



HAL
open science

Étude de la relaxation des niveaux de l'hélium excités par impact d'ions lourds : - I. - Relaxation de l'alignement de niveaux non résonnants de HeI

M. Carré, M.L. Gaillard, M. Lombardi

► **To cite this version:**

M. Carré, M.L. Gaillard, M. Lombardi. Étude de la relaxation des niveaux de l'hélium excités par impact d'ions lourds : - I. - Relaxation de l'alignement de niveaux non résonnants de HeI. *Journal de Physique*, 1977, 38 (6), pp.553-570. 10.1051/jphys:01977003806055300 . jpa-00208616

HAL Id: jpa-00208616

<https://hal.science/jpa-00208616>

Submitted on 4 Feb 2008

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.

Classification
 Physics Abstracts
 5.250 — 5.280

ÉTUDE DE LA RELAXATION DES NIVEAUX DE L'HÉLIUM EXCITÉS PAR IMPACT D'IONS LOURDS :

I. — Relaxation de l'alignement de niveaux non résonnants de HeI

M. CARRÉ, M. L. GAILLARD

Laboratoire de Spectrométrie Ionique et Moléculaire (*),
 Université de Lyon I, Campus de la Doua, 69621 Villeurbanne, France

et

M. LOMBARDI

Laboratoire de Spectrométrie Physique (*), Domaine Universitaire,
 38041 Grenoble Cedex, France

(Reçu le 26 novembre 1976, accepté le 28 février 1977)

Résumé. — La technique des croisements de niveaux en champ nul a été utilisée pour l'étude des niveaux 4^1D et 3^1D de l'hélium excités par impact d'ions Li^+ et Na^+ dans une cible d'hélium dans un domaine d'énergie compris entre 20 et 150 keV. La mesure de l'amplitude et de la largeur des courbes Hanle enregistrées dans la gamme de pression 10^{-4} - 10^{-1} torr fournit des renseignements utiles à la fois sur le choc primaire et sur les processus de relaxation. Nous mettons en particulier en évidence l'existence du recul anisotrope des atomes cibles et nous utilisons ce phénomène pour distinguer différentes voies d'excitation des niveaux élevés de HeI.

Abstract. — The zero field level crossing technique has been used for the study of the 4^1D and 3^1D levels of helium as excited by impact of Li^+ and Na^+ ions in a helium gas target in the energy range 20 to 150 keV. The measurement of the amplitude and of the half width of the Hanle curves recorded for several target pressures between 10^{-4} and 10^{-1} torr provides useful information both on the primary collision and on the relaxation phenomena. Direct evidence for anisotropic recoil of the target is also used to provide an indirect test for classification of the various channels leading to the excitation of high lying levels of HeI.

1. **Introduction.** — L'étude de la lumière émise par une vapeur atomique excitée par impact d'ions d'énergie élevée a comme objectif essentiel la détermination des sections efficaces d'émission des transitions observées et dans certains cas des sections efficaces d'excitation [1]. Si, de la mesure de l'intensité d'une transition, on ne peut déduire facilement que la section efficace d'excitation du niveau supérieur, l'étude de la polarisation de la lumière émise nous apporte des précisions supplémentaires quant à l'excitation des sous-niveaux magnétiques de ce niveau.

Les premières mesures de polarisation rectiligne de la lumière émise par une cible atomique excitée par un faisceau ionique ont été effectuées en 1962 par Van Eck *et al.* [2] sur une cible d'hélium bombardée par H^+ entre 5 et 35 keV; ce travail, repris par la suite par Van Den Bos [3] dans un domaine d'énergie plus étendu (1 keV à 150 keV) montrait

que dans le cas d'une excitation ionique, le taux de polarisation défini par le rapport $\frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}}$ où I_{\parallel} et I_{\perp} sont les intensités mesurées à travers un polariseur rectiligne d'axe parallèle ou perpendiculaire au faisceau) peut atteindre des valeurs de l'ordre de 0,3 comparables à ce qui était habituellement obtenu en excitation par électrons.

Compte-tenu de ces premiers résultats, notre intérêt s'est porté sur l'application à cette lumière polarisée des méthodes de la spectroscopie hertzienne. Ces méthodes permettent d'obtenir sur les niveaux radiatifs de nombreux renseignements tels que durées de vie, facteur de Landé, structures fines et hyperfines.

Des expériences de résonance magnétique ont été réalisées après excitation par des jets d'électrons par Lamb [4] et Pebay-Peyroula [5]; dans les mêmes conditions, Descoubes [6] et Dily [7] ont déterminé, par croisement de niveaux, les structures fines dans 4He et hyperfines dans 3He tandis que des expériences

(*) Associé au C.N.R.S.

d'effet Hanle ou croisement de niveaux en champ nul étaient effectuées par Nédélec [8] et Lombardi [9].

Dans le cas de l'excitation ionique, ces différentes méthodes d'investigation n'ont pas connu un développement analogue. Un faisceau d'ions excités n'est pas une source couramment utilisée en spectroscopie ; elle nécessite un appareillage plus complexe et des systèmes de détection plus sensibles. Toutefois quelques expériences ont été tentées avec succès : Kaul [10] a obtenu des croisements de niveaux sur ${}^4\text{He}$ excité par H_2^+ alors que Drtil [11] et Buchhaupt [12] ont étudié par effet Hanle la plupart des niveaux radiatifs de l'hélium excité par H_2^+ et He^+ . Comparée à l'excitation électronique, l'excitation ionique offre cependant des avantages certains :

— On peut appliquer des champs perturbateurs (électriques ou magnétiques) relativement élevés sans beaucoup modifier la trajectoire des ions.

— Il est facile d'exciter des cibles maintenues à des pressions élevées sans être gêné par les phénomènes de diffusion des projectiles par les atomes de la cible.

Dans notre travail, nous avons employé l'excitation par faisceau d'ions accélérés et la méthode des croisements de niveaux en champ nul en mesurant la dépolarisation de la lumière émise par les atomes cibles en présence d'un champ magnétique. Nous avons utilisé comme cible l'hélium, dont les grandeurs caractéristiques des différents niveaux excités sont bien connues. Les premières mesures effectuées avec un faisceau d'ions Na^+ , pour différentes pressions de la cible, ont montré un élargissement des courbes de dépolarisation (dû à la relaxation des atomes alignés sur les atomes au fondamental) bien supérieur à celui observé en excitation électronique. Ce résultat s'interprète aisément en tenant compte de la masse des projectiles qui, au cours de la collision, transmettent une partie de leur quantité de mouvement aux atomes excités. Ceux-ci acquièrent des vitesses supérieures aux vitesses thermiques, accentuant ainsi l'influence des processus de relaxation. De plus nous avons noté que cet élargissement dépend de l'énergie et de la masse des ions incidents comme l'avait déjà remarqué Buchhaupt [13].

A la suite de ces observations, nous avons étudié le phénomène de relaxation de l'alignement des niveaux excités dans la cible en nous limitant d'abord à quelques niveaux non résonnants de l'hélium. Les résultats sont présentés dans cette première partie (J.P. 1). Dans cette communication, nous mettrons en particulier en évidence la forte anisotropie de la distribution des vitesses de recul des atomes excités et alignés dans le choc primaire.

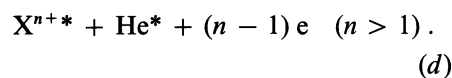
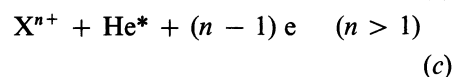
La seconde partie (J.P. 2) sera consacrée à l'observation de la transition $5\ 015\ \text{\AA}\ 3\ 1\text{P}-2\ 1\text{S}$ de HeI , dont le niveau supérieur est relié au fondamental $1\ 1\text{S}^0$ par la transition de résonance à $537\ \text{\AA}$. Etant donnée l'anisotropie de la distribution des vitesses, l'emprisonnement de la raie de résonance dépend, à cause du déplacement Doppler, de la direction de propagation

des photons. Nous montrerons comment cette distribution anormale se répercute sur les processus de diffusion multiple, responsable d'un affinement avec la pression des courbes de dépolarisation des transitions émises.

Enfin, dans un troisième article (J.P. 3) nous exposerons dans quelles conditions nous avons mis en évidence la création d'orientation par relaxation anisotrope d'atomes dans ces états initialement alignés, phénomène qui avait été prévu par Lombardi [9] et qui, expérimentalement, se traduit par l'apparition de lumière polarisée circulairement.

2. Etude de la collision primaire. — 2.1 MÉCANISME D'EXCITATION DE LA CIBLE PAR CHOCS IONIQUES.

— L'excitation de l'atome cible d'hélium par la particule incidente X^+ peut se produire suivant différentes réactions au cours desquelles l'ion incident peut être porté dans un état excité ou ionisé



La comparaison des résultats d'Allison *et al.* [14] avec ceux de Park *et al.* [15], obtenus avec un faisceau de Li^+ traversant une cible d'hélium, nous conduit à supposer que, dans le domaine de vitesses où nous travaillons ($7,6-18 \times 10^7\ \text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$), la réaction (a) est importante par rapport aux réactions (c) et (d). En effet la section efficace d'excitation simple de He (de l'ordre de $10^{-17}\ \text{cm}^2/\text{at.}$) est environ dix fois plus grande que la section efficace d'ionisation de Li^+ et 10^5 fois plus importante que la section efficace de double ionisation. Pour la réaction (b), nous ne disposons pas, pour les niveaux que nous étudions, de données expérimentales qui nous permettent d'évaluer l'importance relative par rapport à (a). Par conséquent nous la considérerons comme un mécanisme possible de peuplement des niveaux étudiés.

Par l'observation du spectre émis par la cible ou le faisceau, nous pouvons préciser les niveaux qui sont excités dans la collision, mais nous ne savons rien des mécanismes d'excitation de ces niveaux, ni dans quelles conditions ils sont alignés. Un traitement théorique de la collision pourrait être effectué dans le cadre de l'approximation de Born comme l'a fait Van Den Bos [3] dans les collisions $\text{H}^+ + \text{He}$, mais dans nos expériences, nous sommes trop éloignés des conditions de Born pour qu'un tel traitement soit justifié. Nous nous sommes donc reportés aux modèles théoriques qui ont été proposés pour interpréter les processus collisionnels aux basses vitesses, en particulier au modèle quasi moléculaire.

Dans l'approximation quasi moléculaire [16] on

admet que si les particules qui entrent en collision ont des vitesses relatives suffisamment faibles devant les vitesses orbitales des électrons, alors le mouvement électronique suit adiabatiquement le mouvement nucléaire. Le système collisionnel peut donc être décrit de façon réaliste par une quasi-molécule diatomique dont les états électroniques évoluent adiabatiquement, comme pour une molécule stable où le mouvement électronique est découplé du mouvement vibrationnel et rotationnel des noyaux (approximation de Born-Oppenheimer).

Dans la plupart des cas, la quasi-molécule formée pendant la collision se dissocie suivant différentes voies de sortie pour donner des atomes dans des niveaux qui dépendent de l'état moléculaire dont ils sont issus. D'après les lois de corrélation de Wigner et Witmer [17] une molécule, dans un état électronique donné, se dissocie en deux atomes dont la somme des projections des moments angulaires orbitaux sur l'axe internucléaire a une valeur bien déterminée :

$$|m_{L_1} + m_{L_2}| = A \quad (A \text{ entier})$$

$$\text{ou } |m_{J_1} + m_{J_2}| = \Omega \quad (\Omega \text{ entier ou demi-entier}).$$

Ainsi, si dans une collision on suppose qu'un seul des deux partenaires, par exemple la cible, est excité dans un niveau donné par l'intermédiaire d'un seul état moléculaire, celui-ci ne peut être excité que dans un des deux sous-niveaux magnétiques $|m| = A$ ou Ω avec la même probabilité. Comme les réactions d'excitation correspondent généralement à des distances minimales d'approche faibles, l'axe internucléaire, au moment de la dissociation de la quasi-molécule, est sensiblement parallèle à la trajectoire de l'ion incident; la vapeur excitée dans le niveau considéré est alors totalement alignée suivant l'axe du faisceau. (Une distribution isotrope des axes internucléaires à la dissociation donnerait pour l'ensemble des atomes excités un alignement moyen nul.)

Sur les réactions collisionnelles qui nous concernent nous possédons très peu d'informations sur les mécanismes d'excitation; seule la collision $\text{Li}^+ + \text{He}$ a fait l'objet de travaux aussi bien expérimentaux que théoriques. Lorents *et al.* [18] ainsi que François *et al.* [19] ont déterminé par des mesures de diffusion angulaire inélastique les sections efficaces d'excitations différentielles à basse énergie ($E < 6$ keV). Leurs résultats ont montré que l'hélium est excité dans l'état $(1s\ 2p)\ ^1P$, ceci en accord avec la théorie qui prévoit que cet état est obtenu par dissociation de la pseudo-molécule $(\text{Li}^+ \text{He})$ dans l'état électronique $(1s\sigma)^2 (2p\sigma\ 2p\pi)\ ^1\Pi$ induit par couplage rotationnel avec l'état initial $(1s\sigma)^2 (2p\sigma)^2\ ^1\Sigma$ à très courte distance inter-nucléaire [20]. Ce résultat a été en partie confirmé pour des énergies plus grandes (entre 15 et 100 keV) par Park *et al.* [25] qui observent en plus une excitation du niveau $2\ ^1S$. L'excitation du niveau $2\ ^1S$ a été interprétée comme étant due à l'interaction, à grande distance internucléaire, de l'état $(1s\sigma)^2 (2p\sigma)$

$2p\pi)\ ^1\Pi$ avec un autre état électronique qui à la dissociation donne un atome de He excité dans le niveau $2\ ^1S$. Ces résultats ne nous permettent pas de donner une interprétation sur l'excitation des niveaux de HeI que nous observons. Il faut remarquer cependant que l'approximation moléculaire ne peut être appliquée dans le domaine d'énergie exploré dans nos expériences que vers les basses énergies pour lesquelles la vitesse des ions est nettement inférieure à la vitesse des électrons de He dans l'état fondamental (3×10^8 cm/s). Vers les hautes énergies, l'approximation n'est plus valable, en particulier pour Li^+ qui, à 130 keV, possède une vitesse de 2×10^8 cm/s. A défaut d'informations plus précises sur le mécanisme d'excitation des niveaux observés, il reste dans tous les cas la possibilité de justifier qualitativement l'apparition d'un alignement de ces niveaux si on admet avec Percival et Seaton [21] que les forces mises en jeu sont de nature purement électrostatique et que durant la collision les spins n'ont pas le temps de se coupler au moment angulaire. Avant la collision, les particules incidentes ont un moment angulaire par rapport aux atomes cibles qui est perpendiculaire au faisceau; comme l'excitation s'accompagne d'un transfert de moment, une partie de l'anisotropie des moments angulaires des particules incidentes se retrouve dans l'état excité sous forme d'une anisotropie du moment angulaire orbital, c'est-à-dire d'un peuplement différentiel des sous-niveaux magnétique m_L , l'axe du faisceau étant pris comme axe de quantification. La symétrie cylindrique des processus d'excitation conduit nécessairement à l'équiprobabilité d'excitation des sous-niveaux de même $|m_L|$, donc à un alignement du niveau excité.

2.2 CINÉMATIQUE DE LA COLLISION. — L'aspect cinématique de la collision au cours de laquelle l'excitation de la cible s'accompagne d'un transfert d'énergie cinétique est illustré sur la figure 1, où nous avons représenté le diagramme des vitesses dans le cas $^7\text{Li}^+$ sur ^4He en supposant que la vitesse de la cible avant le choc est nulle.

L'application des lois de conservation de l'énergie et du moment nous permet d'établir entre les différents paramètres de la collision plusieurs relations qui sont indépendantes de la structure des particules et des forces d'interaction qui s'exercent entre elles durant la collision. En particulier les modules des vitesses après collision dans le référentiel du centre de masse ne dépendent que des conditions initiales et de la perte d'énergie inélastique ΔE : ils sont représentés sur la figure 1 par deux cercles de rayons $MA_1 = MA_2$ et $MO_1 = MO_2$ centrés sur le centre de masse. On a par exemple

$$MA_1 = MA_2 = MA \sqrt{1 - \frac{\Delta E}{\frac{m_2}{m_1 + m_2} T_0}} \quad (1)$$

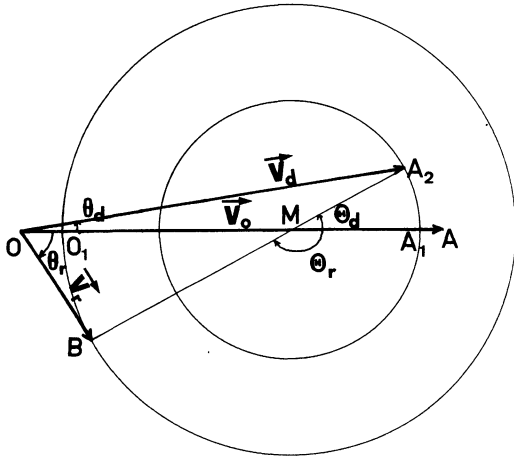


FIG. 1. — Diagramme des vitesses (cas de ${}^7\text{Li}^+$ sur ${}^4\text{He}$). v_0 : vitesse relative des particules avant collision. Elle est égale à la vitesse du projectile. OM : vitesse du centre de masse. MA et MO : vitesses de l'ion incident et de l'atome cible dans le référentiel du centre de masse avant la collision. AA_1 et OO_1 : variations dans le référentiel du c.d.m. des vitesses du projectile et de la cible, dues à la perte d'énergie inélastique. MA_2 , MB et θ_d , θ_r : vitesses et angles de diffusion dans le référentiel du c.d.m. après collision. v_d et θ_d : vitesse et angle de diffusion du projectile dans le référentiel du laboratoire. v_r et θ_r : vitesse et angle de recul de l'atome cible dans le référentiel du laboratoire.

[Velocity diagram (${}^7\text{Li}^+$ on ${}^4\text{He}$): v_0 : relative velocity of the collision partners before impact (equal to the incoming particle velocity). OM : velocity of the center of mass. MA and MO : respectively velocity of the incoming ion and of the atomic target in the center-of-mass system before collision. AA_1 and OO_1 : change of the projectile and target velocity in the C.M. system, due to the inelastic energy loss. MA_2 , MB and θ_d , θ_r : velocities and scattering angles in the C.M. system after collision. v_d and θ_d : velocity and scattering angle of the projectile in the laboratory system. v_r and θ_r : velocity and recoil angle of the target in the laboratory system.]

avec

$$T_0 = \frac{1}{2} m_1 v_0^2 \quad \text{et} \quad MA = \frac{m_2}{m_1 + m_2} v_0.$$

Comme ΔE (quelques dizaines d'eV) est très faible devant T_0 (~ 100 keV), AA_1 et OO_1 sont très faibles devant les rayons des cercles. Le détail de la collision n'intervient alors que par un angle, qui peut être θ_r (angle de recul) θ_d (angle de diffusion) ou leurs équivalents dans le repère du centre de masse. La vitesse de recul s'exprime en fonction de θ_r par :

$$v_r = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \times \left(\cos \theta_r \pm \sqrt{\cos^2 \theta_r - \frac{m_1 + m_2}{m_2} \cdot \frac{\Delta E}{T_0}} \right) \cdot v_0. \quad (2a)$$

Nous avons pour un même θ_r deux vitesses de recul en raison du fait que le projectile est plus lourd que la cible.

L'angle de recul θ_r est relié à l'angle de diffusion θ_d par

$$\text{tg } \theta_r = \frac{v_d \sin \theta_d}{v_0 - v_d \cos \theta_d} \quad (2b)$$

avec

$$v_d = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \left(\cos \theta_d \pm \sqrt{\cos^2 \theta_d - \frac{m_1 + m_2}{m_1^2} \left[m_1 - m_2 \left(1 - \frac{\Delta E}{T_0} \right) \right]} \right) \cdot v_0.$$

Dans l'interaction d'un faisceau ionique avec une cible gazeuse, on sait que l'angle de diffusion est petit et la variation de vitesse très faible, ce qui correspond pour v_d à la solution la plus faible. C'est le cas envisagé dans la figure 1. On peut déjà remarquer sur cette figure qu'à cause de la petitesse de OO_1 , l'angle de recul, qui est nul pour un angle de diffusion nul, devient très important pour des angles de diffusion très petits.

D'autre part les résultats de Park *et al.* [15], relatifs à l'excitation de He dans les niveaux $n = 2$ (énergétiquement voisins des niveaux que nous étudions) par un faisceau de Li^+ , montrent que les angles de diffusion sont de l'ordre du milliradian, ce qui nous conduit à prendre pour la détermination des vitesses de recul correspondantes la valeur la plus faible de l'expression (2a). En effet pour un même θ_r , l'autre valeur de v_r correspond à un angle de diffusion de plusieurs dizaines de milliradians. De plus à partir de ces résultats, on peut avoir une estimation des angles et des vitesses de recul auxquels nous devons nous attendre. Ainsi pour Li^+ à 35 keV, la section efficace de diffusion inélastique est maximum pour $\theta_d \simeq 10^{-3}$ rad, ce qui correspond à un angle de recul très élevé $\theta_r = 72^\circ$ et à une vitesse de recul

$$v_r = 1,84 \times 10^5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}.$$

3. Description théorique des expériences de croisement de niveaux en champ nul. — Le formalisme que nous utiliserons pour décrire les états excités et leur évolution dans le champ magnétique est celui de la matrice densité développée sur une base d'opérateurs tensoriels irréductibles. Notre but, dans cette partie, n'est pas de développer ce formalisme dont on trouvera une présentation très détaillée dans les travaux de Cohen-Tannoudji [22], Omont [23], D'Yakovlev [24], Descoubes [6] et Lombardi [9], mais de décrire analytiquement les phénomènes qui peuvent être observés dans le cadre de nos expériences de dépolarisation magnétique. Nous partons de l'équation pilote établie dans les références ci-dessus et qui décrit l'évolution de la matrice densité des atomes de la cible sous l'effet des collisions projetée sur la

base de tenseurs irréductibles \mathbf{T}_q^k définie dans [23], cette équation s'écrit :

$$\frac{d\rho_q^k}{dt} = \rho_q^k(0) - \Gamma\rho_q^k - i[\mathcal{H}, \rho_q^k] + \left[\frac{d\rho_q^k}{dt}\right]_{\text{coll.}} \quad (3)$$

où $\rho_q^k(0)$ est la composante tensorielle d'ordre k de rang q de la matrice d'excitation du niveau fondamental vers le niveau excité considéré.

— $\Gamma\rho_q^k$ décrit la relaxation du niveau par émission spontanée, Γ étant la largeur naturelle du niveau.

— $i[\mathcal{H}, \rho_q^k]$ représente l'évolution dans le champ magnétique du système atomique dans l'état excité. \mathcal{H} est le hamiltonien dû au couplage du moment angulaire avec le champ statique appliqué.

Pour les niveaux de résonance, il faut ajouter un terme relatif à la diffusion multiple : $\left[\frac{d\rho_q^k}{dt}\right]_{\text{DM}}$. Ce cas sera étudié ultérieurement dans le deuxième article (J.P. 2).

3.1 CALCUL DES DIFFÉRENTS TERMES DE L'ÉQUATION PILOTE. — 3.1.1 *Excitation*. — L'excitation possède une symétrie de révolution par rapport à l'axe du faisceau ; par conséquent, une rotation de la matrice d'excitation exprimée dans la représentation $|m\rangle$ avec l'axe du faisceau comme axe de quantification laisse inchangée cette matrice. La matrice $\rho(0)$ est donc diagonale en m et ses éléments $\rho_{mm}(0)$ sont proportionnels aux sections efficaces des sous-niveaux magnétiques Q_m . On sait d'autre part que l'excitation ionique crée uniquement de l'alignement, on a donc

$$\rho_{mm}(0) = \rho_{-m-m}(0).$$

Si N_0 est le nombre d'atomes cibles au fondamental par unité de volume, n le nombre de particules incidentes par unité de volume et v leur vitesse, nous obtenons :

$$\rho_{mm}(0) = N_0 nvQ_m = 1/2 N_0 nvQ_{|m|} \quad (4)$$

nv est la densité du courant ionique :

$$nv = \frac{I}{e \cdot S} = \frac{j}{e}.$$

I est l'intensité du faisceau ionique et S sa section.

La matrice d'excitation étant diagonale dans la représentation $|m\rangle$ seules les composantes $\rho_0^k(0)$ seront non nulles sur la base des T_q^k et comme l'excitation ne peut créer que de l'alignement, k est nul ou pair. Ces composantes s'expriment donc en fonction des sections efficaces d'excitation par :

$$\rho_0^k(0) = \text{Tr} [\rho T_0^k]_{mm} = \frac{N_0 j}{2|e|} \sqrt{2k+1} \times \sum_{m=0}^j (-1)^{j-m} \begin{pmatrix} j & k & j \\ -m & 0 & m \end{pmatrix} Q_{|m|}. \quad (5)$$

3.1.2 *Relaxation par collision*. — Les collisions des atomes excités avec les atomes au fondamental de la vapeur vont modifier l'état initial dans lequel les atomes sont portés dans le choc primaire, par des phénomènes de désexcitation non radiative, de transfert d'excitation et de désalignement (transfert d'excitation entre sous-niveaux Zeeman). Les deux premiers phénomènes qui affectent la population de l'état excité ρ_0^0 sont dus à des collisions inélastiques à très faible paramètre d'impact. Le désalignement (ou la désorientation) résulte de collisions à longue portée. Dans ce type de collisions, l'évolution de l'état interne de l'atome excité est due à l'anisotropie du potentiel d'interaction représentée par

$$V(\mathbf{R}) = \sum_k V^k(R) | \mathbf{T}_0^k |_R$$

dans un référentiel ayant comme axe de quantification l'axe internucléaire. Dans ce développement, k est pair si on suppose que les interactions sont purement électrostatiques [25].

Dans le cas des collisions ioniques, nous avons montré que les atomes excités ont une distribution de vitesses anisotrope ayant une symétrie de révolution par rapport à l'axe du faisceau. Le système n'est donc pas invariant par rotation comme dans le cas d'une distribution de vitesse isotrope et maxwellienne étudiée précédemment par Omont [23].

On exprime l'évolution de la matrice d'un atome dans le référentiel de la collision $OXYZ$ (défini par OX suivant le paramètre d'impact \mathbf{b} et OZ suivant \mathbf{v}) (Fig. 2) par un développement sur la base des \mathbf{T}_q^k

$$\Delta\rho = \Delta\rho_q^k \mathbf{T}_q^k$$

avec

$$\Delta\rho_q^k = - \sum_{k'q'} \tilde{F}_{qq'}^{kk'}(b, v) \rho_{q'}^{k'}.$$

Nous avons utilisé les notations qui ont été introduites par Rebane [26] et reprises par Lombardi [9].

Le référentiel lié à la collision se déduit de celui du laboratoire $Oxyz$ (où l'on prend Oz suivant l'axe du faisceau ionique) par une rotation d'angle d'Euler φ , θ , ψ . θ et φ sont les angles polaires de \mathbf{v} et ψ l'angle que fait \mathbf{b} par rapport à un axe de référence fixe perpendiculaire à \mathbf{v} .

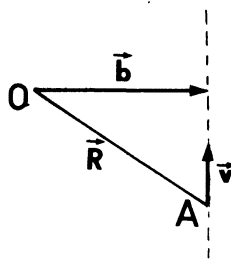


FIG. 2. — Schéma de la collision. \mathbf{R} est le vecteur distance internucléaire, \mathbf{b} le paramètre d'impact et \mathbf{v} la vitesse relative des deux atomes. [Collision diagram. \mathbf{R} is the internuclear separation vector, \mathbf{b} the impact parameter and \mathbf{v} the relative velocity of the two atoms.]

L'évolution par collision de la matrice densité est décrite dans ce référentiel, par les coefficients de relaxation :

$$\tilde{\Gamma}_{qq'}^{kk'}(b, v) = \sum_{q_1 q'_1} R_{qq_1}^k(\varphi, \theta, \psi) \tilde{\Gamma}_{q_1 q'_1}^{kk'}(b, v) R_{q'_1 q'}^{+k'}(\varphi, \theta, \psi). \quad (7)$$

La moyenne sur les angles et l'intégration sur b et v nous donnent le coefficient de relaxation pour la vapeur dans l'état excité :

$$\begin{aligned} \Gamma_{qq'}^{kk'} &= \frac{N}{8\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} d\varphi \sin \theta d\theta d\psi \int_0^\infty 2\pi b db \int_0^\infty \tilde{\Gamma}_{qq'}^{kk'}(b, v) v f(\theta, v) dv = \\ &= \frac{N}{8\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \sum_{q_1 q'_1} R_{qq_1}^k(\varphi, \theta, \psi) R_{q'_1 q'}^{+k'}(\varphi, \theta, \psi) d\varphi \sin \theta d\theta d\psi \times \\ &\quad \times \int_0^\infty 2\pi b db \int_0^\infty \tilde{\Gamma}_{q_1 q'_1}^{kk'}(b, v) v f(\theta, v) dv. \quad (8) \end{aligned}$$

Finalement, l'évolution de la matrice densité globale sous l'effet des collisions est décrite par, l'axe du faisceau étant l'axe de quantification :

$$\left[\frac{d\rho_q^k}{dt} \right]_{\text{coll.}} = - \sum \Gamma_q^{kk'} \rho_q^{k'} \quad (9)$$

avec

$$\begin{aligned} \Gamma_q^{kk'} &= N \sum_{q_1} \sum_{\mathbf{K}} (-1)^{q-q_1} \begin{pmatrix} k & k' & K \\ q & -q & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} k & k' & K \\ q_1 & -q_1 & 0 \end{pmatrix} \times \\ &\quad \times \int_0^\pi P_K(\cos \theta) \sin \theta d\theta \int_0^\infty \pi b db \int_0^\infty \tilde{\Gamma}_{q_1}^{kk'}(b, v) f(\theta, v) v dv. \end{aligned}$$

Pour une réaction d'excitation donnée, nous avons vu (formule (2a)) que dans le cas de l'excitation ionique θ et v ne sont pas des variables indépendantes. Contrairement au cas isotrope où on avait $k = k'$, il apparaît des termes de couplage entre les composantes de k différents. L'excitation ionique ne créant que de l'alignement, les termes non nuls seront les termes de couplage alignement-alignement et alignement-orientation (Lombardi [9] a montré que les termes de couplage population-alignement sont nuls).

Dans ce premier article, où nous étudions uniquement l'alignement, nous ne tiendrons pas compte des termes de couplage alignement-orientation qui joueront par contre un rôle fondamental dans la troisième partie (J.P. 3).

3.1.3 *Influence du champ magnétique.* — Le champ magnétique statique appliqué perpendiculairement au faisceau ionique est dirigé suivant Ox ; le Hamiltonien dû au champ magnétique s'exprimera donc par :

$$\mathcal{H} = \mu_0 g \mathbf{H} \cdot \mathbf{J} = \mu_0 g H J_x \quad (10)$$

où μ_0 est le magnéton de Bohr et g le facteur de Landé du niveau étudié.

$$[\mathcal{H}, \rho] = \mu_0 g H [J_x, \rho] \quad \text{avec} \quad J_x = \frac{J_+ + J_-}{2} \quad (11)$$

nous obtenons (19) :

$$[\mathcal{H}, \rho]_q^k = \frac{\mu_0 g H}{2} (\sqrt{k(k+1) - q(q+1)} \rho_{q+1}^k + \sqrt{k(k+1) - q(q-1)} \rho_{q-1}^k) \quad (12)$$

3.2 CALCUL DES COMPOSANTES DE LA MATRICE DENSITÉ EN RÉGIME STATIONNAIRE. — Quand le système est dans son état de régime : $d\rho/dt = 0$ et les composantes de la matrice densité sont solutions du système d'équations couplées

$$\rho_q^k(0) - \frac{i\mu_0 g H}{2} (\sqrt{k(k+1) - q(q+1)} \rho_{q+1}^k + \sqrt{k(k+1) - q(q-1)} \rho_{q-1}^k) - \Gamma \rho_q^k - \sum_{k'} \Gamma_q^{kk'} \rho_q^{k'} = 0. \quad (13)$$

La résolution de ce système n'est réellement possible que si les coefficients de relaxation par collision non diagonaux sont négligeables. Pour les niveaux $j = 1$, les seuls termes extra-diagonaux non nuls sont les termes de couplage orientation-alignement (Lombardi [9] a montré que l'anisotropie de la relaxation ne peut créer d'alignement ou d'orientation dans un niveau isotrope).

Pour les niveaux $J = 2$, nous avons effectué le calcul des éléments de couplage $\Gamma_q^{kk'}$ avec $k \neq k'$ en supposant une distribution de vitesse monocinétique v d'angle fixe θ_v et un potentiel d'interaction de Van der Waals (cf. Lombardi [9]). Sous ces hypothèses, on constate que les coefficients Γ_q^{24} sont faibles devant les termes diagonaux, et peuvent être négligés à condition que les composantes ρ_q^4 ne soient pas plus grandes que ρ_q^2 . Or si on compare les valeurs des composantes de la matrice d'excitation, on remarque que

$$\rho_0^4(0) = K \frac{3 Q_0 - 4 Q_1 + Q_2}{\sqrt{5}}$$

reste inférieur à

$$\rho_0^2(0) = K(Q_0 + Q_1 - 2 Q_2)$$

sauf dans le cas particulier où l'on a un peuplement très sélectif des sous-niveaux $m = 0$ ou $m = 1$.

On négligera donc en première approximation les couplages entre composantes d'ordres différents et dans l'équation (13) on posera

$$\sum_{k'} \Gamma_q^{kk'} \rho_q^{k'} = \Gamma_q^k \rho_q^k.$$

On calcule directement ρ_0^0 , tandis que les composantes ρ_q^2 sont obtenues par la résolution d'un système d'équations linéaires couplées du type [13]. Sachant que $\rho_{-q}^k = (-1)^q \rho_q^{*k}$ (hermiticité de la matrice densité) et en posant

$$\gamma_q^k = \Gamma + \Gamma_q^k \quad \text{et} \quad \omega = \mu_0 gH$$

nous obtenons comme solutions si on exprime la partie réelle de ρ_q^k par $\Re(\rho_q^k)$ et la partie imaginaire par $\Im(\rho_q^k)$:

$$\begin{aligned} \rho_0^2 &= \frac{\omega^2 + \gamma_1^2 \gamma_2^2}{(3 \gamma_2^2 + \gamma_0^2) \omega^2 + \gamma_0^2 \gamma_1^2 \gamma_2^2} \rho_0^2(0) \\ \Re(\rho_1^2) &= 0, \quad \Im(\rho_1^2) = -\sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\omega \gamma_2^2}{(3 \gamma_2^2 + \gamma_0^2) \omega^2 + \gamma_0^2 \gamma_1^2 \gamma_2^2} \rho_0^2(0) \\ \Re(\rho_2^2) &= -\sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\omega^2}{(3 \gamma_2^2 + \gamma_0^2) \omega^2 + \gamma_0^2 \gamma_1^2 \gamma_2^2} \rho_0^2(0), \quad \Im(\rho_2^2) = 0. \end{aligned} \quad (14)$$

3.3 EXPRESSION ANALYTIQUE DES COURBES HANLE. — L'intensité de la lumière observée dans la direction \mathbf{k} avec la polarisation \mathbf{e}_λ est donnée par la relation suivante (24)

$$I(k, \mathbf{e}_\lambda) = (-1)^{j_1 + j_0} I_0^2 \sum_{k=0}^2 \sqrt{2k+1} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & k \\ j_1 & j_1 & j_0 \end{Bmatrix} \sum_{q=-k}^{+k} (-1)^q \Phi_q^k(\mathbf{e}_\lambda) \rho_q^k. \quad (15)$$

Les fonctions $\Phi_q^k(\mathbf{e}_\lambda)$ qui s'expriment en fonction des angles polaires θ et φ de \mathbf{e}_λ sont données dans (24).

Le taux de polarisation, défini par le rapport $P = \frac{I_\parallel - I_\perp}{I_\parallel + I_\perp}$, est obtenu en calculant I_\parallel et I_\perp à l'aide de la formule (15) dans laquelle le vecteur \mathbf{e}_λ est caractérisé par $\theta = 0$ et $\varphi = 0$ pour I_\parallel , et $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/2$ pour I_\perp si on prend l'axe de visée parallèle au champ magnétique (Fig. 3). On obtient ainsi P en fonction de $\omega = \mu_0 gH$

$$P = \frac{3 \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ j_1 & j_1 & j_0 \end{Bmatrix} \frac{\gamma_0^2 \gamma_1^2 \gamma_2^2}{(3 \gamma_2^2 + \gamma_0^2) \omega^2 + \gamma_0^2 \gamma_1^2 \gamma_2^2} \cdot \frac{\rho_0^2(0)}{\gamma_0^2}}{\begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ j_1 & j_1 & j_0 \end{Bmatrix} \frac{\gamma_0^2 \gamma_1^2 \gamma_2^2 + 4 \gamma_0^2 \omega^2}{(3 \gamma_2^2 + \gamma_0^2) \omega^2 + \gamma_0^2 \gamma_1^2 \gamma_2^2} \cdot \frac{\rho_0^2(0)}{\gamma_0^2} - 2 \sqrt{2} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ j_1 & j_1 & j_0 \end{Bmatrix} \frac{\rho_0^2(0)}{\gamma_0^2}}.$$

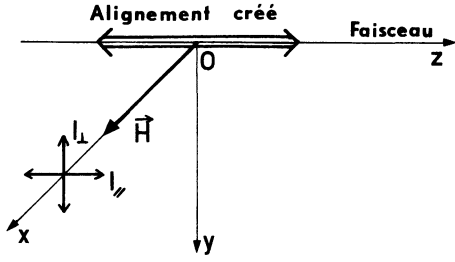


FIG. 3. — Géométrie de l'expérience de dépolarisation magnétique. Le champ magnétique est appliqué perpendiculairement au faisceau suivant la direction d'observation.

[Experimental geometry for magnetic depolarization. The magnetic field is applied perpendicular to the beam and along the direction of observation.]

La courbe de variation de P en fonction de H n'est pas une lorentzienne, courbe habituellement observée dans les expériences de dépolarisation magnétique. Toutefois, la courbe représentative de [16] est quasiment confondue avec une lorentzienne pure de même largeur à mi-hauteur ; en effet :

— à basse pression $\gamma_0^2 \simeq \gamma_1^2 \simeq \gamma_2^2$, le terme

$$\frac{\gamma_0^2 \gamma_1^2 \gamma_2^2 + 4 \gamma_0^2 \omega^2}{(3 \gamma_2^2 + \gamma_0^2) \omega^2 + \gamma_0^2 \gamma_1^2 \gamma_2^2} \simeq 1,$$

— à haute pression, quand γ_0^2 , γ_1^2 et γ_2^2 deviennent très différents les uns des autres, $\gamma_0^2 \gg \gamma_1^2$ et par conséquent le terme en $\rho_0^2(0)$ du dénominateur est faible devant le terme en $\rho_0^0(0)$.

Pour les transitions que nous étudions, nous trouvons que l'écart entre les deux courbes reste inférieur à 10^{-3} en valeur relative. On exprimera donc le taux de polarisation avec une très bonne approximation

par :

$$P = P_0 \frac{\gamma_0^2 \gamma_1^2 \gamma_2^2}{(3 \gamma_2^2 + \gamma_0^2) \omega^2 + \gamma_0^2 \gamma_1^2 \gamma_2^2} \quad (17)$$

avec

$$P_0 = \frac{3 \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ j_1 & j_1 & j_0 \end{Bmatrix} \frac{\rho_0^2(0)}{\gamma_0^2}}{\begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ j_1 & j_1 & j_0 \end{Bmatrix} \frac{\rho_0^2(0)}{\gamma_0^2} - 2\sqrt{2} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 0 \\ j_1 & j_1 & j_0 \end{Bmatrix} \frac{\rho_0^0(0)}{\gamma_0^2}}.$$

La courbe de variation de P est donc une lorentzienne en absorption dont la demi-largeur à mi-hauteur $\Delta\omega$ nous donne :

$$\Delta\omega = \mu_0 g \Delta H = \sqrt{\frac{\gamma_0^2 \gamma_1^2 \gamma_2^2}{3 \gamma_2^2 + \gamma_0^2}}.$$

Dans le cas isotrope,

$$\gamma_0^2 = \gamma_1^2 = \gamma_2^2 = \gamma^2 \quad \text{et} \quad 2 \Delta\omega = \gamma^2 = \Gamma + \Gamma^2.$$

3.4 INFLUENCE DES CASCADES. — Nous avons fait remarquer dans l'introduction que l'un des inconvénients du bombardement ionique est la non-sélectivité de l'excitation. Ainsi, le niveau étudié qui est excité directement à partir du fondamental peut être aussi peuplé en partie par désexcitation radiative des niveaux supérieurs. Si les niveaux supérieurs sont alignés, une partie de la cohérence peut être transmise dans la cascade vers le niveau considéré. Ce phénomène a été observé par Pebay-Peyroula [5] et Nédélec [8] qui en a fait la théorie, tandis qu'une étude expérimentale rigoureuse a été réalisée par Ducloy et Dumont [27] au moyen d'une excitation laser.

Lorsqu'on applique un champ magnétique, les atomes excités directement dans le niveau observé évoluent avec les caractéristiques liées à cet état (durée de vie, facteur de Landé, ...), ceux excités dans les niveaux supérieurs évoluent dans deux états avec des caractéristiques différentes et la forme du signal dû à ces atomes qui cascaded sera différente d'une lorentzienne. Ainsi la courbe de dépolarisation d'une transition $b \rightarrow a$ s'exprimera de la façon la plus générale par, compte tenu des résultats de Ducloy et Dumont [27] :

$$P = P_0 \frac{(\gamma_b^2)^2}{(\gamma_b^2)^2 + 4 \omega_b^2} + \sum_c \frac{N_c(0)}{N_b(0)} \frac{A_{cb}}{\Gamma_c} P_{cb} \frac{\gamma_b^2 \gamma_c^2 (\gamma_b^2 \gamma_c^2 - 4 \omega_b \omega_c)}{[(\gamma_b^2)^2 + 4 \omega_b^2] [(\gamma_c^2)^2 + 4 \omega_c^2]} \quad (18)$$

où

— P_0 est donné par la relation (17)

— $\omega_b = \mu_0 g_b H$, $\omega_c = \mu_0 g_c H$

— $N_b(0)$ et $N_c(0)$ représentent les populations initiales du niveau \underline{b} observé et des différents niveaux \underline{c} qui cascaded sur \underline{b}

— A_{cb} est la probabilité de transition de \underline{c} vers \underline{b}

— P_{cb} a pour expression

$$P_{cb} = \frac{3 \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ j_b & j_b & j_a \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j_c & j_c & 2 \\ j_b & j_b & 1 \end{Bmatrix} \frac{\rho_{c_0}^2(0)}{\gamma_b^2 \gamma_c^2}}{\begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ j_b & j_b & j_a \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j_c & j_c & 2 \\ j_b & j_b & 1 \end{Bmatrix} \frac{\rho_{c_0}^2(0)}{\gamma_b^2 \gamma_c^2} - 2\sqrt{2} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 0 \\ j_b & j_b & j_a \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j_c & j_c & 0 \\ j_b & j_b & 1 \end{Bmatrix} \frac{\rho_c^0(0)}{\gamma_b^0 \gamma_c^0}}. \quad (19)$$

On remarque dans cette dernière expression que si $j_c = j_b + 1$ et $j_b = j_a + 1$; le taux de polarisation est intégralement conservé dans la cascade.

D'autre part la variation de la polarisation transmise par cascade à partir d'un niveau \underline{c} est représentée par une courbe formée de deux lorentziennes correspondant à chacun des deux niveaux \underline{b} et \underline{c} ; les amplitudes relatives des deux lorentziennes sont égales à

$$\frac{1}{1 - \alpha} \text{ et } \frac{-\alpha}{1 - \alpha} \text{ avec } \alpha = \frac{\gamma_b^2}{\gamma_c^2} \times \frac{g_c}{g_b}.$$

L'existence d'un transfert d'alignement par cascades se manifestera dans l'étude de la largeur Hanle en fonction de la pression par une variation non linéaire, ceci dans le cas où les polarisations sont de même signe. En effet, même si les coefficients de relaxation γ_b^2 et γ_c^2 sont du même ordre de grandeur, le terme $\frac{1}{\gamma_b^2 \gamma_c^2}$ de P_{cb} (formule (19)) décroît plus rapidement que le terme $1/\gamma_b^2$ de P_0 . En général, le niveau supérieur \underline{c} qui cascade a une section efficace de relaxation d'alignement par collisions plus grande, il est donc désaligné plus rapidement.

A pression nulle, pour la partie correspondant aux cascades, nous avons la situation suivante :

— Si le niveau \underline{c} qui cascade est beaucoup plus large que le niveau \underline{b} observé, $\alpha \ll 1$ la courbe de variation de la polarisation due à la cascade est une lorentzienne de largeur Γ_b .

— Si le niveau supérieur est plus étroit $\alpha \gg 1$, c'est l'inverse, la courbe est une lorentzienne de largeur Γ_c .

La pseudo-lorentzienne globale du niveau observé a donc à pression nulle une largeur inférieure ou égale à la largeur Γ_b de ce niveau.

On obtient donc en fonction de la pression une évolution de la largeur qui est représentée sur la figure 4 : une courbe plus étroite que la lorentzienne Γ_b à pression nulle et qui tend vers la courbe de largeur γ_b à pression élevée.

L'ordonnée à l'origine et la courbure dépendent des grandeurs caractéristiques du niveau observé et des

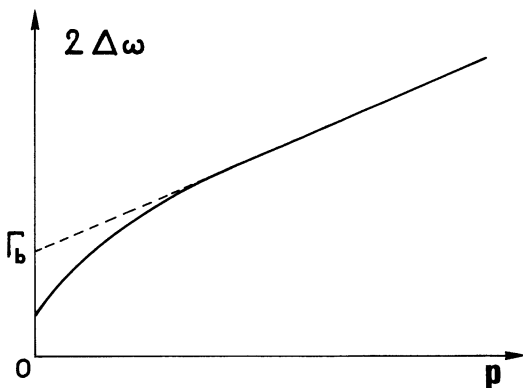


FIG. 4. — Forme de la courbe de variation de la largeur Hanle avec la pression en présence de cascades. Γ_b est la largeur naturelle du niveau observé.

[Variation of the Hanle width as a function of the target pressure in the presence of cascades. Γ_b is the natural line width of the observed level.]

niveaux supérieurs qui cascaded ainsi que de l'importance du peuplement et de l'alignement par cascades par rapport au peuplement et à l'alignement par excitation directe.

4. Montage expérimental et méthode de mesure. —

Le montage que nous avons utilisé comprend deux parties bien distinctes. La première, destinée à l'excitation de la vapeur par le faisceau, est composée d'un accélérateur de particules, d'une chambre de collision et d'un système de pompage différentiel. La seconde, propre à l'étude de la polarisation et de la dépolarisation magnétique de la lumière, se compose d'un dispositif d'analyse et de détection des photons, d'un système de balayage du champ magnétique appliqué et de divers appareils d'enregistrement. Le schéma général du dispositif expérimental est représenté sur la figure 5.

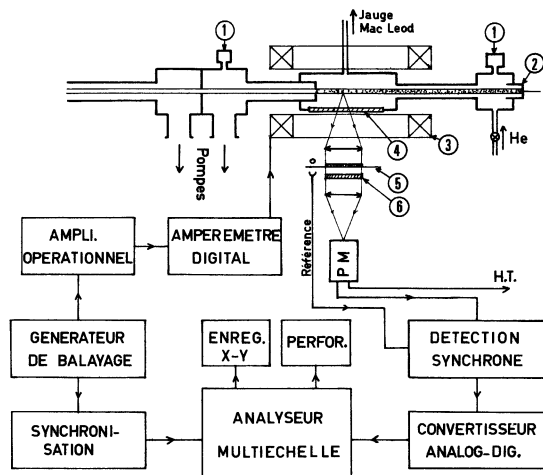


FIG. 5. — Dispositif expérimental : 1. Jauges à ionisation ; 2. Cylindre de Faraday ; 3. Bobines de Helmholtz ; 4. Fenêtre allongée en silice fondue ; 5. Polariseur tournant ; 6. Filtre interférentiel. [Experimental set up : 1. Ionization gauges ; 2. Faraday cup ; 3. Helmholtz coils ; 4. Quartz window ; 5. Rotating polarizer ; 6. Interference filter.]

4.1 ACCÉLÉRATEUR. — L'accélérateur utilisé est un accélérateur SAMES 150 keV dans lequel les ions, avant d'être accélérés dans un tube à champ constant, sont formés soit dans une source à décharge HF, soit à partir d'une source thermoionique.

4.2 CELLULE DE COLLISION ET DISPOSITIF DE POMPAGE. — La cellule de collision, en matière amagnétique (dural) de forme intérieure cylindrique (rayon 2,5 cm) est longue d'une vingtaine de cm. Sur le côté nous avons disposé une fenêtre allongée en silice fondue, permettant une visée à une distance variable de l'entrée de la cellule. A l'arrière nous avons ajouté une extension sur laquelle ont été placés, hors des bobines de champ magnétique, l'arrivée de gaz, une jauge à ionisation et un cylindre de Faraday servant à la mesure du courant ionique qui pénètre dans la chambre. La jauge à ionisation a été régulière-

ment calibrée à l'aide d'une jauge de MacLeod reliée à la cellule au niveau du point d'observation choisi. Le pompage différentiel entre la cible et l'accélérateur est effectué par deux compartiments de pompage à diffusion d'huile placés devant la cellule de collision. La pression résiduelle dans la chambre est de l'ordre de 10^{-5} torr et la limite supérieure de la pression dans la chambre pour laquelle le pompage différentiel reste efficace est $1,2 \times 10^{-1}$ torr.

4.3 CHAMP MAGNÉTIQUE. — Le champ magnétique appliqué perpendiculairement au faisceau est produit par une paire de doubles bobines en position de Helmholtz calculées de façon à produire un champ homogène à 10^{-3} près sur une longueur de 10 cm dans le plan médian. Ces bobines ont été calibrées au moyen d'un gaussmètre utilisant une sonde à effet Hall.

4.4 DISPOSITIF DE DÉTECTION ET D'ENREGISTREMENT DU SIGNAL. — Une première lentille d'ouverture F/2 située à une distance F du faisceau envoie sur un système polariseur rectiligne-filtre interférentiel un faisceau de lumière parallèle qui est ensuite focalisé sur la photocathode d'un photomultiplicateur refroidi à -20 °C par des éléments Peltier. Le polariseur est monté sur un disque tournant à une fréquence $f = 33$ Hz. Le courant du photomultiplicateur est amplifié puis détecté à la fréquence $2f$. Le signal issu du dispositif à détection synchrone, proportionnel au taux de polarisation de la lumière détectée, est soit directement envoyé sur un enregistreur, soit digitalisé puis stocké dans un analyseur multiéchelle dans les cas où l'on veut améliorer le rapport signal sur bruit ou analyser les courbes sur ordinateur. L'ensemble du dispositif permettant le relevé automatique des courbes Hanle est représenté sur la figure 5.

5. Etude expérimentale de la relaxation d'alignement du niveau 4^1D de HeI. — Nous avons choisi d'étudier ce niveau en raison des conditions très favorables réunies dans ce cas pour l'étude de la relaxation de l'alignement par effet Hanle. En effet :

— la transition issue de ce niveau 4^1D-2^1P , située dans le visible à 4922 Å, est intense et bien polarisée dans nos conditions expérimentales ;

— il est *a priori* peu peuplé par cascades d'après les résultats antérieurs d'expériences d'effet Hanle en excitation électronique [9] ou de mesures de durée de vie par *beam-foil spectroscopy* [28] ;

— sa durée de vie de l'ordre de 40 ns ne nécessite pas pour les courbes de dépolarisation magnétique des champs très élevés, ni de compensation très stricte des champs parasites.

Les mesures ont été réalisées essentiellement avec des faisceaux de Li^+ et Na^+ .

L'utilisation dans ce cas de la source thermoionique nous a permis d'étudier dans de bonnes conditions expérimentales l'évolution de la relaxation en fonction

de l'énergie de l'ion incident. De plus, dans le domaine d'énergie où nous avons travaillé, les faisceaux d'ions alcalins ont une propriété intéressante pour l'étude de la relaxation : c'est la faible variation de la composition en charge quand on augmente la pression de la cible. Ainsi les mesures d'Allison *et al.* [14] sur un faisceau de Li^+ traversant une cible de He ont montré qu'entre 40 et 120 keV la section efficace d'ionisation du neutre σ_{01} est très supérieure à la section efficace d'échange de charge σ_{10} : $\sigma_{10} : \sigma_{01} = 26 \times 10^{-17} \text{ cm}^2/\text{at.}$ tandis que σ_{10} est compris entre $2,4 \times 10^{-17} \text{ cm}^2/\text{at.}$ et $5,2 \times 10^{-17} \text{ cm}^2/\text{at.}$, ce qui donne à l'équilibre des proportions de neutres comprises entre 0,085 et 0,17. Cette faible valeur de σ_{10} devant σ_{01} résulte du faible potentiel d'ionisation de Li (5,4 eV). Pour le sodium, nous ne disposons pas de données expérimentales, mais étant donné l'écart très faible entre le potentiel d'ionisation de Na (5,14 eV) et celui de Li, on peut s'attendre, pour une même vitesse incidente, à une composition en charge voisine de celle d'un faisceau de Li^+ .

5.1 RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — **5.1.1 Excitation par Na^+ .** — Nous avons observé un élargissement important des courbes Hanle avec la pression, élargissement qui varie linéairement avec la pression (Fig. 6) et qui est très supérieur à celui qui a été observé en excitation électronique [9]. De plus, la pente de la droite de relaxation dépend de l'énergie de l'ion incident comme on peut le constater sur la figure 6. Nous avons donc tracé les courbes $\gamma^2 = f(p)$ entre 50 et 120 keV. Ces courbes obtenues avec une bonne précision s'extrapolent à pression nulle sur la valeur $\Gamma = 2,40 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ légèrement inférieure à la valeur expérimentale de Martinson *et al.* [28]

$$(2,63 \times 10^7 \text{ s}^{-1}).$$

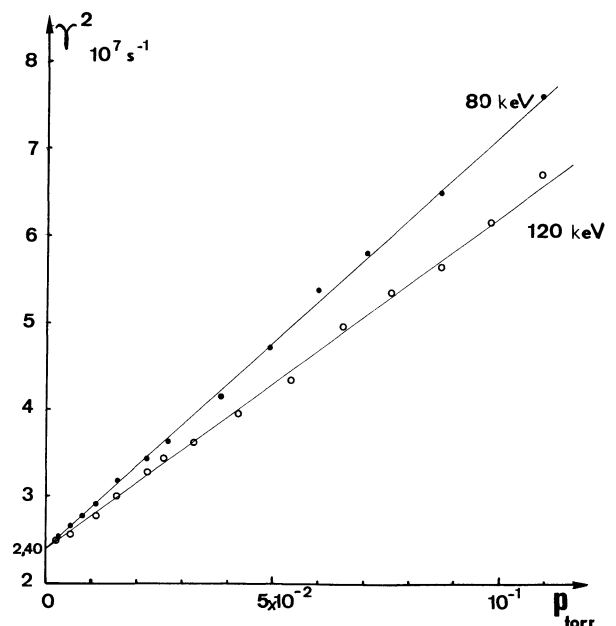


FIG. 6. — Variation avec la pression de la largeur apparente γ^2 du niveau 4^1D de HeI excité par Na^+ à 80 et 120 keV. [Pressure variation of the apparent width γ^2 of the 4^1D level of HeI as excited by Na^+ at 80 and 120 keV.]

Ceci traduit la présence de cascades à partir des niveaux n^1F . Nous le démontrons plus loin par une analyse détaillée des courbes de dépolarisation.

Quant au coefficient de relaxation d'alignement par collision qui est égal à

$$\Gamma^2 = n \langle \sigma^2(v) \cdot v \rangle$$

où n est la densité atomique, proportionnelle à la pression, et $\langle \sigma^2(v) \cdot v \rangle$ la valeur moyenne du produit de la section efficace de désalignement par la vitesse relative atome excité-atome au fondamental, il est maximum pour 70 keV (Fig. 7a).

Si nous comparons l'évolution de $\langle \sigma^2(v) \cdot v \rangle$ à celle du taux de polarisation obtenue par extrapolation à pression nulle des valeurs déterminées à partir des amplitudes des courbes Hanle (Fig. 7b) nous remarquons que le maximum de $\langle \sigma^2 \cdot v \rangle$ correspond grossièrement au maximum de polarisation.

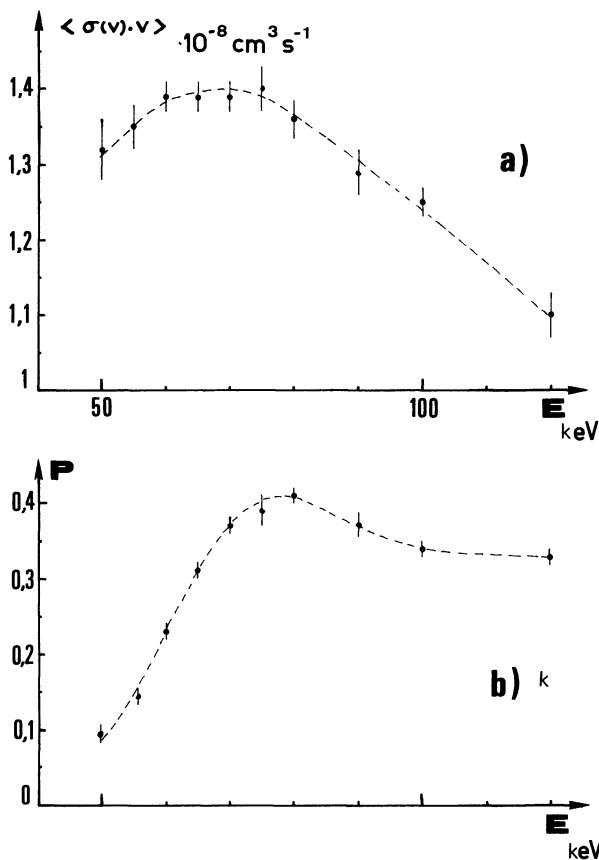


FIG. 7. — a) Variation avec l'énergie de Na^+ de la pente $\langle \sigma^2(v) \cdot v \rangle$ de la droite de relaxation d'alignement du niveau 4 1D de HeI.

b) Evolution de la polarisation avec l'énergie.

[a) Variation with Na^+ energy of the slope $\langle \sigma^2(v) \cdot v \rangle$ of the straight line fit to the alignment relaxation curves of the 4 1D level of HeI. b) Variation with incident Na^+ energy of the 4 1D level polarization ratio.]

5.1.2 *Excitation par Li^+* . — Le domaine d'énergie exploré avec Na^+ , 50-120 keV, ne correspond qu'à une petite variation de vitesse de 7 à $10,7 \times 10^7$ cm/s; par contre, avec Li^+ de masse plus faible, nous avons

pu étudier la relaxation pour des vitesses incidentes beaucoup plus importantes. En outre, le taux de polarisation étant élevé aux basses énergies, nous avons pu descendre jusqu'à 18 keV et atteindre la même zone de vitesses que dans le cas d'ions Na^+ (à 18 keV les ions Li^+ ont une vitesse de $7,6 \times 10^7$ cm/s). Les courbes de relaxation ont pour ordonnée à l'origine $\Gamma = 2,52 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ et leur pente varie beaucoup moins que dans le cas de Na^+ . Le produit $\langle \sigma^2 \cdot v \rangle$ dont l'évolution est représentée sur la figure 8 présente un maximum vers 22 keV, décroît très rapidement entre 25 et 35 keV, puis diminue très lentement au-dessus de 35 keV. Le taux de polarisation suit, pour les faibles énergies, la même évolution que le produit $\langle \sigma^2 \cdot v \rangle$ avec vers 22 keV un maximum égal à 0,4 environ. Par contre à plus haute énergie, apparaît au voisinage de 60 keV un maximum que l'on n'observe pas sur la courbe de variation de la relaxation.

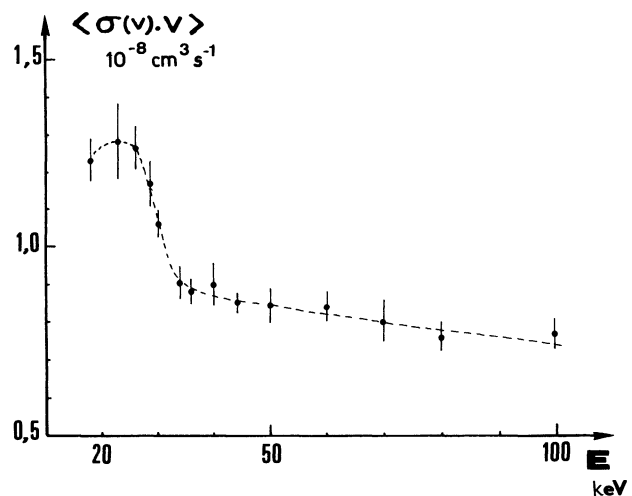


FIG. 8. — Variation avec l'énergie de $\langle \sigma^2(v) \cdot v \rangle$ correspondant à la relaxation du niveau 4 1D de HeI excité par Li^+ . [Energy variation of $\langle \sigma^2(v) \cdot v \rangle$ corresponding to the relaxation of the 4 1D level of HeI excited by Li^+ impact.]

5.2 EVALUATION DES VITESSES DES ATOMES EXCITÉS.

— σ^2 étant connue pour une distribution thermique à la température ordinaire, on peut estimer à partir de nos mesures les vitesses des atomes excités par choc ionique si on connaît la loi de variation $\sigma^2 = f(v)$.

La loi $\sigma^2 = f(v)$ dépend du potentiel d'interaction anisotrope atome excité-atome au fondamental. Faroux [25] a montré que pour un potentiel anisotrope en r^{-n} , la dépendance de σ^2 en fonction de la vitesse est en $v^{-2/n-1}$. Ainsi dans l'hypothèse d'un potentiel de Van der Waals (dans laquelle les calculs sont en général effectués) où le potentiel est purement attractif en r^{-6} , σ^2 varie en $v^{-2/5}$. Physiquement le choix d'un tel potentiel n'est pas réaliste; en effet à faible distance internucléaire le potentiel devient répulsif et il est beaucoup plus correct d'ajouter au terme de Van der Waals un terme répulsif. Le poten-

tiel généralement utilisé dans les calculs est le potentiel de Lennard-Jones qui s'exprime sous la forme [30]

$$V(r) = \frac{6 \varepsilon_0}{n-6} \left[\left(\frac{r_m}{r} \right)^n - \frac{n}{6} \left(\frac{r_m}{r} \right)^6 \right] \quad (20)$$

où ε_0 et r_m sont l'énergie et la position du minimum du potentiel. La section efficace de relaxation de l'alignement dépend d'une part de la partie anisotrope de ce potentiel, en particulier des coefficients d'anisotropie des potentiels attractif et répulsif, d'autre part de la vitesse de collision des particules. Notre problème est donc de savoir quelle est la forme du potentiel répulsif et dans quelle zone de vitesse se situe la vitesse thermique par rapport à la vitesse de transition pour laquelle la nature du potentiel anisotrope dominant change. Ce dernier problème a été traité de façon très détaillée par Faroux [25] dans le cas d'un potentiel de L.-J. pour les couples Hg(6^3P_2)-gaz rares. Il trouve, dans le cas de l'hélium comme perturbateur, que la relaxation de l'alignement est due à l'anisotropie du potentiel répulsif et l'expérience a montré que ce potentiel, qui est bien répulsif, est un potentiel de sphère dure ($n \rightarrow \infty$) pour lequel σ^2 est indépendante de la vitesse.

En ce qui concerne les collisions He*-He, des mesures ont été effectuées sur le niveau 2^3P de HeI par Landman [31] qui a observé qu'entre la température de l'azote liquide et la température ordinaire σ^2 ne variait quasiment pas. Ceci constitue la preuve de l'importance du potentiel répulsif dans la relaxation de l'alignement, mais les mesures n'étaient pas suffisamment précises pour en déduire la forme analytique du potentiel.

D'après ce résultat, on peut supposer que pour la collision He (4^1D_2)-He (1^1S_0) le potentiel anisotrope dominant est le potentiel répulsif. Cette hypothèse est justifiée si on considère la répartition spatiale de la densité de charge électronique de l'électron 4d. En effet, si on la compare à la distance correspondant à la section efficace mesurée en excitation électronique ($\sigma^2 \simeq 180 \text{ \AA}^2$) on remarque que durant la collision désalignante le recouvrement des distributions électroniques de l'atome excité et de l'atome au fondamental est très important, ce qui crée un potentiel répulsif intense. Ne pouvant préciser la forme de ce potentiel, nous prendrons comme hypothèse pour nos calculs de vitesses que la section efficace de relaxation de l'alignement varie en $v^{-2/n-1}$ avec $12 \leq n < +\infty$.

Les vitesses trouvées sont très supérieures à la vitesse relative thermique (Fig. 9) et nous pourrions admettre que les vitesses relatives $\langle v \rangle$ sont égales aux vitesses de recul $\langle v_r \rangle$. Ceci n'est plus vrai lorsque $\langle v \rangle$ est proche de la vitesse thermique ; dans ce dernier cas une évaluation de la vitesse de recul nécessite alors une détermination extrêmement précise de $\langle v \rangle$.

5.3 ANGLES DE REcul. — L'angle de recul s'exprime

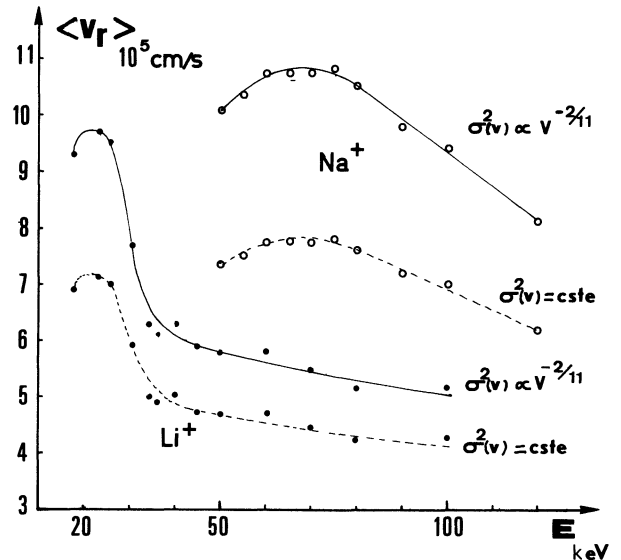


FIG. 9. — Vitesses moyennes de recul des atomes d'hélium excités dans le niveau 4^1D par Na^+ et Li^+ ($\langle v \rangle = 1,78 \times 10^5 \text{ cm/s}$). [Mean recoil velocity of He atoms excited in the 4^1D level by Na^+ and Li^+ impact ($\langle v_{th} \rangle = 1,78 \times 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$.)]

en fonction des autres paramètres de la collision par (d'après la formule (2a))

$$\varphi = \text{Arccos} \left(\frac{m_1 + m_2}{2 m_1} \frac{v_r}{v_0} + \frac{m_1}{2 m_2} \frac{v_0}{v_r} \frac{\Delta E}{T_0} \right). \quad (21)$$

Nous rappelons que :

- m_1 et m_2 sont les masses de l'ion incident et de l'atome cible,
- V_0 et T_0 sont la vitesse et l'énergie de l'ion incident et ΔE le défaut d'énergie de la collision inélastique.

Dans le domaine d'énergie étudié, aussi bien pour Na^+ que pour Li^+ , le calcul montre que le recul se produit suivant un angle important qui varie très peu avec l'énergie et la masse de l'ion mais qui, par contre, dépend du défaut d'énergie de la réaction d'excitation.

Nous pouvons donc déterminer la direction moyenne de recul à condition de connaître le défaut d'énergie de la réaction ; or, nous ne savons pas quels sont les mécanismes qui interviennent dans l'excitation de 4^1D , en particulier si l'excitation de He s'accompagne ou non de l'excitation du projectile. Nous envisagerons donc les deux cas et nous prendrons d'un côté $\Delta E = 24 \text{ eV}$ qui est l'énergie d'excitation du niveau 4^1D et de l'autre $\Delta E = 24 \text{ eV} + \Delta E_{ion}$, où ΔE_{ion} est l'énergie des niveaux supérieurs des transitions que nous observons dans le spectre émis par le faisceau, soit environ 40 eV pour Na^+ et 70 eV pour Li^+ .

Les résultats des calculs effectués à l'aide de ces hypothèses sont regroupés dans le tableau I. Ils montrent que quelle que soit l'hypothèse envisagée, le recul se fait suivant des angles importants, résultat que nous avons prévu dans 2.2.

TABLEAU I

Angles de recul moyens des atomes de He excités dans le niveau 4 ¹D.

ΔE est le défaut d'énergie des réactions d'excitation, $\Delta E_{\text{ion.}}$ est l'énergie d'excitation de l'ion incident

	E keV	V ₀ 10 ⁷ cm/s	Potentiel Sphère dure < φ > ΔE = 24 eV		Potentiel en r ⁻¹² < φ > ΔE = 24 eV	
			ΔE = 24 eV + ΔE _{ion.}	—	ΔE = 24 eV + ΔE _{ion.}	—
Na ⁺ ΔE _{ion.} = 40 eV	50	6,93	82,1°	69,3°	84°	74,8°
	70	8,20	83,7°	73,5°	85,2°	78°
	120	10,74	84,1°	74,3°	85,4°	78,1°
Li ⁺ ΔE _{ion.} = 70 eV	18	7,53	82,3°	59,6°	84°	67,7°
	44,4	11,85	83°	62,1°	84,3°	67,8°
	120	19,46	84,7°	69,2°	85,5°	72,5°

5.4 COMPARAISON ET INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS. — Si on considère les résultats obtenus avec Na⁺ et Li⁺ en fonction de la vitesse des projectiles, on constate que les maxima de $\langle \sigma^2 v \rangle$ et de la polarisation apparaissent à la même vitesse pour les deux excitations. Il semble donc que les processus d'excitation dépendent uniquement de la vitesse des projectiles, la différence de masse se manifestant sur le module de la vitesse moyenne de recul.

De plus, il apparaît que vitesse de recul et alignement sont étroitement liés.

L'allure générale très similaire des deux courbes nous conduit à penser que, dans le domaine de vitesse exploré, nous sommes en présence de deux processus d'excitation directe, donnant des distributions de vitesse de recul très différentes. Le processus correspondant à la vitesse la plus élevée est maximum pour $v_0 = 8 \times 10^7$ cm/s et devient négligeable au-delà de $v_0 = 11 \times 10^7$ cm/s devant un deuxième processus dont l'importance aux basses vitesses ne peut être évaluée, et dont le maximum se situerait vers $13,8 \times 10^7$ cm/s.

C'est afin de tester cette hypothèse que nous avons entrepris une nouvelle série de mesures de haute précision dont les résultats vont être indiqués dans le paragraphe suivant.

5.5 DÉCOMPOSITION DES COURBES DE DÉPOLARISATION EN DEUX LORENTZIENNES. — Les résultats que nous avons donnés jusqu'à présent ont été obtenus à partir de courbes de dépolarisation qui avaient un rapport signal sur bruit suffisant pour suivre l'évolution des phénomènes de relaxation, mais très insuffisant pour permettre de déceler la présence de deux vitesses de recul qui doivent se manifester sur les courbes Hanle à haute pression par deux lorentziennes de largeurs différentes. On sait en effet que la décomposition d'une courbe en deux lorentziennes exige un rapport S/B d'autant meilleur que le rapport entre les largeurs de deux lorentziennes est faible. Ainsi pour une courbe composée de deux lorentziennes de lar-

geurs simple et double et de même amplitude, l'écart maximum avec la meilleure approximation par une seule lorentzienne reste inférieur à 5 %.

Nous avons donc effectué des enregistrements à très fort rapport S/B (de l'ordre de 10³) afin de tenter de différencier les processus de relaxation correspondant à deux réactions d'excitation. Ces enregistrements ont été effectués avec Na⁺ à 70 keV (énergie pour laquelle semble exister deux mécanismes d'excitation) dans toute la gamme de pression d'hélium accessible avec notre montage et à titre de comparaison avec Li⁺ à 120 keV (où le recul est faible de sorte que l'on s'attend à trouver une seule lorentzienne). Les courbes obtenues ont été décomposées sur ordinateur en deux lorentziennes à l'aide d'un programme d'ajustement en plusieurs lorentziennes dont le principe est présenté et discuté dans [32]. Dans le cas de Li⁺, la courbe est bien une lorentzienne unique pure, ce qui montre que les effets observés ne sont pas dus à un défaut expérimental (non-linéarité de la détection synchrone par exemple). Dans le cas de Na⁺ nous avons vérifié que les résultats étaient les mêmes avec des lorentziennes en absorption ou en dispersion, bien que qualitativement les écarts à une lorentzienne unique soient différents : courbe trop pointue pour la lorentzienne en absorption, trop aplatie pour la lorentzienne en dispersion. Ceci est une autre indication que cette décomposition est bien significative. Les résultats de la décomposition sont donnés sur la figure 10a pour les largeurs et la figure 10b pour les amplitudes.

Si à haute pression les largeurs des deux lorentziennes résultant de la décomposition varient linéairement avec la pression, en dessous de 6×10^{-2} torr la variation de la largeur correspondant à la courbe étroite n'est plus linéaire mais tend quand la pression diminue vers une largeur voisine de celle du niveau 5 ¹F. Ce résultat indique très nettement la présence de cascades, mais comme le montrent les courbes de variation des amplitudes, l'amplitude des cascades est très faible, ce qui explique qu'elles n'aient pas été

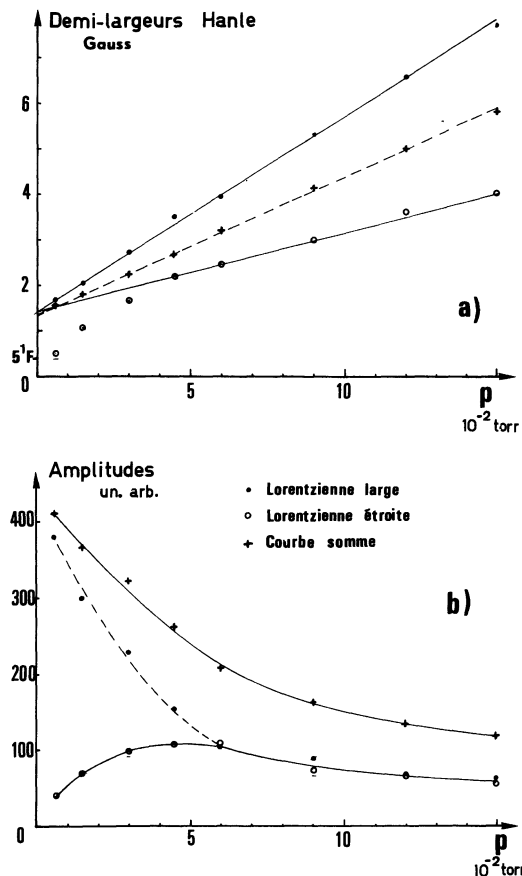


FIG. 10. — a) Courbes de relaxation correspondant aux lorentziennes obtenues par décomposition des courbes de dépolarisation magnétique de la transition $4\ ^1D-2\ ^1P$ de HeI excité par Na^+ à 70 keV. b) Amplitudes des lorentziennes de la décomposition. Cette figure met en évidence le faible peuplement de $4\ ^1D$ par cascades devant le peuplement par excitation directe.

[a) Relaxation curves obtained after decomposition of the magnetic depolarization curves in the case of the $4\ ^1D-2\ ^1P$ transition of HeI excited by Na^+ at 70 keV. b) Amplitudes of the various Lorentzian components. This figure shows that the $4\ ^1D$ level excitation by cascades is weak as compared with the direct excitation.]

mis en évidence auparavant. Aussi, en dessous de 6×10^{-2} torr, il faudrait décomposer les courbes de dépolarisation en trois lorentziennes pour tenir compte de ces cascades. Une telle décomposition n'aurait guère de sens, même en améliorant le rapport S/B , en raison de la faible différence des largeurs des lorentziennes correspondant aux deux mécanismes d'excitation.

Les résultats à haute pression confirment l'existence (en dehors du peuplement par cascades) de deux processus d'excitation du niveau observé, l'un de ces processus étant un mécanisme d'excitation directe dans la collision primaire, l'autre pouvant être :

- un deuxième processus d'excitation directe différent du premier,
- un peuplement à partir d'autres niveaux excités par transfert d'excitation au cours de collisions secondaires.

Alors que le peuplement direct dépend linéairement de la pression, un peuplement par collisions secondaires doit varier quadratiquement. On devrait donc, dans la deuxième hypothèse, observer une variation importante du rapport des amplitudes avec la pression au-dessus de 6×10^{-2} torr. Nous constatons que ce rapport reste sensiblement égal à 1. Ceci semble bien confirmer l'hypothèse que nous avons formulée précédemment, à savoir que les réactions d'excitation observées ont lieu durant la collision primaire.

Nous avons aussi effectué des décompositions sur des enregistrements obtenus avec Na^+ à 130 keV et nous avons observé une diminution de l'amplitude relative de la lorentzienne large. L'évolution des amplitudes relatives des deux lorentziennes avec l'énergie est donc également en bon accord avec nos hypothèses puisqu'on observe comme prévu une décroissance, entre 70 et 130 keV, de l'influence du (ou des) processus d'excitation correspondant à la vitesse de recul la plus élevée.

Par ailleurs, les courbes obtenues avec Li^+ à haute énergie (100 keV) sont des lorentziennes pures, ce qui confirme la présence, pour les grandes vitesses, d'un seul mécanisme d'excitation.

6. Etude du niveau $3\ ^1D$. — Pour compléter les résultats obtenus sur le niveau $4\ ^1D$, en particulier en ce qui concerne les vitesses de recul, nous avons effectué, dans des conditions identiques et avec un faisceau de Na^+ , les mêmes expériences sur le niveau $3\ ^1D$ par l'intermédiaire de la transition $3\ ^1D-2\ ^1P$ à $6\ 678\ \text{Å}$. Sa forte intensité et son taux de polarisation relativement élevé nous ont permis d'enregistrer directement le signal de dépolarisation fourni par la détection synchrone avec un excellent rapport S/B .

Nous avons constaté que les courbes enregistrées à basse pression présentent un sommet très pointu indiquant la présence de cascades à partir de niveaux supérieurs de durées de vie plus longues qui ne peuvent être que les niveaux $n\ ^1F$, tandis qu'à haute pression leur forme se rapproche d'une lorentzienne (Fig. 11). Les cascades se manifestent de façon plus nette sur les courbes enregistrées à 20 keV : en effet la courbe de dépolarisation est formée de deux lorentziennes de signes opposés.

6.1 POLARISATION. — Nous avons, à partir de l'amplitude des courbes de dépolarisation, mesuré avec une bonne précision le taux de polarisation. Il varie très peu au-dessus de 50 keV (entre 23 et 27 %, en tenant compte des cascades) mais diminue très rapidement vers les basses énergies pour changer de signe entre 20 et 25 keV (Fig. 12). Ce changement de signe qui n'a lieu que sur la partie du signal correspondant à l'excitation directe, est la conséquence d'un peuplement préférentiel des sous-niveaux $|m_L| = 2$ de $3\ ^1D$ lorsqu'on diminue l'énergie. Nous sommes donc en présence de deux mécanismes d'excitation, l'un qui favorise le peuplement des sous-niveaux $|m_L| = 2$ et dont le maximum est situé au-dessous

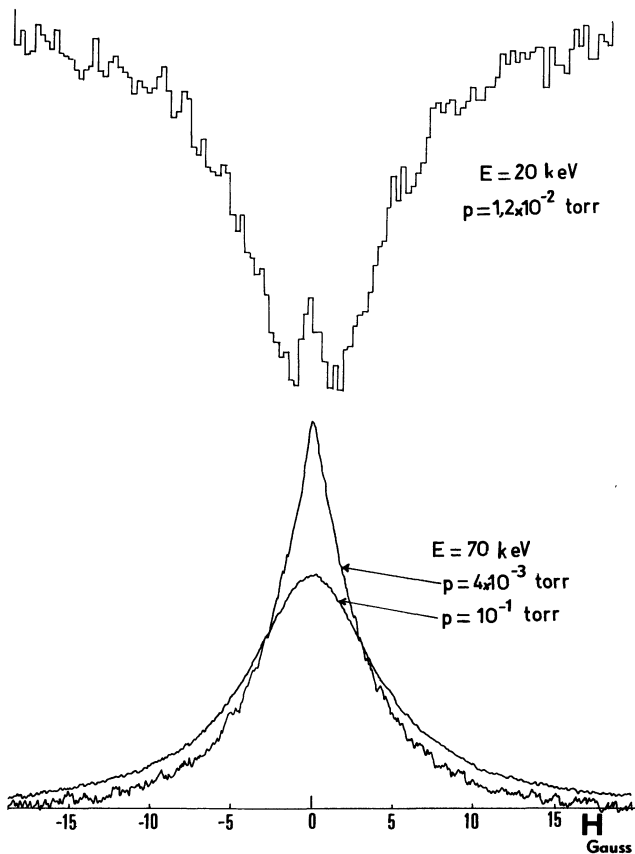


FIG. 11. — Courbes de dépolarisation magnétique de la transition $3\ ^1D-2\ ^1P$ de HeI dans le cas de l'excitation par Na^+ .
[Magnetic depolarization curves of the $3\ ^1D-2\ ^1P$ transition of HeI excited by Na^+ impact.]

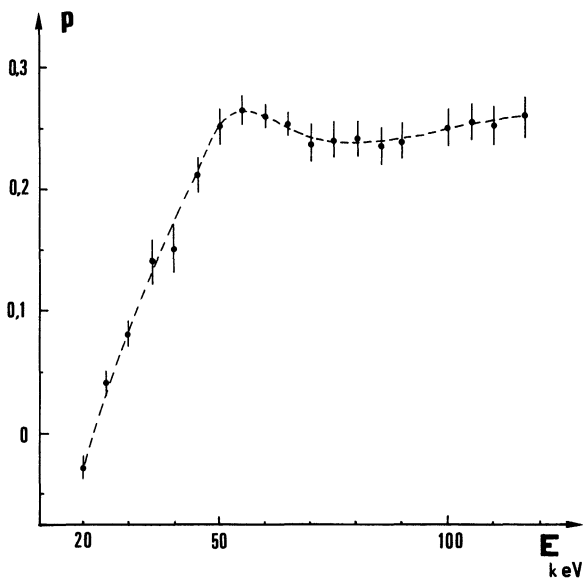


FIG. 12. — Polarisation de la transition $3\ ^1D-2\ ^1P$ de HeI en fonction de l'énergie de Na^+ .
[Polarization of the $3\ ^1D-2\ ^1P$ transition of HeI as a function of Na^+ beam energy.]

de 20 keV, l'autre avec un maximum à 50 keV peuple les sous-niveaux de plus faible $|m_L|$. De plus comme on observe une augmentation de P vers les hautes énergies, il peut exister un troisième mécanisme avec

un maximum situé au-delà de 116 keV. Ces différents mécanismes devraient aussi se manifester sur l'évolution de la relaxation de l'alignement avec l'énergie.

6.2 RELAXATION. — Pour $E < 30$ keV, les courbes de relaxation $\gamma^2 = f(p)$ (γ^2 étant déterminé par la largeur à mi-hauteur de la courbe globale) confirment l'importance du peuplement par cascades, par le fait que la valeur de γ^2 à pression nulle est très inférieure à la largeur naturelle de niveau $3\ ^1D$,

$$\Gamma = 6,38 \times 10^7 \text{ s}^{-1} \text{ [29]}$$

comme on peut le voir sur la figure 13. En outre on constate que

— la relaxation d'alignement des niveaux $n\ ^1F$ est relativement faible; en effet, les cascades sont encore perceptibles vers les hautes pressions où nous n'observons pas de variation rigoureusement linéaire de la largeur Hanle;

— il n'y a pas de transfert d'excitation entre les niveaux $n\ ^1P$ et $n\ ^1F$, phénomène qu'avaient observé Giroud *et al.* [33] et qui se traduit par une décroissance de γ^2 avec la pression.

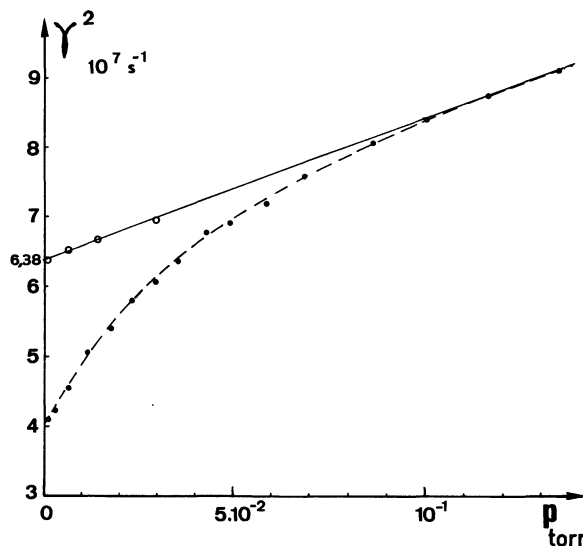


FIG. 13. — Relaxation de l'alignement du niveau $3\ ^1D$ de l'hélium excité par Na^+ à 70 keV. Les valeurs de γ^2 obtenues directement à partir de la courbe globale sont représentées par des points tandis que les valeurs correspondant à la courbe large de la décomposition en deux lorentziennes sont représentées par des cercles.
[Alignment relaxation of the $3\ ^1D$ level of helium excited by Na^+ at 70 keV. The results of γ^2 obtained directly from the experimental curves are indicated by the dots whereas the results obtained from the decomposition of the broad component into two Lorentzian curves are indicated by circles.]

Il n'est pas possible à partir de ces résultats de déterminer le produit $\langle \sigma^2(v) \cdot v \rangle$ correspondant à la relaxation du niveau $3\ ^1D$. Toutefois on pourrait en avoir une estimation, en supposant d'une part que la droite de relaxation de $3\ ^1D$ a pour ordonnée à l'origine la largeur naturelle du niveau et d'autre part qu'elle est tangente à la courbe $\gamma^2 = f(p)$ pour les

fortes pressions où on peut considérer l'influence des cascades comme négligeable.

Pour vérifier la validité de cette approximation, nous avons effectué une nouvelle série de mesures à 70 keV pour 4 valeurs de la pression cible comprises entre 10^{-3} et 3×10^{-2} torr. Les courbes, obtenues par accumulation avec un rapport S/B supérieur à 10^3 , ont été décomposées sur ordinateur en une somme de deux lorentziennes. Les résultats de la décomposition, qui correspondent à la lorentzienne large (peuplement direct du niveau 3^1D) sont portés sur la figure. On peut alors constater que ces durées de cohérence de l'alignement et celles obtenues aux plus hautes pressions directement à partir de la largeur des courbes enregistrées sont rigoureusement alignées. La droite passant par ces différentes valeurs s'extrapole à $p = 0$ exactement sur la largeur naturelle du niveau 3^1D .

De la pente de cette droite on obtient donc pour le niveau 3^1D excité par Na^+ à 70 keV

$$\langle \sigma^2(v) \cdot v \rangle = 0,6 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}.$$

Par ailleurs nous avons trouvé que les valeurs de γ^2 déduites des lorentziennes étroites sont alignées sur la droite de relaxation de pente

$$\langle \sigma^2(v) \cdot v \rangle = 1,22 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

et d'ordonnée à l'origine $\gamma^2(0) = 1,05 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$. Cette dernière valeur montre que l'ensemble des niveaux n^1F participent au peuplement de 3^1D .

Pour la détermination de $\langle \sigma^2 \cdot v \rangle$ pour le niveau 3^1D la méthode que nous venons d'exposer est donc parfaitement justifiée. Nous l'avons utilisée pour étudier la variation de $\langle \sigma^2 \cdot v \rangle$ en fonction de l'énergie de l'ion incident Na^+ . Les résultats rassemblés sur la figure 14 font apparaître un maximum de

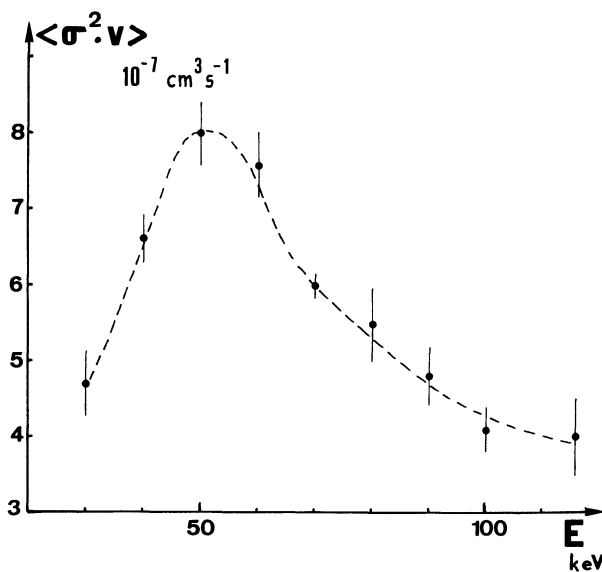


FIG. 14. — Variation avec l'énergie de $\langle \sigma^2(v) \cdot v \rangle$ correspondant à la relaxation du niveau 3^1D excité par Na^+ .
[Energy variation of the $\langle \sigma^2(v) \cdot v \rangle$ parameter associated with the relaxation of the 3^1D level excited by Na^+ .]

$\langle \sigma^2 \cdot v \rangle$ vers 50 keV et comme pour le niveau 4^1D , ce maximum correspond au maximum de polarisation.

A 20 keV, énergie pour laquelle la polarisation relative au peuplement direct est négative, les mesures ont fait apparaître une relaxation de l'alignement beaucoup plus importante que celle observée à plus grande énergie. En effet la valeur de $\langle \sigma^2(v) \cdot v \rangle$ déduite de nos résultats expérimentaux est environ 4 fois plus importante qu'à 50 keV :

$$\langle \sigma^2(v) \cdot v \rangle = 3,3 \pm 0,4 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}.$$

Cette discontinuité dans la variation de $\langle \sigma^2 \cdot v \rangle$ avec l'énergie ne peut s'expliquer que par un peuplement du niveau 3^1D par deux mécanismes différents, ce qui confirme la conclusion à laquelle nous sommes arrivés lors de l'étude de la polarisation.

En ce qui concerne les vitesses de recul des atomes excités dans l'état 3^1D , nous pouvons les évaluer en prenant comme σ^2 à la température ordinaire, celle mesurée par Chien *et al.* [34] $\sigma^2 = 173 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$. Nous trouvons qu'entre 30 et 115 keV

$$2,30 \leq \langle v \rangle \leq 4,60 \times 10^5 \text{ cm/s}$$

pour l'approximation $\sigma^2(v) = \text{Cte}$

$$2,44 \leq \langle v \rangle \leq 5,70 \times 10^5 \text{ cm/s}$$

pour l'approximation $\sigma^2(v) \propto v^{-2/11}$ tandis qu'à 20 keV

$$\langle v \rangle = 19 \times 10^5 \text{ cm/s} \quad \text{si} \quad \sigma^2(v) = \text{Cte}$$

$$\langle v \rangle = 32 \times 10^5 \text{ cm/s} \quad \text{si} \quad \sigma^2(v) \propto v^{-2/11}$$

ce qui correspond à des énergies de recul de plusieurs eV.

Les vitesses de recul pour $E > 30$ keV sont inférieures à celles obtenues pour le niveau 4^1D mais nous ne pouvons attribuer avec certitude cet écart aux processus mêmes d'excitation, sachant que les sections efficaces thermiques qui nous ont servi à évaluer ces vitesses proviennent de deux expériences différentes qui ont donné des résultats non concordants, en particulier sur le niveau 4^1D .

7. Conclusion. — Les expériences exposées dans cet article montrent que l'utilisation d'un faisceau ionique comme agent exciteur pour des expériences d'effet Hanle, conduit à une précision dans les mesures supérieure à celle obtenue généralement en excitation électronique. Le dispositif de détection utilisé nous a en outre permis d'atteindre, pour les courbes de dépolarisation, des rapports signal/bruit tels que la décomposition de ces courbes en deux lorentziennes devenait significative. Ainsi, pour le niveau 4^1D , nous avons mis en évidence l'existence d'une cascade contribuant au peuplement de ce niveau, tandis que pour le niveau 3^1D la décomposition nous a permis

TABLEAU II

Auteurs	Méthodes de mesure	Durées de vie (en ns)	
		3 ¹ D	4 ¹ D
Nedelec [8]	Effet Hanle (électrons)	14 ± 1	37 ± 1
Descomps <i>et al.</i> [35]	Résonance magnétique	16,5 ± 2	39,1 ± 2
Pendleton et Hughes [36]	Electrons pulsés	16 ± 2	47 ± 5
Bridget et King [37]	— —	—	39 ± 5
Descoubes [6]	Croisements de niveaux	12 ± 3	41 ± 5
Martinson <i>et al.</i> [27]	<i>Beam-foil Spectroscopy</i>	—	38 ± 3
Buchhaupt [13]	Effet Hanle (H ₂ ⁺ , He ⁺)	15,8 ± 0,1	39,2 ± 0,8
Wiese <i>et al.</i> [29]	Théorie	15,7	36,6
Nos résultats		15,7 ± 0,1	39,2 ± 1,2

de donner la durée de vie avec une excellente précision. Dans le tableau II nous comparons nos résultats avec ceux obtenus par d'autres méthodes et nous remarquons en particulier que nos résultats sur les niveaux ¹D sont en excellent accord avec ceux de Buchhaupt [13] qui a utilisé le même mode d'excitation.

Ce travail a eu pour principal résultat la mise en évidence, pour les atomes excités dans les collisions primaires, de vitesses de recul très supérieures aux vitesses thermiques. L'estimation quantitative de ces vitesses, obtenue par l'étude en fonction de la pression du désalignement par collisions sur les atomes au fondamental, doit être considérée avec réserve d'une part en raison des hypothèses posées concernant le potentiel d'interaction responsable du désalignement, mais surtout à cause des valeurs utilisées pour les sections efficaces de relaxation d'alignement correspondant à une distribution thermique, valeurs qui varient de façon importante d'un auteur à l'autre. De plus de simples considérations de cinématique nous ont permis de faire ressortir l'anisotropie de ces vitesses de recul, en particulier nous avons montré que le recul s'effectue suivant des angles importants par rapport au faisceau (supérieurs à 80° dans le cas de collisions primaires avec excitation de He uniquement). Ces résultats sur la distribution des vitesses de recul seront mis à profit dans les articles ultérieurs de cette série où nous étudierons l'influence de telles distributions sur les processus de diffusion multiple et de relaxation de l'alignement par collisions.

Nous pensons avoir réuni suffisamment d'évidences

indirectes du phénomène pour suggérer l'existence dans le domaine des vitesses relatives étudiées, de plusieurs voies de réaction bien distinctes en ce qui concerne l'excitation des niveaux 3 ¹D et 4 ¹D de l'hélium par impact d'ions alcalins.

Deux types de processus se distinguent nettement surtout du point de vue des vitesses moyennes de recul des atomes cibles. Prédominant aux basses vitesses relatives des partenaires de la collision ($v_{inc.} < 10^8$ cm/s) un premier mécanisme (ou groupe de mécanismes) provoque un fort taux d'alignement et un recul important des atomes cibles

$$(v_{rec.} > 7 \times 10^5 \text{ cm/s}).$$

Aux vitesses relatives plus élevées ($v_{inc.} > 10^8$ cm/s) une nouvelle voie de réaction, associée à des vitesses de recul plus faibles, se manifeste sur l'alignement par un maximum qui a pu être observé dans le cas de l'excitation de 4 ¹D par Li⁺.

Il semble difficile d'obtenir des résultats plus précis à partir d'observations purement optiques et ces hypothèses ne pourraient être vérifiées directement qu'à l'aide des techniques de la spectroscopie des collisions [16]-[19].

Remerciements. — Ce travail a été effectué dans le laboratoire de Spectrométrie Ionique et Moléculaire de l'Université de Lyon I. Nous remercions Monsieur le Professeur M. Dufay, Directeur de ce laboratoire, de nous avoir prodigué ses conseils et de s'être attaché à réunir toutes les conditions nécessaires à la réalisation de ces expériences.

Bibliographie

- [1] THOMAS, E. W., *Excitation in Heavy Particle Collisions* (Wiley-Interscience) 1972.
- [2] VAN ECK, J., DE HEER, F. J. et KISTEMAKER, J., *Physica* **28** (1962) 1184.
- [3] VAN DEN BOS, J., Thèse Amsterdam (1967).
- [4] LAMB, W. E. et MAIMAN, T. H., *Phys. Rev.* **105** (1957) 573.
- [5] PEBAY-PEYROULA, J. C., Thèse Paris (1967), *J. Phys. Rad.* **20** (1959) 669.
- [6] DESCUBES, J. P., Thèse Paris (1967).
- [7] DILY, D., Thèse 3^e cycle Paris (1970).
- [8] NÉDÉLEC, O., Thèse Grenoble (1966), *J. Physique* **27** (1966) 660.
- [9] LOMBARDI, M., Thèse Grenoble (1969).
- [10] KAUL, R. D., *J. Opt. Soc. Am.* **57** (1967) 1156.
- [11] DRTEL, W., *Z. Naturforsch.* **24a** (1969) 350.
- [12] BUCHHAUPT, K., *Z. Naturforsch.* **24a** (1969) 1058.

- [13] BUCHHAUPT, K., *Z. Naturforsch.* **27a** (1972) 572.
- [14] ALLISON, S. K., CUEVAS, J. et GARCIA-MUNOZ, H., *Phys. Rev.* **120** (1960) 1266.
- [15] PARK, J. T., POL, V., LAWLER, W., GEORGE, J., ALDAG, J., PAEKER, J. et PEACHER, J. L., *Phys. Rev. A* **11** (1975) 857.
- [16] FANO, O. et LICHTEN, W., *Phys. Rev. Lett.* **14** (1965) 627.
- [17] HERZBERG, G., *Spectra of Diatomic Molecules* (D. Van Nostrand Company, Inc.).
- [18] LORENTS, D. C. et CONKLIN, G. M., *J. Phys. B.* **5** (1972) 950.
- [19] FRANÇOIS, R., DHUICQ, D. et BARAT, M., *J. Phys. B.* **5** (1972) 963.
- [20] MCCARROLL, R. et PIACENTINI, R. D., *J. Phys. B.* **5** (1972) 973.
- [21] PERCIVAL, J. C. et SEATON, M. J., *Phil. Trans. R. Soc. A* **251** (1958) 113.
- [22] COHEN-TANNOUDJI, C., *Ann. Phys.* **7** (1962) 423.
- [23] OMONT, A., *J. Phys.* **26** (1965) 26.
- [24] D'YAKONOV, M. I., *Sov. Phys. J.E.T.P.* **20** (1965) 1484.
- [25] FAROUX, J. P., Thèse Paris (1969).
- [26] REBANE, V. N., *Opt. Spectrosc.* **24** (1968) 163.
- [27] DUCLOY, M., DUMONT, M., *J. Physique* **31** (1970) 419.
- [28] MARTINSON, I., BICKEL, W. S., BROMANDER, J., BERRY, H. G., LUDIN, L., BUCHTA, R. et BERGSTÖM, I., *J. Opt. Soc. Am.* **60** (1969) 352.
- [29] WIESE, W. L., SMITH, M. W. et GLENNON, B. M., *Atomic Transitions Probabilities*, vol. 1 N.S.R.D.S., N.B.S.4 (U.S. Government Printing Office, Washington D.C.) 1966.
- [30] PAULY, H. et TONNIES, J. P., *Adv. At. Molec. Phys.* **1** (Academic Press, New York) 1965.
- [31] LANDMAN, D. A., *Phys. Rev.* **173** (1968) 33.
- [32] CHAMOUN, E., Thèse Grenoble (1973).
- [33] GIROUD, M., LOMBARDI, M. et PEBAY-PEYROULA, J. C., *J. Phys.* **30** (1969) 789.
- [34] CHIEN, C. W. T., BARDSLEY, R. E. et DALBY, F. W., *Can. J. Phys.* **50** (1972) 116.
- [35] DESCOMP, B., PEBAY-PEYROULA, J. C. et BROSSEL, J., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* **251** (1960) 941.
- [36] PENDLETON, W. R. et HUGHES, F. H., *Phys. Rev.* **138** (1965) 683.
- [37] BRIDGETT, K. A. et KING, T., *Proc. Phys. Soc. (London)* **A 92** (1967) 75.
-