



**HAL**  
open science

## Calcul de l'intensité induite par collisions dans les spectres d'absorption atomiques

F. Schuller, B. Oksengorn

► **To cite this version:**

F. Schuller, B. Oksengorn. Calcul de l'intensité induite par collisions dans les spectres d'absorption atomiques. *Journal de Physique*, 1970, 31 (8-9), pp.755-759. 10.1051/jphys:01970003108-9075500 . jpa-00206976

**HAL Id: jpa-00206976**

**<https://hal.science/jpa-00206976>**

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.

## CALCUL DE L'INTENSITÉ INDUITE PAR COLLISIONS DANS LES SPECTRES D'ABSORPTION ATOMIQUES

Par F. SCHULLER et B. OKSENGORN

Laboratoire des Hautes Pressions, C. N. R. S., 92, Bellevue

(Reçu le 4 mai 1970)

**Résumé.** — On a étudié l'effet de la présence d'un atome perturbateur sur le moment de transition d'un atome absorbant, en ne faisant intervenir que l'interaction entre dipôles instantanés du couple. On montre que si cet effet est faible dans le cas des transitions permises, il peut devenir important pour les raies d'intercombinaison ; on prévoit par ailleurs que des transitions normalement interdites peuvent être induites par ce mécanisme d'interaction.

**Abstract.** — We have studied the effect due to the presence of a perturbing atom on the transition moment of an absorbing atom, by taking into account only the interaction between instantaneous dipoles of the pair. It is shown that this effect although small in the case of permitted transitions can become very important for intercombination lines ; furthermore it is predicted that transitions normally forbidden can be induced through this interaction mechanism.

**Introduction.** — On admet généralement dans les théories de l'élargissement des raies spectrales que la quantité  $|\mu_{n'n}|^2$ , qui mesure la probabilité de transition entre les états  $n$  et  $n'$  ne fait intervenir que le moment dipolaire non perturbé  $\mu = \mu_0$  ; en toute rigueur cela n'est permis que si l'on se place dans le cadre de la théorie de choc. En effet, on suppose alors que la durée des collisions est infiniment courte ce qui signifie que l'action du moment dipolaire induit, qui s'exerce pendant cette durée, n'a pas d'effet sur l'intensité spectrale de la raie. En réalité cette approximation caractéristique de la théorie de choc est trop restrictive, car elle élimine *a priori* toute possibilité d'avoir un spectre électronique induit par la pression, tel qu'il a été observé avec certaines molécules [1] [2]. En ce qui concerne plus particulièrement les atomes, certains résultats récents semblent indiquer que dans ce cas aussi des spectres induits peuvent apparaître [3] [4] [5]. Notons enfin que ce problème est différent de celui de l'absorption infrarouge induite dans l'hydrogène [6] [7]. En effet, dans ce dernier cas, les électrons ne participant pas à la transition optique, le moment induit est d'un tout autre type que celui que nous sommes amenés à considérer ici. En outre, pour les spectres électroniques il n'est pas possible d'introduire un modèle de moment induit, sans faire intervenir explicitement la structure électronique du système.

Dans cet article nous présentons un calcul de l'intensité induite par les collisions entre atomes, en tenant compte de l'interaction entre dipôles instantanés, donc du mécanisme qui est à la base des forces de London. Nous serons amenés à distinguer les deux cas suivants : d'une part les transitions donnant lieu à des raies de type dipolaire, de l'autre les transitions interdites (par les règles de sélection du moment dipolaire électrique). Dans le premier cas l'intensité de la raie est

simplement renforcée à la suite de l'effet des collisions, dans le deuxième cas il s'agira d'une raie purement induite.

**Expression générale de l'intensité induite.** — Considérons un atome optiquement actif soumis à des perturbations exercées par les atomes de son environnement ; nous supposons par ailleurs que ces perturbations sont des fonctions données du temps (hypothèse des trajectoires classiques). En appliquant le procédé bien connu qui consiste à traiter le champ électromagnétique comme une perturbation du second ordre, on montre que l'énergie absorbée, dans l'intervalle de temps  $t - t_0$ , par l'atome actif se trouvant dans l'état initial  $n$  est donnée par l'expression suivante :

$$\mathcal{W} = \frac{\pi}{4 \hbar^2} \varepsilon_z^2 \int_{t_0}^t [[H, \mu_z], \mu_z]_{nn} dt' \quad (1)$$

où  $\varepsilon_z$  est l'amplitude du champ électrique de l'onde incidente et  $H$  l'hamiltonien de l'atome soumis aux perturbations de l'environnement ;  $H$  et  $\mu_z$  sont des opérateurs de Heisenberg dépendant du temps, les crochets désignant des commutateurs (remarquons qu'on fait ici comme d'habitude l'approximation qui consiste à introduire à la place du facteur de Boltzmann une fonction delta).

Enfin, si l'état  $n$  est dégénéré, il s'introduit dans la relation (1)\* une sommation sur le nombre quantique magnétique  $m$  de cet état, ce qui conduit à l'apparition d'une trace invariante.

\* La relation (1) peut-être obtenue facilement par la méthode de Bloom et Margeneau [8] lorsqu'on intègre sur toute les fréquences du spectre.

Considérons maintenant l'opérateur d'évolution  $U(t)$  qui figure dans la définition suivante de l'opérateur de Heisenberg :

$$H = U^+ H_S U$$

$H_S$  étant l'opérateur de Schrödinger correspondant. On peut écrire  $U$  sous la forme :

$$U = V\Phi$$

où  $V$  est un opérateur qui diagonalise  $H_S$  de sorte que l'on ait :

$$(V^+ H_S V)_{n'n} = \delta_{n'n} E_n(t).$$

Il est évident que l'opérateur  $V$  est obtenu en résolvant l'équation de Schrödinger pour une configuration figée des perturbateurs.

Supposons provisoirement pour simplifier, que les états  $n$  et  $n'$  ne soient pas dégénérés. Nous introduisons alors l'approximation adiabatique qui consiste à admettre pour les éléments de matrice de  $\Phi$  l'expression suivante :

$$\Phi_{n'n} = \delta_{n'n} e^{-i/\hbar \int_{t_0}^t E_n(t') dt'}.$$

L'élément diagonal du double commutateur de l'expression (1) est ainsi donné par :

$$[[H, \mu_z], \mu_z]_{nn} = 2 \sum_{n'} (E_{n'}(t) - E_n(t)) |(\mu_z)_{n'n}|^2. \quad (2)$$

Si l'on considère l'intensité d'une raie spectrale isolée correspondant à la transition  $n \rightarrow n'$ , la relation (1) prend la forme :

$$\mathcal{W} = \frac{\pi}{2 \hbar^2} \delta_z^2 \int_{t_0}^t (E_{n'}(t') - E_n(t')) |(\mu_z)_{n'n}|^2 dt'. \quad (3)$$

En remplaçant les énergies  $E_n(t)$  par leurs valeurs non perturbées, ce qui dans notre cas est une très bonne approximation, on obtient pour l'énergie absorbée par unité de temps l'expression suivante :

$$\mathcal{W}' = \frac{\pi}{2 \hbar^2} \delta_z^2 (E_{n'}^0 - E_n^0) \times \left[ |(\mu_z)_{n'n}^0|^2 + \frac{1}{t - t_0} \int_{t_0}^t p_i(t') dt' \right] \quad (4)$$

avec

$$p_i = |(\mu_z)_{n'n}|^2 - |(\mu_z)_{n'n}^0|^2 \quad (5)$$

$(\mu_z)^0$  étant le moment dipolaire non perturbé.

Le second terme de cette relation représente donc l'absorption induite par les collisions.

L'expression (4) peut être facilement généralisée pour le cas d'une dégénérescence des niveaux  $n$  et  $n'$ , et on montre alors qu'il suffit d'y rajouter une som-

mation sur les nombres quantiques magnétiques  $m$  et  $m'$  correspondants.

**Calcul de la probabilité de transition induite dans le cas d'un couple.** — L'opérateur  $V$  défini plus haut a été calculé par la méthode de perturbation habituelle appliquée jusqu'au second ordre, en posant

$$V = I + V^{(1)} + V^{(2)}$$

( $I$  = matrice unité).

On considère ensuite la différence  $\mathcal{D}$  des moments dipolaires qui s'introduit dans la relation (5), pour laquelle on a l'expression :

$$\begin{aligned} \mathcal{D} &= |(\mu_z)_{n'n}| - |(\mu_z)_{n'n}^0| \\ &= (V^{(1)+} \mu_z V^{(1)})_{n'n} + (V^{(2)+} \mu_z)_{n'n} + (\mu_z V^{(2)})_{n'n}. \quad (6) \end{aligned}$$

Soit  $H_c$  l'hamiltonien d'interaction entre un atome actif et un atome perturbateur, les divers termes du second membre de la relation (6) sont alors égaux à :

$$\begin{aligned} (V^{(1)+} \mu_z V^{(1)})_{n'n} &= \sum_{n''n'''} \frac{(H_c)_{n'n''} (\mu_z)_{n''n'''}^0 (H_c)_{n''n'''}}{(E_{n''}^0 - E_n^0) (E_{n'''}^0 - E_n^0)} \\ (V^{(2)+} \mu_z)_{n'n} &= \sum_{n''n'''} \frac{(H_c)_{n'n''} (H_c)_{n''n'''} (\mu_z)_{n''n'''}^0}{(E_{n''}^0 - E_n^0) (E_{n'''}^0 - E_n^0)} - \\ &\quad - \frac{1}{2} (\mu_z)_{n'n}^0 \sum_{n''} \frac{(H_c)_{n'n''} (H_c)_{n''n''}}{(E_{n''}^0 - E_n^0)^2} \\ (\mu_z V^{(2)})_{n'n} &= \sum_{n''n'''} \frac{(\mu_z)_{n''n'''}^0 (H_c)_{n''n'''} (H_c)_{n''n''}}{(E_{n''}^0 - E_n^0) (E_{n'''}^0 - E_n^0)} - \\ &\quad - \frac{1}{2} (\mu_z)_{n'n}^0 \sum_{n''} \frac{(H_c)_{nn''} (H_c)_{n''n''}}{(E_{n''}^0 - E_n^0)^2}. \quad (7) \end{aligned}$$

Dans ces formules les quantités  $E_n^0$  etc... désignent les sommes des énergies des deux atomes.

Notons en outre qu'en toute rigueur  $\mu_z$  devrait représenter le moment dipolaire du couple ; toutefois on peut montrer qu'il suffit de faire intervenir dans (7) la partie correspondant à l'atome actif.

On admet que l'interaction (du type attractif) entre les particules du couple considéré est limitée au terme dipolaire, ce qui permet d'écrire :

$$H_c = \frac{1}{R^3} [3(\mu_1 \cdot \mathbf{n})(\mu_2 \cdot \mathbf{n}) - \mu_1 \cdot \mu_2]$$

où les indices 1 et 2 désignent respectivement l'atome actif et l'atome perturbateur,  $R$  la distance entre les centres des deux atomes et  $\mathbf{n}$  le vecteur unitaire porté par l'axe interatomique.

On traite ensuite le problème en introduisant les composantes sphériques du moment dipolaire  $\mu_M$  avec  $M = 0, \pm 1$  ; on effectue alors une moyenne sur toutes

les directions de polarisation du champ incident, ce qui implique une sommation sur  $M$  qui s'ajoute donc aux sommations sur  $m$  et  $m'$  déjà mentionnées plus haut.

Nous distinguerons maintenant deux cas, suivant que le moment dipolaire  $(\mu_z)^0$  est différent de zéro ou non.

a. CAS DES TRANSITIONS DIPOLAIRES. — Dans la relation (5) le terme dominant est alors égal à

$$2 | (\mu_z)_{n'n}^0 | \mathcal{D}.$$

Le calcul de ce terme se fait en appliquant aux éléments de matrice des composantes sphériques  $\mu_M$  le théorème de Wigner-Eckart, grâce auquel on peut exprimer ces quantités sous forme d'un produit d'un élément de matrice réduit, indépendant du nombre quantique magnétique, et d'un coefficient de Clebsch-Gordan. Il est alors possible d'effectuer les diverses sommations sur les nombres quantiques magnétiques, et on aboutit à l'expression suivante :

$$2 | (\mu_z)_{n'n}^0 | \mathcal{D} = \frac{1}{R^6} \left\{ \sum_{\kappa_1 \kappa'_1 \kappa_2} N \times \left[ \frac{J_{(a)}}{(E_{k'_1}^0 - E_{\kappa_1}^0 + E_{k_2}^0 - E_{\kappa_2}^0)(E_{k_1}^0 - E_{\kappa'_1}^0 + E_{k_2}^0 - E_{\kappa_2}^0)} + \frac{J_{(b)}}{(E_{k_1}^0 - E_{\kappa_1}^0)(E_{k_1}^0 - E_{\kappa'_1}^0 + E_{k_2}^0 - E_{\kappa_2}^0)} + \frac{J_{(c)}}{(E_{k'_1}^0 - E_{\kappa'_1}^0)(E_{k'_1}^0 - E_{\kappa_1}^0 + E_{k_2}^0 - E_{\kappa_2}^0)} \right] - \sum_{\kappa_1 \kappa_2} \left[ \frac{N' J_{(d)}}{(E_{k_1}^0 - E_{\kappa_1}^0 + E_{k_2}^0 - E_{\kappa_2}^0)^2} + \frac{N'' J_{(e)}}{(E_{k'_1}^0 - E_{\kappa_1}^0 + E_{k_2}^0 - E_{\kappa_2}^0)^2} \right] \right\} \quad (8)$$

avec :

$$N = (k'_1 \parallel \mu_1 \parallel k_1) (k'_1 \parallel \mu_1 \parallel \kappa_1) (\kappa_1 \parallel \mu_1 \parallel \kappa'_1) \times (k'_1 \parallel \mu_1 \parallel k_1) (k_2 \parallel \mu_2 \parallel \kappa_2) (\kappa_2 \parallel \mu_2 \parallel k_2)$$

$$N' = (k'_1 \parallel \mu_1 \parallel k_1)^2 (k_1 \parallel \mu_1 \parallel \kappa_1) (\kappa_1 \parallel \mu_1 \parallel k_1) \times (k_2 \parallel \mu_2 \parallel \kappa_2) (\kappa_2 \parallel \mu_2 \parallel k_2)$$

$$N'' = (k'_1 \parallel \mu_1 \parallel k_1)^2 (k'_1 \parallel \mu_1 \parallel \kappa_1) (\kappa_1 \parallel \mu_1 \parallel k'_1) \times (k_2 \parallel \mu_2 \parallel \kappa_2) (\kappa_2 \parallel \mu_2 \parallel k_2)$$

où les ensembles  $k$  et  $\kappa$  ne contiennent plus les nombres quantiques magnétiques. Précisons que  $k_1$  et  $k'_1$  se rapportent respectivement à l'état de base et à l'état excité de la transition optique considérée,  $k_2$  à l'état de base de l'atome perturbateur, les divers  $\kappa$  désignant les états intermédiaires. Les quantités  $J_{(a)}$ , etc... dépen-

dent uniquement des nombres quantiques angulaires ; elles sont données par les expressions suivantes :

$$J_{(a)} = \frac{4}{\sqrt{3}} \delta_{\chi_2,1} (-1)^{j'_1 - \chi_1 + 1} \frac{1}{2j_1 + 1} \times [(2\chi_1 + 1)(2\chi'_1 + 1)]^{\frac{1}{2}} W(1j'_1 \chi'_1 1 = j_1 \chi_1)$$

$$J_{(b)} = \frac{4}{\sqrt{3}} \delta_{\chi'_2,1} (-1)^{\chi_1 - j_1 + 1} \frac{1}{2j_1 + 1} \left( \frac{2\chi'_1 + 1}{2j_1 + 1} \right)^{\frac{1}{2}} \delta_{j_1 \chi_1}$$

$$J_{(c)} = \frac{4}{\sqrt{3}} \delta_{\chi_2,1} (-1)^{\chi_1 - j'_1 + 1} \frac{1}{2j_1 + 1} \left( \frac{2\chi_1 + 1}{2j'_1 + 1} \right)^{\frac{1}{2}} \delta_{j'_1 \chi'_1}$$

$$J_{(d)} = \frac{2}{\sqrt{3}} \delta_{\chi'_2,1} (-1)^{\chi_1 - j_1 + 1} \frac{1}{2j_1 + 1} \left( \frac{2\chi_1 + 1}{2j_1 + 1} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$J_{(e)} = \frac{2}{\sqrt{3}} \delta_{\chi'_2,1} (-1)^{\chi_1 - j_1 + 1} \frac{1}{2j_1 + 1} \left( \frac{2\chi_1 + 1}{2j'_1 + 1} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

où  $j_1$  et  $j'_1$  représentent respectivement la partie angulaire de  $k_1$  et  $k'_1$  et  $\chi_1, \chi'_1, \chi_2$  celles de  $\kappa_1, \kappa'_1$  et  $\kappa_2$  ; le symbole  $W(\dots)$  est un coefficient de Racah. Ces formules ont été obtenues en supposant  $j_2 = 0$ , en vue des applications au cas des gaz rares comme perturbateurs.

Dans la relation (8) on peut remplacer les éléments de matrice réduits par les forces d'oscillateur correspondantes [9] ; on peut en effet démontrer que l'on a :

$$(\kappa \parallel \mu \parallel \kappa') = \sigma(\chi, \chi') \left( \frac{3 \hbar^2 e^2}{2M} \frac{f_{\kappa' \kappa}}{E_{\kappa'}^0 - E_{\kappa}^0} \right)^{\frac{1}{2}}$$

( $e$  = charge de l'électron,  $M$  = masse de l'électron) où  $f_{\kappa' \kappa}$  est la force d'oscillateur d'absorption pour la transition  $\kappa \rightarrow \kappa'$  et où  $\sigma(\chi, \chi')$  est défini comme suit :

$$\sigma(\chi, \chi') = \begin{cases} +1 & \text{pour } \chi = \chi' \text{ ou } \chi = \chi' + 1, \\ -1 & \text{pour } \chi = \chi' - 1. \end{cases}$$

Signalons encore les deux cas particuliers suivants :

$$(-1)^{\chi_1 - j_1 + 1} \left( \frac{2\chi_1 + 1}{2j_1 + 1} \right)^{\frac{1}{2}} (k_1 \parallel \mu_1 \parallel \kappa_1) (\kappa_1 \parallel \mu_1 \parallel k_1) = \frac{3 \hbar^2 e^2}{2M} \frac{f_{\kappa_1 k_1}}{E_{\kappa_1}^0 - E_{k_1}^0}$$

$$\frac{1}{\sqrt{3}} \delta_{\chi_2,1} (k_2 \parallel \mu_2 \parallel \kappa_2) (\kappa_2 \parallel \mu_2 \parallel k_2) = \frac{\hbar^2 e^2}{2M} \frac{f_{\kappa_2 k_2}}{E_{\kappa_2}^0 - E_{k_2}^0}$$

Les quantités  $N, N'$  et  $N''$  sont alors données par les expressions suivantes :

$$N = 9 \left( \frac{\hbar^2 e^2}{2M} \right)^3 \sigma(j'_1, j_1) \sigma(j'_1, \chi_1) \sigma(\chi_1, \chi'_1) \sigma(\chi'_1, j_1) \times \left( \frac{f_{k_1 k'_1} f_{\kappa_1 k'_1} f_{\kappa'_1 \kappa_1} f_{k_1 \kappa'_1}}{(E_{k_1}^0 - E_{k'_1}^0)(E_{\kappa_1}^0 - E_{\kappa'_1}^0)(E_{\kappa'_1}^0 - E_{\kappa_1}^0)(E_{k_1}^0 - E_{\kappa'_1}^0)} \right)^{\frac{1}{2}} \times \frac{f_{\kappa_2 k_2}}{E_{\kappa_2}^0 - E_{k_2}^0}$$

$$N' = 9 \left( \frac{\hbar^2 e^2}{2M} \right)^3 \frac{f_{k_1 k'_1} f_{\kappa_1 k_1} f_{\kappa_2 k_2}}{(E_{k_1}^0 - E_{k'_1}^0)(E_{\kappa_1}^0 - E_{\kappa_1}^0)(E_{k_2}^0 - E_{\kappa_2}^0)}$$

$$N'' = 9 \left( \frac{\hbar^2 e^2}{2M} \right)^3 \frac{f_{k_1 k_1} f_{\kappa_1 k_1} f_{\kappa_2 k_2}}{(E_{k_1}^0 - E_{k'_1}^0)(E_{\kappa_1}^0 - E_{\kappa_1}^0)(E_{k_2}^0 - E_{\kappa_2}^0)}$$

b. CAS DES TRANSITIONS INTERDITES. — On a alors  $(\mu_z)_{n'n}^0 = 0$  et l'expression (5) se réduit à  $p_i = \mathcal{D}^2$ .

Le calcul de cette dernière quantité s'effectue comme précédemment, en sommant sur les nombres quantiques magnétiques et en introduisant les forces d'oscillateur à la place des éléments de matrice réduits. Nous ne donnerons ici que le résultat du calcul, représenté par les expressions suivantes :

$$p_i = \sum_{\lambda=1}^6 (p_i)_\lambda$$

avec

$$(p_i)_\lambda = \begin{cases} \frac{1}{R^{12}} \sum_{\substack{\kappa_1 \kappa_1' \bar{\kappa}_1 \\ \bar{\kappa}_1' \kappa_2 \bar{\kappa}_2}} J_{(\lambda)} \frac{\mathcal{N}}{D_\lambda \bar{D}_\lambda} & , \text{ pour } \lambda=1, 2, 3 \\ \frac{2}{R^{12}} \sum_{\substack{\kappa_1 \kappa_1' \bar{\kappa}_1 \\ \bar{\kappa}_1' \kappa_2 \bar{\kappa}_2}} J_{(\lambda)} \frac{\mathcal{N}}{D_{\lambda/2-1} \bar{D}_{\lambda/2}} & , \text{ pour } \lambda=4, 6 \\ \frac{2}{R^{12}} \sum_{\substack{\kappa_1 \kappa_1' \bar{\kappa}_1 \\ \bar{\kappa}_1' \kappa_2 \bar{\kappa}_2}} J_{(\lambda)} \frac{\mathcal{N}}{D_1 \bar{D}_3} & , \text{ pour } \lambda=5 \end{cases} \quad (10)$$

où la fonction  $\mathcal{N}$  est donnée par :

$$\mathcal{N} = 27 \left( \frac{\hbar^2 e^2}{2M} \right)^5 \sigma(j'_1, \chi_1) \sigma(\chi_1, \chi'_1) \sigma(\chi'_1, j_1) \times \\ \times \sigma(j'_1, \bar{\chi}_1) \sigma(\bar{\chi}_1, \bar{\chi}'_1) \sigma(\bar{\chi}'_1, j_1) \times \\ \times \left( \frac{f_{\kappa_1 \kappa_1'} f_{\bar{\kappa}_1 \bar{\kappa}_1'} f_{\kappa_2 \kappa_2'} f_{\bar{\kappa}_2 \bar{\kappa}_2'}}{(E_{\kappa_1}^0 - E_{\kappa_1'}^0) (E_{\bar{\kappa}_1}^0 - E_{\bar{\kappa}_1'}^0) (E_{\kappa_2}^0 - E_{\kappa_2'}^0) (E_{\bar{\kappa}_2}^0 - E_{\bar{\kappa}_2'}^0)} \times \right. \\ \left. \times (E_{\kappa_1'}^0 - E_{\bar{\kappa}_1}^0) (E_{\kappa_1}^0 - E_{\bar{\kappa}_1'}^0) \right)^{1/2} \\ \times \frac{f_{\kappa_2 \kappa_2'} f_{\bar{\kappa}_2 \bar{\kappa}_2'}}{(E_{\kappa_2}^0 - E_{\kappa_2'}^0) (E_{\bar{\kappa}_2}^0 - E_{\bar{\kappa}_2'}^0)} \quad (11)$$

On a pour les quantités  $D_\lambda$  les relations suivantes :

$$\begin{aligned} D_1 &= (E_{\kappa_1'}^0 - E_{\kappa_1}^0 + E_{\kappa_2}^0 - E_{\kappa_2'}^0) (E_{\kappa_1}^0 - E_{\kappa_1'}^0 + E_{\kappa_2}^0 - E_{\kappa_2'}^0) \\ \bar{D}_1 &= (E_{\bar{\kappa}_1}^0 - E_{\bar{\kappa}_1'}^0 + E_{\bar{\kappa}_2}^0 - E_{\bar{\kappa}_2'}^0) (E_{\bar{\kappa}_1}^0 - E_{\bar{\kappa}_1'}^0 + E_{\bar{\kappa}_2}^0 - E_{\bar{\kappa}_2'}^0) \\ D_2 &= (E_{\kappa_1}^0 - E_{\kappa_1'}^0) (E_{\kappa_1}^0 - E_{\kappa_1'}^0 + E_{\kappa_2}^0 - E_{\kappa_2'}^0) \\ \bar{D}_2 &= (E_{\bar{\kappa}_1}^0 - E_{\bar{\kappa}_1'}^0) (E_{\bar{\kappa}_1}^0 - E_{\bar{\kappa}_1'}^0 + E_{\bar{\kappa}_2}^0 - E_{\bar{\kappa}_2'}^0) \\ D_3 &= (E_{\kappa_1'}^0 - E_{\kappa_1}^0) (E_{\kappa_1'}^0 - E_{\kappa_1}^0 + E_{\kappa_2}^0 - E_{\kappa_2'}^0) \\ \bar{D}_3 &= (E_{\bar{\kappa}_1'}^0 - E_{\bar{\kappa}_1}^0) (E_{\bar{\kappa}_1'}^0 - E_{\bar{\kappa}_1}^0 + E_{\bar{\kappa}_2}^0 - E_{\bar{\kappa}_2'}^0). \end{aligned} \quad (12)$$

Enfin, les coefficients angulaires  $J_{(\lambda)}$  sont donnés par les expressions :

$$\begin{aligned} J_{(1)} &= 3(2j'_1 + 1) [(2\chi_1 + 1)(2\bar{\chi}_1 + 1)]^{1/2} \left[ 3(-1)^{j_1 + j'_1 + 1} \sum_j C^2(11j; 000) W(\chi'_1 1 \bar{\chi}_1 1; j_1 j) W(\chi'_1 \chi_1 \bar{\chi}_1 \bar{\chi}_1; 1 j) \times \right. \\ &\quad \left. \times W(\chi_1 1 \bar{\chi}_1 1; j'_1 j) + (-1)^{x_1 - \bar{x}_1} W(1 j'_1 \bar{\chi}_1 1; j_1 \bar{\chi}_1) W(1 j'_1 \chi'_1 1; j_1 \chi_1) \right] \\ J_{(2)} &= 3(-1)^{x'_1 - x_1} \frac{2j'_1 + 1}{2j_1 + 1} \delta_{x_1, \bar{x}_1} \left[ 3(-1)^{x_1 - j_1} (2j_1 + 1) \sum_j C^2(11j; 000) W(\chi'_1 1 \bar{\chi}_1 1; \chi_1 j) W(\chi'_1 1 \bar{\chi}_1 1; j_1 j) + \delta_{j_1, x_1} \right] \\ J_{(3)} &= 3(-1)^{x_1 - \bar{x}_1} \frac{2j'_1 + 1}{2j_1 + 1} \delta_{x_1, \bar{x}_1} \left[ 3(-1)^{x_1 - j_1} (2j_1 + 1) \sum_j C^2(11j; 000) W(\chi_1 1 \bar{\chi}_1 1; \chi'_1 j) W(\chi_1 1 \bar{\chi}_1 1; j'_1 j) + \delta_{j_1, x_1} \right] \\ J_{(4)} &= \frac{3(2j'_1 + 1)}{2j_1 + 1} [(2\chi_1 + 1)(2\bar{\chi}_1 + 1)]^{1/2} W(1 \bar{\chi}_1 \chi_1 1; j'_1 \chi'_1) \times \\ &\quad \times \left[ 3(2j_1 + 1) \sum_j C^2(11j; 000) W(j_1 1 \bar{\chi}_1 1; \bar{\chi}_1 j) W(j_1 1 \bar{\chi}_1 1; \chi'_1 j) + (-1)^{x_1 - \bar{x}_1} \delta_{j_1, \bar{x}_1} \right] \\ J_{(5)} &= 3[(2\chi_1 + 1)(2\bar{\chi}_1 + 1)]^{1/2} W(1 \chi'_1 \bar{\chi}_1 1; j_1 \chi_1) \times \\ &\quad \times \left[ 3(2j'_1 + 1) \sum_j C^2(11j; 000) W(\bar{\chi}_1 1 j'_1 1; \bar{\chi}_1 j) W(\bar{\chi}_1 1 j'_1 1; \chi_1 j) + (-1)^{x_1 - \bar{x}_1} \delta_{j_1, \bar{x}_1} \right] \\ J_{(6)} &= \frac{3[(2\chi_1 + 1)(2\bar{\chi}_1 + 1)]^{1/2}}{2j_1 + 1} \left[ 3(-1)^{j_1 + j'_1 + 1} (2j_1 + 1) (2j'_1 + 1) \sum_j C^2(11j; 000) W(\chi_1 j'_1 j_1 \bar{\chi}_1; 1 j) \times \right. \\ &\quad \left. \times W(j_1 1 \chi_1 1; \chi'_1 j) W(\bar{\chi}_1 1 j'_1 1; \bar{\chi}_1 j) + (-1)^{x'_1 - \bar{x}_1 + j_1 - j_1} \delta_{j_1, x_1} \delta_{j_1, \bar{x}_1} \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

Une remarque importante se dégage de ces résultats : elle concerne les règles de sélection pour les transitions induites par les collisions à l'endroit d'une transition normalement interdite. En considérant l'expression (11),

on constate en effet qu'elle ne possède une valeur non nulle que si l'état de base et l'état excité de cette transition sont reliés par une suite de trois transitions permises. Si l'on considère le cas des raies spectrales

des atomes alcalins, notre modèle conduit à la règle de sélection  $\Delta l = 3$ , ce qui correspond à une transition  $S \rightarrow F$ .

**Valeurs numériques pour l'intensité induite.** — On a considéré d'abord le cas des transitions d'origine dipolaire, et on a calculé le rapport  $p_i / |(\mu_z)^0|^2$  pour les raies spectrales suivantes :

premier doublet du sodium (5896 Å et 5890 Å), singulet du calcium (4227 Å) et raie d'intercombinaison du calcium (6573 Å), perturbés par l'argon. On a utilisé pour les forces d'oscillateur des atomes actifs les valeurs théoriques données par Griem [10], sauf dans le dernier cas pour lequel on s'est servi d'une valeur expérimentale [11] ; en ce qui concerne l'argon, on a pris les valeurs expérimentales [12], [13] déjà utilisées dans [9].

En écrivant :

$$\frac{p_i}{|(\mu_z)^0|^2} = \frac{\alpha}{R^6}$$

on a trouvé pour  $\alpha$  les valeurs suivantes,  $R$  étant exprimé en Angströms :

$$\begin{array}{l} \text{Sodium} \left\{ \begin{array}{l} 3^2 S_{1/2} \rightarrow 3^2 P_{1/2} : 26,8 \\ 3^2 S_{1/2} \rightarrow 3^2 P_{3/2} : 38 \end{array} \right. \\ \text{Calcium} \left\{ \begin{array}{l} 4^1 S_0 \rightarrow 4^1 P_1 : 42,5 \\ 4^1 S_0 \rightarrow 4^3 P_1 : 37,3 \times 10^4 \end{array} \right. \end{array}$$

On peut aussi exprimer ces résultats en fonction de la densité du gaz perturbateur, en se limitant au cas des chocs binaires et en admettant que les atomes se comportent comme des sphères rigides. On peut alors montrer que l'intégrale sur le temps figurant dans l'expression (4) se ramène à une intégrale sur l'espace pour une distribution uniforme des atomes perturbateurs ; on obtient ainsi la relation suivante pour le rapport de l'intensité induite  $I_i$  et de l'intensité de la raie non perturbée  $I_0$  :

$$\frac{I_i}{I_0} = \frac{4\pi}{3} \frac{1}{R_0^3} n\alpha \times 10^{-24} \quad (14)$$

où  $R_0$  est égal à la somme des rayons des atomes du couple (en angströms) et  $n$  la densité numérique du gaz perturbateur. Les valeurs pour  $I_i/I_0$  par unité

de densité pour les raies déjà considérées sont égales à :

$$\begin{array}{l} \text{Sodium} \left\{ \begin{array}{l} 3^2 S_{1/2} \rightarrow 3^2 P_{1/2} : 0,7 \times 10^{-4} \text{ Am}^{-1} \\ 3^2 S_{1/2} \rightarrow 3^2 P_{3/2} : 10^{-4} \text{ Am}^{-1} \end{array} \right. \quad R_0 = 3,5 \text{ \AA} \\ \text{Calcium} \left\{ \begin{array}{l} 4^1 S_0 \rightarrow 4^1 P_1 : 1,2 \times 10^{-4} \text{ Am}^{-1} \\ 4^1 S_0 \rightarrow 4^3 P_1 : 1,1 \text{ Am}^{-1} \end{array} \right. \quad R_0 = 3,4 \text{ \AA} \end{array}$$

D'après ces tableaux, on voit qu'aux densités modérées (quelques dizaines d'amagats) l'intensité induite est très faible dans le cas des raies permises ; par contre, pour la raie d'intercombinaison on peut s'attendre à un effet très important. Toutefois, nous ne pouvons pas faire de comparaison avec l'expérience, car il n'existe pas de données, à notre connaissance, concernant l'effet de la pression sur l'intensité pour ce type de raies spectrales.

En ce qui concerne les transitions interdites, nous avons calculé, à partir des formules (10) à (13) la force d'oscillateur  $f_i$  correspondant à l'absorption induite, et nous avons trouvé dans le cas de la transition  $6^2 S_{1/2} \rightarrow 4^2 F$  du césium perturbé par l'argon la valeur suivante :  $f_i = 6,8 \times 10^3 / R^{12}$  ( $R$  en angströms). En introduisant comme précédemment la densité du gaz perturbateur, on obtient

$$f_i = 3,2 \times 10^{-6} \text{ Am}^{-1}.$$

On peut remarquer que pour quelques dizaines d'amagats cette force d'oscillateur devient comparable à celle des transitions quadrupolaires ; il semble donc possible de mettre en évidence expérimentalement les raies spectrales induites correspondant à ce type de transitions.

**Conclusion.** — Nos calculs montrent que si l'absorption induite par la pression est un phénomène peu important dans le cas des transitions permises, elle peut toutefois se manifester par un renforcement considérable de l'intensité des raies d'intercombinaison et même être à l'origine de l'apparition sous pression de raies spectrales interdites.

Enfin, on peut se poser la question de savoir si les bandes satellites observées près de certaines raies interdites du type  $S \rightarrow D$  [3] [4] sont dues à un phénomène d'absorption induite. D'après notre modèle, cette absorption ne peut pas être d'origine dipolaire, mais il n'est pas exclu d'envisager une interprétation de ces bandes sur la base d'une intensité induite du type quadrupolaire.

#### Bibliographie

- [1] CHO (C.), ALLIN (E.) et WELSH (H.), *J. Chem. Phys.*, 1956, **25**, 371.
- [2] ROBIN (J.), *Thèse*, Paris, 1958.
- [3] LAPP (M.), *Phys. Rev. Letters*, 1966, **23**, 553.
- [4] BESOMBES (F.), GRANIER (J.) et GRANIER (R.), *Optics Comm.* 1969, **1**, 161.
- [5] CASTEX (M. C.), *C. R. Acad. Sci.*, 1970, **270**, 207.
- [6] CRAWFORD (M. F.), WELSH (H. L.), Mc DONALD (J. C. F.) et LOCKE (J. L.), *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 469.
- [7] Van KRANENDONK (J.), *Physica*, 1957, **23**, 825.
- [8] BLOOM (S.) et MARGENAU (H.), *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 791.
- [9] SCHULLER (F.) et OKSENGORN (B.), *J. Physique*, 1969, **30**, 531 ; **30**, 919.
- [10] GRIEM (H. R.), *Plasma Spectroscopy*, Mc. Graw Hill, 1964.
- [11] N. B. S. Monograph No. 53, 1962.
- [12] GEIGER (J.), *Z. f. Phys.*, 1964, **177**, 138.
- [13] SAMSON (J. A. R.), *J. O. S. A.*, 1964, **54**, 420.