



**HAL**  
open science

## Détermination des sections efficaces de collision des gaz rares et de l'azote pour la destruction de l'alignement dans les niveaux $5\ 3D1$ , $5\ 3\ D2$ et $5\ 3D3$ du cadmium

B. Laniepce

► **To cite this version:**

B. Laniepce. Détermination des sections efficaces de collision des gaz rares et de l'azote pour la destruction de l'alignement dans les niveaux  $5\ 3D1$ ,  $5\ 3\ D2$  et  $5\ 3D3$  du cadmium. *Journal de Physique*, 1970, 31 (7), pp.545-549. 10.1051/jphys:01970003107054500 . jpa-00206937

**HAL Id: jpa-00206937**

**<https://hal.science/jpa-00206937>**

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.

**DÉTERMINATION DES SECTIONS EFFICACES  
DE COLLISION DES GAZ RARES ET DE L'AZOTE  
POUR LA DESTRUCTION DE L'ALIGNEMENT  
DANS LES NIVEAUX  $5^3D_1$ ,  $5^3D_2$  ET  $5^3D_3$  DU CADMIUM (\*)**

par B. LANIEPCE

Faculté des Sciences de Caen, Laboratoire de Spectroscopie Atomique (associé au C. N. R. S.)

(Reçu le 6 février 1970)

**Résumé.** — Le dispositif utilisé pour la mesure des durées de vie radiatives des niveaux de triplet de la configuration ( $5s, 5d$ ) du cadmium, nous a permis de faire l'étude des collisions entre atomes de cadmium excités dans ces niveaux, et molécules de gaz étranger. Les sections efficaces obtenues sont comparées aux résultats théoriques d'Omont.

**Abstract.** — Using the apparatus used to determine the radiative lifetimes of the ( $5s, 5d$ ) configuration triplet levels of cadmium, we have studied the collisions of the cadmium atoms in these levels against rare gases and nitrogen. The experimental cross sections are compared with results of Omont's theory.

**I. Introduction.** — Le dispositif expérimental qui nous a servi à la mesure des durées de vie des niveaux de triplet de la configuration ( $5s, 5d$ ) du cadmium [1] a été utilisé pour déterminer les sections efficaces relatives à la destruction de l'alignement dans ces niveaux, lors de collisions avec les molécules de divers gaz étrangers (gaz rares, azote). La cellule contient alors du cadmium naturel et est reliée à un groupe de pompage par un dispositif déjà décrit [2]. La largeur mesurée des courbes d'effet Hanle, dans le vide, est la même que celle mesurée avec la cellule remplie de cadmium enrichi en  $^{114}\text{Cd}$ . Comme dans le cas de l'état excité  $6^3S_1$ , la présence dans le cadmium naturel des isotopes impairs, dont les niveaux de structure hyperfine ont des facteurs de Landé différents, ne modifie donc pas en pratique la largeur des courbes de dépolariation. Les sections efficaces de collision mesurées par l'élargissement des courbes d'effet Hanle sont les sommes des sections de choc de « quenching » (sans doute nulles dans le cas des gaz rares) et de destruction de l'alignement.

**II. Résultats expérimentaux.** — Nous avons observé avec les gaz rares, d'une part, et l'azote d'autre part des phénomènes qui peuvent être comparés à ceux obtenus lors de l'étude analogue entreprise pour le niveau excité  $6^3S_1$  [2].

1. DISPARITION DU PIC DU AU TRANSFERT DE COHÉRENCE. — Les valeurs des sections efficaces de collision relatives au niveau  $5^3P_1$  et sa durée de vie entraînent la disparition de la cohérence dans ce niveau pour de faibles pressions de gaz étrangers (0,1 à 0,5 mm de mercure) [2, 3]. Le signal d'effet Hanle ne provient plus que de la cohérence introduite dans le niveau de la configuration ( $5s, 5d$ ) étudié. On n'observe plus que la courbe d'effet Hanle « large » due à dépolariation du niveau  $5^3D_1$  ou du niveau  $5^3D_2$ .

2. PHÉNOMÈNES OBSERVÉS, PROPRES A CHAQUE NIVEAU DE LA CONFIGURATION ( $5s, 5d$ ); CAS DES GAZ RARES. — a) Niveau  $5^3D_1$ . — Lors de la réémission de la raie  $3403,6 \text{ \AA}$  ( $5^3P_0-5^3D_1$ ), on observe lorsque la pression du gaz étranger augmente, les phénomènes suivants :

D'une part, comme lors de la réémission de la raie  $4678 \text{ \AA}$  ( $5^3P_0-6^3S_1$ ), le signal d'effet Hanle diminue puis change de signe pour une pression  $p'_i$  d'ailleurs beaucoup plus faible que la pression  $p_i$  correspondante dans le cas de l'excitation du niveau  $6^3S_1$ . Cette « pression d'inversion » diminue, dans le cas des gaz rares, lorsque la masse atomique augmente. D'autre part, la largeur des courbes d'effet Hanle augmente par dépolariation par collisions entre atomes dans l'état excité  $5^3D_1$  et atomes de gaz étranger. L'augmentation de la largeur des courbes est proportionnelle à la pression. La pente de la droite obtenue en portant la largeur en fonction de la pression permet le calcul de la section efficace de collision.

La figure 1 représente le réseau de droites donnant les largeurs des courbes d'effet Hanle en fonction de

(\*) Ce travail fait partie d'une thèse qui sera soumise à la Faculté des Sciences de Caen, en vue de l'obtention du Doctorat d'état ès Sciences Physiques et portera la référence n° A. O. 2273 du C. N. R. S.

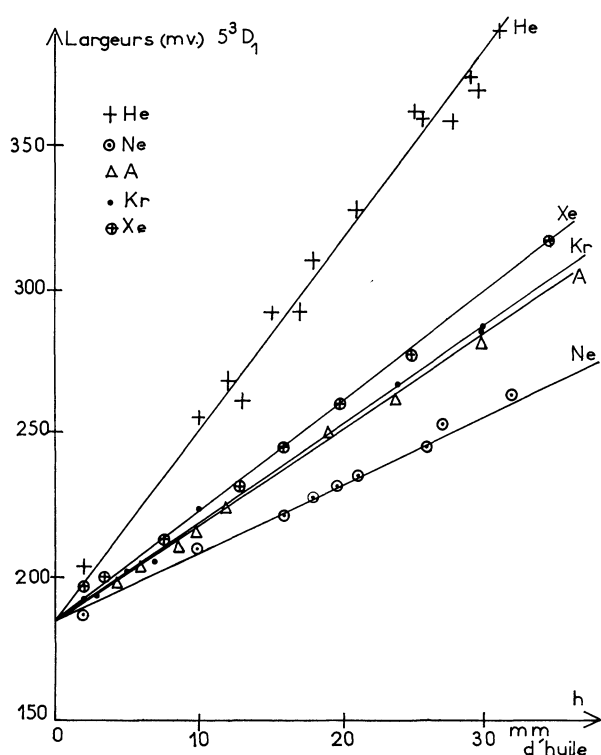


FIG. 1. — Largeur des courbes de dépolarisation magnétique du niveau  $5^3D_1$  en présence des gaz rares.

la pression pour chaque gaz étudié. Les résultats sont consignés dans le tableau I. (La définition de la section efficace de collision est celle adoptée par Mitchell et Zemansky [4].)

Les pressions  $p_i$  et  $p'_i$  correspondent à l'excitation par les lampes utilisées dans l'étude présente (ces pressions sont en effet variables avec l'intensité du flux lumineux excitateur).

Comme dans le cas de l'étude du niveau excité  $6^3S_1$ , on peut attribuer le changement du signe de l'effet Hanle à l'apparition d'une concentration importante d'atomes métastables  $5^3P_2$  et  $5^3P_0$  dans la cellule. Ceux-ci sont créés lors de la réémission des raies 4 678 Å ( $5^3P_0-6^3S_1$ ) et 5 085 Å ( $5^3P_2-6^3S_1$ ) ou 3 610,5 Å ( $5^3P_2-5^3D_3$ ), 3 612,9 Å ( $5^3P_2-5^3D_2$ ), 3 614,4 Å ( $5^3P_2-5^3D_1$ ) et 3 403,6 Å ( $5^3P_0-5^3D_1$ ). Ils sont protégés des parois par les atomes de gaz rare et ceci d'autant mieux que ces derniers sont plus lourds. Le spectre lumineux des arcs excitateurs comprend entre autres la raie 3 403,6 Å ( $5^3P_0-5^3D_1$ ). L'intensité de

la raie 3 614,4 Å ( $5^3P_2-5^3D_1$ ) étant faible le peuplement des atomes dans l'état  $5^3D_1$ , à partir des atomes dans l'état métastable  $5^3P_2$  doit être négligeable. Mais l'excitation par la raie 3 403,6 Å crée une cohérence de signe opposé à celui de la cohérence créée par la raie 3 467,6 Å ( $5^3P_1-5^3D_1$ ). La pression  $p'_i$  du changement de signe du signal d'effet Hanle est la pression pour laquelle les cohérences créées par l'excitation par la raie 3 403,6 Å et par la raie 3 467,6 Å se compensent. On sait d'autre part [5] que le taux de polarisation de la fluorescence est beaucoup plus important si on excite un niveau de moment cinétique  $J' = 1$  à partir d'un niveau de moment cinétique  $J = 0$  que si on excite ce même niveau à partir d'un niveau de moment cinétique  $J = 1$ .

L'étude du niveau excité  $5^3D_1$  confirme ces résultats ; après le changement de signe de l'effet, le signal d'effet Hanle augmente en valeur absolue d'une façon considérable (dans un rapport de 5 à 10 suivant le gaz introduit), le rapport signal sur bruit devenant de l'ordre de 100. Enfin avec les mêmes lampes excitatrices (les pressions d'inversion dépendent du flux lumineux ; il faut donc faire les comparaisons de  $p'_i$  et  $p_i$  dans les mêmes conditions), l'annulation du signal Hanle se fait à des pressions beaucoup plus faibles lors de l'étude du niveau  $5^3D_1$  que dans le cas du niveau  $6^3S_1$ . Ceci est lié au fait que le rapport des intensités des raies 3 403,6 Å ( $5^3P_0-5^3D_1$ ) et 3 467,6 Å ( $5^3P_1-5^3D_1$ ) est beaucoup plus grand que le rapport des intensités des raies 4 678 Å ( $5^3P_0-6^3S_1$ ) et 4 800 Å ( $5^3P_1-6^3S_1$ ). Pour que l'excitation à partir du niveau  $5^3P_0$  devienne prépondérante, il suffit donc, lorsqu'on excite le niveau  $5^3D_1$  d'une concentration beaucoup plus faible d'atomes métastables dans le niveau  $5^3P_0$  que si l'on excite le niveau  $6^3S_1$ .

b) Niveau  $5^3D_3$ . — Le transfert de cohérence n'est pas observé. L'observation de l'effet Hanle n'est possible que par la raie 3 610,5 Å ( $5^3P_2-5^3D_3$ ). Le rapport signal sur bruit est environ 15 en pression nulle. Mais lors de l'introduction de faibles pressions de gaz rares le signal d'effet Hanle augmente, l'effet étant plus accentué avec les gaz lourds. (Par exemple, avec le xénon l'intensité du signal est multipliée par 2,2 pour une pression de  $15 \times 10^{-3}$  mm de mercure de gaz, par 5 pour une pression de 0,25 mm de mercure de gaz.) Cette augmentation est intéressante dans ce

TABLEAU I

Sections efficaces en Å<sup>2</sup> pour le niveau  $5^3D_1$  (gaz rares).

Gaz	$\sigma^2(5^3D_1)$ (Å <sup>2</sup> )	Pression $p'_i$ ( $5^3D_1$ ) (mm Hg)	Pression $p_i$ $6^3S_1$ (mm Hg)
—	—	—	—
He	$71 \pm 7$	0,10	2
Ne	$52 \pm 5$	0,08	1,80
Ar	$100 \pm 9$	0,05	1
Kr	$130 \pm 13$	0,01	0,50
Xe	$164 \pm 16$	quelques $\mu$	0,10

cas, lorsque les pressions de gaz rare sont faibles : l'élargissement par collision est encore négligeable. On peut obtenir une largeur de courbe d'effet Hanle égale à la largeur en pression nulle avec un rapport signal sur bruit de l'ordre de 30 [1]. C'est encore parce que les atomes dans l'état métastable  $5^3P_2$  sont protégés des parois par les atomes de gaz étranger que l'on observe cette augmentation de fluorescence sur la raie 3 610,5 Å. La figure 2 donne la largeur des courbes de dépolarisation relatives à l'état excité  $5^3D_3$  en fonction de la pression de gaz étranger.

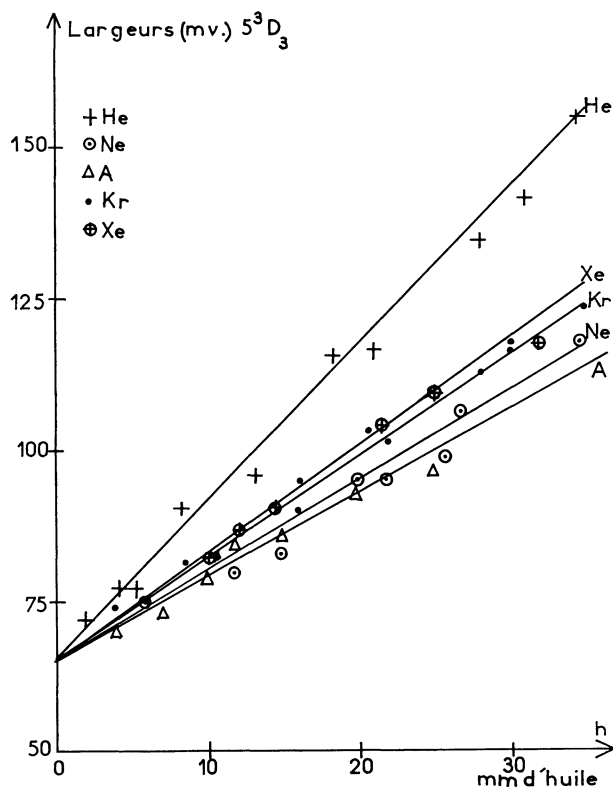


FIG. 2. — Largeur des courbes de dépolarisation magnétique du niveau  $5^3D_3$  en présence des gaz rares.

l'intensité du signal d'effet Hanle plus rapide que celle attendue en raison de la dépolarisation par collision ; elle est provoquée par l'augmentation du nombre d'atomes métastables  $5^3P_2$ . Mais cette diminution d'intensité ne va pas jusqu'à l'annulation du signal.

Elle est particulièrement importante dans le cas du xénon qui donne la concentration la plus grande d'atomes  $5^3P_2$ . Le rapport signal sur bruit diminue avec l'augmentation de la pression de xénon. C'est ce qui explique la précision moindre dans la mesure des sections efficaces de collision relatives à cet état excité  $5^3D_2$ . La figure 3 donne la largeur des courbes de dépolarisation en fonction de la pression pour les différents gaz rares dans le cas de ce niveau  $5^3D_2$ . Le tableau II résume les résultats numériques pour les deux niveaux  $5^3D_2$  et  $5^3D_3$ . (Les sections efficaces sont données en Å<sup>2</sup>.)

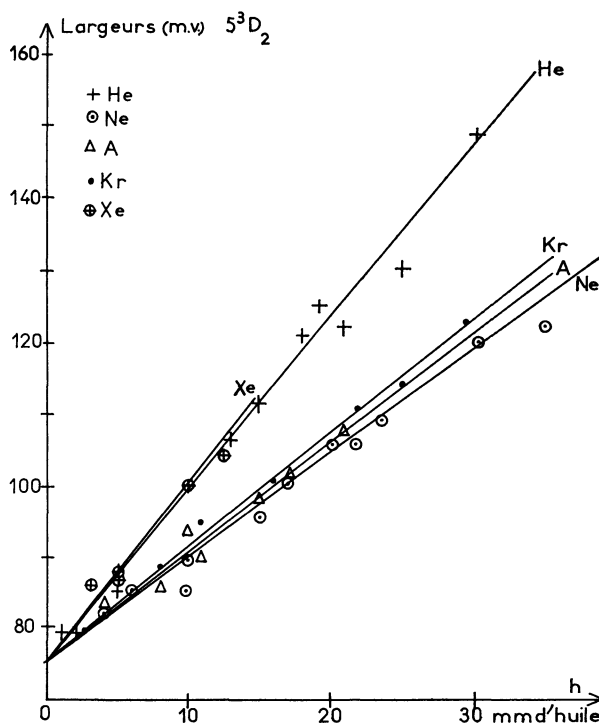


FIG. 3. — Largeur des courbes de dépolarisation magnétique du niveau  $5^3D_2$  en présence des gaz rares.

c) Niveau  $5^3D_2$ . — Il est peuplé à partir de l'état excité  $5^3P_1$  par la raie 3 466,2 Å ( $5^3P_1-5^3D_2$ ). Si toutefois la concentration en atomes métastables  $5^3P_2$  est en augmentation, l'absorption de la raie 3 612,9 Å ( $5^3P_2-5^3D_2$ ) permet un peuplement de l'état  $5^3D_2$  par un second mécanisme. Mais il n'y a pas de phénomène de changement de signe du signal bien que les cohérences introduites soient de signes contraires. Le taux de polarisation, dans le cas du peuplement de l'état  $5^3D_2$  à partir de l'état  $5^3P_2$  est en effet inférieur à celui obtenu dans le cas du peuplement à partir de l'état  $5^3P_1$ . On observe une diminution de

3. Cas de l'azote. — Dans le cas de l'état excité  $5^3D_1$  nous avons observé le même phénomène de changement de signe du signal d'effet Hanle. Mais comme lors de l'étude de l'état excité  $6^3S_1$ , la pression  $p'_i$  est encore plus faible que celle obtenue avec le xénon. Il suffit d'une trace d'azote (pression voisine de  $2 \times 10^{-4}$  mm de mercure) pour que le signal change de signe. L'augmentation de l'intensité du

TABLEAU II

Sections efficaces en Å<sup>2</sup> pour les niveaux  $5^3D_2$  et  $5^3D_3$  (gaz rares)

Gaz	He	Ne	A	Kr	Xe
$5^3D_2$	62 ± 6	79 ± 8	105 ± 10	149 ± 15	230 ± 30
$5^3D_3$	74 ± 5	83 ± 6	110 ± 8	173 ± 12	219 ± 15

signal avec la pression d'azote est très importante. Dans le cas du niveau  $5^3D_2$  la diminution de l'intensité du signal d'effet Hanle est beaucoup moins rapide que lors de l'introduction des gaz rares. Quant à l'état excité  $5^3D_3$ , le signal d'effet Hanle devient très faible dès l'introduction de quelques dizaines de microns de mercure d'azote.

Ces phénomènes peuvent s'expliquer par une forte concentration d'atomes dans l'état métastable  $5^3P_0$ , phénomène qui a d'ailleurs déjà été remarqué par Bender [6]. Comme dans le cas de l'atome de mercure, l'azote opère sans doute un transfert des atomes des états excités  $5^3P_2$  et  $5^3P_1$  vers l'état  $5^3P_0$ . Cette forte concentration d'atomes  $5^3P_0$  explique l'importante intensité du signal d'effet Hanle lors de la réémission de la raie  $3\,403,6\text{ \AA}$  ( $5^3P_0-5^3D_1$ ). La disparition des atomes dans l'état  $5^3P_2$  explique la faible intensité du signal lors de la réémission de la raie  $3\,610,5\text{ \AA}$  ( $5^3P_2-5^3D_3$ ).

Le rapport signal sur bruit devient trop faible pour que l'on puisse étudier l'effet de l'azote sur le niveau  $5^3D_3$  sans modifier le dispositif de détection.

Nous avons cependant pu mesurer la largeur des courbes en fonction de la pression d'azote, dans le cas de l'état  $5^3D_3$  par une méthode utilisant un analyseur de signaux multicanaux. Nous avons réalisé un balayage linéaire en champ magnétique synchronisé avec le balayage des canaux de l'analyseur. La figure 4 donne les largeurs des courbes de dépolarisation pour les 3 niveaux en fonction de la pression d'azote. Le tableau III donne les valeurs des sections efficaces de collision des niveaux de la configuration ( $5s, 5d$ ) avec l'azote.

TABLEAU III

Sections efficaces en  $\text{\AA}^2$  pour les niveaux de triplet de configuration ( $5s, 5d$ ) (azote)

	$5^3D_1$	$5^3D_2$	$5^3D_3$
$\sigma^2$ (azote) $\text{\AA}^2$	$111 \pm 6$	$125 \pm 7$	$177 \pm 25$

III. **Prévisions théoriques.** — Dans l'approximation d'une interaction entre atomes, du type dipôle-dipôle, Omont [7] a calculé théoriquement les sections efficaces de dépolarisation dans le cas de collisions entre un atome excité et un atome de gaz étranger

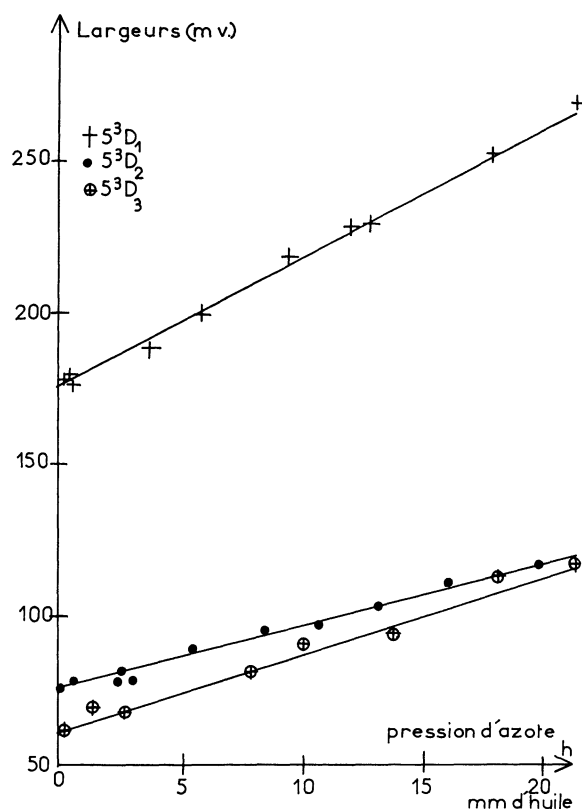


FIG. 4. — Largeur des courbes de dépolarisation magnétique des niveaux de triplet de la configuration ( $5s, 5d$ ) en présence d'azote.

monoatomique (« quenching » négligeable dans ce cas). Lécluse a appliqué ces résultats théoriques lors de son étude [5] des sections efficaces de collision entre atomes de mercure dans la configuration ( $6s, 6d$ ) et gaz rares. Les approximations effectuées dans ce cas sont également valables dans celui du cadmium. En appliquant ces calculs au cas du cadmium pour lequel le couplage est du type Russell-Saunders [11], on peut calculer le rapport, attendu théoriquement, des sections efficaces de collision pour la destruction de l'alignement entre atomes de cadmium portés dans l'un des états de la configuration ( $5s, 5d$ ) et gaz rares. Le tableau IV permet la comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux pour les différents gaz rares. L'accord est dans l'ensemble satisfaisant à l'exception du cas du néon.

TABLEAU IV

Comparaisons entre les sections efficaces mesurées et calculées pour les niveaux de triplet de configuration ( $5s, 5d$ )

	He	Ne	A	Kr	Xe	Thé
$\frac{\sigma^2(^3D_3)}{\sigma^2(^3D_1)}$	$1,04 \pm 0,16$	$1,60 \pm 0,25$	$1,10 \pm 0,17$	$1,33 \pm 0,27$	$1,33 \pm 0,27$	1,08
$\frac{\sigma^2(^3D_3)}{\sigma^2(^3D_2)}$	$1,20 \pm 0,18$	$1,05 \pm 0,16$	$1,05 \pm 0,16$	$1,16 \pm 0,18$	$0,95 \pm 0,17$	1,09

TABLEAU V

Rapport entre les sections efficaces pour le niveau  $5^3D_1$  et pour le niveau  $5^3P_1$ 

Gaz	$\sigma^2(5^3D_1) \text{ \AA}^2$	$\sigma^2(5^3P_1) \text{ \AA}^2$	rapport $\frac{\sigma^2(5^3D_1)}{\sigma^2(5^3P_1)}$
He	$71 \pm 7$	$14 \pm 1,5$	$5,1 \pm 1$
Ne	$52 \pm 5$	$17 \pm 2$	$3,1 \pm 0,6$
A	$100 \pm 9$	$30 \pm 3$	$3,3 \pm 0,6$
Kr	$130 \pm 13$	$42 \pm 5$	$3,1 \pm 0,6$
Xe	$164 \pm 16$	$61 \pm 6$	$2,7 \pm 0,6$

D'autre part si l'on compare pour un même gaz les sections efficaces de collision de deux niveaux de même nombre quantique  $J$  correspondant à la configuration ( $5s, 5p$ ) et à la configuration ( $5s, 5d$ ) on peut s'attendre d'après les résultats théoriques à trouver un rapport approximativement constant. Or les valeurs des sections efficaces de collision relatives au niveau  $5^3P_1$  sont connues [3]. Le tableau V résume cette comparaison. Le rapport obtenu est constant aux erreurs d'expérience près sauf pour l'hélium.

Nous avons aussi montré [3] que pour un même gaz le rapport de la section efficace de collision relative au niveau  $5^3P_1$  du cadmium et de celle relative au niveau  $6^3P_1$  du mercure [8] est approximativement indépendant du gaz étranger ce qui confirme une partie des prévisions d'Omont. Une comparaison analogue pour les sections de choc relatives au niveau  $5^3D_1$  du cadmium et celles relatives au niveau  $6^3D_1$  du mercure mesurées par Lécluse [5] est possible. Le tableau VI montre les résultats de cette comparaison.

L'accord avec les prévisions est satisfaisant, sauf dans le cas de l'hélium, qui à nouveau présente une anomalie. Il est d'ailleurs à remarquer qu'une anomalie avait déjà été observée dans le cas du niveau excité  $6^1P_1$  du mercure [9].

Les tableaux précédents montrent que l'accord n'est pas toujours satisfaisant entre les rapports expérimentaux et théoriques. La théorie repose d'ailleurs sur des approximations qui ne sont pas toujours bien vérifiées. En particulier le modèle de l'interaction dipôle induit-dipôle induit pour les collisions du cadmium avec les gaz rares n'est vraisemblablement exact que dans le cas des gaz lourds. J. P. Faroux [10] dans l'étude des chocs mercure-gaz rares a montré que ce modèle s'appliquait bien à l'argon, au krypton et au xénon et qu'il ne permettait que la prévision de l'ordre de grandeur dans le cas du néon. Le traitement habituel dans le cas de l'hélium ne semble pas devoir être utilisé pour le calcul théorique de la section efficace relative à ce gaz.

IV. Conclusion. — Les sections efficaces de collision pour la destruction de l'alignement mesurées par élargissement des courbes de Hanle, entre atomes de cadmium et gaz rares ou azote ont été comparées avec les prévisions théoriques d'Omont : les résultats de nos mesures sont en accord avec les ordres de grandeur fournis par les prévisions, sauf dans le cas de l'hélium et du néon.

TABLEAU VI

Rapport entre les sections efficaces pour le niveau  $5^3D_1$  du cadmium et par le niveau  $6^3D_1$  du mercure

Gaz	$\sigma^2(6^3D_1) \text{ Hg} (\text{ \AA}^2)$	$\sigma^2(5^3D_1) \text{ Cd} (\text{ \AA}^2)$	Rapport $\frac{\sigma^2(\text{Cd})}{\sigma^2(\text{Hg})}$
He	$70 \pm 7$	$71 \pm 7$	$1,01 \pm 0,20$
Ne	$71 \pm 7$	$52 \pm 5$	$0,73 \pm 0,14$
A	$125 \pm 12$	$100 \pm 9$	$0,80 \pm 0,16$
Kr	$185 \pm 18$	$130 \pm 13$	$0,70 \pm 0,14$
Xe	$230 \pm 23$	$164 \pm 16$	$0,71 \pm 0,14$

## Bibliographie

- [1] LANIEPCE (B.), *J. Physique*, à paraître.  
 [2] LANIEPCE (B.), *J. Physique*, 1968, **29**, 427.  
 [3] LANIEPCE (B.) et BARRAT (J. P.), *C. R. Acad. Sci.*, 1967, **264**, 146.  
 [4] MITCHELL et ZEMANSKY, *Resonance Radiation and Excited Atoms*, Cambridge University Press.  
 [5] LECLUSE (Y.), Thèse, Caen, 1967, *J. Physique*, 1967, **28**, 671 et 785.  
 [6] BENDER, *Phys. Rev.*, 1930, **36**, 1535.  
 [7] OMONT (A.), Thèse, Paris, 1967, *J. Physique*, 1966, **26**, 26.  
 [8] HAMEL (J.), Thèse 3<sup>e</sup> cycle, Caen, 1966.  
 BARRAT (J. P.), CASALTA (D.), COJAN (J. L.) et HAMEL (J.), *J. Physique*, 1966, **27**, 608.  
 [9] JEAN (P.), D. E. S., Caen, 1967.  
 JEAN (P.), MARTIN (M.), LECLER (D.), *C. R. Acad. Sci.*, 1967, **264**, 1791.  
 [10] FAROUX (J. P.), Thèse, Paris, 1969.  
 [11] BARRAT-BAMBOSSON (M.), Thèse, Caen, 1965.  
 LURIO (A.), *Phys. Rev.*, 1966, **142**, 46.