \vec{e}_λ , ne dépend pas de \vec{e}_λ . Nous établissons ainsi un résultat qui a été utilisé plus haut (cf note n° 16) :

$L(\vec{e}_\lambda)$ ne dépend que des grandeurs électroniques, et non des variables nucléaires.

Pour préciser ces grandeurs électroniques, il est utile de remarquer que P_1 est scalaire; ceci entraîne, \vec{D} étant vectoriel, que la décomposition de $A(\vec{e}_\lambda)$ sur des opérateurs tensoriels $J_T^{(k)}$ ne fait intervenir que les ordres 0, 1 et 2. L'invariance par rotation autour de Oz du problème étudié entraîne une autre simplification : les seules valeurs moyennes $\langle J_T^{(k)} \rangle_s$ non nulles satisfont la relation $q = 0$. En conclusion, l'intensité et la polarisation de la lumière émise par les atomes ne peuvent dépendre que de trois quantités :

- la population totale de l'état excité,
- l'orientation électronique $\langle J_z \rangle_s$,
- l'alignement électronique $\langle 3J_z^2 - J(J+1) \rangle_s$.

Aussi nous allons donner l'expression de ces trois valeurs moyennes dans le paragraphe suivant.

b) Valeur de l'orientation et de l'alignement électroniques

α) Notations; résultats du calcul.

Le calcul détaillé de l'orientation $\langle J_z \rangle_s$ et de l'alignement $\langle 3J_z^2 - J(J+1) \rangle_s$ a été publié par ailleurs (86) ; nous nous contenterons ici de donner les notations utilisées et les résultats obtenus.

L'hamiltonien H dans le niveau excité s'écrit, avec la convention de la note (7) :

$$H = -g_J \mu_B B_0 J_z - g_n \mu_n B_0 I_z + \hbar a \vec{I} \cdot \vec{J} \quad (\text{II},14)$$

avec les notations suivantes :

$\mu_B = q\hbar/2m$, magnéton de Bohr.

g_J : facteur de Landé électronique du niveau excité.

$m_I g_n \mu_n$ (où $m_I = 1/2$) : moment magnétique du noyau.

La recherche des vecteurs propres $|n\rangle$ et des valeurs propres $\hbar\omega_n$ de H est un problème classique; en reportant leur expression dans (II,4), on obtient la matrice densité stationnaire ρ_s , puis l'orientation et l'alignement électroniques

par les formules :

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle J_z \rangle_s = \text{Tr} (\rho^s J_z) \\ \langle J_z^2 \rangle_s = \text{Tr} (\rho^s J_z^2) \end{array} \right. \quad (\text{II},15)$$

Tous calculs faits, on obtient alors

$$\langle J_z \rangle_s = \frac{1}{\Gamma T_d} \frac{P}{4J+2} \sum_{m_F=-J+1/2}^{J+1/2} f_{m_F}(B_0) \quad (\text{II},16)$$

$$\langle J_z^2 \rangle_s = \frac{1}{\Gamma T_d} \left[\frac{J(J+1)}{3} + \sum_{m_F=-J+1/2}^{J+1/2} m_F f_{m_F}(B_0) \right] \quad (\text{II},17)$$

où la fonction $f_{m_F}(B_0)$ est définie par :

$$f_{m_F}(B_0) = \frac{a^2 [(J+1/2)^2 - m_F^2]}{\Gamma^2 + a^2 [(J+1/2)^2 - m_F^2] + [\alpha B_0 + a m_F]^2} \quad (\text{II},18)$$

avec :

$$\alpha = \frac{1}{\hbar} (g_J \mu_B - g_n \mu_n) \approx \frac{g_J \mu_B}{\hbar} \quad (\text{II},19)$$

Il existe autant de fonctions $f_{m_F}(B)$ que de valeurs propres possibles m_F \hbar de la projection $F_z = I_z + J_z$ du moment cinétique total; en fait, on voit sur (II,18) que les deux valeurs extrêmes $m_F = \pm(J+1/2)$ donnent $f_{m_F} = 0$, de sorte qu'il y a en tout $2J$ fonctions f_{m_F} distinctes et non nulles. Leur origine physique est la suivante : la matrice d'excitation ρ^0 donnée en (II,15), qui est invariante par rotation autour de Oz, ne possède de cohérences qu'entre sous-niveaux $|F, m_F\rangle$ correspondant aux deux valeurs possibles $J \pm 1/2$ de F, mais à la même valeur de m_F ; on sait que, lorsque B_0 varie, chacun de ces couples de sous-niveaux donne lieu à un "anticroisement de niveaux" (cf fig. 24 dessinée dans le cas $J=1$), centré à la valeur $B_0 = -a m_F / \alpha$ (sauf pour les valeurs extrêmes $m_F = \pm(J+1/2)$, qui ne correspondent qu'au niveau hyperfin $F = J+1/2$); chaque fonction $f_{m_F}(B_0)$ varie en fonction de B_0 comme une courbe

de Lorentz centrée à cette même valeur de B_0 , où la distance des deux niveaux est minimale; elle donne la contribution de chaque "anticroisement" à l'apparition d'orientation et d'alignement électroniques.

Remarque : dans le cas où $J = 1/2$, $B_0 = 0$ et $a \gg \Gamma$, la formule (II,16) donne après un calcul très simple (puisque seules les valeurs $m_F = 0$ interviennent) :

$$\langle J_z \rangle_s = \frac{1}{4} \frac{P}{\Gamma \Gamma_d}$$

Une polarisation électronique de 1 correspondrait à :

$$\langle J_z \rangle_s = J \times \text{Tr } \rho_s = \frac{1}{2\Gamma \Gamma_d}$$

(puisque $\text{Tr } \rho_s = (\Gamma \Gamma_d)^{-1}$, cf (II,4))

La polarisation électronique est donc dans ce cas égale à la moitié de la polarisation nucléaire P ; nous retrouvons bien le résultat du § II,1,a.

Il est commode pour la suite d'introduire deux paramètres sans dimension :

$-x = \alpha B_0/a$, qui rend compte du degré de découplage hyperfin dû au champ magnétique.

$\gamma = 1/a\tau = \Gamma/a$ qui dépend du rapport entre la largeur naturelle du niveau et sa structure hyperfine.

On a alors :

$$f_{m_F}^{(B_0)} = \frac{(J+1/2)^2 - m_F^2}{(x+m_F)^2 + \gamma^2 + (J+1/2)^2 - m_F^2} \quad \text{(II,20)}$$

Les équations (II,16) et (II,17) nous permettent de calculer l'orientation et l'alignement pour toute valeur de a , Γ , B_0 et J ; elles appellent quelques remarques qui sont exposées dans le paragraphe suivant.

β) *Etude des résultats obtenus.* - On voit sur (II,16) et (II,17) que, lorsque $P = 0$, on a à la fois $\langle J_z \rangle_s = 0$ et $\langle 3J_z^2 - J(J+1) \rangle_s = 0$. L'orientation et l'alignement sont nuls lorsque l'état fondamental n'est pas orienté. De même, ces valeurs moyennes sont aussi nulles si $a = 0$ (en effet dans ce cas, $f_{m_F}^{(B_0)} = 0$) : en l'absence de couplage hyperfin, l'orientation du niveau excité reste purement nucléaire.

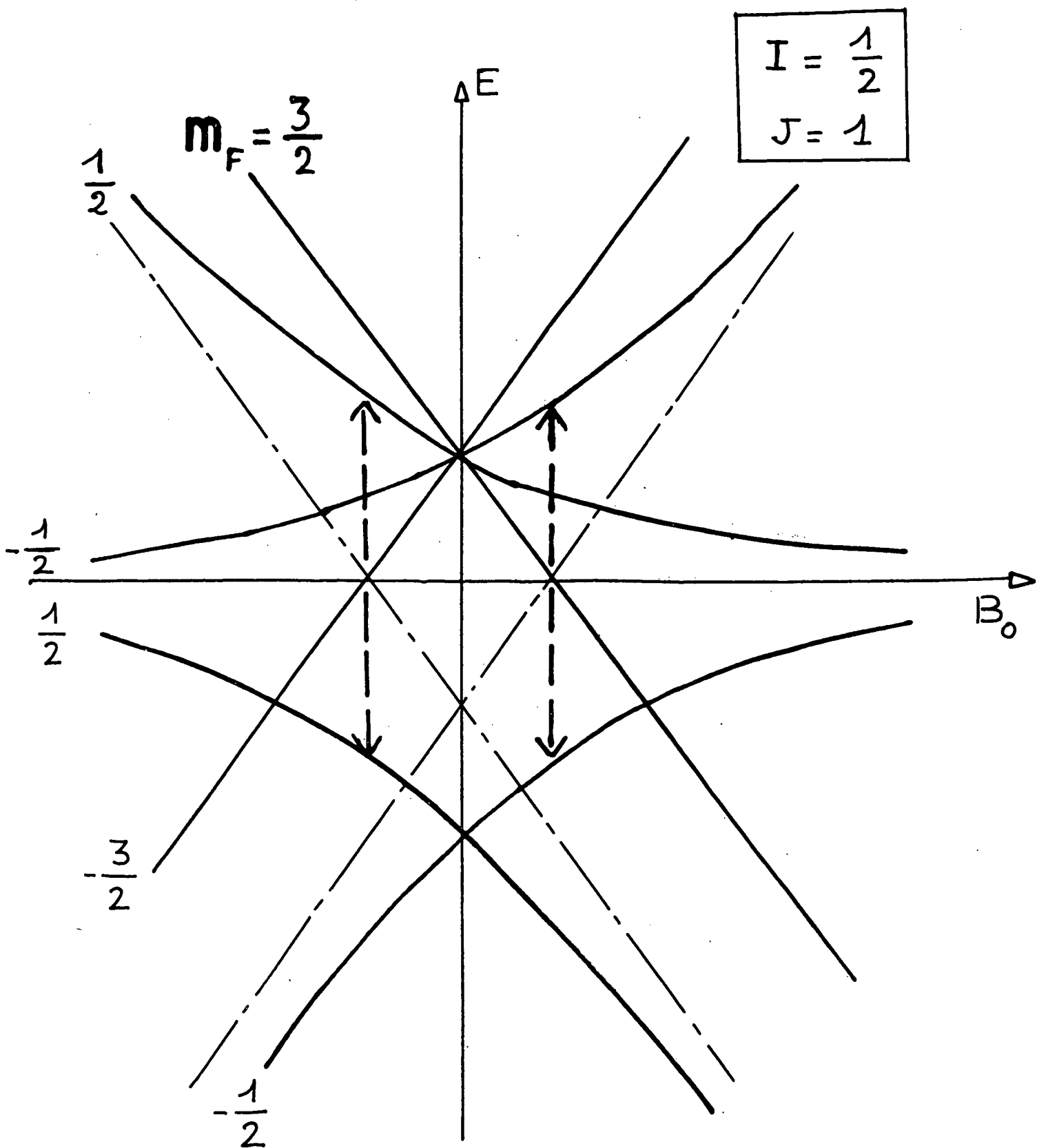


Fig. 24

Lorsque a tend vers 0, l'orientation et l'alignement électroniques tendent vers 0 comme des infiniment petits du second ordre par rapport à la quantité infinitésimale sans dimension $a\tau$. Le résultat est à rapprocher de ceux de LEHMANN (22) concernant les variations de l'efficacité du pompage optique nucléaire de Zn, Cd, Hg en fonction de la constante a du niveau de résonance optique.

La définition de la fonction $f_{m_F}(B_0)$ montre que

$$f_{m_F}(B_0) = f_{-m_F}(-B_0) ;$$

$\langle J_z \rangle_s$ (dans lequel f_{m_F} et f_{-m_F} apparaissent avec des coefficients égaux) est donc une fonction paire de B_0 , alors que $\langle 3J_z^2 - J(J+1) \rangle_s$ (dans lequel f_{m_F} et f_{-m_F} ont des coefficients opposés) est impaire.

En champ nul ($x = 0$), on obtient dans l'état excité une orientation de même signe que celle de l'état fondamental; par contre, on n'obtient aucun alignement (cf § II,1,b, δ).

Lorsque x tend vers l'infini, l'orientation et l'alignement tendent vers 0. Nous retrouvons bien le fait que, lorsque \vec{I} et \vec{J} sont totalement découplés, l'orientation du niveau excité reste purement nucléaire.

Lorsque x est de l'ordre de 1 (cas du découplage hyperfin partiel), on obtient non seulement une orientation, mais encore un alignement électronique. Ce dernier a un signe différent suivant que le champ magnétique \vec{B}_0 est parallèle ou antiparallèle à l'orientation nucléaire de l'état fondamental; par contre ce signe ne dépend pas de a , qui n'intervient dans les équations que par son carré. Cette remarque explique pourquoi les expériences que nous avons réalisées ne permettent pas de déterminer le signe de a . Remarquons aussi que, si l'on avait $g_J \mu_B = g_N \mu_N$, x et donc l'alignement resteraient constamment nuls; l'apparition de l'alignement est donc bien due au fait que \vec{B}_0 tend à faire tourner \vec{I} et \vec{J} à des vitesses angulaires différentes, et déforme ainsi le système formé par ces deux vecteurs (cf § II,1,b, δ).

c) Polarisation des raies lumineuses émises

Nous avons calculé dans le paragraphe précédent l'orientation et l'alignement électroniques, qui sont les observables dont dépend le taux de polarisation de la lumière émise par les atomes. Dans ce paragraphe, nous donnons la valeur explicite de $L(\vec{e}_\lambda)$ en fonction de $\langle J_z \rangle_s$ et $\langle J_z^2 \rangle_s$; en utilisant ensuite (II,16) et (II,17), nous obtenons alors les expressions qui permettent de connaître théoriquement les signaux lumineux relatifs à une expérience donnée, en fonction des divers paramètres physiques (structure hyperfine, durée de vie, etc...). Cette fois encore, nous nous contenterons de donner les résultats d'un calcul qui a été détaillé ailleurs (86).

a) *Expression des taux de polarisation $\mathcal{P}(\sigma_+, \sigma_-)$ et $\mathcal{P}(\pi, \sigma)$.* -

Nous considérons une transition optique s'effectuant d'un niveau de moment cinétique électronique J vers un autre de moment électronique J_1 (cf fig. 23). Les taux de polarisation calculés sont :

- $\mathcal{P}(\sigma_+, \sigma_-) = \frac{L(\sigma_+) - L(\sigma_-)}{L(\sigma_+) + L(\sigma_-)}$, taux de polarisation circulaire de la lumière émise par les atomes dans la direction du champ magnétique statique \vec{B}_0 ;

- $\mathcal{P}(\pi, \sigma) = \frac{L(\pi) - L(\sigma)}{L(\pi) + L(\sigma)}$, taux de polarisation linéaire de la lumière émise perpendiculairement à \vec{B}_0 .

Nous obtenons alors :

$$\mathcal{P}(\sigma_+, \sigma_-) = (-1)^{J+J_1} \sqrt{\frac{27}{2}} \sqrt{\frac{2J+1}{J(J+1)}} \times \left\{ \begin{matrix} J & J & 1 \\ 1 & 1 & J_1 \end{matrix} \right\} \frac{P}{(4J+2)} \sum_{m_F} f_{m_F}(B_0) \quad (\text{II,21})$$

$$\mathcal{P}(\pi, \sigma) = (-1)^{J+J_1} \sqrt{\frac{135}{8}} \times \sqrt{\frac{2J+1}{(2J-1)J(J+1)(2J+3)}} \times \left\{ \begin{matrix} J & J & 2 \\ 1 & 1 & J_1 \end{matrix} \right\} \frac{6P}{(4J+2)} \sum_{m_F} m_F f_{m_F}(B_0) \quad (\text{II,22})$$

.../...

Remarques :

i) la formule (II,21), appliquée dans le cas où $a \gg \Gamma$, $B_0 = 0$, $J = 1$ et $J_1 = 0$, donne $\mathcal{P}(\sigma_+, \sigma_-) = \frac{8}{18} P$; nous retrouvons le résultat du § II,1,b, γ .

ii) lorsque le champ B_0 n'est pas nul, les formules (II,21) et (II,22) sont obtenues en faisant une approximation; en effet, en champ magnétique intermédiaire (découplage hyperfin partiel), l'alignement électronique du niveau J se traduit à la fois par une polarisation linéaire de la lumière émise par les atomes et par une anisotropie de la quantité totale de lumière émise dans chaque direction. Il s'ensuit que les quantités $L(\sigma_+) + L(\sigma_-)$ et $L(\pi) + L(\sigma)$ sont fonctions linéaires de P , par l'intermédiaire de l'alignement électronique $\langle 3J_z^2 - J(J+1) \rangle_s$. Toutefois, les variations relatives de ces quantités (qui ne sont pas nulles lorsque $P = 0$, contrairement aux différences apparaissant aux numérateurs des taux de polarisation \mathcal{P}) sont faibles, pour les valeurs de P couramment obtenues; nous avons donc négligé dans les dénominateurs des expressions de \mathcal{P} le terme linéaire en P . Il n'est pas difficile de constater expérimentalement que l'approximation ainsi faite est bonne : il suffit de vérifier que la quantité totale de lumière mesurée dans une direction donnée par un détecteur lumineux non sensible à la polarisation varie très peu lorsque l'on crée ou détruit la polarisation nucléaire P du niveau fondamental.

Cette approximation n'est bien sûr pas essentielle; si l'on veut s'en affranchir, il suffit d'ajouter aux expressions (II,21) et (II,22) des dénominateurs aisément calculables qui sont de la forme

$$\alpha + \beta(B_0) P, \text{ avec } \beta(0) = \beta(\infty) = 0.$$

\beta) Comparaison des taux de polarisation circulaire pour différentes transitions optiques $J \leftrightarrow J_1$. - Les formules (II,21) et (II,22) sont générales et nous donnent les taux de polarisation pour toutes les valeurs possibles de J et de J_1 . Nous pouvons donc comparer l'efficacité avec laquelle le processus que nous étudions crée une polarisation des différentes raies lumineuses émises par la décharge. Cette étude a été faite par NOEL (87), dont nous reproduisons ici les résultats. Plaçons-nous dans le cas où $B_0 = 0$; à partir de (II,17), on calcule alors :

$$f_{m_F}^{(B_0)} = \frac{4J}{3} \frac{(J+1/2)(J+1)}{\gamma^2 + (J+1/2)^2} \quad (II,23)$$

Le coefficient $6j$ de (II,21), qui fait intervenir trois moments cinétiques égaux à 1, peut également être calculé sans difficultés (88) ; tous calculs faits, l'expression (II,21) nous donne alors, dans le cas où $B_0 = 0$:

$$\mathcal{P}(\sigma_+, \sigma_-)_{B_0=0} = \frac{P}{4} \frac{2 + (J-J_1)(J+J_1+1)}{\gamma^2 + (J+1/2)^2} \quad (II,24)$$

Les taux de polarisation ainsi obtenus ont été représentés graphiquement sur la figure 25, dans le cas où $\gamma \approx 0$ (c'est-à-dire $at \gg 1$). On remarque que :

- Pour les transitions $J \rightarrow J_1 = J$ et $J_1 = J - 1$, les taux de polarisation ont le même signe que P , alors que pour les transitions $J \rightarrow J_1 = J + 1$, elles ont le signe opposé.

- Les taux de polarisation obtenus décroissent avec J ; lorsque J est grand, les transitions $J \rightarrow J_1 = J \pm 1$ sont celles qui donnent les taux de polarisation les plus grands (décroissance en $1/J$, au lieu de $1/J^2$ lorsque $J_1 = J$).

- De manière générale, le cas le plus favorable est $J_1 = J - 1$.

3) Application, dans le cas $J = 2$, à la mesure de la structure hyperfine

Dans ce paragraphe, les résultats, obtenus plus haut dans le cas général, sont explicités lorsque les nombres quantiques J et J_1 valent respectivement 2 et 1. En effet, les expériences qui sont décrites plus loin ont été réalisées dans le cas de ^3He , dont les niveaux n^1D_2 ont des structures hyperfines intéressantes à étudier (cf § III,2,b); de plus, comme nous venons de le voir, les transitions à partir de ces niveaux $J = 2$ qui conduisent aux taux de polarisation les plus grands sont celles qui aboutissent à des niveaux de moment cinétique $J_1 = 1$; c'est pourquoi, dans la partie expérimentale, nous avons étudié des transitions $n^1D_2 \rightarrow n^1P_1$ auxquelles, d'après (II,24), correspond un taux de polarisation donné par :

$$\mathcal{P}(\sigma_+, \sigma_-)_{B_0=\gamma=0} = 0,24 P \quad (II,25)$$

$S(\sigma_{+}, c)$

Fig. 25

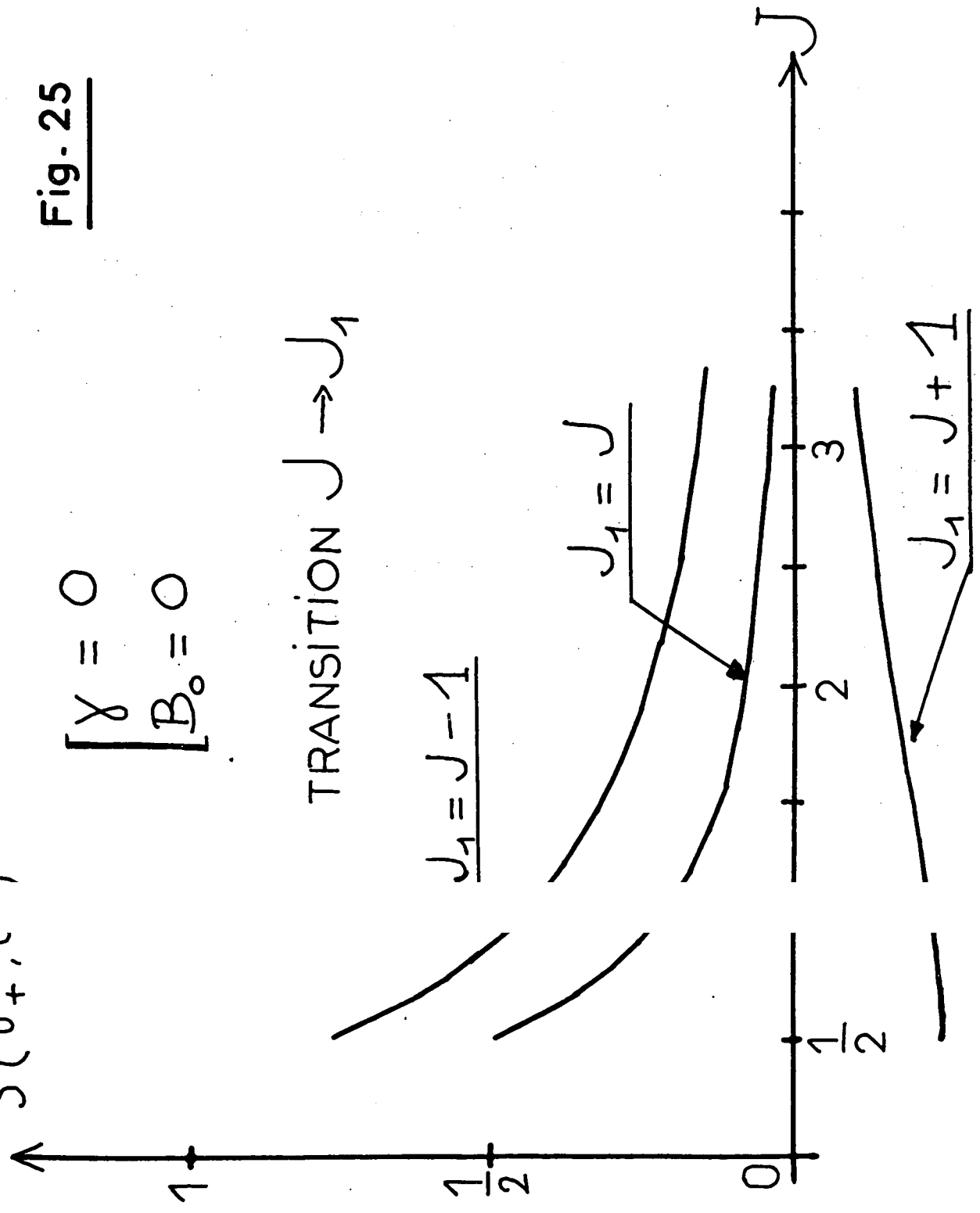
$$\begin{cases} \gamma = 0 \\ B_0 = 0 \end{cases}$$

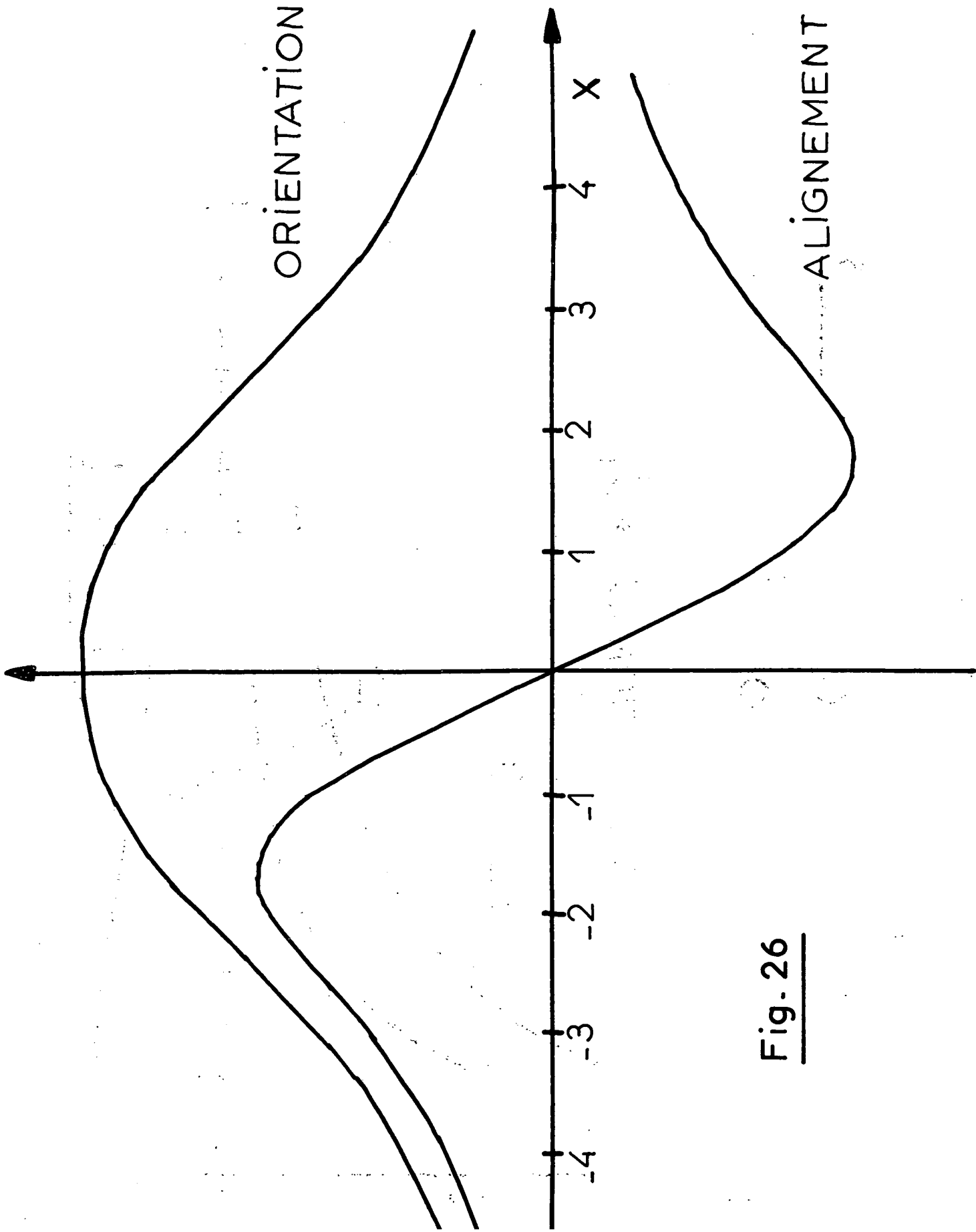
TRANSITION $J \rightarrow J_1$

$$J_1 = J - 1$$

$$J_1 = J$$

$$J_1 = J + 1$$





ORIENTATION

ALIGNMENT

Fig. 26

Lorsque $J = 2$, il existe quatre valeurs de B_0 qui correspondent à un anti-croisement dans le niveau excité : les courbes, qui donnent les variations en fonction de B_0 de $\mathcal{P}(\sigma_+, \sigma_-)$ et $\mathcal{P}(\pi, \sigma)$, sont donc obtenues par superposition de quatre courbes de Lorentz, de largeurs différentes, mais symétriques deux à deux par rapport à la valeur $B_0 = 0$.

La figure 26 montre les courbes ainsi obtenues, tracées dans le cas où $\gamma = 0$. On constate que $\mathcal{P}(\sigma_+, \sigma_-)$ est bien maximum lorsque $x = 0$; sa valeur maximum $\mathcal{P}_{\max}(\sigma_+, \sigma_-)$ est donnée en (II,25). Le maximum de $\mathcal{P}(\pi, \sigma)$ obtenu en champ B_0 intermédiaire $x \approx (1,73)$, vaut :

$$\mathcal{P}_{\max}(\pi, \sigma) \approx 0,089 P \quad (\text{II},26)$$

Nous verrons plus bas qu'il est commode, pour des raisons expérimentales, de mesurer les variations en fonction de B_0 du rapport $R = \mathcal{P}(\pi, \sigma) / \mathcal{P}(\sigma_+, \sigma_-)$. Les courbes théoriques correspondantes sont données sur la figure 27, pour différentes valeurs de γ . Supposons que l'on puisse obtenir expérimentalement une telle courbe; on peut penser à en tirer une mesure de γ et a , c'est-à-dire de la durée de vie et de la structure hyperfine du niveau. Remarquons toutefois que les variations des courbes théoriques en fonction de γ sont du second ordre; pour les petites valeurs de γ (ce qui est le cas pour les niveaux atomiques que nous avons étudiés), la détermination expérimentale de la durée de vie par cette méthode serait très imprécise. Il vaut donc mieux chercher à éliminer γ , et ne mesurer que la structure hyperfine, grâce à la relation $x = \alpha B_0 / a$ (où x est connu par comparaison avec les courbes théoriques, α est connu par le calcul du facteur de Landé du niveau, B_0 est connu expérimentalement).

Il reste à déterminer la valeur de x qui donne les meilleurs résultats; on peut éliminer la valeur x_m qui rend R maximum ($R = R_m$) car, si elle permet de bien connaître R_m , elle ne donne la valeur correspondante de B_0 qu'avec une grande incertitude. Nous avons préféré choisir la valeur x^* pour laquelle R vaut $(\frac{1}{2}) R_m$. Cette valeur de x présente deux avantages :

. R varie rapidement lorsque $x \approx x^*$, de sorte que la valeur expérimentale B_0^* de B_0 correspondante peut être déterminée avec une bonne précision.

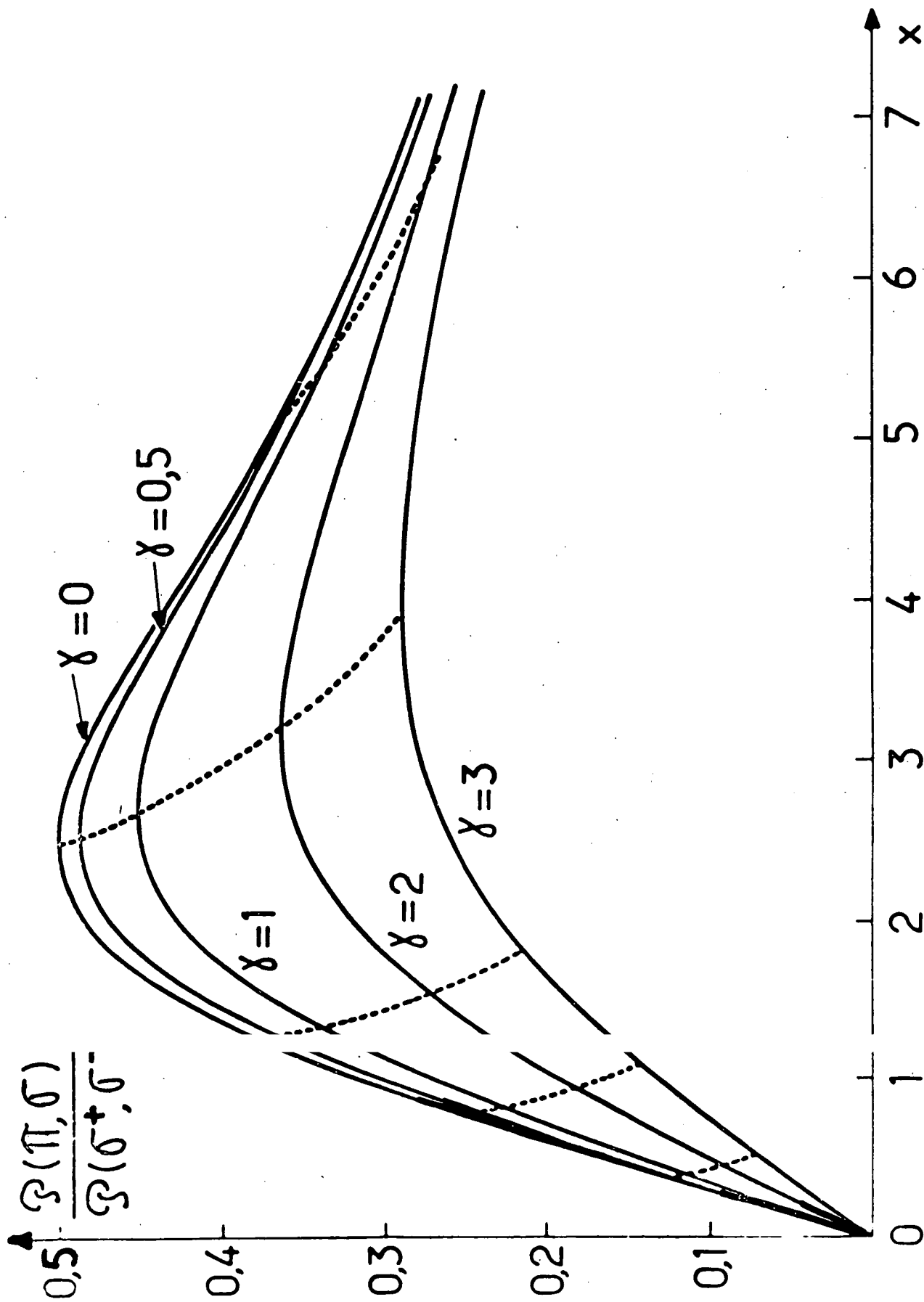


Fig. 27

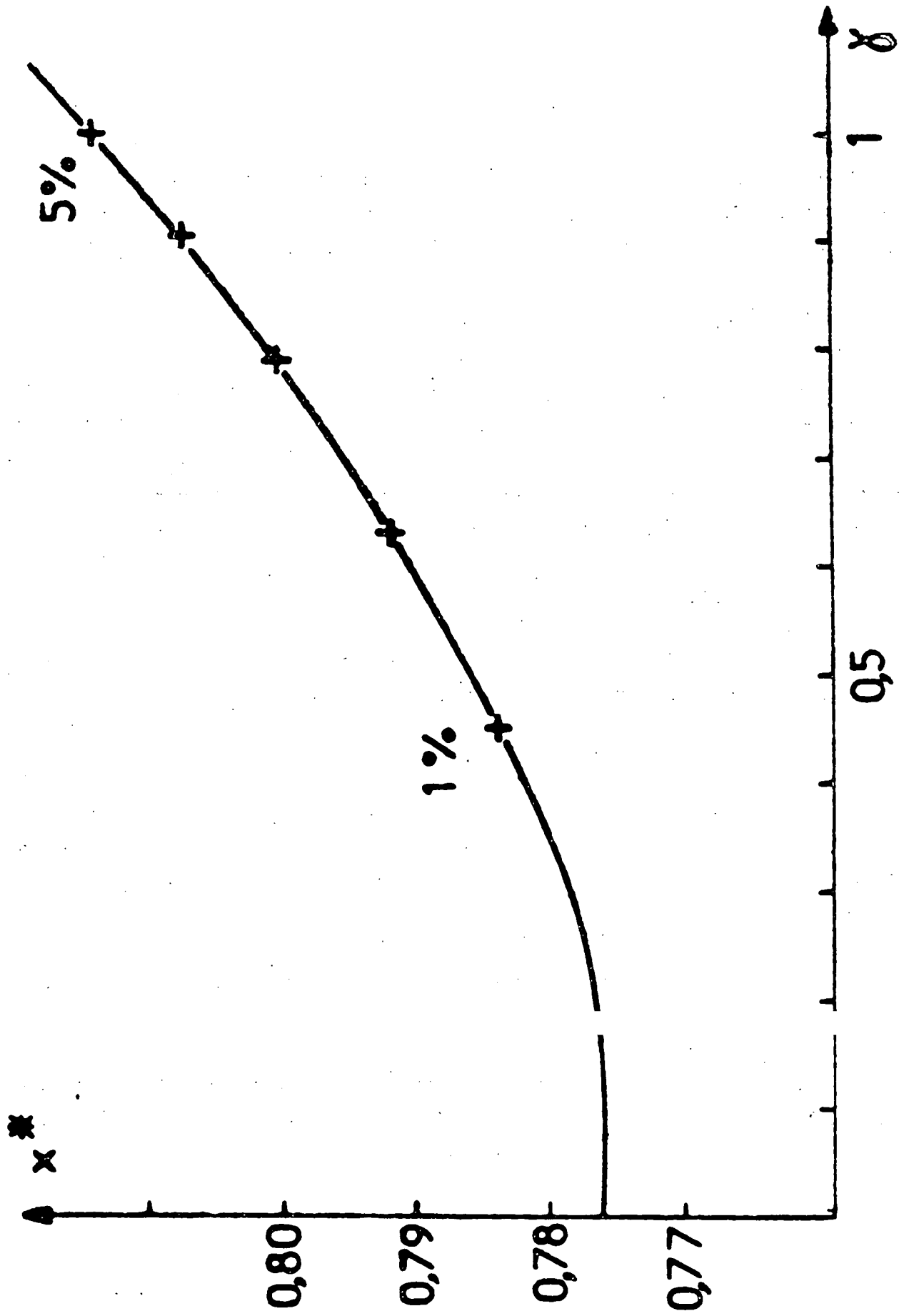


Fig- 28

. x^* dépend peu de γ de sorte que la mesure de la structure hyperfine ainsi obtenue dépend peu de la durée de vie du niveau (tant que γ reste inférieur à 1); la figure 28 montre les variations de x^* en fonction de γ . On voit que, si l'on peut par exemple affirmer que γ a une valeur inférieure à 0,5, on commet une erreur de l'ordre de 1% en supposant que γ est nul (ce qui revient à prendre $x^* = 0,776$).

III. ETUDE EXPERIMENTALE

La méthode étudiée ici est très générale et peut être appliquée à de nombreux éléments possédant un isotope de spin nucléaire non nul. Nous avons vu plus haut que le choix du procédé d'excitation des atomes (décharge dans un gaz) nous a conduits à appliquer la méthode dans le cas de ^3He . Cette partie est consacrée à la description des expériences qui ont été réalisées.

1) Description des expériences

Le pompage optique de ^3He présente quelques particularités. Aussi consacrons-nous un premier paragraphe à quelques rappels.

a) Pompage optique de ^3He

La méthode d'orientation par pompage optique du spin nucléaire de ^3He a été mise au point par COLEGROVE, SCHEARER et WALTERS (71). Ces auteurs n'ont pas utilisé la raie de résonance de l'hélium, car elle ne convient pas au pompage optique pour deux raisons :

. cette raie est située dans l'ultraviolet relativement lointain ($\lambda = 585 \text{ \AA}$), et il est difficile expérimentalement d'obtenir un faisceau lumineux de cette longueur d'onde polarisé circulairement;

. la structure hyperfine du niveau 2^1P de ^3He (niveau de résonance) est extrêmement faible, de même que sa durée de vie (89), de sorte que l'on se trouve dans le cas où la condition $\omega \tau \ll 1$ est réalisée; l'orientation par pompage optique du spin nucléaire est alors impossible (22).

Aussi COLEGROVE et al. ont-ils procédé différemment : ayant peuplé, au moyen d'une faible décharge entretenue dans le gaz d'hélium, le niveau métastable

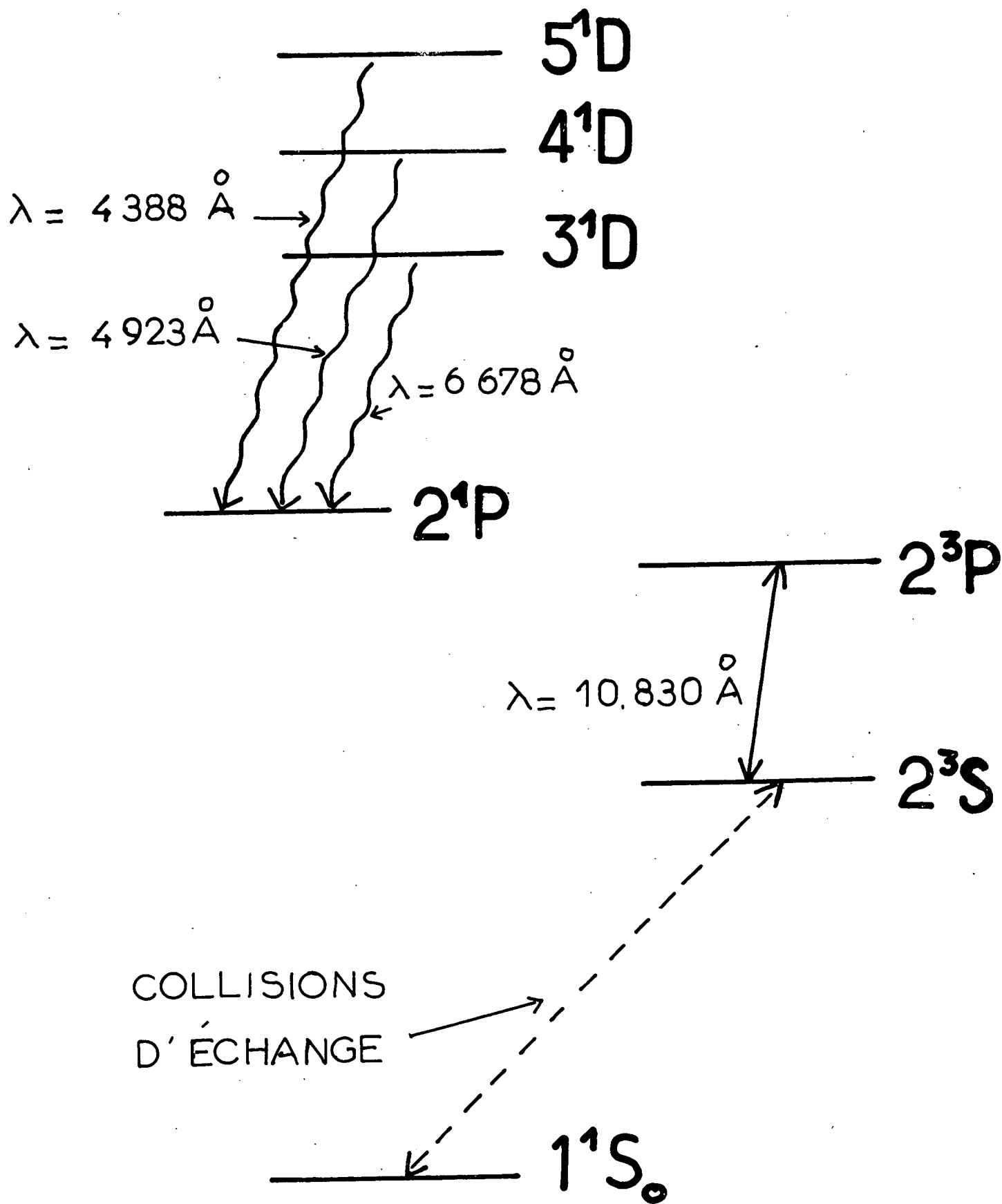


Fig. 29

triplet 2^3S_1 (cf fig. 29), ils ont orienté ce niveau par pompage optique grâce à la raie spectrale de longueur d'onde $\lambda = 10\ 830\ \text{Å}$. On évite ainsi les deux difficultés évoquées plus haut :

- la raie $\lambda = 10\ 830\ \text{Å}$ tombe dans l'infrarouge proche; elle peut aisément être polarisée (filtres polarisants "Polaroid" du type H.R.) et les lampes à hélium l'émettent avec une forte intensité;

- le niveau métastable que l'on oriente par pompage optique possède un moment angulaire électronique $J = 1$, et une structure hyperfine importante de plusieurs milliers de mégahertz; le spin nucléaire peut donc être orienté au cours du cycle de pompage optique, par exemple au cours de l'étape "évolution propre dans le niveau métastable".

L'orientation ainsi obtenue dans le niveau métastable 2^3S_1 est ensuite transférée au niveau fondamental 1^1S_0 , lors de collisions dites "d'échange de métastabilité" : au cours d'une telle collision entre un atome dans l'état 2^3S_1 , orienté par pompage optique, et un atome non orienté dans l'état 1^1S_0 , l'orientation peut être transférée du niveau métastable au niveau fondamental. Le couplage ainsi obtenu entre les orientations de ces deux niveaux est très fort; toute variation de la polarisation de l'un d'entre eux entraîne rapidement une variation de la polarisation dans l'autre. C'est pourquoi ce couplage permet, non seulement d'orienter le niveau 1^1S_0 à partir du niveau 2^3S_1 , mais encore de détecter par l'intermédiaire du niveau 2^3S_1 l'orientation du niveau 1^1S_0 ; il suffit pour cela d'utiliser un faisceau lumineux polarisé circulairement de longueur d'onde $\lambda = 10\ 830\ \text{Å}$, et de mesurer les variations relatives $\Delta L_A/L_A$ de la lumière de ce faisceau absorbée par les atomes dans l'état métastable. Le faisceau lumineux détecté doit être issu d'une lampe remplie de l'isotope ^4He ; les coïncidences isotopiques de la raie $\lambda = 10\ 830\ \text{Å}$ sont telles que, dans ce cas, seules certaines composantes de structure fine ou hyperfine de la transition $2^3S \rightarrow 2^3P$ sont utilisées pour la détection optique : on peut en effet montrer (cf partie A, § II,3,d) que ces diverses composantes ne donnent pas toutes des signaux de même signe, et que le signal que l'on obtiendrait en supposant non résolues l'ensemble de ces composantes serait nul ⁽²¹⁾
.../...

⁽²¹⁾ C'est pour une raison analogue que, lorsque la pression d'hélium dans la cellule dépasse quelques dixièmes de torr, et que le niveau 2^3P est fortement désorienté par collisions (pompage optique du type "Dehmelt" (2)(4)), il faut utiliser une lampe à ^4He pour réaliser le pompage optique de ^3He .

Notons toutefois que cette méthode de détection est peu précise; en effet les déplacements isotopiques de la raie $\lambda = 10\ 830\ \text{\AA}$ sont relativement mal connus; de plus, les structures hyperfines correspondantes sont de l'ordre de quelques largeurs Doppler, de sorte qu'il est difficile de savoir exactement quelles transitions de ^3He peuvent être induites par une lampe à ^4He , sans connaître exactement la forme de la raie spectrale émise par cette lampe. Pour ces raisons, la relation entre $\Delta L_A/L_A$ et la polarisation nucléaire P de l'état fondamental est sujette à discussions (71) (90) (91).

Rappelons enfin une dernière particularité du pompage optique de ^3He : la pression à l'intérieur de la cellule qui contient l'hélium est beaucoup plus forte que celles que l'on utilise habituellement dans le pompage optique d'autres éléments (mercure, alcalins, etc...); la raison de cette différence est la suivante : dans une décharge faible, il y a environ 10^5 ou 10^6 fois moins d'atomes d'hélium dans le niveau métastable que dans l'état fondamental; le nombre d'atomes soumis directement à l'action du faisceau de pompage est donc du même ordre de grandeur que dans les expériences sur d'autres éléments. La forte valeur de la pression d'hélium a une conséquence sur les expériences que nous avons réalisées : la désorientation par collisions dans les divers niveaux excités n'est pas toujours négligeable.

b) Description du montage

Le schéma général du montage est donné sur la figure 30. Nous n'en donnons ici qu'une description sommaire en nous limitant à quelques points essentiels; on pourrait trouver plus de détails dans la référence (85).

α) La cellule. - La cellule est une sphère de pyrex, de diamètre 6 cm, qui contient le gaz de ^3He , sous une pression comprise entre 1/10 de torr et quelques torrs (pureté : ^3He , 99,62% - ^4He , 0,38%).

β) La décharge. - Le rôle de cette décharge est de peupler le niveau métastable 2^3S_1 , et d'exciter par collisions les atomes dans de nombreux niveaux, d'où ils retombent en émettant diverses raies spectrales. Il est commode d'utiliser une décharge H.F., afin d'éviter l'emploi d'électrodes internes à la cellule. La fréquence d'excitation ne joue à priori aucun rôle particulier. Nous avons toutefois été conduits à faire un grand nombre d'essais avec des procédés d'excitation et des fréquences différentes, avant de réussir à satisfaire les trois conditions

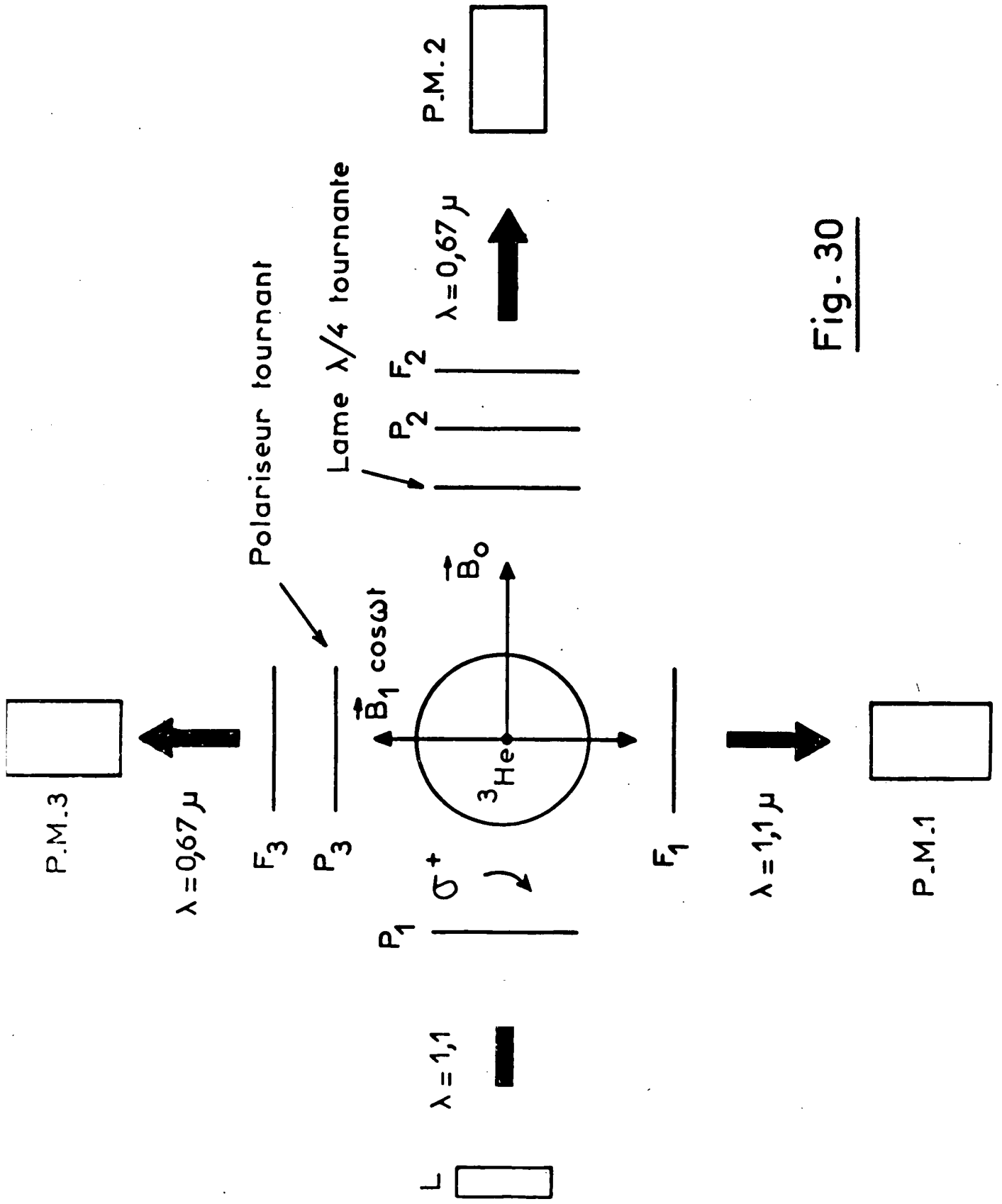


Fig. 30

suivantes : la décharge doit être très stable; elle doit être isotrope (en l'absence de pompage optique, la lumière qu'elle émet ne doit pas être polarisée); enfin, et c'est la condition la plus difficile à obtenir, elle doit ne pas être affectée par un champ magnétique statique dont la valeur peut être comprise entre 0 et 200 gauss. Les essais nous ont conduits à adopter la solution suivante, pour laquelle les diverses conditions requises sont réalisées de manière acceptable : un générateur de quelques watts et de fréquence 14 MHz débite dans l'enroulement primaire d'un transformateur élévateur de tension; on utilise ensuite un fil conducteur dont une extrémité est connectée à un pôle du secondaire, et dont l'autre arrive à quelques millimètres de la cellule. Le circuit secondaire est accordé grâce à une capacité variable.

γ) *Les lampes.* - La partie émissive est constituée par un disque de pyrex de 30 mm de diamètre; ce disque est relié par un capillaire à un réservoir d'hélium, afin d'éviter une disparition trop rapide de gaz par diffusion à travers les parois. La pression d'hélium sous laquelle ces lampes sont remplies est de l'ordre de 6 torrs; suivant les cas on utilise l'isotope ^3He ou ^4He (cf note (2¹)).

δ) *Les champs magnétiques.* - Une paire de bobines en position d'Helmholtz permet de créer un champ magnétique statique \vec{B}_0 dont l'intensité peut varier entre 0 et 400 gauss. Une paire de bobines auxiliaires est utilisée pour obtenir un champ oscillant $\vec{B}_1 \cos \omega t$, perpendiculaire à \vec{B}_0 , ce qui permet d'effectuer une résonance magnétique sur le niveau fondamental 1^1S_0 .

ε) *La détection optique.* - Raie spectrale $\lambda = 10\ 830\ \text{\AA}$. Nous avons vu qu'une détection lumineuse à cette longueur d'onde permet de mesurer, de façon indirecte, la polarisation nucléaire P de l'état fondamental. La mesure des variations de L_A , intensité du faisceau de pompage absorbée par les atomes, présente divers inconvénients (fond continu important dû aux composantes émises par une lampe à ^4He non absorbables par la vapeur de ^3He ; impossibilité de placer un autre faisceau détecteur dans la direction de \vec{B}_0).

Afin d'obtenir une meilleure précision, nous avons préféré mesurer les variations relatives $\Delta L_F/L_F$ de l'intensité de la lumière du faisceau de pompage diffusée par les atomes dans un angle solide donné (lumière de fluorescence). Cet angle solide étant inférieur à 4π , on a : $L_F < L_A$; toutefois, on peut montrer par le

calcul que $\Delta L_F/L_F = \Delta L_A/L_A$ (²²), et les signaux donnés par des mesures d'absorption ou de fluorescence sont théoriquement équivalents. Expérimentalement on évite ainsi les inconvénients qui viennent d'être signalés, ce qui compense largement le fait que L_F soit plus petit que L_A . Le faisceau lumineux correspondant est représenté sur la figure 30, ainsi que le photomultiplicateur PM1 qui mesure L_F . Malgré les précautions prises, cette méthode reste peu précise pour mesurer P, pour diverses raisons. La première est l'incertitude, signalée plus haut, sur la relation entre P et $\Delta L_A/L_A$; les autres raisons sont d'ordre expérimental : les photomultiplicateurs sont très peu sensibles dans le domaine spectral de l'infra-rouge; de plus les signaux obtenus sont continus, et l'on est gêné par de nombreux effets parasites (cf fig. 33) (dérives, effets de fatigue du photomultiplicateur, etc...); enfin, la mesure de L_F est obtenue par différence de deux intensités lumineuses plus grandes que L_F (signaux obtenus en éteignant la décharge soit en présence du faisceau de pompage, soit en son absence) et, là encore, les effets de fatigue rendent cette mesure imprécise.

- Autres raies spectrales émises par la décharge.

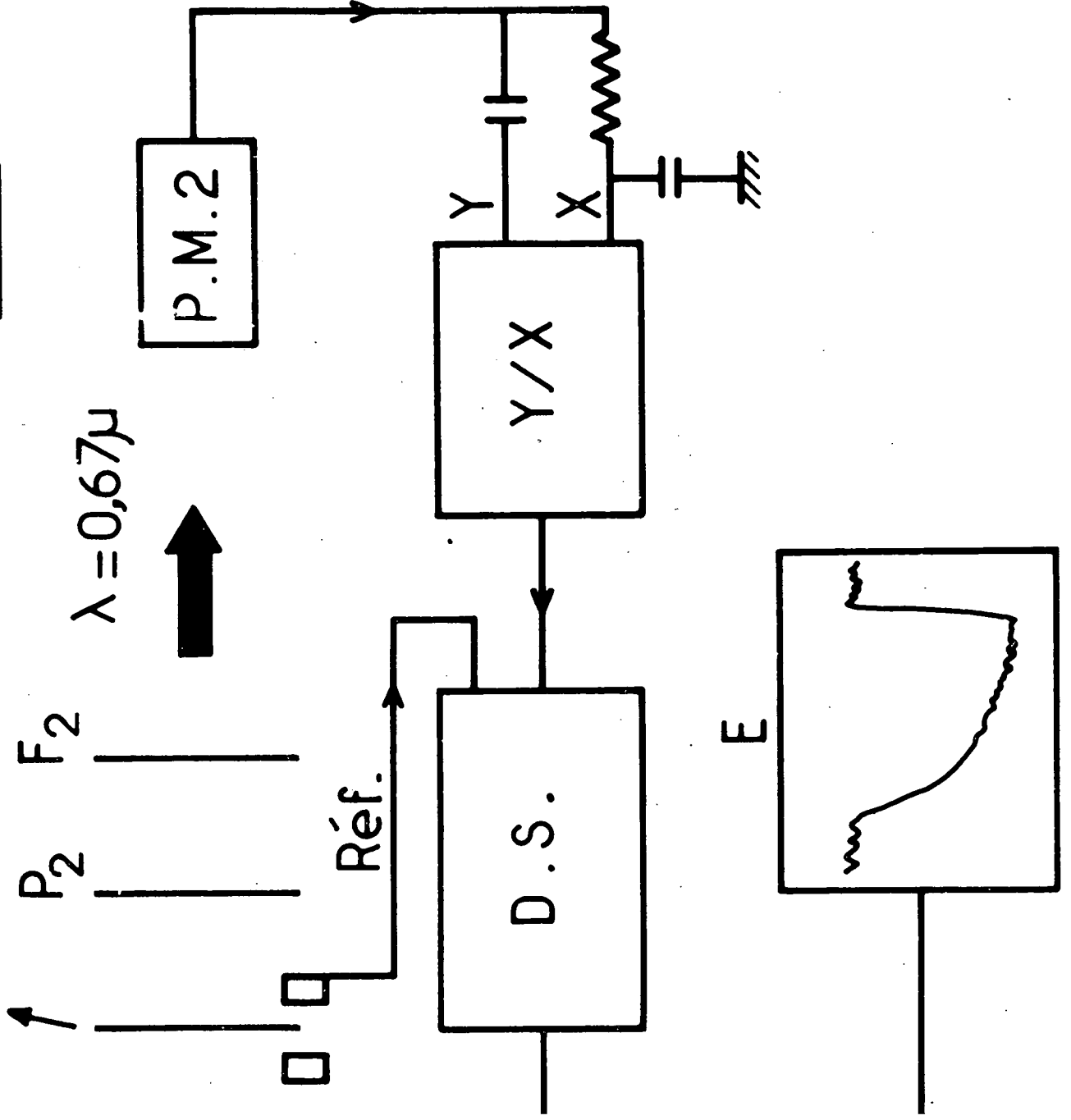
Deux faisceau lumineux, représentés sur la figure 30 (dans le cas particulier où $\lambda = 0,67 \mu$), sont utilisés afin de mesurer les taux de polarisation $\mathcal{P}(\sigma_+, \sigma_-)$ et $\mathcal{P}(\pi, \sigma)$. Nous avons étudié successivement un certain nombre de raies émises par la décharge; un filtre interférentiel convenable (noté F₂ ou F₃ sur la figure 30) permet d'isoler chacune d'entre elles. Une des difficultés de l'expérience consiste à mesurer de faibles taux de polarisation \mathcal{P} . Dans ce but, nous avons utilisé l'appareillage suivant (cf fig. 31) : la lumière émise par la décharge traverse une lame biréfringente $\lambda/4$ tournante, effectuant N tours par seconde (dans son plan) autour de l'axe du faisceau lumineux; cette lumière traverse ensuite un polariseur P₂ fixe, le filtre F₂, et tombe sur le photomultiplicateur PM2. L'ensemble constitué par la lame $\lambda/4$ tournante et le polariseur fixe correspond succes-

.../...

(²²) Cette relation se démontre en utilisant le fait qu'un faisceau lumineux issu d'une lampe à ⁴He ne peut faire subir aux atomes de ³He que des transitions entre le niveau métastable 2³S₁ et le sous-niveau hyperfin F = 1/2 du niveau 2³P₀, les autres niveaux 2³P étant exclus (71) (90) (92); la lampe à ⁴He ne crée donc aucun alignement dans le niveau excité 2³P.

Lame /4 tournante

Fig.-31



sivement à un analyseur circulaire droit, gauche, et ainsi de suite. On comprend que, si la lumière incidente possède un certain taux de polarisation circulaire $\mathcal{P}(\sigma_+, \sigma_-)$, le photomultiplicateur PM2 détecte une modulation lumineuse de fréquence $2N$, proportionnelle à $\mathcal{P}(\sigma_+, \sigma_-)$ et à l'intensité lumineuse totale émise par la décharge. Le signal électrique délivré par PM2 est ensuite dirigé sur un "ratiomètre", qui effectue le rapport entre la partie modulée de ce signal et sa partie continue : on obtient alors une tension alternative de fréquence $2N$ qui n'est plus proportionnelle qu'à $\mathcal{P}(\sigma_+, \sigma_-)$; cette tension est ensuite envoyée dans une détection synchrone dont la référence est commandée par un signal qui a exactement la fréquence $2N$ (ce signal est issu d'un dispositif électrique et optique convenable adjoint à la lame $\lambda/4$ tournante). Le montage ainsi réalisé permet d'obtenir directement le taux de polarisation $\mathcal{P}(\sigma_+, \sigma_-)$, et d'éliminer les fluctuations de l'intensité totale émise par la décharge, ainsi que les dérives du photomultiplicateur. La sensibilité de ce dispositif permet de détecter de faibles taux de polarisation lumineuse, de l'ordre de 10^{-4} lorsque la décharge n'est pas trop faible et que la raie étudiée tombe dans un domaine spectral où les photomultiplicateurs ont une bonne sensibilité.

Le montage qui vient d'être décrit peut facilement être adapté à la détection des taux de polarisation $\mathcal{P}(\pi, \sigma)$; il suffit de remplacer la lame $\lambda/4$ par un polariseur tournant et de supprimer le polariseur fixe.

Précisons enfin que la suspension de la lame $\lambda/4$ tournante et sa rotation sont assurées par un dispositif utilisant un "coussin d'air"; seul ce montage nous a permis d'obtenir une rotation suffisamment rapide ($2N$ peut varier de 60 à 250 Hz) et stable, d'un polariseur de grand diamètre (12 cm utiles), sans faire appel à aucun matériau magnétique.

c) Mise en évidence des signaux

Nous avons utilisé le montage décrit dans le paragraphe précédent pour étudier la polarisation d'un certain nombre des raies lumineuses émises par une décharge dans ^3He . Certaines de ces expériences ont déjà fait l'objet de notes aux Comptes Rendus (93). Pour mettre en évidence le phénomène recherché, nous avons choisi la raie de longueur d'onde $\lambda = 6\ 678\ \overset{\circ}{\text{A}}$, issue du niveau 3^1D ; la structure hyperfine de ce niveau $\Delta W/2\pi \approx 138\ \text{MHz}$ a été mesurée par DESCUBES et al. (84)(94); sa durée de vie a été calculée ou mesurée par divers auteurs

(références (94) à (97)) et est de l'ordre de $1,5 \times 10^{-8}$ s; le produit $\Delta W \cdot \tau$ est donc de l'ordre de 10. Il s'ensuit que la raie $\lambda = 6\,678 \text{ \AA}$ correspond à un cas où la polarisation nucléaire P de l'état fondamental doit effectivement se traduire par une polarisation lumineuse $\mathcal{P}(\sigma_+, \sigma_-)$.

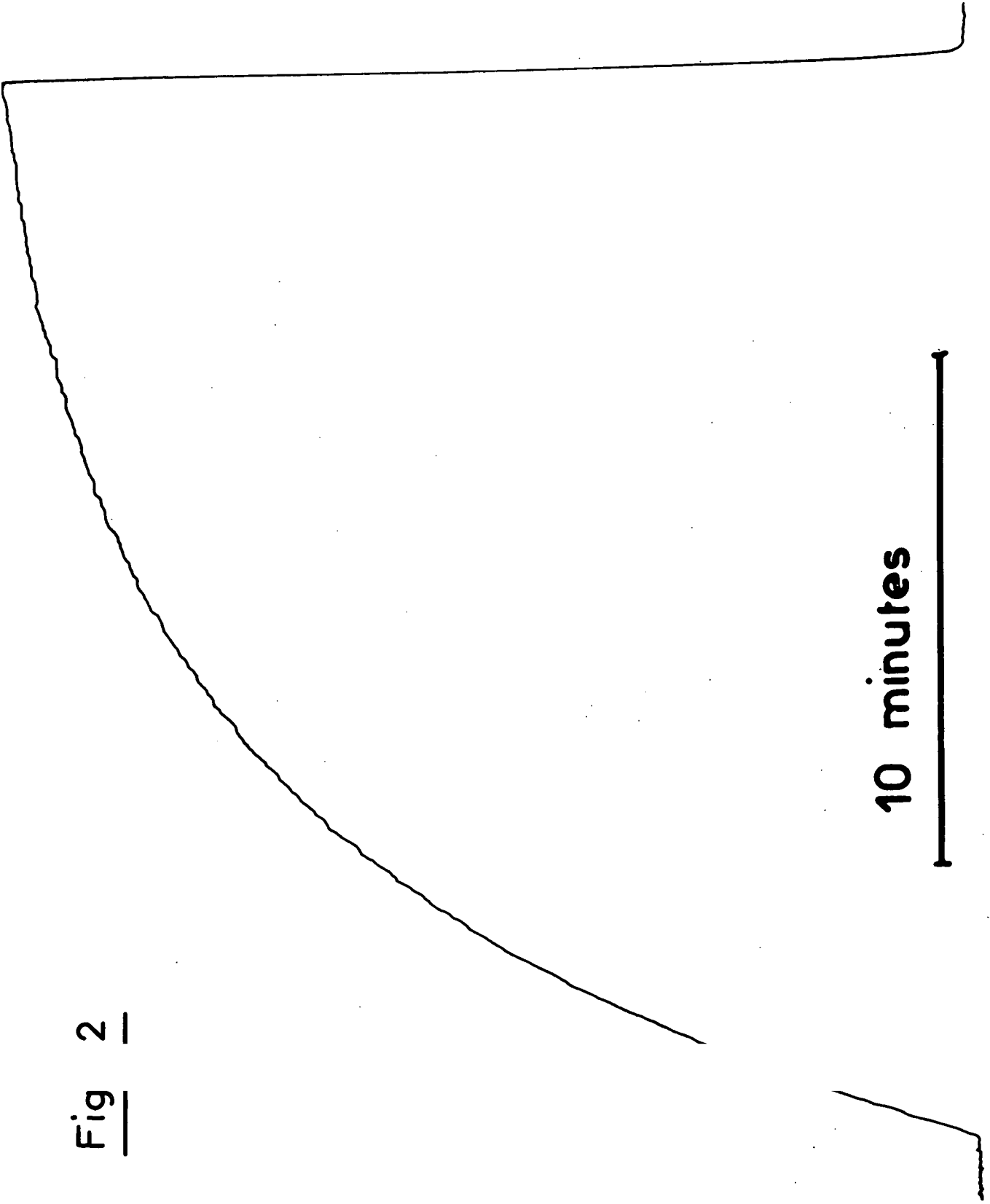
La première expérience consiste simplement à enregistrer les variations de $\mathcal{P}(\sigma_+, \sigma_-)$ en fonction du temps, au moment où l'on commence à effectuer le pompage optique de ^3He ; la figure 32 montre l'enregistrement ainsi obtenu; à la fin de l'enregistrement, on a appliqué un champ de radiofréquence intense à la fréquence de résonance de l'état fondamental, de façon à détruire brusquement la polarisation nucléaire P. On constate effectivement que les variations de $\mathcal{P}(\sigma_+, \sigma_-)$ reflètent bien à chaque instant les variations de la polarisation nucléaire P.

Nous avons vu que, pour obtenir un taux de polarisation linéaire $\mathcal{P}(\pi, \sigma)$, il est nécessaire de créer un découplage hyperfin partiel dans le niveau 3^1D , au moyen d'un champ magnétique statique \vec{B}_0 (cf § II, 1, b,); la valeur de la structure hyperfine de ce niveau montre que B_0 doit être de l'ordre de 100 gauss. Nous avons vérifié que, dans un tel champ, une polarisation linéaire $\mathcal{P}(\pi, \sigma)$ apparaît effectivement, alors qu'elle n'existe pas en champ magnétique nul ou très intense (cas du découplage total de \vec{I} et \vec{J}). Enfin, nous avons vérifié que, lorsque l'on inverse le sens de \vec{B}_0 , $\mathcal{P}(\pi, \sigma)$ change de signe (cf fig. 26).

Nous avons ensuite cherché à montrer que cette nouvelle méthode permet d'orienter plusieurs niveaux excités de ^3He . Dans ce but, nous avons étudié un certain nombre de raies spectrales émises par la décharge. Nous avons constaté l'existence d'une polarisation lumineuse $\mathcal{P}(\sigma_+, \sigma_-)$ des raies $\lambda = 6\,678$, $4\,923$ et $4\,388 \text{ \AA}$, mettant en évidence une orientation électronique dans les niveaux 3^1D , 4^1D et 5^1D . La même mesure portant sur les raies $\lambda = 5\,876$ et $4\,471 \text{ \AA}$ nous a montré l'existence de cette orientation dans les niveaux triplets correspondants 3^3D et 4^3D . Enfin, une étude de la raie $\lambda = 3\,888 \text{ \AA}$ nous a donné le même résultat positif concernant le niveau 3^3P . Par contre, nous avons obtenu un résultat négatif dans les cas suivants : $\lambda = 7\,281 \text{ \AA}$ (niveau 3^1S), $7\,065 \text{ \AA}$ (niveau 3^3S), $4\,713 \text{ \AA}$ (niveau 4^3S) et $5\,016 \text{ \AA}$ (niveau 3^1P).

Dans le cas des niveaux ^1S , on comprend aisément que le moment électronique \vec{J} est nul et ne peut être orienté. Dans le cas des niveaux ^3S , on peut remarquer que

Fig 2



lorsque le moment orbital \vec{L} est nul, la méthode que nous employons ne peut orienter que le spin électronique; or les divers effets d'une telle orientation sur la polarisation de l'ensemble des composantes de structure fine de la raie lumineuse s'annulent entre eux, de sorte que la lumière de fluorescence globale n'est pas polarisée (cf note (16)). Dans le cas du niveau 1P , on peut penser que la très courte durée de vie de ce niveau de résonance ($\tau \approx 1,8 \times 10^{-9}$ s (98)) et sa très faible structure hyperfine, de l'ordre du mégahertz (99), qui donnent un produit $\Delta W \times \tau < 10^{-2}$, sont suffisamment faibles pour expliquer le résultat négatif obtenu.

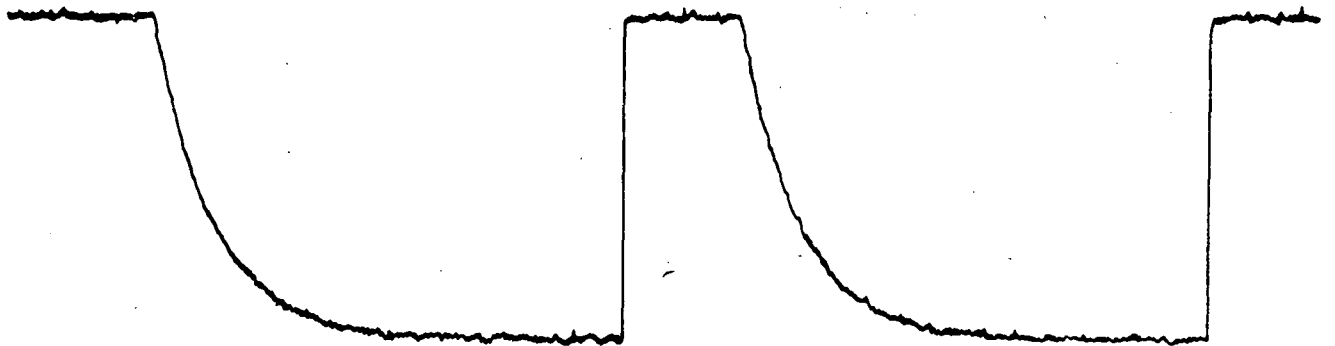
La méthode que nous utilisons peut ainsi être considérée comme un moyen sensible de détecter une orientation nucléaire dans l'état fondamental. La comparaison des signaux obtenus de cette manière avec ceux que donne la méthode classique utilisant la longueur d'onde $\lambda = 10\ 830 \text{ \AA}$ (cf fig. 33) montre l'amélioration des signaux que permet ce procédé de détection. Un autre avantage de ce procédé réside dans le fait que $\mathcal{P}(\sigma_+, \sigma_-)$ est directement proportionnel à P, alors que la relation entre $\Delta L_A/L_A$ et P est plus compliquée.

d) Etude de $\mathcal{P}(\sigma_+, \sigma_-)$ et $\mathcal{P}(\pi, \sigma)$ en fonction de B_0

Il est nécessaire, lorsque l'on désire étudier expérimentalement les variations des taux de polarisation lumineuse $\mathcal{P}(\sigma_+, \sigma_-)$ et $\mathcal{P}(\pi, \sigma)$ en fonction du champ magnétique, de mesurer pour chaque valeur de B_0 la polarisation nucléaire P [ces deux taux de polarisation étant proportionnels à P, comme le montrent les relations (II,25) et (II,26)]. En effet, cette polarisation peut varier en fonction de B_0 , notamment à cause des variations très importantes du temps de relaxation nucléaire dans l'état fondamental, dues à l'influence des inhomogénéités magnétiques (71) (101) (102). C'est la raison pour laquelle nous avons simultanément mesuré dans nos expériences les signaux $\mathcal{P}(\sigma_+, \sigma_-)$, $\mathcal{P}(\pi, \sigma)$ et $\Delta L_F/L_F$. La mesure des taux de polarisation \mathcal{P} demande certaines précautions, qui permettent d'éliminer les polarisations lumineuses parasites (anisotropies de la décharge, réflexion des faisceaux lumineux, etc...); il suffit de mesurer les variations de la polarisation de la lumière détectée par les photomultiplicateurs, lorsque l'on détruit brusquement la polarisation nucléaire de l'état fondamental par un champ de radiofréquence (cf fig. 33 et 34). La mesure de $\Delta L_F/L_F$ nous a permis de calculer P par la relation approchée $P \approx \frac{2}{5} \Delta L_F/L_F$, valable lorsque P est faible (71) (90) (91); il

$$\lambda = 6.678 \text{ \AA}$$

Orientation (PM2)



$$\lambda = 10.830 \text{ \AA} \text{ (PM1)}$$

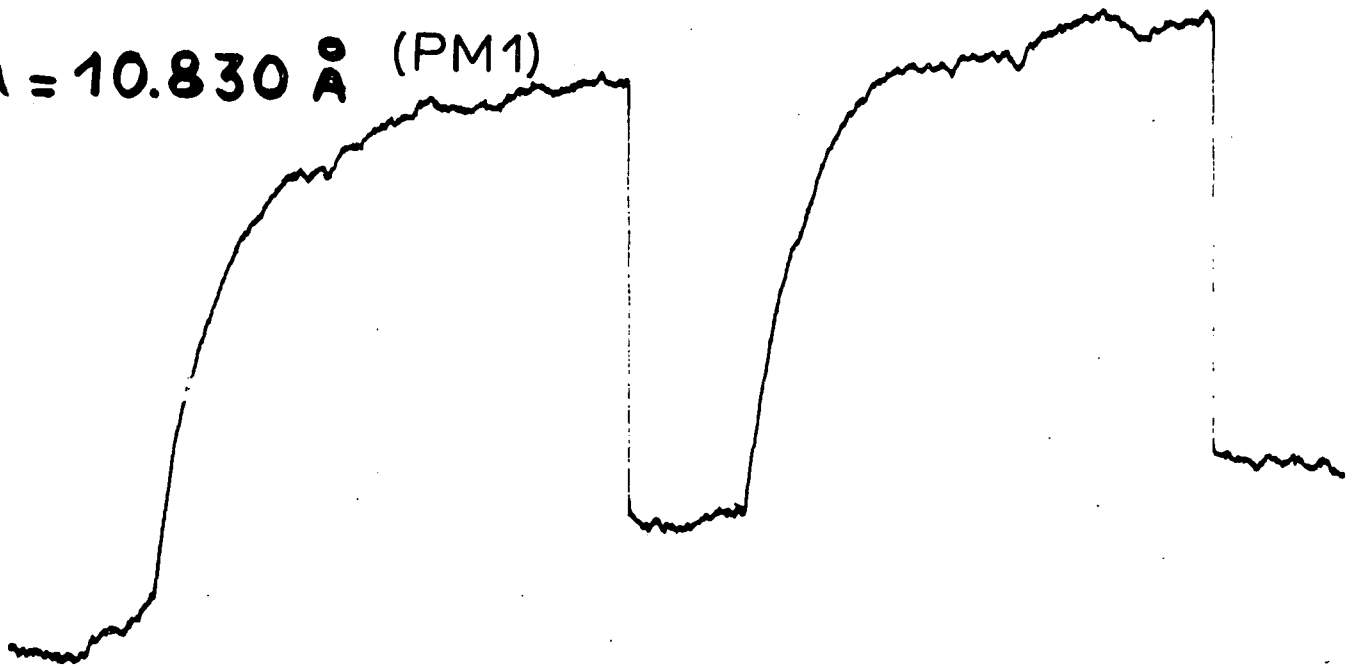
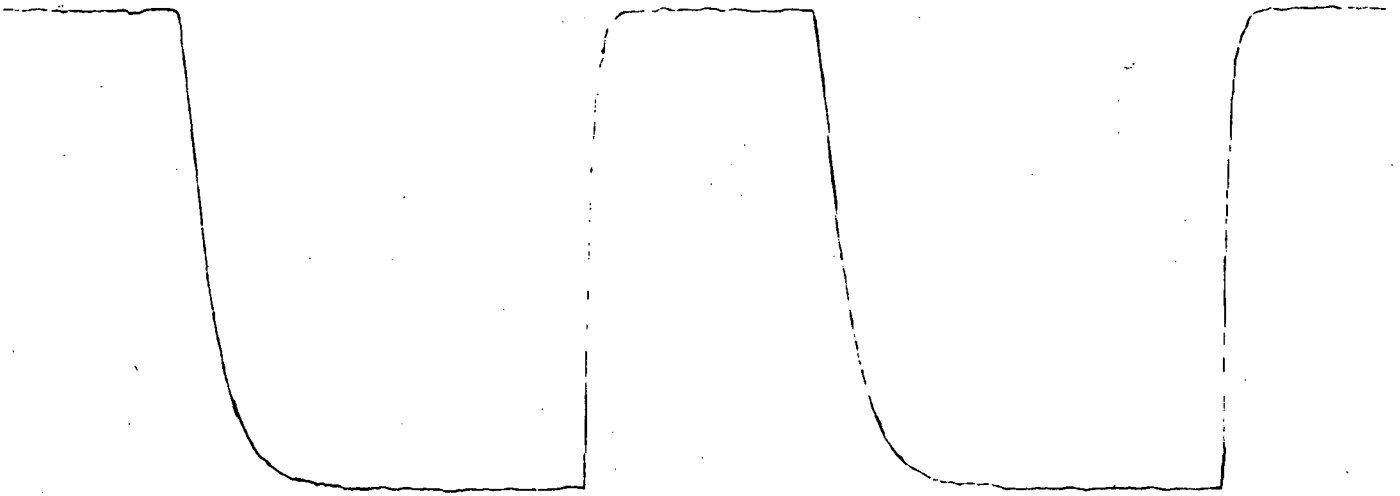


Fig. 33

$$\lambda = 6.678 \text{ \AA}$$

Orientation (PM2)



Alignement (PM3)

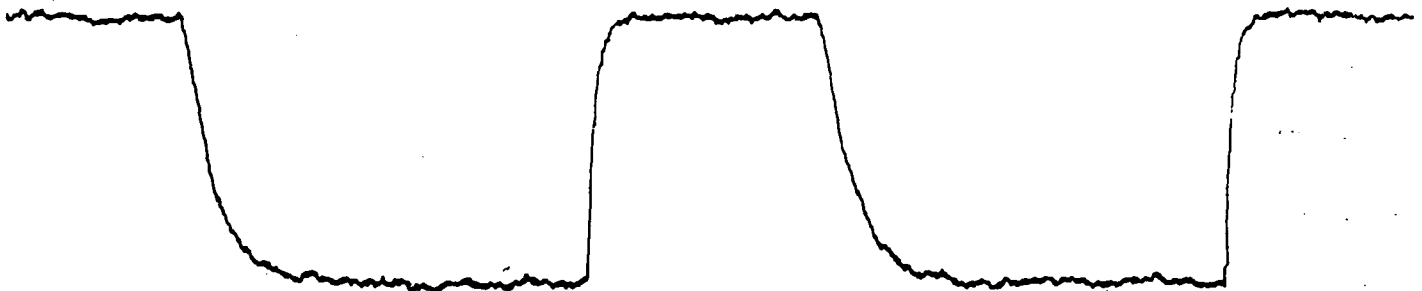
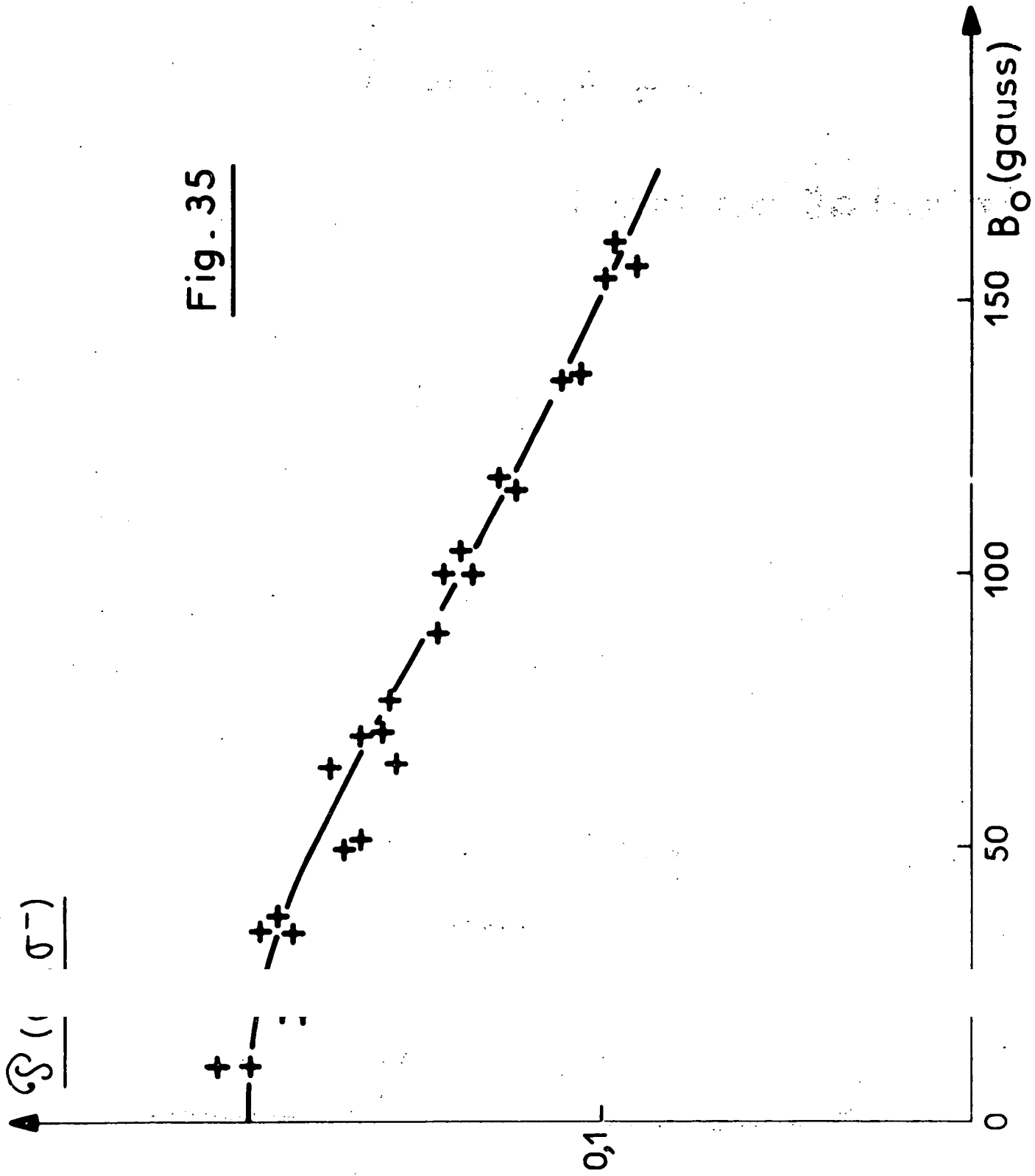


Fig. 34

Fig. 35



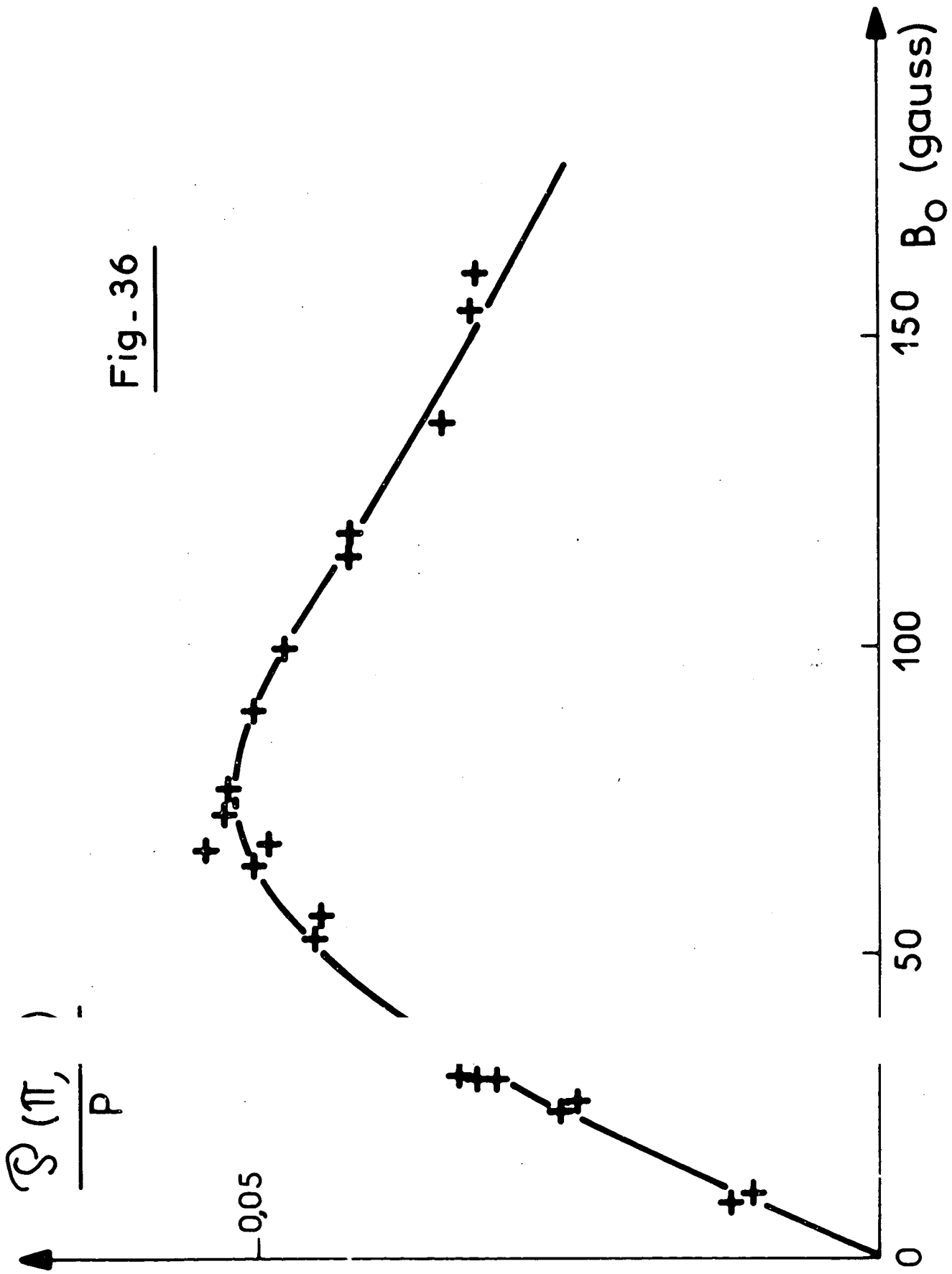


Fig. 36

est alors possible de porter, en fonction de B_0 , les valeurs des rapports \mathcal{P}/P . Les figures 35 et 36 montrent les résultats expérimentaux ainsi obtenus; la comparaison avec la figure 26 montre que l'accord entre la théorie et l'expérience est assez bon. On voit sur ces figures que, pour une polarisation nucléaire P de l'ordre de 10%, on obtient :

$$\mathcal{P}_{\max}(\sigma_+, \sigma_-) \approx 2\%$$

$$\mathcal{P}_{\max}(\pi, \sigma) \approx 0,6\%$$

Là encore, l'accord avec les prévisions théoriques (cf équation (II,25) et (II,26)) est acceptable, compte tenu de l'imprécision que comporte une mesure absolue de taux de polarisation \mathcal{P} , effectuée avec des polariseurs et lames $\lambda/4$ imparfaits .

On peut penser à ajuster les échelles horizontales des figures 35 (ou 36) et 26 pour les faire coïncider : on pourrait ainsi connaître la structure hyperfine ΔW du niveau étudié; on constate toutefois que la dispersion des résultats ainsi obtenus est grande (de l'ordre de $\pm 20\%$). Nous attribuons cette imprécision à la mauvaise connaissance de P . On peut alors tenter d'améliorer ces résultats en étudiant expérimentalement les variations du rapport $R = \mathcal{P}(\pi, \sigma) / \mathcal{P}(\sigma_+, \sigma_-)$, ce qui permet d'éliminer P . Les expériences correspondantes sont décrites dans le paragraphe suivant.

2) Mesure de structure hyperfine

a) Principe de la méthode

Le principe de la méthode de mesure des structures hyperfines consiste à étudier expérimentalement les variations, en fonction du champ magnétique B_0 , du rapport $R = \mathcal{P}(\pi, \sigma) / \mathcal{P}(\sigma_+, \sigma_-)$. On peut ainsi obtenir la valeur B_0^* de B_0 pour laquelle R prend une valeur égale à la moitié de son maximum R_m ; on sait que la valeur $B_0 = B_0^*$ correspond à $x = x^* = 0,776$ (cf § II,3); la structure hyperfine, exprimée en mégahertz, est donc donnée par :

$$10^{-6} \cdot \frac{\Delta W}{2\pi} = \frac{10^{-6} (J + \frac{1}{2})}{0,776} \cdot \frac{g_J \mu_B B_0^*}{\hbar}$$

La figure 37 montre les résultats expérimentaux d'une étude de R en fonction de B_0 , pour la raie spectrale $\lambda = 6\ 678\ \text{\AA}$. La valeur de B_0^* ainsi obtenue a permis de calculer la structure hyperfine du niveau 3^1D_2 de ^3He , ce qui donne 138 MHz. La courbe en trait plein a été calculée à partir de cette valeur, c'est-à-dire en faisant coïncider les points théoriques et expérimentaux $B_0 = B_0^*$ et $R = R_m/2$ (²³). On voit que, grâce à l'élimination de P, la dispersion des points est beaucoup moins grande et que la coïncidence entre les points et la courbe pleine est bonne.

Nous avons effectué des vérifications analogues avec des pressions diverses d'hélium et sur les raies $\lambda = 6\ 678\ \text{\AA}$, $\lambda = 4\ 923\ \text{\AA}$ et $\lambda = 4\ 388\ \text{\AA}$; nous avons ainsi vérifié avec une bonne précision l'accord entre la théorie et l'expérience. Signalons toutefois que, avec certaines intensités de la décharge, et dans des champs B_0 supérieurs à 150 gauss, nous avons pu mettre en évidence un léger désaccord, de l'ordre de 5%, avec les courbes théoriques; nous attribuons ce désaccord à l'action directe du champ magnétique sur la décharge qu'il rend anisotrope; nous pensons qu'il n'affecte que très peu les mesures de structures hyperfines, qui ne dépendent que des points pour lesquels $B_0 \leq 100$ gauss.

b) Structure hyperfine des niveaux 1D de ^3He

Dans ce paragraphe, nous rappelons l'origine de la structure hyperfine des niveaux 1D de ^3He , ainsi que les résultats des mesures antérieures de ces structures.

Les configurations électroniques des états excités de l'atome d'hélium

.../...

(²³) La figure 37 montre que les variations relatives de R correspondent bien aux précisions théoriques. On peut ainsi chercher à effectuer la même vérification sur les valeurs absolues de R. On constate alors que la valeur théorique de R_m est, pour un niveau $J = 2$, égale à 0,5 (dans le cas où $\gamma \ll 1$); expérimentalement, on obtient 0,42. Cette valeur légèrement plus faible peut s'expliquer par les imperfections des lames $\lambda/4$ et des polariseurs, déjà évoquées plus haut; on peut aussi faire intervenir les difficultés d'équilibrage des deux voies électroniques de mesure (détecteurs synchrones, etc...), qui peuvent perturber une mesure absolue des taux de polarisation \mathcal{P} .

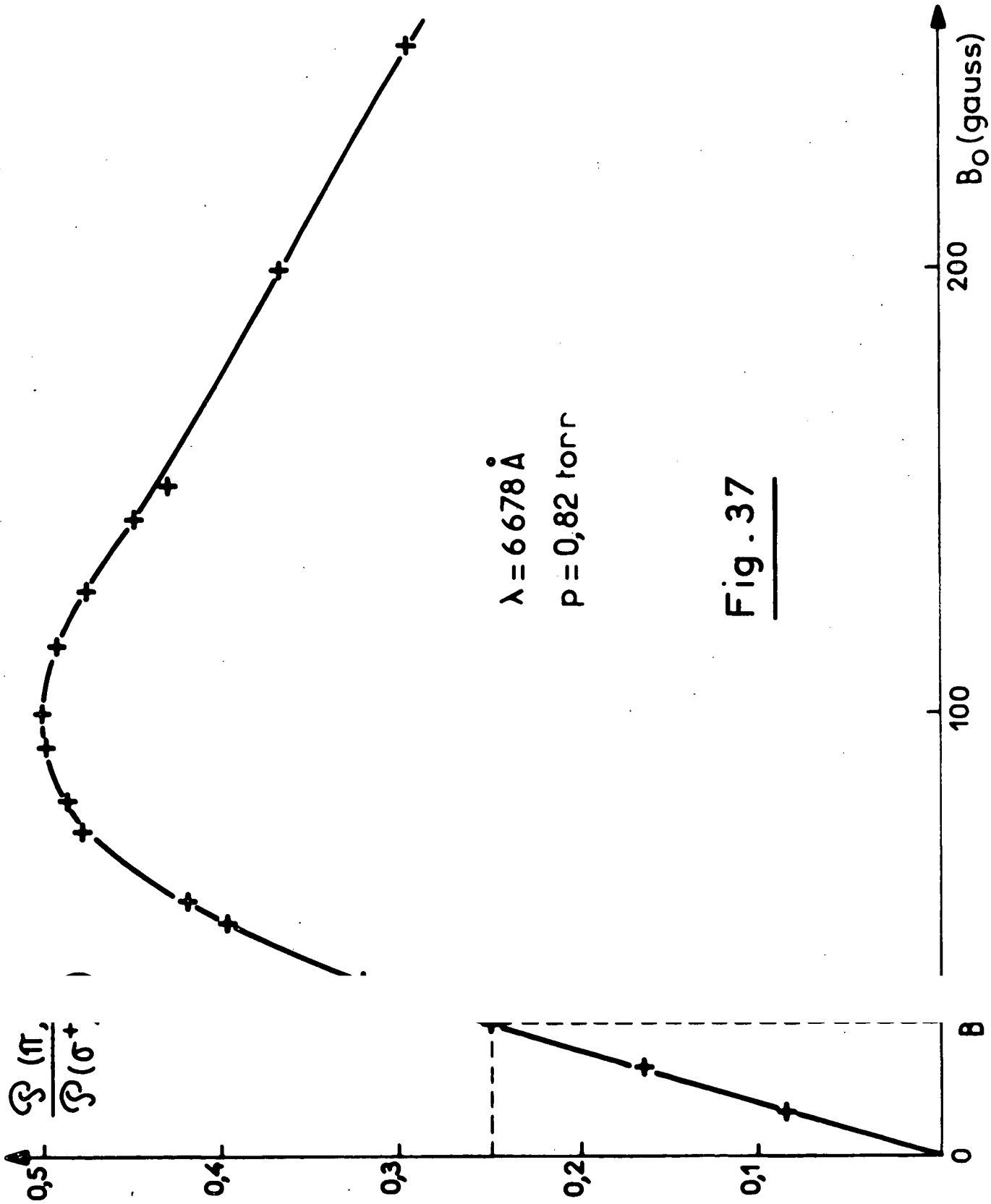
sont du type $(1s, n\ell)$, de sorte que l'atome possède toujours un électron interne dont la probabilité de présence sur le noyau est grande; il s'ensuit que pour cet électron, le terme de contact $2 a\vec{I} \cdot \vec{s}_1$ de l'hamiltonien hyperfin est très important, et que l'on peut négliger la contribution des autres termes. Dans un niveau de nombre quantique S donné, le théorème de Wigner-Eckart permet alors d'écrire : $\vec{s}_1 = 1/2 \vec{S}$ et $H_{\text{hyp}} = a\vec{I} \cdot \vec{S}$. Cet opérateur, agissant dans les états triplets de ^3He , permet de calculer leur structure hyperfine, qui est très importante; par contre, cet opérateur donne 0 dans les états singulets. Aussi a-t-on pensé un certain temps que la structure hyperfine des singulets de ^3He était très faible. C'est alors que des expériences de DECOMPS et al. (103) ont montré que ces structures n'étaient pas si faibles; ces auteurs ont même donné une évaluation de leur valeur pour quelques niveaux n^1D , comprise suivant les cas entre 50 et 100 MHz.

L'origine de cette structure est la suivante : sous l'influence de l'hamiltonien hyperfin, il se produit un certain "mélange" entre les états 1D et 3D , de sorte que S n'est plus un bon nombre quantique; ce "mélange" permet de faire apparaître dans les niveaux singulets une partie de la structure hyperfine des triplets, et ceci avec d'autant plus d'efficacité que le triplet et le singulet sont proches. Le calcul théorique correspondant a été fait par MOSER et al. (104) ainsi que par DESCOUBES (84), et donne des structures comprises entre 50 et 150 MHz.

L'association des techniques de "bombardement électronique" et de "croisements de niveaux" a permis à DESCOUBES (84) de mesurer des structures hyperfines de niveaux 1D ; certains des résultats correspondants sont portés sur le tableau IX. On voit que la précision de ces mesures est bonne; signalons d'ailleurs que, devant la difficulté que présente parfois l'identification des divers "croisements", cet auteur avait été conduit à donner trois valeurs possibles de la structure hyperfine de chaque niveau 1D ; toutefois des considérations théoriques, ainsi que des mesures antérieures de la durée de vie de ces niveaux (103) lui avaient permis d'adopter l'une de ces trois valeurs (marquée d'un astérisque sur le tableau). Nous verrons plus bas que nos résultats permettent de confirmer que, dans tous les cas, son choix était le bon (²⁴).

.../...

(²⁴) Signalons que des nouvelles expériences de croisement de niveaux, effectuées récemment par DESCOUBES et DILY (105), ont permis d'identifier sans ambiguïté tous les croisements de niveaux, et de confirmer ces valeurs des structures hyperfines.



c) Résultats obtenus. Discussion

Les résultats que nous avons obtenus sont portés sur le tableau IX. On voit que l'accord avec les valeurs données par DESCOUBES est bon. On peut se demander pourquoi la précision de nos mesures n'est pas supérieure à celle des méthodes de "croisements de niveaux", alors que le rapport signal sur bruit obtenu est meilleur (cf fig. 34). La raison de cette imprécision provient de ce que notre méthode fait intervenir des "anticroisements" de niveaux, dont la largeur est beaucoup plus grande que celle des "croisements".

On peut discuter la méthode de mesure qui a été exposée en faisant les remarques suivantes : le calcul théorique sur lequel cette méthode s'appuie suppose que les diverses collisions (atomiques, électroniques, ioniques) que subit un atome pendant son passage dans l'état excité affectent peu l'orientation et l'alignement de cet état. De plus, le calcul suppose que, lorsqu'un atome parvient dans l'état excité, il ne possède en moyenne qu'une orientation nucléaire (et non électronique);

T A B L E A U IX
Structures hyperfines (en mégahertz)

	Calculées par MOSER (104)	Mesurées par DESCOUBES (84) (94)	Mesures exposées dans ce mémoire
$3^1D \dots$	146 ± 3	$\left\{ \begin{array}{l} 86,8 \pm 1,5 \\ 109 \pm 2 \\ * 138 \pm 2,5 \end{array} \right\}$	136 ± 3
$4^1D \dots$	110 ± 3	$\left\{ \begin{array}{l} 64,3 \pm 0,6 \\ 80,8 \pm 0,8 \\ * 102 \pm 1 \end{array} \right\}$	100 ± 3
$5^1D \dots$	103 ± 5	$\left\{ \begin{array}{l} 59,0 \pm 0,6 \\ 74,2 \pm 0,7 \\ * 93,8 \pm 0,9 \end{array} \right\}$	94 ± 3

.../...

cela suppose notamment que la décharge est isotrope (hypothèse déjà discutée plus haut ⁽²⁵⁾), et qu'il n'existe pas d'effet de cascade à partir d'un autre niveau où le couplage hyperfin soit assez grand pour orienter \vec{J} ⁽²⁶⁾. Pour appuyer ces deux hypothèses, nous avons effectué des mesures de structures hyperfines en faisant varier indépendamment la pression de ^3He contenue dans la cellule (de 0,1 à 1 torr) et le niveau de décharge dans le gaz (l'intensité des raies émises variant dans un facteur supérieur à 5). Les valeurs obtenues tombent toutes dans les marges d'erreur indiquées sur le tableau; on peut donc penser que les hypothèses faites sont bien réalisées.

.../...

⁽²⁵⁾ Nous avons supposé dans le calcul théorique que la décharge est isotrope, afin de pouvoir écrire (cf équations (II,6) et (II,7) :

$$\rho^0 = \rho_n^0 * \rho_e^0 \quad \text{avec} \quad \rho_n^0 = 1/2 + P I_z;$$
$$\rho_e^0 = 1/2(J+1)$$

Il est possible de s'affranchir de cette hypothèse, et de supposer que la décharge n'est pas isotrope et crée dans le niveau excité un certain alignement macroscopique (ce qui est expérimentalement toujours le cas); il faut alors écrire, si l'on suppose par exemple que cet alignement est longitudinal :

$$\rho_e^0 = \frac{1}{2J+1} [1 + Q_J T_0^{(2)}]$$

ρ_e^0 , qui est fonction linéaire de ρ^0 [cf (II,4)], comprend alors quatre termes :
un terme qui ne dépend ni de P ni de Q,
un terme proportionnel à P,
un terme proportionnel à Q,
un terme proportionnel à PQ.

Les variations des signaux optiques lorsque l'on annule P ne dépendent que du deuxième et du quatrième terme; les effets du deuxième terme sont ceux qui sont étudiés dans cet article; quant au quatrième terme, il est négligeable, car P et Q sont des quantités petites : en effet P est de l'ordre de 5 à 10%: l'alignement Q créé par la décharge peut être évalué en mesurant le taux de polarisation de la lumière émise par la décharge, en l'absence de pompage optique; nous avons vérifié expérimentalement que cette polarisation lumineuse ne dépasse en aucun cas 1 ou 2%.

⁽²⁶⁾ Dans le cas des niveaux 1D , une orientation électronique ne pourrait provenir directement par cascade que des niveaux 1P ou 1F . Notons toutefois que l'effet des niveaux P, dont la structure hyperfine est très petite, est certainement négligeable [rappelons que l'orientation et l'alignement électroniques sont, lorsque la condition $a\tau \ll 1$ est réalisée, proportionnels à $(a\tau)^2$].

IV. CONCLUSION DE LA PARTIE B

La nouvelle méthode qui a été mise au point pour orienter et aligner des atomes excités semble apporter un moyen très général d'étude des niveaux atomiques; en effet, l'utilisation d'une décharge permet d'atteindre avec le minimum de difficultés expérimentales un très grand nombre d'états excités. Les limitations de la méthode semblent provenir principalement de l'étape préparatoire du cycle suivi par les atomes : l'orientation nucléaire du niveau fondamental par pompage optique; en effet, les temps de relaxation nucléaires sont en général nettement raccourcis par la décharge que l'on entretient dans le gaz, ce qui diminue l'orientation obtenue.

Les expériences qui ont été décrites dans ce mémoire peuvent être prolongées dans plusieurs directions. On peut chercher à obtenir, par exemple par résonance magnétique, des renseignements sur des niveaux atomiques excités; les courbes de résonance doivent alors avoir une largeur de l'ordre de la largeur naturelle du niveau et non, comme dans le cas des anticroisements étudiés dans la partie B, de l'ordre de la structure hyperfine; on pourrait ainsi mesurer des durées de vie, des sections efficaces de collision, etc... dans un domaine de pressions qui compléterait les résultats antérieurs. On peut également s'intéresser aux niveaux métastables, que la décharge crée en grand nombre dans la cellule; des expériences préliminaires réalisées au Laboratoire ont d'ailleurs donné des résultats qui semblent indiquer que le niveau métastable 2^1S_0 a effectivement été orienté. L'étude des ions créés par une décharge peut également offrir des possibilités d'expériences intéressantes : signalons par exemple que M. LEDUC a pu mettre en évidence des signaux correspondant à une résonance magnétique dans le niveau fondamental de l'ion $^3\text{He}^+$.

De plus, il serait intéressant d'étendre les résultats obtenus pour ^3He à divers autres éléments : par exemple aux gaz rares, au mercure et au cadmium, ou même aux alcalins (dans ce dernier cas, il serait intéressant d'étudier la transmission d'orientation aux niveaux excités non seulement par le spin nucléaire \vec{I} , comme dans le cas de ^3He , mais également par le spin électronique \vec{S} ; toutefois, il se présente pour les alcalins une difficulté expérimentale : les enduits utilisés pour diminuer la relaxation sur les parois des atomes dans le niveau fondamental risquent d'être endommagés par la décharge. Actuellement, des expériences sont en cours au Laboratoire pour orienter optiquement dans une décharge ^{21}Ne , ainsi que ^{199}Hg .

On peut enfin remarquer que les deux parties A et B de ce mémoire décrivent des études qui, par certains aspects, sont complémentaires. En effet, elles peuvent s'appliquer toutes deux à la détection d'une orientation nucléaire dans le niveau fondamental; dans la partie A, on examine le cas où la raie de résonance de l'élément étudié peut être expérimentalement utilisée, grâce à des polariseurs, des filtres, des lentilles, etc... convenables; dans la partie B, on suppose que ce n'est pas le cas (comme par exemple pour ^3He , $^3\text{He}^+$, ^{21}Ne , etc...); la nouvelle méthode étudiée fournit alors un moyen indirect, mais commode et très sensible, de détection de l'orientation nucléaire.

APPENDICE : CALCUL DES SIGNAUX LUMINEUX MODULES DUS A L'ORIENTATION ET A L'ALIGNEMENT
DANS LE CAS OÙ LA RADIOFRÉQUENCE EST SATURANTE

Dans cet appendice, nous montrons comment des considérations géométriques simples permettent de calculer les variations des signaux lumineux modulés en fonction des champs statiques \vec{B}_0 et de radiofréquence \vec{B}_1 , et du dispositif de polariseur et d'analyseur utilisé. Nous allons retrouver ainsi divers résultats obtenus précédemment par le calcul : formes de courbes de résonance magnétique (formes de MAJORANA-BROSSEL (1) pour les signaux statiques, de DODD, SERIES et TAYLOR (24) (106) pour les signaux modulés), variations du signal avec le dispositif de polariseur utilisé (cf tableau IV). Pour simplifier, nous nous limitons ici au cas où le faisceau de détection est résonnant et se propage perpendiculairement au champ statique; la méthode utilisée se généralise toutefois aisément au cas général (une étude plus détaillée est donnée en (50)).

1) Hypothèses

Nous faisons ici les hypothèses simplificatrices suivantes :

- les signaux lumineux ne font intervenir que l'effet paramagnétique (ce qui est le cas pour les expériences portant sur ^{201}Hg , sauf si le champ magnétique \vec{B}_0 est très intense);

- le pompage optique est un pompage longitudinal (polarisation \vec{e}_p non cohérente (9) , σ^+ , σ^- ou π);

- le champ de radiofréquence $\vec{B}_1(t)$, tournant avec la pulsation Ω autour de \vec{B}_0 , est suffisamment intense pour saturer la résonance (nous avons vu au § II,4 de la partie A que nous nous sommes effectivement placés dans ce cas, de façon à diminuer le bruit d'origine magnétique);

- la relaxation dans le niveau fondamental est isotrope : elle ne fait intervenir qu'une seule constante de temps pour chaque grandeur tensorielle $T^{(k)}$ (orientation, alignement, etc...) de l'état fondamental. Cette dernière hypothèse est justifiée, dans le cas des expériences que nous avons réalisées, pour la relaxation quadrupolaire de ^{201}Hg ; on sait en effet (60) que, dans un champ \vec{B}_0 de

.../...

quelques gauss, cette relaxation satisfait à la condition de "rétrécissement extrême", ce qui impose l'égalité entre temps de relaxation longitudinaux et transversaux. Notons cependant qu'il existe une autre cause de relaxation qui, à l'opposé de la précédente, n'a pas de caractère isotrope : le faisceau de pompage F_p qui limite la durée de vie des sous-niveaux de l'état fondamental (9). Nous pouvons toutefois négliger l'anisotropie introduite par ce dernier type de relaxation, en faisant l'approximation du "pompage optique faible" (temps de pompage T_p de $F_p \gg$ temps de relaxation T_r); les termes de relaxation anisotrope introduits par le faisceau lumineux F_p disparaissent alors.

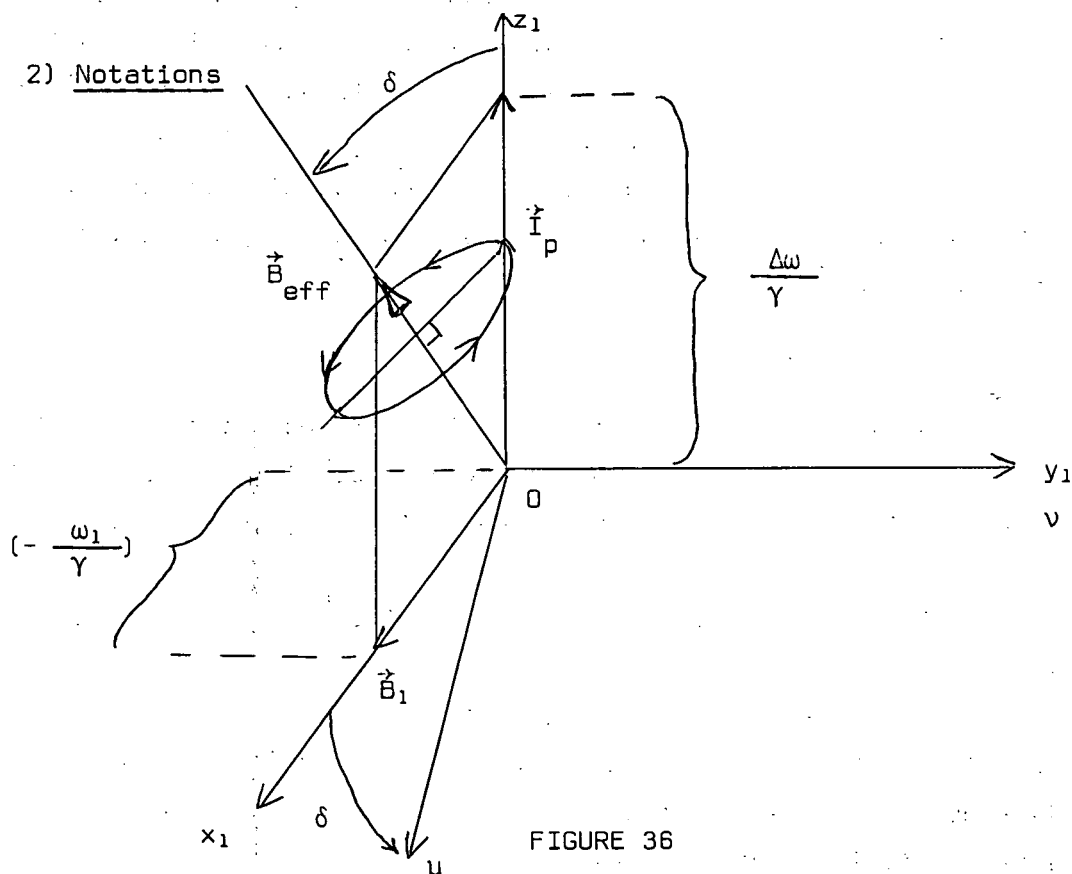


FIGURE 36

On pose $\omega_0 = -\gamma B_0$, $\omega_1 = -\gamma B_1$ (γ facteur gyromagnétique du niveau étudié), $\Delta\omega = \Omega - \omega_0$; $Ox_1y_1z_1$ est le "référentiel tournant" dont l'axe Ox_1 porte $\vec{B}_1(t)$ et Oz_1 le champ \vec{B}_0 ; l'angle entre le "champ efficace" \vec{B}_{eff} dans ce référentiel et l'axe Oz est noté δ (cf fig. 36). $O\mu\nu\xi$ est obtenu, à partir de $Ox_1y_1z_1$, par la rotation d'axe Oy_1 qui amène \vec{B}_0 sur \vec{B}_{eff} . On a :

$$\sin \delta = \frac{\pm \omega_1}{\sqrt{\omega_1^2 + \Delta\omega^2}} \quad \cos \delta = \frac{\pm \Delta\omega}{\sqrt{\omega_1^2 + \Delta\omega^2}} \quad (1)$$

(les signes \pm dépendant du signe de γ)

\vec{I} désigne le moment cinétique du niveau étudié.

3) Signaux dus à l'orientation

Le calcul de ces signaux est extrêmement classique; nous le donnons toutefois, de façon à introduire la méthode géométrique qui nous sera utile plus bas.

L'orientation \vec{I}_p créée par le faisceau lumineux F_p est portée par l'axe Oz_1 ; sous l'effet du champ \vec{B}_{eff} , elle effectue par rapport aux axes $Ox_1y_1z_1$ une rotation autour de $O\xi$; comme le champ de radiofréquence est saturant ($\omega_1 \gg 1/T_r$) cette rotation est beaucoup plus rapide que toutes les autres causes d'évolution des atomes et, en moyenne, seule subsiste la projection de \vec{I}_p sur $O\xi$ (cf fig. 37). Cette projection a pour longueur $I_p \cos \delta$; on voit alors que les composantes dans les axes $Ox_1y_1z_1$ de la valeur stationnaire $\langle \vec{I} \rangle_s$ de l'orientation sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle I_{x_1} \rangle_s = I_p \sin \delta \cos \delta = -I_p \frac{\omega_1 \Delta\omega}{\omega_1^2 + \Delta\omega^2} \\ \langle I_{y_1} \rangle_s = 0 \\ \langle I_{z_1} \rangle_s = I_p \cos^2 \delta = I_p \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega_1^2 + \Delta\omega^2} \right) \end{array} \right. \quad (2)$$

Nous retrouvons les classiques formules de Bloch. Calculons le signal modulé correspondant à l'orientation; nous avons vu plus haut qu'un faisceau lumineux ne peut détecter que la composante de l'orientation qui est parallèle à sa direction OZ de propagation; en supposant qu'à l'instant $t = 0$, $\vec{B}_1(t)$ est ~~parallèle~~ ^{perpendiculaire} à cette direction, nous obtenons donc :

$$\Delta I (\text{orientation}) \propto I_p \sin \delta \cos \delta \sin \Omega t \quad (3)$$

4) Signaux dus à l'alignement

Dans le paragraphe précédent, nous avons caractérisé les trois composantes de l'orientation par un vecteur, $\langle \vec{I} \rangle$. Nous nous intéressons maintenant à l'aligne-

ment du niveau fondamental qui dépend, non de trois, mais de cinq paramètres réels (à condition bien sûr que l'on ait $I \geq 1$); pour représenter géométriquement cet alignement, on peut introduire un ellipsoïde de centre O, dont nous avons donné la définition précise et diverses propriétés dans une publication antérieure (45). Il est très souvent pratique, pour étudier cet alignement, de se placer dans le système d'axes orthonormés Oa, Ob, Oc de l'ellipsoïde; en effet, si l'on considère une direction \vec{u} quelconque, faisant avec ces axes les angles $\theta_a, \theta_b, \theta_c$, on a simplement :

$$\langle \vec{I}_u^2 \rangle = \cos^2 \theta_a \langle I_a^2 \rangle + \cos^2 \theta_b \langle I_b^2 \rangle + \cos^2 \theta_c \langle I_c^2 \rangle \quad (4)$$

(I_u, I_a, I_b, I_c désignant les projections de \vec{I} sur \vec{u}, Oa, Ob, Oc). Les calculs qui suivent seront faits en s'appuyant systématiquement sur cette formule.

a) Calcul de l'alignement stationnaire

L'alignement A_p créé par le faisceau F_p est longitudinal, et il lui correspond un ellipsoïde de révolution d'axe Oz_1 ; on a donc :

$$\langle I_{z_1}^2 \rangle_0 = \frac{I(I+1)}{3} + A_p \quad (5)$$

avec :

$$\langle I_{x_1}^2 \rangle_0 = \langle I_{y_1}^2 \rangle_0 = \frac{I(I+1)}{3} - \frac{A_p}{2} \quad (6)$$

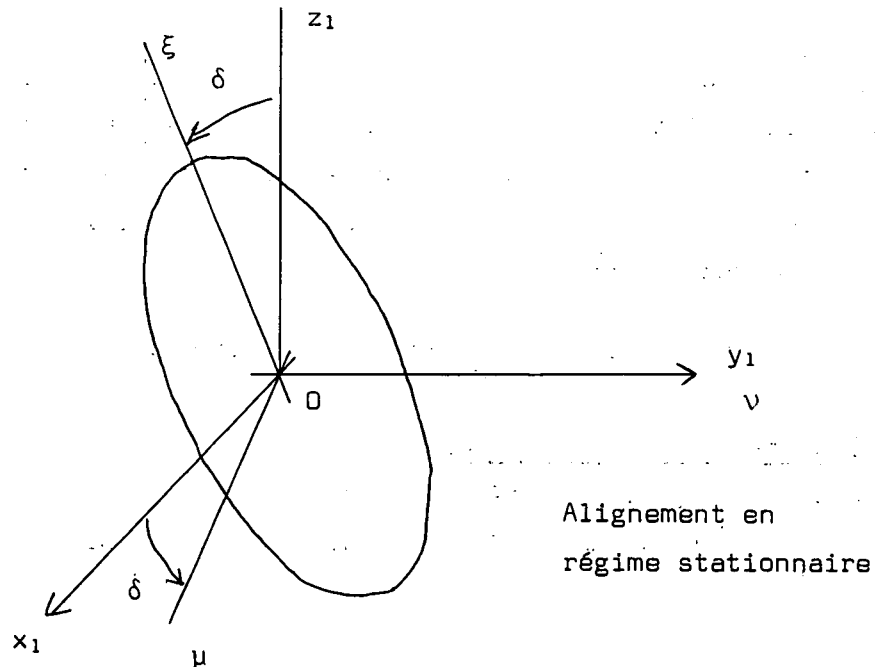


FIGURE 37

L'alignement créé par F_p dans la direction $O\xi$ peut aisément être calculé en utilisant (4), (5) et (6) :

$$\begin{aligned} \langle I_{\xi}^2 \rangle_0 &= \langle I_{x_1}^2 \rangle_0 \sin^2 \delta + \langle I_{z_1}^2 \rangle_0 \cos^2 \delta \\ &= \frac{I(I+1)}{3} + \frac{A_p}{2} [3 \cos^2 \delta - 1] \end{aligned} \quad (7)$$

Comme plus haut, la rotation autour de \vec{B}_{eff} est très rapide de sorte qu'en moyenne, l'alignement qui subsiste est de révolution autour de $O\xi$, la composante dans cette direction n'ayant bien sûr pas changé. En régime stationnaire, on aura donc :

$$\langle I_{\xi}^2 \rangle_s = \frac{I(I+1)}{3} + \frac{A_p}{2} [3 \cos^2 \delta - 1] \quad (8)$$

et par suite :

$$\langle I_{\mu}^2 \rangle_s = \langle I_{\nu}^2 \rangle_s = \frac{I(I+1)}{3} - \frac{A_p}{4} [3 \cos^2 \delta - 1] \quad (9)$$

b) Calcul de la lumière absorbée pour une polarisation \vec{e}_{λ_0} plane

Nous considérons un faisceau lumineux F_d , de direction fixe, dont le vecteur polarisation \vec{e}_{λ_0} fait un angle ψ_1 avec Oz_1 (pour simplifier, nous supposons qu'aucun analyseur n'est utilisé dans la détection optique); la composante de \vec{e}_{λ_0} sur l'axe tournant $O\xi$ est alors :

$$e_{\lambda_0}^{\xi} = \sin \psi_1 \sin \delta \cos \Omega t + \cos \psi_1 \cos \delta \quad (10)$$

Comme nous l'avons vu plus haut [cf partie A, § II,3,b, α], le signal de détection optique est proportionnel à $\langle 3(I_{\psi_1})^2 - I(I+1) \rangle$ (où I_{ψ_1} désigne la composante de \vec{I} sur \vec{e}_{λ_0}), que nous obtenons facilement en utilisant la relation (4) :

$$\langle (I_{\psi_1})^2 \rangle_s = (e_{\lambda_0}^{\mu})^2 \langle I_{\mu}^2 \rangle_s + (e_{\lambda_0}^{\nu})^2 \langle I_{\nu}^2 \rangle_s + (e_{\lambda_0}^{\xi})^2 \langle I_{\xi}^2 \rangle_s \quad (11)$$

cette égalité peut s'écrire, en tenant compte de (8) et (9) :

$$\langle 3(I_{\psi_1})^2 - I(I+1) \rangle_s = \frac{3A_p}{4} [3 \cos^2 \delta - 1] [3(e_{\lambda_0} \xi)^2 - 1] \quad (12)$$

La forme de cette expression rappelle celle d'un produit contracté des deux opérateurs tensoriels d'ordre deux, qui donne un opérateur scalaire; ce résultat n'est pas étonnant puisque le signal de détection optique est invariant si l'on effectue la même rotation sur \vec{e}_{λ_0} et sur l'alignement des atomes.

En reportant (10) dans (12), on obtient aisément les parties statique ΔI^0 , modulée à Ω ΔI^1 , et modulée à 2Ω ΔI^2 du signal :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta I^0 \propto A_p [3 \cos^2 \delta - 1]^2 [3 \cos^2 \psi_1 - 1] \\ \Delta I^1 \propto A_p [3 \cos^2 \delta - 1] \sin 2\delta \sin 2\psi_1 \cos \Omega t \\ \Delta I^2 \propto A_p [3 \cos^2 \delta - 1] \sin^2 \delta \sin^2 \psi_1 \cos 2\Omega t \end{array} \right. \quad (13)$$

Ces formules rendent compte de la variation des signaux avec ω_0 , ω , Ω (forme des courbes de résonance magnétique), avec ψ_1 (influence du polariseur), et donnent leur phase.

Les résultats obtenus sont valables quelle que soit la valeur du nombre quantique I (les valeurs 0 et 1/2 pour lesquelles A_p est toujours nul étant bien sûr sans intérêt).

c) Variations des signaux en fonction des divers paramètres

a) Influence du polariseur

On constate bien sur (13) que les variations des signaux modulés en fonction de ψ_1 sont celles que donne le tableau IV.

β) Phase des signaux

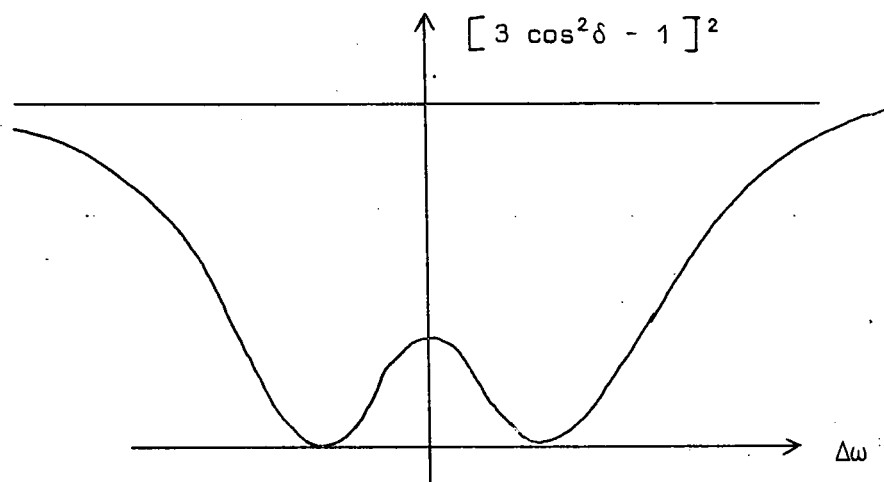
Le signal ΔI^1 est maximum (ou minimum) quand les directions de F_d et de $\vec{B}_1(t)$ coïncident; les modulations à Ω dues à l'orientation et à l'alignement sont donc en quadrature de phase (cf § 3 de cet appendice).

γ) *Forme des courbes de résonance magnétique*

-i) signaux statiques

ΔI^0 subit une variation résonnante lorsque δ varie, proportionnelle à $[3 \cos^2 \delta - 1]^2$; ce facteur résulte simplement de la "projection" sur $O\xi$ de l'alignement créé par F_p , puis d'une seconde "projection" sur Oz_1 de l'alignement subsistant le long de $O\xi$.

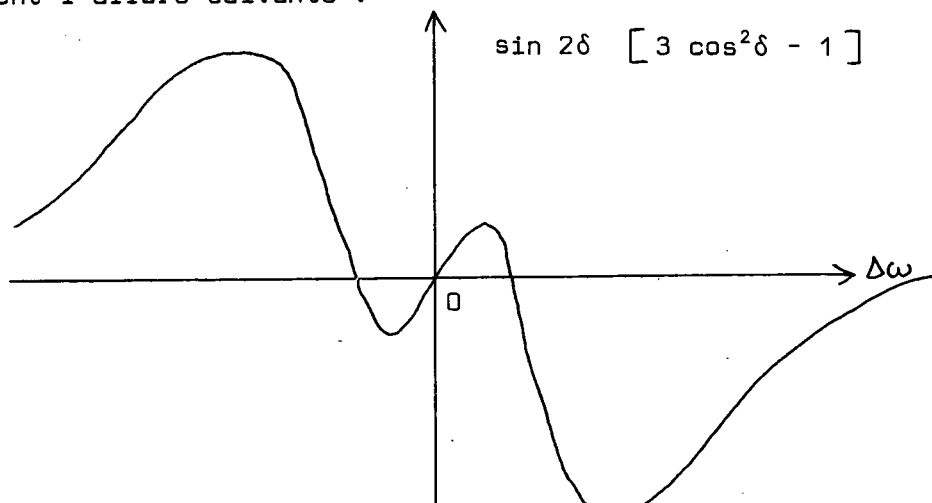
Les variations de cette fonction en fonction de $\Delta\omega$ (ω_1 fixé) ont l'allure suivante :



Nous retrouvons donc, à partir de considérations géométriques, le "renversement de MAJORANA-BROSSEL" (1). Les deux "creux" de la courbe correspondent aux valeurs de δ telles que $\cos^2 \delta = 1/3$, pour lesquelles le champ \vec{B}_{eff} pointe dans une direction où l'alignement créé par F_p est nul.

-ii) signaux à Ω

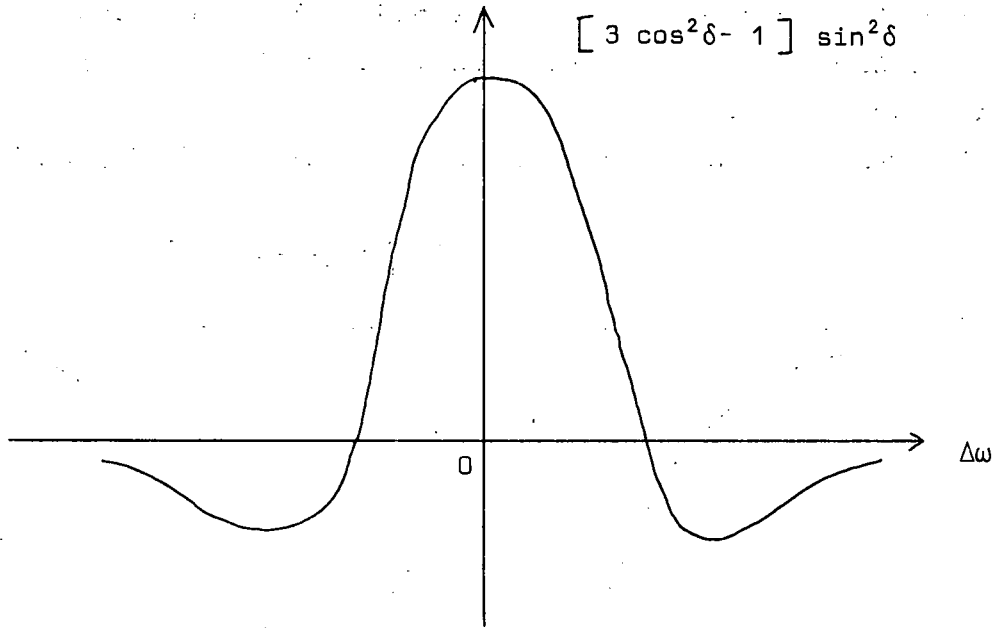
Leur variation est donnée par la fonction $[3 \cos^2 \delta - 1] \sin 2\delta$ dont les variations ont l'allure suivante :



qui correspond bien à celle de la figure 10.

-iii) signaux à 2Ω

Cette fois, nous avons la fonction $\phi^2 = [3 \cos^2\delta - 1] \sin^2\delta$ qui nous donne :



qui a bien l'allure de la figure 11.

Nous retrouvons d'autre part les formes de courbes de résonance magnétique que l'on peut calculer au moyen des fonctions A, B, C, D, E de DODD, SERIES et TAYLOR (106) (mentionnons également un calcul en termes de matrice densité donné par J. MANUEL dans son Diplôme d'Etudes Supérieures (28)).

REFERENCES

- (1) J. BROUSSEL - Phys. Rev. 83, 210 (1951)
J. BROUSSEL et F. BITTER - Phys. Rev. 86, 308 (1952)
- (2) J. BROUSSEL - Cours de l'Ecole d'Eté des Houches, 1964, "Quantum Optics and Electronics", p. 189, Gordon and Breach
- (3) A. KASTLER - J. Phys. Rad. 11, 255 (1950)
J. Opt. Soc. Am. 47, 460 (1957)
- (4) C. COHEN-TANNOUDJI et A. KASTLER - Progress in Optics, vol. 5, Optical Pumping (1966).
- (5) J. BROUSSEL et A. KASTLER - C.R. Acad. Sci. (Fr.), 229, 1213 (1949)
- (6) J. BROUSSEL, A. KASTLER et J.M. WINTER - J. Phys. Rad. 13, 668 (1952)
J.M. WINTER - D.E.S., Paris (1952)
- (7) Voir par exemple les références citées dans (2) et (4), ou dans R.A. BERNHEIM - Optical Pumping, Frontiers in Chemistry, Benjamin (1965)
- (8) J.P. BARRAT et C. COHEN-TANNOUDJI - J. Phys. Rad. 22, 329 et 443 (1961)
- (9) C. COHEN-TANNOUDJI - Thèse, Paris, 1962; Ann. de Phys. 7, 423 et 469 (1962)
- (10) N. POLONSKY - Thèse 3ème cycle, Paris (1966)
- (11) W. HAPPER and B.S. MATHUR - Phys. Rev. Lett. 18, 727 (1967)
- (12) B.S. MATHUR, H. TANG and W. HAPPER - Phys. Rev. 171, 11 (1968).
Voir également l'article de revue de W. HAPPER, référence (40)
- (13) B. CAGNAC, A. IZRAEL et M. NOGARET - C.R. Acad. Sci. (Fr.), 267, 274 (1968)
- (14) J. DUPONT-ROC - Thèse 3e cycle, Paris (1968)
J. DUPONT-ROC, N. POLONSKY, C. COHEN-TANNOUDJI et A. KASTLER - C.R. Acad. Sci. (Fr.), 264B, 1811 (1967); Phys. Lett. 25A, 87 (1967)
J. DUPONT-ROC et C. COHEN-TANNOUDJI - C.R. Acad. Sci. (Fr.), 267B, 1211 et 1275 (1968); 269B, 59 (1969); Opt. Comm. 1, 184 (1969)
- (15) V. HUGHES and L. GRABNER - Phys. Rev. 79, 314 et 819 (1950); Phys. Rev. 82, 561 (1951)
- (16) J. BROUSSEL, B. CAGNAC et A. KASTLER - J. Phys. Rad. 15, 6 (1954); C.R. Acad. Sci. (Fr.), 237, 984 (1953)
J. MARGERIE et J. BROUSSEL - C.R. Acad. Sci. (Fr.), 241, 373 (1955). Voir aussi : P. KUSCH, Phys. Rev. 93, 1022 (1954)
- (17) J.M. WINTER - C.R. Acad. Sci. (Fr.), 241, 375 et 600 (1955)
J. Phys. Rad. 19, 802 (1958)
Thèse, Paris (1958); Ann. de Phys. 4, 745 (1959)
C. BESSET, J. HOROWITZ, A. MESSIAH et J.M. WINTER - J. Phys. Rad. 15, 251 (1954)

- (18) E.B. ALEXANDROV, O.B. CONSTANTINOV, B.I. PEREL et B.A. KHODOVOY - J. Exp. theor. phys., U.S.S.R. 45, 503 (1963) ou J.E.T.P. 18, 346 (1964)
C.J. FAVRE et E. GENEUX - Phys. Lett. 8, 190 (1964)
N. POLONSKY et C. COHEN-TANNOUDJI - J. Phys. 26, 409 (1965); C.R. Acad. Sci. (Fr.), 260, 5231 (1965); 261, 369 (1965)
- (19) S. HAROCHE et C. COHEN-TANNOUDJI - C.R. Acad. Sci. (Fr.), 261, 5400 (1965); 262B, 268 (1966)
- (20) S. HAROCHE et C. COHEN-TANNOUDJI - J. Phys. 30, 125 et 153 (1969); C.R. Acad. Sci. (Fr.), 262B, 37 (1966)
C. COHEN-TANNOUDJI - "Cargese Lectures in Physics", Gordon and Breach, New York, 1968, p. 347
- (21) C. LANDRÉ - Thèse 3e cycle, Paris (1970)
- (22) J.C. LEHMANN - J. Phys. 25, 809 (1964)
Thèse, Paris (1967); Ann. de Phys. 2, 345 (1967)
- (23) H.G. DEHMELT - Phys. Rev. 105, 1924 (1957)
- (24) J.N. DODD and G.W. SERIES - Proc. Roy. Soc. A263, 353 (1961)
J.N. DODD, W.N. FOX, G.W. SERIES and M.J. TAYLOR - Proc. Phys. Soc. 74, 789 (1959)
- (25) M.A. BOUCHIAT - J. Phys. 26, 415 (1965)
- (26) G.W. SERIES - Proc. Phys. Soc. 88, 957 (1966)
- (27) A. GOZZINI - C.R. Acad. Sci. (Fr.), 255, 1905 (1962)
- (28) J. MANUEL et C. COHEN-TANNOUDJI - C.R. Acad. Sci. (Fr.), 257, 413 (1963)
J. MANUEL - D.E.S, Paris (1964)
- (29) W. HAPPER and B.S. MATHUR - Phys. Rev. Lett., 18, 577 (1966)
- (30) J.P. FAROUX - Thèse, Paris (1969)
- (31) M. DUCLOY - Thèse 3e cycle, Paris (1968)
- (32) B.S. MATHUR, H. TANG, R. BULOS and W. HAPPER - Phys. Rev. Lett. 21, 1035 (1968)
- (33) H.G. DEHMELT - Phys. Rev. 103, 1125 (1956)
- (34) J.C. PEBAY-PEYROULA, J. BROSSEL et A. KASTLER - C.R. Acad. Sci. (Fr.), 244, 57 et 840 (1957)
J.P. DESCUBES et J.C. PEBAY-PEYROULA - C.R. Acad. Sci. (Fr.), 247, 2330 (1958)
J.C. PEBAY-PEYROULA - Thèse, Paris (1959); J. Phys. Rad. 20, 669 et 721 (1959)
- (35) W.E. LAMB - Phys. Rev. 105, 559 (1957)
W.E. LAMB et T.H. MAIMAN - Phys. Rev. 105, 573 (1957)
I. WIEDER and W.E. LAMB - Phys. Rev. 107, 125 (1957)

- (36) A. KASTLER - Ann. Phys. 6, 663 (1936)
Physica, 12, 619 (1946)
J. BROUSSEL et C. JULIENNE - C.R. Acad. Sci. (Fr.), 242, 2117 (1956)
- (37) M. LOMBARDI et J.C. PEBAY-PEYROULA - C.R. Acad. Sci. (Fr.), 261, 1485 (1965)
M. LOMBARDI et M. GIROUD - C.R. Acad. Sci. (Fr.), 266, 60 (1968)
M. LOMBARDI - J. Phys. 30, 631 (1969)
M. GIROUD, M. LOMBARDI et J.C. PEBAY-PEYROULA - J. Phys. 30, 789 (1969)
- (38) M. NADINIĆ - Thèse 3e cycle, Zagreb (1969)
- (39) C. COHEN-TANNOUDJI et F. LALOË - J. Phys. 28, 505 (1967)
- (40) W. HAPPER - Progr. on Quant. Electr., vol. 1, part 2 "Light Propagation and Light Shifts in Optical Pumping Experiments", Pergamon Press (1970)
- (41) L. LANDAU et E. LIFCHITZ - Théorie du champ, Editions de la Paix, Moscou, p. 162
M. BORN and E. WOLF - Principles of Optics, Pergamon Press, p. 541 (1959)
L. MICHEL - Cours de Mécanique Quantique de l'Ecole Polytechnique (1961)
- (42) G.W. SERIES - Proc. Phys. Soc. 88, 995 (1966)
- (43) A. CORNEY, B.P. KIBBLE and G.W. SERIES - Proc. Roy. Soc. A, 293, 70 (1966)
- (44) C. COHEN-TANNOUDJI et F. LALOË - J. Phys. 28, 722 (1967)
- (45) F. LALOË, M. LEDUC et P. MINGUZZI - J. Phys. 30, 277 (1969)
- (46) F. LALOË, M. LEDUC et P. MINGUZZI - C.R. Acad. Sci. (Fr.) 266B, 1517 (1968) et 267B, 328 (1968)
- (47) U. FANO - Rev. Mod. Phys. 29, 74 (1957)
A. MESSIAH - Mécanique Quantique, t. II, p. 485 et 924, Dunod (1960)
A.R. EDMONDS - Angular Momentum in Quantum Mechanics, Princeton University Press, 1957
- (48) Pour des applications dans le domaine du pompage optique, voir :
M.I. DYAKONOV et V.I. PEREL' - Soviet Physics, J.E.T.P. 20, 997 et 1484 (1965); 21, 227 (1965)
A. OMONT - J. Phys. 26, 576 (1965); voir également (82).
W. HAPPER and B.S. MATHUR - Phys. Rev. 163, 12 (1967)
O. NEDELEC - Thèse, Grenoble (1966)
et les références (30) et (31)
- (49) Voir par exemple A. MESSIAH, op. cit., p. 920, formule (61)
- (50) F. LALOË, M. LEDUC et P. MINGUZZI - J. Phys. 30, 341 (1969)
- (51) L.N. NOVIKOV - Zh.E.T.F., 6, 473 (1967) ou Soviet Physics, J.E.T.P. Letters, 6, 11 (1967); Optika i Spekt. 24, 866 (1968) ou Optics and Spect., 24, 465 (1968)
- (52) B. CAGNAC, A. IZRAEL et G. WAYSAND - C.R. Acad. Sci. (Fr.), 267, 1207 (1968)
- (53) G. ALZETTA et E. ARIMONDO - Nuov. Cim., 60B, 158 (1969)

- (54) F. STRUMIA - Nuov. Cim., 44B, 387 (1966) et 51B, 82 (1967)
- (55) C. COHEN-TANNOUDJI et J. BROUSSEL - C.R. Acad. Sci. (Fr.), 258, 6119 (1964)
- (56) P. MINGUZZI, F. STRUMIA et P. VIOLINO - Nuov. Cim. 46B, 145 (1966)
- (57) S. PANCHARATNAM - J. Phys. B (Proc. Phys. Soc.), 1, 250 (1968)
- (58) B. CAGNAC - Thèse, Paris (1960); J. Phys. Rad. 19, 863 (1958)
- (59) G. LEMEIGNAN - Thèse 3e cycle, Paris (1967)
B. CAGNAC et G. LEMEIGNAN - C.R. Acad. Sci. (Fr.), 264 B, 1850 (1967)
- (60) C. COHEN-TANNOUDJI - J. Phys. 24, 653 (1963)
- (61) S. PANCHARATNAM - Phys. Lett. 27A, 509 (1968). Voir également
"Proceedings of the International Conference O.P.A.L.S.", p. 281,
Varsovie (1969)
- (62) D. LECLER - Thèse, Caen (1969)
J. Phys. 29, 739 (1968)
- (63) W. HANLE - Zeit. Phys. 30, 93 (1924) . Voir aussi
A.C.G. MITCHELL et M.W. ZEMANSKY "Resonance Radiation and Excited Atoms",
Cambridge University Press (1934 et 1961)
- (64) S. HAROCHE - Thèse 3e cycle, Paris (1967)
- (65) J.P. BARRAT - Thèse, Paris (1959); J. Phys. Rad. 20, 541, 633 et 657 (1959)
- (66) M.A. BOUCHIAT - Thèse, Paris (1964)
- (67) M.A. BOUCHIAT et F. GROSSETETE - J. Phys. 27, 353 (1966)
- (68) S.H. AUTLER and C.H. TOWNES - Phys. Rev. 100, 703 (1955)
- (69) S. HAROCHE et C. COHEN-TANNOUDJI - "Polarisation, matière et rayonnement",
Jubilé en l'honneur de A. KASTLER, Presses Universitaires de France,
p. 191 (1969)
Voir aussi la référence (20)
- (70) A. ABRAGAM - "Les principes du magnétisme nucléaire", Presses Universitaires
de France (1961)
- (71) F.D. COLEGROVE, L.D. SCHEARER et G.W. WALTERS - Phys. Rev. 132, 2561 (1963)
- (72) H.J. BESCH, U. KÖPF, E.W. OTTEN - Phys. Lett., 25B, 120 (1967)
U. KÖPF, H.J. BESCH, E.W. OTTEN und Ch. von PLATEN - Z. Phys. 226, 297 (1969)
H.J. BESCH, U. KÖPF, E.W. OTTEN, Ch. von PLATEN - "Proceedings of the Inter-
national Conference, OPALS, p. 241, Varsovie (1969)
- (73) H.G. DEHMELT and F.G. MAJOR - Phys. Rev. Lett. 8, 213 (1962)
E.N. NORSTON, F.G. MAJOR and H.G. DEHMELT - Phys. Rev. Lett. 16, 221 (1966)
- (74) C. COHEN-TANNOUDJI, J. DUPONT-ROC, S. HAROCHE et F. LALOË - Phys. Rev. Lett.
22, 758 (1969)
- (75) J. DUPONT-ROC, S. HAROCHE et C. COHEN-TANNOUDJI - Phys. Lett. 28A, 638 (1969)
C. COHEN-TANNOUDJI, J. DUPONT-ROC, S. HAROCHE et F. LALOË - Revue Phys.
Appliquée, 5, 95 et 102 (1970)

- (76) A.H. FIRESTER and T.R. CARVER - Phys. Rev. Lett. 17, 947 (1966)
- (77) H. TANG and W. HAPPER - Phys. Rev. Lett. 24, 551 (1970)
- (78) S. SIAHATGAR, U.E. HOCHULI - I.E.E.E. Journ. Quant. Elect., QE5, 295 (1969)
U. HOCHULI, P. HALDEMANN, S. SIAHATGAR - J. Appl. Phys. 40, 3374 (1969)
- (79) D.J. BRADLEY, G.M. GALE and P.D. SMITH - J. Phys. B, 3, L11 (1970)
Phys. Rev. Lett., à paraître (1970)
- (80) P.L. BENDER - Thèse, Princeton University (1956)
- (81) J.P. FAROUX et J. BROSSEL - C.R. Acad. Sci. (Fr.), 261, 3092 (1965); 262B,
41 et 1385 (1966); 263B, 612 (1966); 264B, 1452 et 1573 (1967); 265B,
393 (1967)
- (82) A. OMONT - J. Phys. 26, 26 (1965); Thèse, Paris (1967)
- (83) F. GROSSETÊTE - J. Phys. 25, 383 (1965); Thèse, Paris (1967)
- (84) J.P. DESCOUBES - Thèse, Paris (1967); C.R. Acad. Sci. (Fr.), 259, 327 et
3733 (1964)
- (85) F. GROSSETÊTE, F. LALOË, C. COHEN-TANNOUDJI et J. BROSSEL - C.R. Acad.
Sci. (Fr.), 265B, 1247 (1967)
F. LALOË - Thèse 3e cycle, Paris (1968)
- (86) M. PAVLOVIĆ et F. LALOË - J. Phys. 31, 173 (1970)
- (87) A. NOËL - Thèse 3e cycle, à paraître (1971)
- (88) Voir par exemple : L. LANDAU et E. LIFCHITZ, Mécanique Quantique, p. 488
Editions de la Paix, Moscou (1966)
- (89) W.L. WILLIAMS et E.S. FRY - Phys. Rev. Lett. 20, 1335 (1968)
- (90) R.C. GREENHOW - Phys. Rev. 136A, 660 (1964)
- (91) L.D. SCHEARER - Thèse, Rice University (1966)
- (92) M. FRED, F.S. TOMKINS, J.K. BRODY and M. HAMMERMESH - Phys. Rev. 82, 406
(1951)
- (93) F. LALOË - C.R. Acad. Sci. (Fr.), 267, 208 (1968)
M. PAVLOVIĆ et F. LALOË - C.R. Acad. Sci. (Fr.), 268B, 1436 et 1485 (1969)
- (94) M. MAUJEAN et J.P. DESCOUBES - C.R. Acad. Sci. (Fr.), 264, 1653 (1967)
- (95) D.R. BATES and A. DARMGAARD - Phil. Trans. A, 242, 101 (1950)
- (96) W.R. BENNETT, J.P. KINDLMANN and G.N. MERCER - Applied Optics, 1965,
Suppl. 2 "Chemical Lasers".
- (97) A.L. OSHEROVICH and Ya.F. VEROLAINEN - Opt. and Spect. 24, 81 (1968)
- (98) Cette durée de vie $\tau \approx 1,8 \cdot 10^{-9}$ s a été calculée à partir des forces
d'oscillateur données par :
B. SCHIFF and C.L. PEKERIS - Phys. Rev. 134A, 638 (1964).
Un calcul théorique de l'ordre de grandeur de cette durée de vie, donnant
 $\tau \approx 2 \cdot 10^{-9}$ s. a aussi été effectué par :
S. HERON, R.W.P. Mc WHIRTER and E.H. RHODERICK - Proc. Roy. Soc. 234A,
565 (1966)

- (99) Cette structure hyperfine a pu être évaluée à partir des calculs de J.P. DESCOUBES (84), et de la connaissance de l'écart énergétique entre les niveaux 3^1P et 3^3P (100)
- (100) C.E. MOORE - Atomic Energy Levels, Vol. I (N.B.S. 467, 1949)
- (101) R.L. GAMBLIN and T.R. CARVER - Phys. Rev. 138A, 946 (1965)
- (102) L.D. SCHEARER and G.K. WALTERS - Phys. Rev. 139A, 1398 (1965)
- (103) B. DECOMPS, J.C. PEBAY-PEYROULA et J. BROUSSEL - C.R. Acad. Sci. (Fr.), 252, 537 (1961)
J.P. DESCOUBES, B. DECOMPS et J. BROUSSEL - C.R. Acad. Sci. (Fr.), 258, 4005 (1964)
B. DECOMPS - Thèse 3e cycle, Paris (1960)
- (104) N. BESSIS, H. LEFEBVRE-BRION et C.M. MOSER - Phys. Rev. 135A, 957 (1964)
- (105) J.P. DESCOUBES et D. DILY - communication privée
D. DILY - Thèse 3e cycle, Paris (1970), à paraître
- (106) J.N. DODD, G.W. SERIES and M.J. TAYLOR - Proc. Roy. Soc. A273, 41 (1963)
B.P. KIBBLE and G.W. SERIES - Proc. Roy. Soc. A274, 213 (1963)
Voir aussi (24)