



HAL
open science

Détermination des populations relatives des sous-niveaux magnétiques du niveau 41D de HeI excité par impact d'ions lourds

M. Carré, A. Zgainski, M. Gaillard, M. Nouh, M. Lombardi

► **To cite this version:**

M. Carré, A. Zgainski, M. Gaillard, M. Nouh, M. Lombardi. Détermination des populations relatives des sous-niveaux magnétiques du niveau 41D de HeI excité par impact d'ions lourds. *Journal de Physique*, 1981, 42 (2), pp.235-246. 10.1051/jphys:01981004202023500 . jpa-00209005

HAL Id: jpa-00209005

<https://hal.science/jpa-00209005>

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
34.50H

Détermination des populations relatives des sous-niveaux magnétiques du niveau 4 ¹D de HeI excité par impact d'ions lourds

M. Carré, A. Zgainski, M. Gaillard, M. Nouh

Laboratoire de spectrométrie ionique et moléculaire (*), Université Claude-Bernard, 43, Boulevard du 11-Novembre-1918, 69622 Villeurbanne Cedex, France

et M. Lombardi

Laboratoire de spectrométrie physique (*), Domaine Universitaire, 38041 Grenoble Cedex, France

(Reçu le 4 juin 1980, révisé le 13 octobre, accepté le 31 octobre 1980)

Résumé. — L'étude théorique de la dépolarisation par un champ électrique statique d'une transition émise à partir d'un niveau atomique $J = 2$ nous a conduit à développer une méthode expérimentale qui permet de déterminer le peuplement relatif des sous-niveaux Zeeman d'un tel niveau. Cette méthode a été appliquée à l'étude du niveau 4 ¹D de HeI excité par différents ions lourds (Li^+ , Ne^+ , Na^+ et Mg^+) d'énergie comprise entre 6 et 40 keV. Des résultats obtenus nous tirons des informations sur les processus d'excitation de la cible : nous envisageons en particulier l'existence, dans la voie de sortie de la collision, d'une interaction à longue portée, due à la charge de l'ion.

Abstract. — The theoretical study of the depolarization of a transition, emitted from an excited atomic level $J = 2$, by a static electric field leads to the development of a new experimental method and the measurement of the relative population of the Zeeman sub-levels. This method is applied to the study of the 4 ¹D level of HeI excited by several heavy ions (Li^+ , Ne^+ , Na^+ and Mg^+) at intermediate energy between 6 and 40 keV. From the obtained results, we derive informations on the target excitation phenomena : in particular present evidence for a long-range interaction, due to the ion charge, in the output channel of the collision.

1. Introduction. — Dans les collisions d'atomes ou de molécules par des ions, on peut déterminer la section efficace d'excitation d'un niveau en mesurant l'intensité lumineuse d'une transition issue de ce niveau. De nombreuses mesures ont ainsi été effectuées sur de nombreux atomes et molécules excités par différents ions dans un domaine d'énergie très étendu [1]. Les résultats que l'on obtient par ce type de mesure fournissent des informations très réduites quant aux mécanismes d'excitation de la cible, excepté à grande et à faible vitesse du projectile. Pour les collisions à grande vitesse ($v \gg 10^6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$), les résultats vérifient de façon satisfaisante la théorie de Born [2, 3]. A faible vitesse, pour quelques systèmes collisionnels particuliers, comme $\text{He}^+ - \text{He}$ [4], $\text{Ne}^+ - \text{He}$ ou $\text{He}^+ - \text{Ne}$ [5] et $\text{Na}^+ - \text{Ne}$ [6, 7], les résultats ont été interprétés en considérant que durant la collision les deux partenaires forment une molécule diatomique. L'application d'un tel modèle pour les collisions à basse énergie est justifiée par les nombreux résultats qui ont été obtenus en spectroscopie des collisions dont le principe expérimental est basé sur des mesures de diffusion angulaire inélastique des projectiles.

Par l'observation optique, on peut atteindre d'autres grandeurs, comme le peuplement des sous-niveaux magnétiques du niveau supérieur de la transition observée, ceci par la détermination du taux de polarisation de la transition qui en dépend directement. Par exemple la mesure du taux de polarisation d'une transition ¹P-¹S nous donne directement les populations relatives (ou les sections efficaces d'excitation Q_i si on a mesuré la section efficace totale) des sous-niveaux magnétiques $m = 0$ et $|m| = 1$, on sait en effet d'après Percival et Seaton [8] que

$$P = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} = \frac{Q_0 - Q_1}{Q_0 + Q_1}$$

(I_{\parallel} et I_{\perp} étant les intensités mesurées à travers un polariseur rectiligne d'axe parallèle ou perpendiculaire au faisceau ionique). Si la transition observée est émise à partir d'un niveau de $l > 1$ une détermination des sections efficaces d'excitation des sous-niveaux Zeeman de ce niveau nécessite, en plus de la section efficace totale, $(l - 1)$ relations indépendantes entre ces dernières. Prenons le cas de la transition 4 ¹D-2 ¹P de HeI, une première relation étant donnée par le taux de polarisation, une deuxième relation peut être obtenue en mesurant la variation du taux de pola-

(*) Associé au C.N.R.S.

risation lorsque l'on applique un champ électrique statique perpendiculaire au faisceau et à la direction d'observation. Par contre l'application d'un champ magnétique (dépolariation magnétique ou effet Hanle) ne donne pas d'information supplémentaire, car le signal d'effet Hanle ne dépend que de la polarisation en champ nul. C'est par cette méthode que nous avons déterminé les sections efficaces relatives d'excitation des sous-niveaux Zeeman de l'état 4^1D de HeI excité par impact d'ions lourds d'énergie comprise entre 6 et 40 keV.

L'excitation des niveaux de HeI par collisions ioniques a déjà fait l'objet de diverses études dans notre Laboratoire. Dans ces études, pour lesquelles l'énergie des ions était plus élevée (30-150 keV) nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux processus de relaxation de l'alignement par collisions secondaires des atomes excités sur les atomes au fondamental [9, 11] ainsi qu'aux phénomènes de diffusion multiple [10] plutôt qu'aux processus d'excitation de la cible durant la collision primaire. Nous avons néanmoins constaté que le taux de polarisation des transitions observées variait fortement avec l'énergie, tandis que l'étude de la relaxation a mis en évidence une forte anisotropie dans la distribution des vitesses des atomes excités. De plus, la comparaison des résultats obtenus avec des ions Li^+ et Na^+ a laissé apparaître une indépendance de la variation de la polarisation vis-à-vis de la nature de l'ion. Ces résultats nous ont incité à effectuer les mêmes mesures à plus basse énergie et avec d'autres ions (Ne^+ , Mg^+) et déterminer le peuplement relatif des sous-niveaux magnétiques pour confirmer ces premières observations et avoir plus d'informations sur les processus d'excitation primaire.

Dans la première partie de cet article, nous donnons une description théorique de l'action d'un champ électrique sur un niveau aligné, en considérant plus particulièrement le cas $J = 2$. Nous étudions ensuite son influence sur le taux de polarisation des transitions issues de ce niveau, ce qui nous permet d'exprimer l'amplitude du signal de dépolariation en fonction des sections efficaces d'excitation des sous-niveaux Zeeman, et d'en tirer les expressions de ces dernières en fonction du taux de polarisation en champ électrique et magnétique nuls et du rapport des amplitudes des courbes de dépolariation électrique et de dépolariation magnétique.

Dans la seconde partie, après une brève description des conditions expérimentales et de l'analyse des

courbes de dépolariation nous présentons les résultats concernant :

- le taux de polarisation de la transition 4^1D-2^1P de HeI,
- les sections efficaces relatives d'excitation des sous-niveaux Zeeman,
- l'étude de la relaxation de l'alignement, processus qui est lié aux conditions d'excitation primaire.

Les résultats, qui se caractérisent par la présence de structures oscillantes dans les courbes de variation avec la vitesse des ions incidents des différentes grandeurs mesurées, sont interprétés dans la troisième partie. Nous montrons, par un modèle très simple, que ces structures peuvent résulter d'un processus d'interaction à grande distance internucléaire, indépendant de la nature de l'ion incident.

2. Etude théorique de la dépolariation par champ électrique. — 2.1 ACTION D'UN CHAMP ÉLECTRIQUE SUR UN NIVEAU ALIGNÉ. — Le formalisme utilisé pour décrire le niveau excité et son évolution dans un champ électrique statique est celui de la matrice densité ρ développée sur une base d'opérateurs tensoriels irréductibles T_q^k [12-14].

$$\rho = \sum_{kq} \rho_q^k T_q^k. \quad (1)$$

On rappelle que $k = 0$ représente la population, $k = 1$ l'orientation (polarisation circulaire) et $k = 2$ l'alignement (polarisation rectiligne) du niveau observé [13].

L'évolution de la matrice densité peut être décrite par le système d'équations :

$$\frac{d\rho_q^k}{dt} = \rho_q^k(0) - \Gamma \rho_q^k - i[H_s, \rho]_q^k \quad (2)$$

où $\rho_q^k(0)$ est la composante tensorielle d'ordre k et de rang q de la matrice d'excitation du niveau fondamental vers le niveau considéré. — $\Gamma \rho_q^k$ décrit la relaxation du niveau par émission spontanée; — $i[H_s, \rho]_q^k$ représente l'évolution dans le champ électrique du système atomique dans l'état excité. H_s est le hamiltonien correspondant au couplage du moment dipolaire électrique de l'atome excité avec le champ électrique : $H_s = \mathbf{E} \cdot \mathbf{d}$. En décomposant le hamiltonien H_s sur la base des T_q^k et en prenant l'axe de quantification parallèle au champ électrique, on trouve d'après [15] que les équations (2) se mettent sous la forme

$$\frac{d\rho_q^k}{dt} = \rho_q^k(0) - \Gamma \rho_q^k - i\alpha E^2 \sum_{k'q'} \rho_{q'}^{k'} (-1)^{2J+q'} \sqrt{5(2k+1)(2k'+1)} [1 - (-1)^{k+k'}] \times \begin{pmatrix} k' & k & 2 \\ q' & -q & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} k & k' & 2 \\ J & J & J \end{Bmatrix} \quad (3)$$

où α , facteur de polarisabilité du niveau J , a pour expression

$$\alpha = \sum_{J_1} (-1)^{2J_1} \frac{\langle J \parallel d \parallel J_1 \rangle \langle J_1 \parallel d \parallel J \rangle}{E_J - E_{J_1}} \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{Bmatrix} J & J & 2 \\ 1 & 1 & J_1 \end{Bmatrix}.$$

Pour le niveau 4 ¹D de He, nous trouvons en utilisant les fonctions d'onde de Hylleraas [16]

$$\alpha = 335 \text{ Hz} \cdot (\text{V/cm})^{-2}.$$

Sachant que l'excitation ionique est alignante, les composantes $\rho_q^k(0)$ de la matrice d'excitation seront non nulles pour k pair [17]. D'autre part, on peut remarquer qu'il y a couplage par champ électrique entre les composantes d'ordre k et k' de parités différentes, mais de même rang q . Ainsi on peut avoir création d'orientation à partir d'alignement et ce processus se traduit expérimentalement par l'apparition de lumière polarisée circulaire [15]. Dans nos expériences, nous considérons uniquement l'alignement, il nous faut donc éliminer le processus de création d'orientation (c'est-à-dire rendre les composantes ρ_q^1 nulles). Pour cela il suffit d'appliquer le champ électrique parallèlement ou perpendiculairement à l'alignement initial (parallèle au faisceau), en effet Lombardi [15] a montré que si on superpose à l'alignement initial d'un niveau excité une perturbation ayant la symétrie de l'alignement (cas du champ électrique) ce niveau ne peut être orienté ($\rho_q^1 \neq 0$) que si les deux effets alignants ne sont ni parallèles ni perpendiculaires entre eux.

On sait d'autre part que la lumière émise ne dépend que des composantes tensorielles d'ordre $k \leq 2$, nous considérons donc les équations où interviennent uniquement ces composantes. Ainsi pour un niveau $J = 2$, on trouve que :

- L'évolution de la population (proportionnelle à ρ_0^0) est indépendante du champ électrique.
- Les composantes $\rho_{\pm 1}^1$ (ainsi que les $\rho_{\pm q}^k$ avec $k = 3$) sont nulles.
- Les composantes observables de l'alignement ont comme valeurs :

$$\rho_0^2 = \frac{1}{\Gamma} \rho_0^2(0)$$

et

$$\rho_{\pm 2}^2 = \frac{\rho(0)_{\pm 2}^2 + \frac{8}{49} \frac{\alpha^2 \cdot E^4}{\Gamma^2} (3 \rho_{\pm 2}^2(0) - 2\sqrt{3} \rho_{\pm 2}^4(0))}{\left(1 + \frac{56}{49} \frac{\alpha^2 E^4}{\Gamma^2}\right)} \quad (4)$$

On constate que si on applique le champ électrique parallèlement au faisceau, l'axe de quantification

devient parallèle au faisceau, et dans ce cas seules les composantes de la matrice d'excitation $\rho_0^k(0)$ avec k pair ou nul sont différentes de zéro. Il en résulte que $\rho_{\pm 2}^2 = 0$, c'est-à-dire que dans cette géométrie le champ électrique n'a aucune influence sur l'alignement du niveau excité. Par conséquent, le champ électrique doit être appliqué perpendiculairement au faisceau pour que l'on puisse voir un effet sur l'alignement.

On peut exprimer les composantes de la matrice d'excitation en fonction des sections efficaces d'excitation des sous-niveaux magnétiques Q_m et nous avons montré que dans le cas où l'axe de quantification est parallèle au faisceau [9]

$${}_f\rho_0^k(0) = \frac{N_0}{2} \cdot \frac{J}{|e|} \sqrt{2k+1} \times \sum_{m=0}^J (-1)^{J-m} \begin{pmatrix} J & k & J \\ -m & 0 & m \end{pmatrix} Q_{|m|} \quad (5)$$

où N_0 est le nombre d'atomes cibles au fondamental par unité de volume et $J/|e|$ la densité du courant ionique.

Dans le repère lié au champ électrique (Fig. 1), les composantes de la matrice d'excitation se déduisent des ${}_f\rho_0^k(0)$ par les relations

$$\rho_q^k(0) = \mathcal{R}_{0q}^{k*}(0, -\pi/2, -\pi/2) {}_f\rho_0^k(0). \quad (6)$$

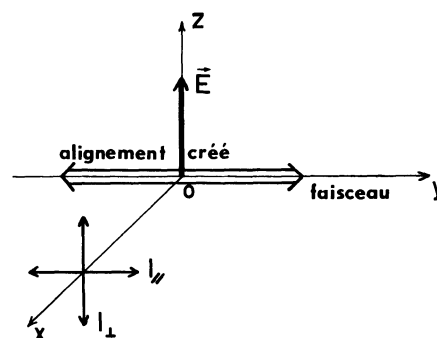


Fig. 1. — Géométrie de l'expérience de dépolarisation électrique. Le champ électrique est appliqué perpendiculairement au faisceau et à la direction d'observation.

[Experimental geometry for electric depolarization. The electric field is applied perpendicular to the ion beam and to the observation direction.]

Finalement, pour un niveau $J = 2$, les composantes observables de la matrice densité ont comme valeurs en fonction des $Q_{|m|}$

$$\begin{aligned}\rho_0^0 &= \frac{1}{\Gamma} \frac{N_0 \mathfrak{J}}{2|e|} \frac{1}{\sqrt{5}} (Q_0 + 2Q_1 + 2Q_2) \\ \rho_0^2 &= \frac{1}{\Gamma} \frac{N_0 \mathfrak{J}}{2|e|} \frac{1}{\sqrt{2}\sqrt{7}} (Q_0 + Q_1 - 2Q_2) \\ \rho_{\pm 2}^2 &= \frac{1}{\Gamma} \frac{N_0 \mathfrak{J}}{2|e|} \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{7}} \left(Q_2 - Q_1 + \frac{1}{1 + \frac{56}{49} \frac{\alpha^2}{\Gamma^2} E^4} (Q_2 - Q_0) \right).\end{aligned}\quad (7)$$

2.2 EXPRESSION ANALYTIQUE DU SIGNAL DE DÉPOLARISATION ÉLECTRIQUE. — L'intensité de la lumière observée dans la direction \mathbf{k} avec la polarisation \mathbf{e}_λ est donnée par la relation de D'Yakonov [18] :

$$I(\mathbf{k}, \mathbf{e}_\lambda) = (-1)^{J_1+J_0} I_0' \sum_{k=0}^2 \sqrt{2k+1} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & k \\ J_1 & J_1 & J_0 \end{Bmatrix} \sum_{q=-k}^{+k} (-1)^q \phi_q^k(\mathbf{e}_\lambda) \rho_q^k. \quad (8)$$

Les $\phi_q^k(\mathbf{e}_\lambda)$ qui s'expriment en fonction des angles polaires θ et φ de \mathbf{e}_λ sont donnés dans [18].

Pour des raisons expérimentales évidentes, nous avons choisi l'axe de visée perpendiculaire au champ électrique et au faisceau ionique (Fig. 1). Dans cette géométrie, nous trouvons pour la transition étudiée 4^1D-2^1P

$$I_{\parallel} - I_{\perp} = 3 I_0' \left(Q_0 + 2Q_1 - 3Q_2 + \frac{1}{1 + \frac{56}{49} \frac{\alpha^2}{\Gamma^2} E^4} (Q_0 - Q_2) \right). \quad (9)$$

La courbe de dépolarisation électrique est donc une lorentzienne en E^2 dont l'amplitude est proportionnelle à $Q_0 - Q_2$.

2.3 EXPRESSIONS DE SECTIONS EFFICACES RELATIVES D'EXCITATION DES SOUS-NIVEAUX ZEEMAN. — La relation (9) montre que l'application d'un champ électrique intense entraîne une dépolarisation partielle de la lumière émise. Par contre un champ magnétique intense appliqué perpendiculairement au faisceau suivant l'axe d'observation dépolarise complètement la lumière observée; nous avons montré en effet dans [9] que dans cette géométrie le signal de dépolarisation magnétique s'exprime, dans le cas d'un niveau supérieur $J = 2$, par

$$I_{\parallel} - I_{\perp} = 3 I_0' (2Q_0 + 2Q_1 - 4Q_2) \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + (2\mu_0 gH)^2} \quad (10)$$

où μ_0 est le magnéton de Bohr et g le facteur de Landé du niveau supérieur de la transition observée.

Par conséquent, on peut déterminer les sections efficaces d'excitation $Q_{|m|}$ des sous-niveaux magnétiques du niveau 4^1D de HeI d'une part en enregistrant successivement les courbes de dépolarisation électrique et magnétique qui nous donnent deux relations entre les différents $Q_{|m|}$ et d'autre part en mesurant la section efficace totale d'excitation Q de ce niveau ce qui nous permet d'avoir une troisième relation, en effet

$$Q = Q_0 + 2Q_1 + 2Q_2. \quad (11)$$

Si la détermination de la section efficace totale n'est pas possible, on peut obtenir deux autres relations :

— la première, en mesurant le taux de polarisation que l'on obtient aisément par la mesure de l'intensité lumineuse à travers un polariseur successivement parallèle et perpendiculaire au faisceau. En effet

$$P = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} = \frac{3Q_0 + 3Q_1 - 6Q_2}{5Q_0 + 9Q_1 + 6Q_2} \quad (12)$$

— la seconde, en déterminant le rapport \mathcal{A} des amplitudes des deux courbes de dépolarisation (électrique et magnétique) que l'on enregistre dans des conditions expérimentales identiques :

$$\mathcal{A} = \frac{Q_0 - Q_2}{2Q_0 + 2Q_1 - 4Q_2}. \quad (13)$$

Si on ne mesure que P et \mathcal{A} , on ne peut en déduire que les sections efficaces relatives d'excitation (ou populations relatives) des sous-niveaux magnétiques $q_{|m|}$. On obtient en normalisant les $q_{|m|}$ de façon que $q_0 + 2q_1 + 2q_2 = 1$:

$$q_0 = \frac{3 - 9P + 48\mathcal{A}P}{D} \quad q_1 = \frac{3 + 11P - 32\mathcal{A}P}{D} \\ q_2 = \frac{3 - 9P + 8\mathcal{A}P}{D} \quad (14)$$

avec

$$D = 9 - 7P + 24\mathcal{A}P.$$

3. Résultats expérimentaux. — 3.1 DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET MÉTHODE DE MESURE. — Le montage utilisé est analogue à celui que nous avons décrit en détail

dans [9]. Pour observer la dépolarisation électrique, nous avons ajouté dans la chambre de collision, au niveau du point d'observation deux plaques de condensateurs distantes de 16 mm, parallèles à l'axe du faisceau et à la direction d'observation. Une des plaques a été reliée à la masse tandis que l'autre était portée à un potentiel pouvant varier entre des valeurs positives et négatives en passant par zéro.

Les ions accélérés ont été fournis pour les premières expériences par un accélérateur SAMES 150 keV. Comme cet accélérateur donnait à faible énergie ($E < 30$ keV) des faisceaux d'intensité trop faibles pour réaliser des expériences dans de bonnes conditions, nous avons utilisé ensuite le séparateur d'isotopes de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, appareil qui nous a permis de travailler entre 6 et 40 keV avec des faisceaux très intenses (de 30 à 300 μ A).

Pour ce qui est de la partie détection du signal, nous nous sommes servis pour tracer les courbes de dépolarisation d'un dispositif identique à celui présenté dans [9]. Pour obtenir les courbes de dépolarisation électrique, nous avons remplacé le générateur de courant qui alimente les bobines de champ par une alimentation H.T. qui applique la tension sur les plaques et qui est commandée par le même générateur de balayage. Nous avons toutefois légèrement modifié ce système de détection en introduisant un dispositif qui agit sur la haute tension appliquée au photomultiplicateur pour que ce dernier travaille à courant moyen constant, ceci de façon à nous affranchir des fluctuations de la pression de la cible et de l'intensité du faisceau ionique. Cette régulation du courant du photomultiplicateur est parfaitement adaptée pour l'enregistrement des courbes de dépolarisation magnétique, puisqu'elle maintient constant $I_{\parallel} + I_{\perp}$ qui est indépendant du champ magnétique. (Pour la transition $4^1D - 2^1P$, $I_{\parallel} + I_{\perp} = I'_0(10Q_0 + 18Q_1 + 12Q_2)$.)

Par contre, lorsque l'on applique le champ électrique, $I_{\parallel} + I_{\perp}$ dépend de ce champ, en effet on montre que

$$I_{\parallel} + I_{\perp} = I'_0 \times \left(7Q_0 + 18Q_1 + 15Q_2 + 3(Q_0 - Q_2) \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 56/49 \alpha^2 E^4} \right)$$

et si on régule le courant du photomultiplicateur, les courbes de dépolarisation électrique obtenues ne sont plus des lorentziennes en E^2 . Nous avons tenté d'effectuer des enregistrements sans régulation, mais il nous a été impossible de maintenir l'intensité du faisceau constante durant tout un enregistrement.

Nous avons donc finalement enregistré les courbes de dépolarisation électrique avec cette régulation. Un calcul numérique avec les résultats que nous avons obtenus montre que l'erreur introduite en négligeant ainsi la variation de $I_{\parallel} + I_{\perp}$ avec le champ électrique est au maximum de 5% sur l'amplitude de la courbe

de dépolarisation électrique, c'est-à-dire en définitive sur la mesure de la quantité

$$3(Q_0 - Q_2)/(10Q_0 + 18Q_1 + 12Q_2).$$

L'influence sur les résultats finaux est au plus de la grandeur du bruit.

Sur la figure 2 nous donnons un exemple de courbes de dépolarisation magnétique et électrique enregistrées dans les mêmes conditions. Nous n'avons pas tracé la partie de la courbe électrique correspondant à $V > 0$, ceci en raison de la présence dans la cible d'électrons libres provenant de l'ionisation de la cible ou du faisceau. Ces électrons accélérés vers la plaque alors polarisée positivement réexcitent la cible au voisinage du point d'observation, il en résulte un signal parasite important. Nous avons donc effectué les enregistrements en appliquant une tension variant de + 20 à - 450 V. Néanmoins, un signal parasite apparaît dans ces conditions de balayage du champ électrique dès que la pression de la cible atteint 10^{-3} torr, ce qui nous a obligé à travailler à des pressions de quelques 10^{-4} torr.

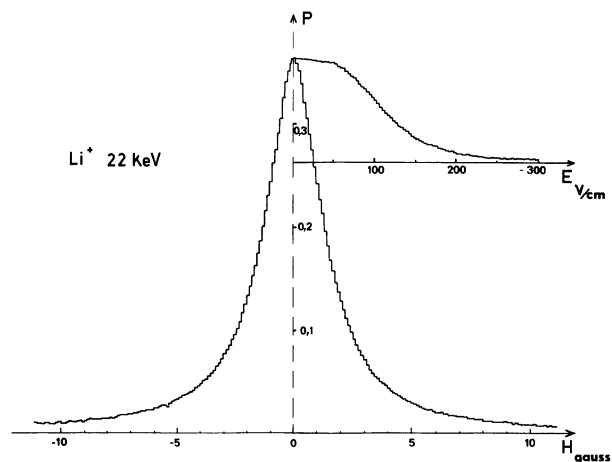


Fig. 2. — Courbes expérimentales de dépolarisation électrique et magnétique de la transition 4^1D-2^1P de HeI excité par Li^+ d'énergie 22 keV.

[Experimental curves of electric and magnetic depolarization of the 4^1D-2^1P transition of HeI excited by Li^+ at 22 keV.]

3.2 ANALYSE DES COURBES DE DÉPOLARISATION. —

L'excitation ionique étant non sélective, le niveau 4^1D étudié est en partie peuplé par cascades à partir des niveaux n^1F ($n > 4$) qui peuvent être eux-mêmes alignés. Cela se traduit sur les courbes de dépolarisation par une superposition de plusieurs lorentziennes.

Les courbes de dépolarisation magnétique peuvent être décomposées approximativement en deux lorentziennes, la première due à l'excitation directe est environ trois fois plus large que la seconde correspondant à l'excitation par cascades à partir de l'ensemble du niveau n^1F . Dans ces conditions, il est impossible de les distinguer sans avoir recours à une

analyse sur ordinateur des courbes de dépolarisation qui doivent alors avoir un excellent rapport signal sur bruit. Pour avoir des résultats significatifs sur les amplitudes de ces deux lorentziennes, nous avons enregistré les courbes de dépolarisation magnétique avec un rapport signal sur bruit de l'ordre de 10^3 .

Pour les courbes de dépolarisation électrique, les courbes correspondant à l'excitation directe et à l'excitation par cascades sont plus aisément discernables du fait de la différence du rapport α/Γ entre le niveau 4^1D et les niveaux n^1F ($n > 4$); en effet pour les niveaux n^1F , α/Γ est beaucoup plus faible. $\Gamma = 7,2 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ pour le 5^1F contre $2,8 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ pour le 4^1D , tandis que le coefficient α des niveaux n^1F est plus grand que celui du niveau 4^1D . Ainsi pour le niveau 5^1F , α est de l'ordre de $2\,500 \text{ Hz} \cdot (\text{V/cm})^{-2}$ contre $335 \text{ Hz} \cdot (\text{V/cm})^{-2}$ pour le niveau 4^1D . Par l'analyse de ces courbes nous avons trouvé que la courbe relative au peuplement direct de 4^1D a une demi-largeur à mi-hauteur égale à $112 \pm 1 \text{ V/cm}$, ce qui donne en prenant $\Gamma = 2,80 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ (dédit de la courbe Hanle)

$$\alpha = 333 \pm 10 \text{ Hz} \cdot (\text{V/cm})^{-2},$$

valeur en excellent accord avec la valeur calculée précédemment ($335 \text{ Hz} \cdot (\text{V/cm})^{-2}$).

Les grandeurs que nous devons déterminer pour obtenir les sections efficaces d'excitation sont d'une part le taux de polarisation proportionnel à l'amplitude de la courbe de dépolarisation magnétique, d'autre part le rapport des amplitudes des courbes de dépolarisation électrique et magnétique qui correspondent à l'excitation directe. La déconvolution des courbes de dépolarisation magnétique et électrique nous permet de séparer les contributions aux signaux d'alignement de l'excitation directe et de l'excitation par cascades, mais elle ne nous permet pas de séparer les contributions à l'intensité lumineuse totale (non polarisée) de ces deux sources d'excitation. Nous ne disposons pas de données expérimentales qui nous permettent d'estimer, même approximativement le peuplement par cascades. Nous pouvons toutefois affirmer que pour le niveau 4^1D de HeI excité par ions lourds, le processus de peuplement par cascades est moins important que le processus de peuplement direct, ceci pour deux raisons :

— La section efficace d'excitation des niveaux n^1F ($n > 4$) est plus faible que celle du niveau 4^1D . En effet, il a été prouvé qu'en excitation ionique la section efficace d'excitation des niveaux de même nombre quantique orbital décroît lorsque le nombre quantique principal augmente [19]. Par ailleurs des expériences ont montré que pour les niveaux de même nombre quantique principal, la section efficace d'excitation des niveaux F est inférieure à celle des niveaux D [20].

— Les probabilités de transitions des niveaux n^1F ($n > 4$) vers le niveau 3^1D sont plus grandes

que celles correspondant aux transitions vers le niveau 4^1D .

Finalement pour la détermination du taux de polarisation, nous avons pris l'amplitude de la lorentzienne large et avons supposé que l'influence du peuplement par cascades sur l'intensité lumineuse de la transition observée était négligeable.

3.3 POLARISATION DE LA TRANSITION 4^1D-2^1P .

— La cible d'hélium a été successivement excitée par les ions Li^+ , Ne^+ , Na^+ et Mg^+ . La figure 3 représente la variation du taux de polarisation en fonction de la vitesse et de l'énergie de l'ion Li^+ entre 6 et 100 keV; au-dessus de 40 keV les résultats proviennent de mesures effectuées antérieurement [21]. On constate que dans tout le domaine de vitesse exploré, le taux de polarisation reste élevé, supérieur à 0,23, ce qui est, si on considère l'expression (12), la manifestation d'un peuplement préférentiel des sous-niveaux magnétiques $m = 0$ et $|m| = 1$.

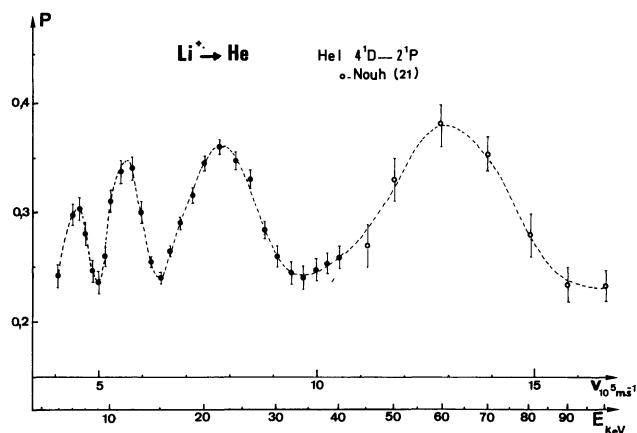


Fig. 3. — Courbe de variation du taux de polarisation de la transition 4^1D-2^1P de HeI en fonction de la vitesse (ou énergie) de Li^+ . Les valeurs du taux de polarisation indiquées correspondent à l'excitation directe du niveau 4^1D .

[Curve of variation for the polarization ratio of the 4^1D-2^1P transition of HeI as a function of Li^+ beam velocity (or energy). The indicated values of the polarization ratio correspond to the direct excitation of the 4^1D level.]

D'autre part on voit apparaître dans la courbe de polarisation une structure oscillante qui se rétrécit quand la vitesse des ions diminue et dont les maxima se situent à environ $4,5, 5,6, 7,8$ et $12,8 \times 10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

Dans le cas de l'excitation par Ne^+ , la masse de l'ion était plus lourde, le domaine de vitesse étudié est plus restreint, par contre cela nous a permis d'atteindre des vitesses plus faibles (jusqu'à $2,5 \times 10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$).

L'évolution de la polarisation est donnée par la figure 4 sur laquelle nous avons reporté les résultats de mesures antérieures [22]. Comme pour l'excitation avec Li^+ , la courbe de polarisation présente une structure oscillante mais elle se caractérise surtout par une décroissance importante quand la vitesse diminue, la polarisation s'annulant une première fois

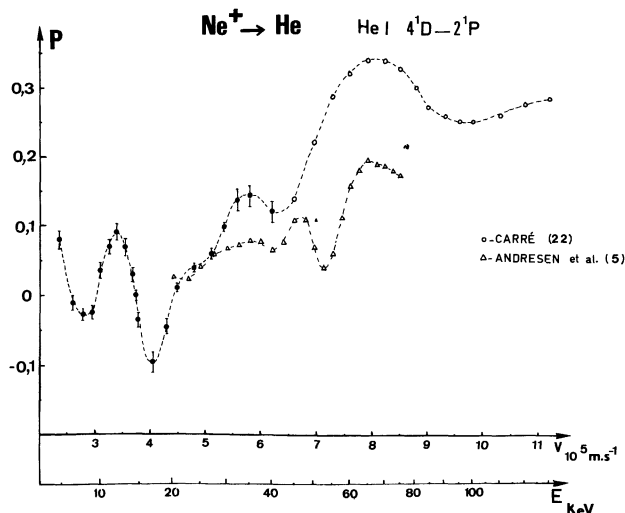


Fig. 4. — Variation avec la vitesse (ou énergie) de Ne^+ de la polarisation de la transition 4^1D-2^1P de HeI.

[Variation with Ne^+ velocity (or energy) of the polarization of the 4^1D-2^1P transition of HeI.]

vers $4,7 \times 10^5$ m/s puis oscillant autour de zéro. Nos résultats diffèrent sensiblement de ceux d'Andresen *et al.* [5] ; la différence peut être attribuée à deux raisons :

— Leurs mesures ont été effectuées à l'aide d'un monochromateur à réseau qui possédait une très forte polarisation instrumentale et de ce fait pouvait intro-

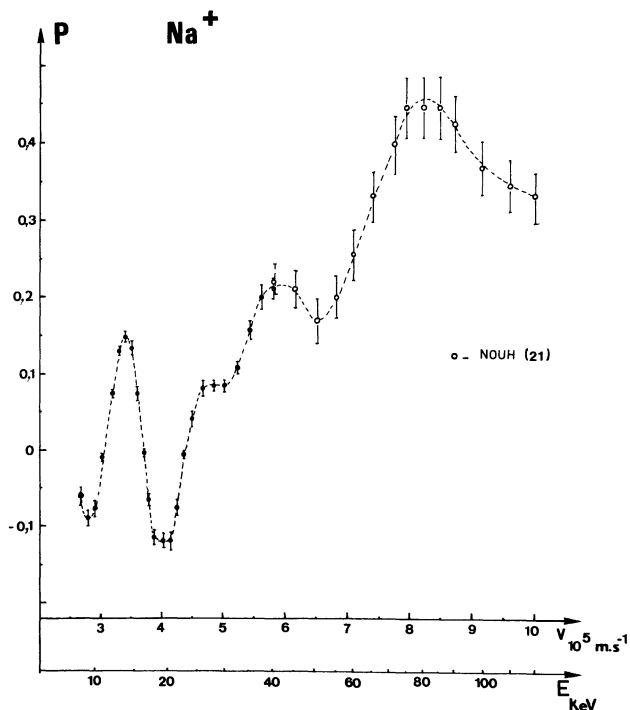


Fig. 5. — Taux de polarisation de la transition 4^1D-2^1P de HeI en fonction de la vitesse (ou énergie) d'un faisceau de Na^+ .

[Polarization ratio of the 4^1D-2^1P transition of HeI as a function of the velocity (or energy) of a Na^+ ion beam.]

duire une erreur importante sur la détermination du taux de polarisation.

— Leurs mesures ne tenaient pas compte de la polarisation provenant des cascades à partir des niveaux n^1F .

Avec Na^+ , la variation du taux de polarisation avec la vitesse est identique à celle observée en excitation par Ne^+ (Fig. 5). Les amplitudes des oscillations sont un peu plus grandes, mais on retrouve les maxima situés aux mêmes vitesses que dans le cas de l'excitation par Li^+ , c'est-à-dire vers $3,4, 5,75$ et 8×10^5 m.s⁻¹.

Avec Mg^+ nous n'avons pas effectué de mesures au-dessus de 40 keV, le domaine de vitesse étudié est dans ce cas très réduit ($2 - 5,7 \times 10^5$ m.s⁻¹). On peut observer néanmoins sur la figure 6, que la courbe de polarisation obtenue avec Mg^+ a dans le même domaine de vitesse, même profil que les courbes précédentes, mais avec un taux de polarisation négatif en dessous de 5×10^5 m.s⁻¹ et des maxima légèrement décalés vers les basses vitesses.

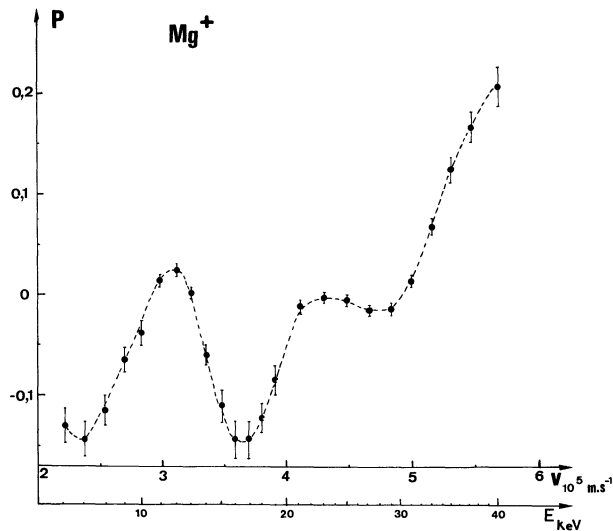


Fig. 6. — Variation avec la vitesse (ou énergie) d'un faisceau de Mg^+ du taux de polarisation de la transition 4^1D-2^1P de HeI.

[Variation with the velocity (or energy) of a Mg^+ beam of the polarization ratio of the 4^1D-2^1P transition of HeI.]

3.4 RELAXATION DE L'ALIGNEMENT. — Le taux de polarisation a été déterminé à partir de la mesure de l'amplitude des courbes de dépolarisation magnétique qui ont été enregistrées à très faible pression de la cible. La largeur à mi-hauteur ΔH de ces courbes, est liée à la largeur naturelle du niveau par la relation $\Gamma = \mu_0 g \Delta H$. Quand on augmente la pression, on observe, simultanément avec une diminution du taux de polarisation, un élargissement des courbes qui traduit un accroissement de la largeur apparente $\gamma^{(2)}$ du niveau qui s'exprime dans ce cas par

$$\gamma^{(2)} = \Gamma + n \langle \sigma^{(2)}(v) \cdot v \rangle$$

où n représente le nombre d'atomes par unité de volume et $\langle \sigma^{(2)}(v).v \rangle$ la valeur moyenne du produit de la section efficace de désalignement par collision par la vitesse relative atome excité-atome au fondamental. La valeur de $\langle \sigma^{(2)}(v).v \rangle$ nous est donnée par la pente de la courbe de variation $\gamma^{(2)}$ en fonction de la pression.

Sur la figure 7, nous avons représenté la variation de $\langle \sigma^{(2)}(v).v \rangle$ en fonction de la vitesse d'ions incidents Li^+ comprise entre $5,25$ et $10,5 \times 10^5 \text{ m.s}^{-1}$. La courbe montre que $\langle \sigma^{(2)}(v).v \rangle$ décroît avec la vitesse du projectile, mais on distingue nettement deux maxima, l'un vers $5,7 \times 10^5 \text{ m.s}^{-1}$, l'autre vers $7,5 \times 10^5 \text{ m.s}^{-1}$ et si on la compare à la courbe de la figure 3, on voit que ces maxima coïncident avec des maxima du taux de polarisation.

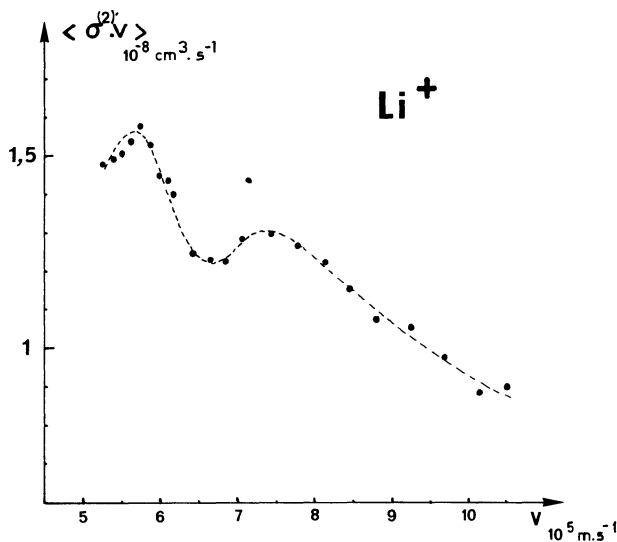


Fig. 7. — Variation avec la vitesse de Li^+ de la pente $\langle \sigma^{(2)}(v).v \rangle$ de la droite de relaxation du niveau 4^1D de HeI.

[Variation with Li^+ velocity of the slope $\langle \sigma^{(2)}(v).v \rangle$ of the straight line fit to the alignment relaxation curves of the 4^1D level of HeI.]

Dans le cas d'une excitation par Na^+ , la variation de $\langle \sigma^{(2)}(v).v \rangle$ donnée par la figure 8, est, pour les grandes valeurs de v , analogue à celle observée avec Li^+ . Par contre, quand la vitesse des projectiles diminue, on voit apparaître des discontinuités qui coïncident exactement avec les changements de signe du taux de polarisation.

3.5 POPULATIONS RELATIVES DES SOUS-NIVEAUX MAGNÉTIQUES. — Les résultats obtenus avec les ions Li^+ sont rassemblés sur la figure 9; on constate que Li^+ excite préférentiellement les niveaux $m = 0$ et $|m| = 1$, en effet q_2 reste toujours inférieur à 0,1. Ces résultats confirment l'hypothèse que nous avons formulée dans le paragraphe 3.3. La caractéristique essentielle de ces résultats est la présence dans les courbes relatives à q_0 et q_1 , de structures oscillantes qui sont en opposition de phase tandis que q_2 varie très faiblement.

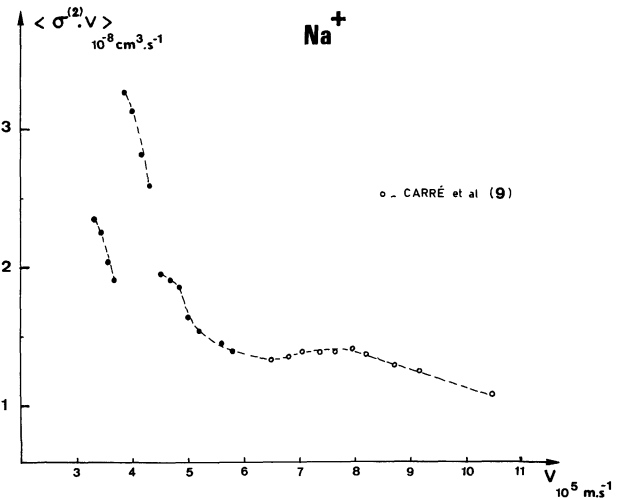


Fig. 8. — Variation avec la vitesse de $\langle \sigma^{(2)}(v).v \rangle$ correspondant à la relaxation du niveau 4^1D de HeI excité par Na^+ . Les discontinuités de la courbe correspondent à un changement de signe du taux de polarisation de la transition $4^1\text{D}-2^1\text{P}$.

[Velocity variation of $\langle \sigma^{(2)}(v).v \rangle$ corresponding to the relaxation of the 4^1D level of HeI excited by Na^+ impact. The discontinuities in the curve correspond to the sign changes of the polarization ratio of the $4^1\text{D}-2^1\text{P}$ transition.]

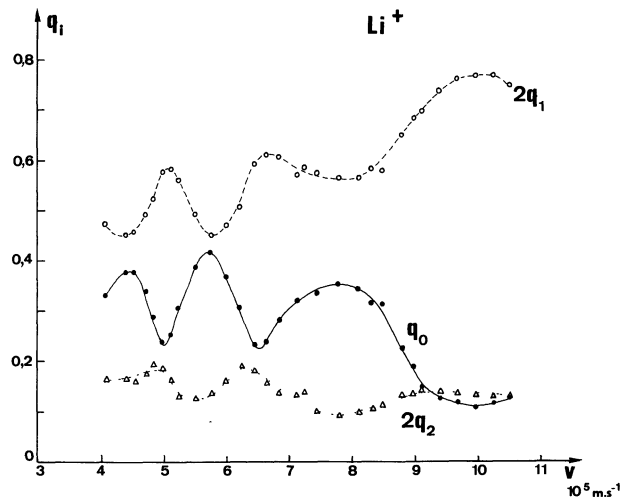


Fig. 9. — Populations relatives (ou sections efficaces relatives d'excitation) q_i des sous-niveaux magnétiques du niveau 4^1D de HeI en fonction de la vitesse d'un faisceau de Li^+ .

[Relative populations (or relative excitation cross-sections) q_i of magnetic sub-levels of the 4^1D state of HeI as functions of Li^+ beam velocity.]

Si on examine les positions des extrêma de ces courbes, on voit que les maxima de q_0 (ou minima de q_1) correspondent rigoureusement aux maxima du taux de polarisation.

Dans le cas de l'excitation par Ne^+ (Fig. 10), le domaine de vitesse étudié est plus faible

$$(2,8 - 6,2 \times 10^5 \text{ m.s}^{-1}),$$

nous retrouvons toutefois des structures oscillantes

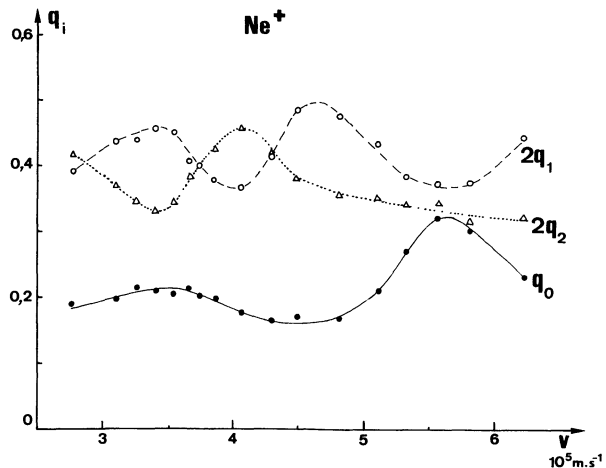


Fig. 10. — Variations avec la vitesse des populations relatives (ou sections efficaces relatives d'excitation) q_i des sous-niveaux magnétiques du niveau 4 ¹D de HeI excité par Ne⁺.

[Variations with velocity of the relative populations (or relative excitation cross-sections) q_i of the magnetic sub-levels of the 4 ¹D state of HeI excited by Ne⁺.]

dans les variations des différentes sections efficaces relatives, avec pour q_2 des valeurs plus grandes que précédemment. Au-dessus de 5×10^5 m.s⁻¹, il semble que q_0 et q_1 évoluent de la même façon qu'avec Li⁺, en effet nous observons un maximum de q_0 à environ $5,7 \times 10^5$ m.s⁻¹. Par contre, à plus faible vitesse, apparaît une structure oscillante dans la variation de q_2 en opposition de phase avec celle de q_1 , mais les oscillations sont moins nettes que celles observées dans les variations de q_0 et q_1 .

Avec Na⁺, des mesures effectuées antérieurement par Nouh [21] entre 40 et 120 keV nous ont permis d'avoir des résultats dans un domaine de vitesse qui recouvre celui de Li⁺ (Fig. 11). Lorsque la vitesse de

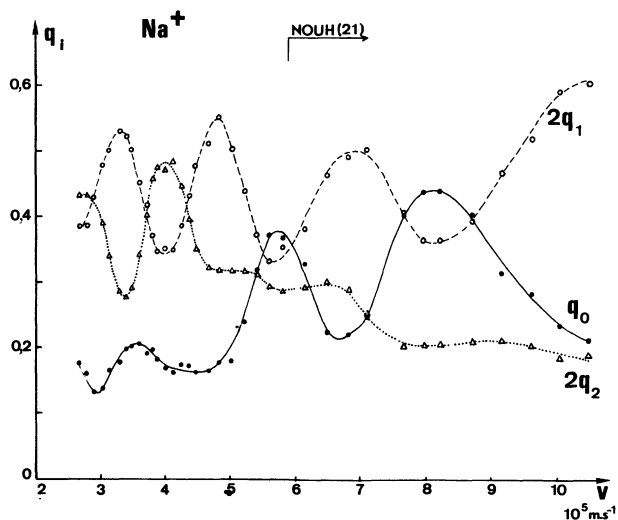


Fig. 11. — Populations relatives q_i des sous-niveaux Zeeman du niveau 4 ¹D de HeI en fonction de la vitesse de Na⁺.

[Relative populations q_i of the Zeeman sub-levels of the 4 ¹D state of HeI as functions of Na⁺ beam velocity.]

Na⁺ est supérieure à 5×10^5 m.s⁻¹, les courbes de variations de q_0 , q_1 et q_2 sont identiques à celles obtenues avec Li⁺ avec des extréma situés aux mêmes vitesses. A plus basse vitesse, q_0 , q_1 et q_2 évoluent de la même façon que dans le cas de l'excitation par Ne⁺.

Lorsque l'on bombarde la cible d'hélium par des ions Mg⁺, les courbes de variations de q_0 , q_1 et q_2 en fonction de la vitesse ont même allure que pour les autres ions lourds (Ne⁺, Na⁺). Ainsi on peut observer sur la figure 12 une décroissance importante de q_0 quand la vitesse diminue et des oscillations de q_1 et q_2 en opposition de phase mais avec des extréma légèrement décalés vers les faibles vitesses par rapport à ceux observés avec les autres ions.

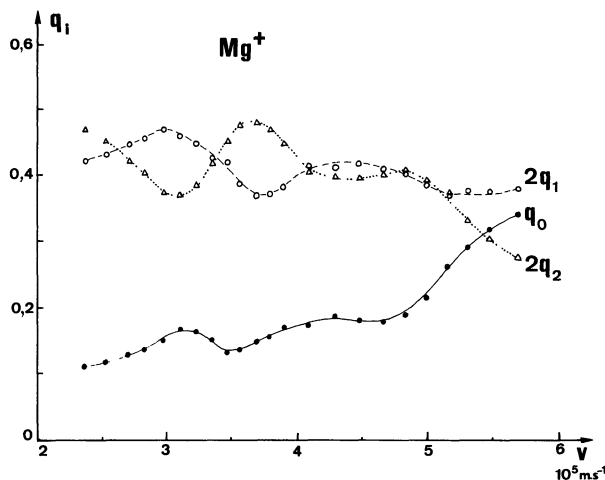


Fig. 12. — Variations avec la vitesse de Mg⁺ des populations relatives q_i des sous-niveaux Zeeman du niveau 4 ¹D de HeI.

[Variations with Mg⁺ beam velocity of the relative populations q_i of the Zeeman sub-levels of the 4 ¹D state of HeI.]

4. Discussion. — L'existence de structures oscillantes dans les sections efficaces totales et dans les taux de polarisation de la lumière émise a été observée dans plusieurs études antérieures [5, 6, 23]. L'interprétation qui en est retenue est celle qui en a été donnée par Rosenthal [4] et Bobashev [24]. Le principe de cette interprétation, adapté à notre cas est le suivant :

Une collision primaire a lieu à une distance R_1 (donc un paramètre d'impact) de l'ordre de une à deux unités atomiques, lorsque les énergies d'interaction, dues au recouvrement des fonctions d'onde de l'ion incident X⁺ et de l'atome d'hélium, sont de l'ordre de grandeur du Rydberg. Par suite de l'existence de plusieurs croisements évités dans la voie d'entrée et diverses voies de sortie, le système (XHe)⁺ se trouve à la sortie de cette zone de collision dans une superposition cohérente de plusieurs fonctions d'onde moléculaires. Les états moléculaires qui nous intéressent seraient composés *a priori* d'un cœur X⁺ + He⁺ et d'un électron dans une orbitale de Rydberg. Lors de la séparation des deux ions qui s'ensuit, une différence

de phase se développe entre les différentes voies moléculaires. Si deux voies moléculaires d'énergie $E_1(R)$ et $E_2(R)$ interagissent en formant un croisement évité à longue distance R_0 pour donner deux voies de sortie pour le système $X^+ + He^*$ (ou $X^* + He^+$ ou $X^{++} + He^*$), l'interférence entre les deux voies moléculaires qui donnent le même système final atome + ion se traduira par une oscillation de la section efficace totale avec une phase :

$$\Phi = \frac{1}{\hbar v} \int_{R_1}^{R_0} (E_1(R) - E_2(R)) dR + \Phi_0$$

$$= \frac{\langle \Delta E \rangle \langle \Delta R \rangle}{\hbar v} + \Phi_0$$

proportionnelle à la surface comprise entre les deux courbes $E_1(R)$ et $E_2(R)$ et inversement proportionnelle à la vitesse.

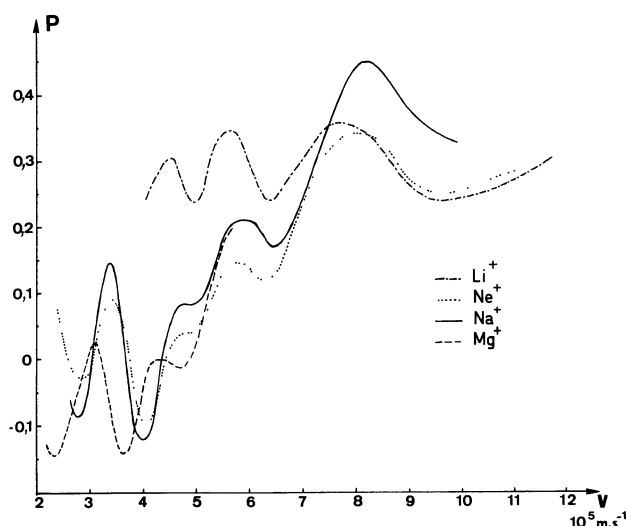


Fig. 13. — Courbes de variation avec la vitesse de la population de la transition 4^1D-2^1P de HeI excité par les différents ions. On constate sur ces courbes tracées dans la même échelle de vitesse que les maxima et les minima apparaissent approximativement aux mêmes vitesses.

[Curves of the variation with the beam velocity of the polarization of the 4^1D-2^1P transition of HeI excited by the different ions. Note that on these curves plotted in the same velocity scale that the maxima and minima appear approximately to the same velocities.]

Simultanément, le deuxième système atome + ion qui résulte du croisement évité des deux mêmes voies moléculaires oscillera avec une phase opposée.

On vérifie bien sur la figure 14 où l'on a porté la position des extréma de la courbe de polarisation obtenue avec Li^+ en fonction de l'inverse de la vitesse du projectile que l'on obtient une droite. La surface $\langle \Delta E \rangle \langle \Delta R \rangle$ que l'on en déduit est de $23 \text{ eV} \cdot \text{\AA}$.

L'interprétation précise de nos expériences demande l'identification des deux voies moléculaires (1) et (2) et des deux systèmes atome + ion qui oscillent en opposition de phase. L'existence d'un croisement évité à longue distance implique que les deux systèmes

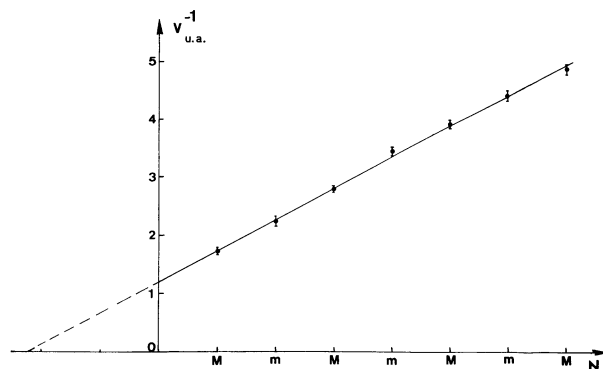
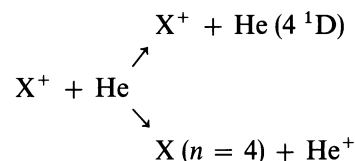


Fig. 14. — Positions en v^{-1} , inverse de la vitesse, des maxima et minima successifs de la courbe de polarisation obtenue avec Li^+ . Les maxima de polarisation sont notés M et les minima m.

[Positions, in an inverse velocity scale, of the successive maxima and minima of the polarization curve obtained with Li^+ . The polarization maxima are indicated by M and the minima by m.]

finaux aient des énergies très voisines. Les possibilités sont les suivantes :

a) Les deux voies de sortie conduisent à la réaction d'excitation directe et à la réaction d'échange de charge



En effet, l'influence du cœur sur l'énergie d'un état de Rydberg de $n = 4$ étant faible, ces deux voies de sortie ont même énergie à quelques cm^{-1} ou quelques dizaines de cm^{-1} près pour tous les ions étudiés. Les deux voies moléculaires qui interfèrent sont les combinaisons u et g d'une orbitale de $n = 4$ sur les deux cœurs ioniques X^+ et He^+ . La distance R_0 où la séparation de ces deux combinaisons est de l'ordre de grandeur de la séparation en énergie des deux voies de sortie est de quelques dizaines d'unités atomiques. L'existence d'interférences de ce type a été démontrée de façon très précise par Andersen *et al.* pour les réactions $Na^+ + Ne$ et $O^+ + Ne$ [6]. Le fait que nos résultats dépendent essentiellement de la vitesse de l'ion incident et assez peu de sa nature pourrait s'expliquer dans ce cas en disant que les fonctions d'onde de l'électron externe dans divers états de $n = 4$ dépendent peu de la nature de l'ion à cause de la grande valeur des dimensions de ces orbitales ($\sim 16 a_0$) devant la dimension des deux cœurs ioniques. Toutefois pour démontrer que c'est effectivement ce mécanisme qui intervient dans notre cas, il faut étudier la voie d'échange de charge pour voir s'il apparaît des oscillations en opposition de phase avec celles que nous trouvons dans la voie directe. Ce travail avait été fait dans le cas de $Na^+ + Ne$ et $O^+ + Ne$, et c'était l'argument essentiel à l'appui

de cette théorie, mais n'a pas été fait dans notre cas. Toutefois, les sections efficaces directes et d'échange de charge pour l'excitation du niveau 4 ¹D de l'hélium ont été mesurées par Muller et De Heer [25] dans le cas de collision He⁺ + He. Ils trouvent bien des oscillations en opposition de phase sur les voies directes et d'échange de charge, mais lorsqu'ils additionnent les deux voies, il reste une oscillation tout aussi importante, ce qui montre que ce mécanisme n'est pas le seul à opérer dans les collisions He⁺ + He, et donc probablement dans le cas que nous avons étudié, étant donné la relative indépendance entre les phénomènes étudiés et la nature du projectile. Il faut noter que dans les expériences de Muller et De Heer, la séparation entre les deux voies directes et d'échange de charge se fait uniquement avec l'effet Doppler de quelques angströms qui correspond au déplacement de l'ion incident, en sorte que pour obtenir la somme des deux processus, il suffit d'ouvrir un peu les fentes du monochromateur. Le fait qu'il existe des battements sur cette somme est donc établi de façon beaucoup plus indiscutable que dans les cas habituels où l'on doit sommer les intensités absolues de deux raies appartenant à deux domaines spectraux différents pondérés par des forces d'oscillateur différentes.

b) Les deux voies de sortie sont composées des deux niveaux singulet et triplet 4 ¹D et 4 ³D. Un battement de ce type entre les deux voies 2 ¹S et 2 ³S a été analysé par Rosenthal [4] dans les collisions He⁺ + He. Mais Muller et De Heer trouvent qu'au contraire les populations des niveaux 4 ¹D et 4 ³D oscillent plutôt en phase dans les mêmes collisions He⁺ + He. De plus on ne s'expliquerait pas dans ce cas que nous trouvions à peu près les mêmes résultats avec Ne⁺ comme projectile, dont l'état fondamental est un doublet et avec Li⁺ ou Na⁺ qui sont des singulets et qui ne peuvent conduire à l'excitation d'un niveau triplet de l'hélium qu'avec excitation simultanée du projectile en raison de la règle de conservation de spin de Wigner qui est probablement très bonne au moins pour Li⁺ + He.

c) Une troisième possibilité qui n'a pas été mise en évidence expérimentalement jusqu'à présent est liée à l'effet Stark du premier ordre de l'ion qui s'éloigne sur l'atome d'hélium dans un niveau de Rydberg. Etant donnée la quasi-dégénérescence des niveaux de Rydberg de l'hélium, cette interaction est sensible à très grande distance. L'axe He-Ne⁺, à cause de la faible valeur du paramètre d'impact qui correspond à l'excitation primaire (distance $R_1 \sim 1$ u.a.) et à cause de la faible déviation de l'ion au cours d'une collision inélastique aux énergies où nous opérons, est pratiquement aligné avec l'axe du faisceau lorsque cette interaction finit de se faire sentir. Les deux niveaux 4 ¹D ($m_L = \pm 2$) et 4 ¹F ($m_L = \pm 2$) sont couplés par effet Stark du premier ordre - d.E, purement non diagonal, dû au champ électrique de l'ion qui s'éloigne. Lorsque cet effet Stark est supérieur à leur séparation

en champ nul ($6,5 \text{ cm}^{-1}$) c'est-à-dire pour une distance inférieure à $R_0 = 650 a_0$, les deux niveaux propres sont les deux combinaisons linéaires :

$$\begin{aligned} |\Delta 4d\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|4^1D, m_L = \pm 2\rangle \\ &\quad + |4^1F, m_L = \pm 2\rangle) \\ |\Delta 4f\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|4^1D, m_L = \pm 2\rangle \\ &\quad - |4^1F, m_L = \pm 2\rangle) \end{aligned}$$

qui constituent les deux orbitales moléculaires 1 et 2 de la théorie de Rosenthal et Bobashev.

De façon analogue $m_L = \pm 1$ et $m_L = 0$ correspondraient à 3(p, d, f) et 4(s, p, d, f) orbitales moléculaires couplées.

Le fait que les oscillations dépendent essentiellement de la vitesse de l'ion et peu de sa nature s'expliquent alors par le fait que l'énergie d'interaction Stark à longue distance ne dépend que de la charge de l'ion.

Les différences entre les courbes correspondant aux différents projectiles sont dues aux termes d'ordre supérieur correspondant à la différence de polarisabilité et aux termes d'échange à courte distance entre l'électron excité et l'ion incident. Une autre différence peut également provenir d'une différence dans le mécanisme de l'excitation primaire qui peut *a priori* donner des probabilités différentes d'excitation des diverses voies moléculaires pour des ions incidents différents, et pour un même ion incident pour des énergies différentes. La variation de l'excitation primaire avec l'énergie de l'ion incident est en général peu rapide (autrement elle masquerait complètement la structure oscillante due aux interférences), mais elle existe indubitablement dans nos expériences. L'excitation des voies Δ qui conduisent à $|m_L| = 2$ est en effet faible à haute énergie pour tous les projectiles étudiés. Elle devient importante à basse énergie pour Na⁺, Ne⁺ et Mg⁺, mais pas pour Li⁺. Pour prouver que ce mécanisme d'effet Stark est bien celui qui opère dans nos expériences, il faudrait, comme pour les mécanismes précédents étudier les différentes voies de sortie, c'est-à-dire les niveaux 4 ¹S, 4 ¹P, 4 ¹F, qui doivent osciller en opposition de phase avec les voies constituées par les différents $|m_L| = 0, 1, 2$ de 4 ¹D, ce que nous n'avons pas fait dans le présent travail.

5. **Conclusion.** — Nous avons montré par une méthode expérimentale originale et relativement simple que l'on peut déterminer les populations des sous-niveaux Zeeman d'un état $J = 2$. La précision de cette méthode, basée sur les effets de dépolarisation par champ électrique et par champ magnétique repose sur la détermination du taux de polarisation. Dans les expériences que nous avons réalisées et qui concernaient le niveau 4 ¹D de HeI, le taux de polarisation a été mesuré avec une bonne précision. Nous avons été gênés essentiellement par la présence d'un peuplement partiel par cascades. Nous pouvons

éliminer l'influence de ces cascades sur les signaux de dépolarisation en champ électrique et magnétique en nous basant sur la largeur des courbes obtenues, mais pas sur l'intensité totale des raies. Néanmoins, nous avons pu observer dans l'étude de l'évolution en fonction de la vitesse de l'ion incident des structures oscillantes dans les valeurs de la polarisation et des populations relatives. Ces structures se caractérisent par :

- une indépendance de la position des maxima et des minima par rapport à la nature de l'ion incident,
- une grande variation de l'amplitude de ces oscillations en fonction de l'ion incident,
- une oscillation harmonique dans une représentation en v^{-1} .

Cette étude ne constitue toutefois qu'une première étape dans l'interprétation des oscillations obtenues. Pour déterminer expérimentalement de façon certaine la contribution relative des différents mécanismes qui

peuvent être à l'origine de ces oscillations, il faut effectuer le même travail sur les différentes voies de sortie qui peuvent osciller en opposition de phase avec les voies que nous avons étudiées, c'est-à-dire :

- la voie d'échange de charge par l'observation des niveaux $n = 4$ de Li, Ne, Na et Mg,
- les voies Stark, par l'observation des niveaux 4^1S , 4^1P et 4^1F de He.

Remerciements. — Ce travail a pu être réalisé grâce à la compréhension du Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon qui nous a accordé la possibilité d'installer notre montage expérimental sur le séparateur d'isotopes de cet institut, nous l'en remercions. Nous remercions également M. A. Plantier qui, responsable du fonctionnement de cette machine, nous a permis d'effectuer les mesures dans d'excellentes conditions.

Bibliographie

- [1] THOMAS, E. W., *Excitation in Heavy particle collisions* (Wiley Interscience) 1972.
- [2] VAN DEN BOS, J., Thèse, Amsterdam (1967)
VAN DEN BOS, J., WINTER, G. J. et DE HEER, F. J., *Physica* **40** (1968) 357.
- [3] DENIS, A., Thèse 3^e cycle, Lyon (1967).
DENIS, A., DUFAY, M. et GAILLARD, M. L., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci. Paris* **B 264** (1967) 440.
- [4] ROSENTHAL, H., *Phys. Rev. A* **4** (1971) 1030.
- [5] ANDRESEN, B., JENSEN, K. et VEJE, E., *Phys. Rev. A* **16** (1977) 150.
- [6] ANDERSEN, T., NIELSEN, A. K. et OLSEN, K. J., *Phys. Rev. A* **10** (1974) 2174.
- [7] TOLK, N. H., TULLY, J. C., WHITE, C. W., KRAUS, J., MONGE, A. A., SIMMS, D. L., ROBBINS, M. F., NEFF, S. H. et LICHTEN, W., *Phys. Rev. A* **13** (1976) 969.
- [8] PERCIVAL, J. C. et SEATON, M. J., *Philos. Trans. R. Soc. A* **251** (1958) 113.
- [9] CARRÉ, M., GAILLARD, M. L. et LOMBARDI, M., *J. Physique* **38** (1977) 553.
- [10] CARRÉ, M. et LOMBARDI, M., *J. Physique* **38** (1977) 571.
- [11] CHAMOUN, E., LOMBARDI, M., CARRÉ, M. et GAILLARD, M. L., *J. Physique* **38** (1977) 591.
- [12] COHEN-TANNOUJJI, C., *Ann. Phys.* **7** (1962) 423.
- [13] OMONT, A., *J. Physique* **26** (1965) 26.
- [14] FANO, U. et RACAH, G., *Irreducible Tensorial Sets* (Academic Press, New York).
- [15] LOMBARDI, M., Thèse, Grenoble (1969); *J. Physique* **30** (1969) 631.
- [16] HYLLEAAS, E. A., *Z. Phys.* **106** (1937) 395.
- [17] NEDELEC, O., Thèse, Grenoble (1966); *J. Physique* **27** (1966) 660.
- [18] D'YAKONOV, M. I., *Sov. Phys. J.E.T.P.* **20** (1965) 1484.
- [19] ANDRESEN, B., JENSEN, K., PETERSEN, N. B. et VEJE, E., *Phys. Rev. A* **15** (1977) 1469.
- [20] ANDRESEN, B. et VEJE, E., *Phys. Rev. A* **16** (1977) 1980.
- [21] NOUH, M., Thèse 3^e Cycle, Lyon (1976).
- [22] CARRE, M., Thèse, Lyon (1975).
- [23] OVCHINNIKOV, V. L., KHARCHENKO, V. A., VOLOVICH, P. N. et SHPENIK, O. B., *Sov. Phys. J.E.T.P.* **45** (1977) 709.
- [24] BOBASHEV, S. V., *Physics of Electronic and Atomic Collisions*, Invited Lectures and Progress Reports of the VIIth I.C.P.E.A.C., Amsterdam, 1971 (North-Holland, Amsterdam) 1972 p. 38.
- [25] MULLER, L. W. et DE HEER, F. J., *Physica* **48** (1970) 345.