



HAL
open science

Influence de la recombinaison radiative électron-ion Cs^+ sur l'intensité des raies spectrales du césium

J.P. David, V. Kaftandjian, J. Millet, B. Talin, G. Jarry

► **To cite this version:**

J.P. David, V. Kaftandjian, J. Millet, B. Talin, G. Jarry. Influence de la recombinaison radiative électron-ion Cs^+ sur l'intensité des raies spectrales du césium. *Journal de Physique*, 1967, 28 (7), pp.514-518. 10.1051/jphys:01967002807051400 . jpa-00206547

HAL Id: jpa-00206547

<https://hal.science/jpa-00206547>

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.

INFLUENCE DE LA RECOMBINAISON RADIATIVE ÉLECTRON-ION Cs^+ SUR L'INTENSITÉ DES RAIES SPECTRALES DU CÉSIIUM

Par J. P. DAVID, V. KAFTANDJIAN, J. MILLET, B. TALIN, G. JARRY,
Laboratoire de Physique S.P.C.N. III ⁽¹⁾, Faculté des Sciences de Marseille.

Résumé. — On étudie la variation en fonction du temps de l'intensité lumineuse de diverses raies du spectre émis par la colonne positive d'une décharge électrique ($\sim 10 \mu\text{s}$) dans la vapeur de césium à basse pression. On se propose d'expliquer l'allure des courbes obtenues et on montre l'influence du phénomène de recombinaison radiative sur cette variation. On en déduit une méthode de mesure du coefficient de recombinaison radiative total α .

Abstract. — The time dependent luminous intensity of various lines of the spectrum emitted by the positive column obtained from an electric discharge (during $\sim 10 \mu\text{s}$) in a low pressure caesium vapour is studied. The particular aspect of the curves obtained is explained as due to the influence of the radiative recombination process. A method is deduced for the measurement of the total radiative recombination coefficient.

I. Introduction. — Nous avons étudié la variation en fonction du temps de l'intensité lumineuse de diverses raies émises lors d'une brève décharge électrique ($\sim 10 \mu\text{s}$) dans la vapeur de césium. Nous donnons ici quelques résultats expérimentaux et quelques considérations théoriques montrant l'influence du phénomène de recombinaison radiative sur cette variation de l'intensité émise. Nous nous proposons par cette méthode d'atteindre le coefficient de recombinaison radiative total α .

II. Étude expérimentale. — Les expériences sont réalisées sur une lampe à vapeur de césium Philips 92.105 E. La pression de césium peut varier entre 10^{-4} et 2×10^{-1} torr. L'ionisation est obtenue par décharge électrique d'un condensateur de capacité 5 000 pF. Le faisceau lumineux émis par la colonne positive de la décharge est concentré sur la fente d'entrée d'un monochromateur Jobin-Yvon, à la sortie duquel est placé un photomultiplicateur (150 UVP ou 150 CVP). Le signal est reçu sur l'écran d'un oscillographe Tektronix 502 A.

La figure 1 reproduit l'oscillogramme obtenu pour les transitions : de gauche à droite : $8S_{1/2} - 6P_{1/2}$ ($\lambda = 7\,609 \text{ \AA}$), $5F_{7/2} - 5D_{5/2}$ ($\lambda = 8\,079 \text{ \AA}$) et $6P_{3/2} - 6S_{1/2}$ ($\lambda = 8\,521 \text{ \AA}$).

Aleskovskii pour le césium, Pavlichenko et Dushin pour l'hydrogène, Hinnov et Hirschberg pour l'hé-

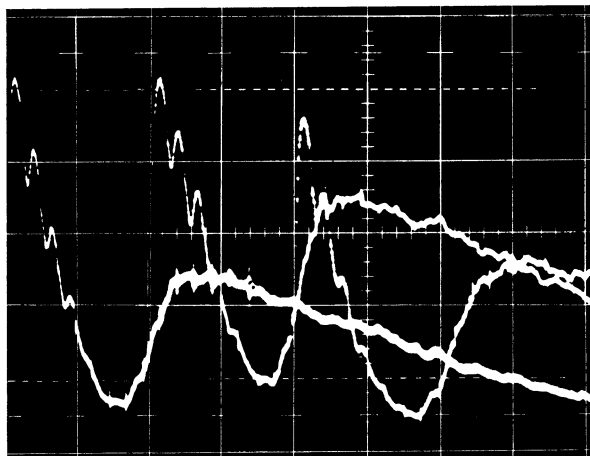
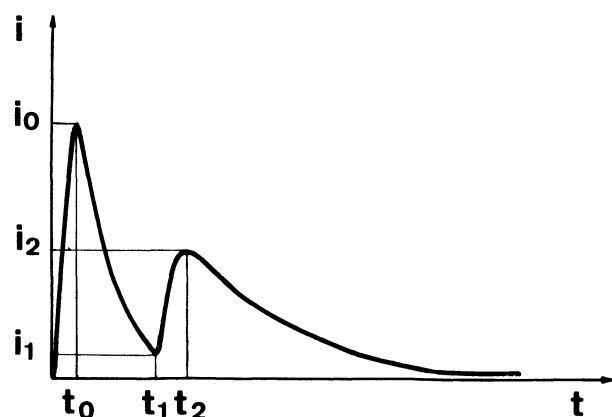
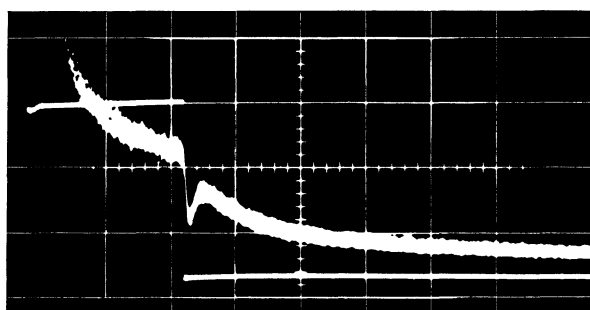


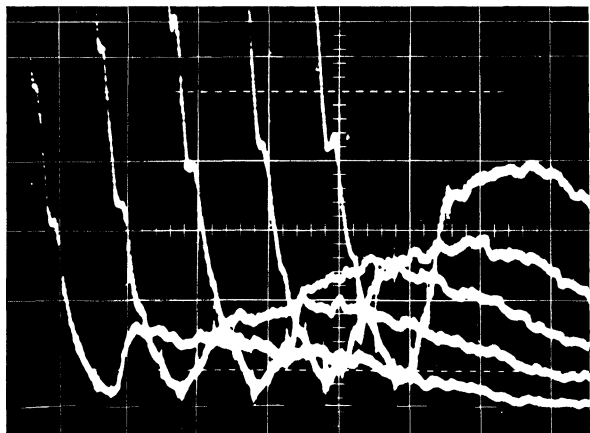
FIG. 1. — $I_\nu = f(t)$ pour $\lambda = 7\,609 \text{ \AA}$; $8\,079 \text{ \AA}$; $8\,521 \text{ \AA}$ (de gauche à droite); $P_{\text{Cs}} = 10^{-4}$ torr; $V = 5\,000 \text{ V}$; 1 carreau = $5 \mu\text{s}$.

lium ont signalé des résultats similaires [1], [2], [3]. Sur la figure 2, qui schématise l'allure des courbes observées, nous remarquons l'existence de deux valeurs maximales I_0 et I_2 . Un montage annexe, permettant la mesure de la durée de la décharge, montre que t_1 correspond sensiblement à cette durée. Dans ce montage annexe, la tension appliquée est le signal amplifié produit par un générateur à signaux carrés. Ce signal est de durée réglable. On peut superposer les courbes représentant le signal et l'intensité lumi-

⁽¹⁾ Cette étude a été menée avec l'aide de la D.R.M.E. (contrat 2/66).

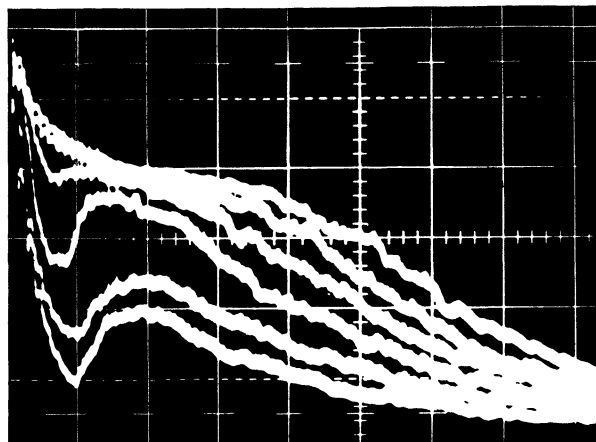
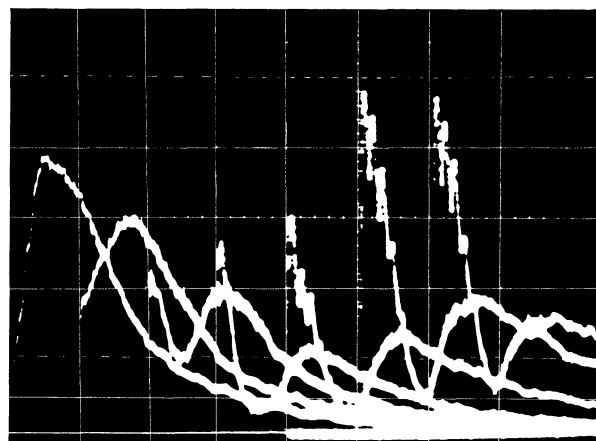
FIG. 2. — Représentation schématique de $I_v = f(t)$.FIG. 3. — $I_v = f(t)$ pour $\lambda = 8079 \text{ \AA}$ et $P_{\text{cs}} = 10^{-4}$ torr et tension $V = f(t)$; $1 \text{ c} = 50 \text{ \mu s}$.

neuse sur un oscillographe à double voie. La figure 3 montre un tel oscillogramme. On voit le signal et la deuxième partie de l'intensité lumineuse. Dans tous les cas, le deuxième maximum apparaît quand la tension électrique n'est plus appliquée. Nous verrons, dans la partie théorique, que ce deuxième maximum correspond à l'influence de la recombinaison radiative.

FIG. 4. — $I_v = f(t)$ pour $\lambda = 8521 \text{ \AA}$ et $V = 3000, 3500, 4000, 4500, 5000 \text{ V}$ (de gauche à droite); $1 \text{ c} = 5 \text{ \mu s}$.

Des expériences ont été faites pour montrer l'évolution du deuxième maximum I_2 . Nous avons d'abord fait varier la tension de charge V à pression de césium constante.

La figure 4 donne ces variations pour la raie $\lambda = 8521 \text{ \AA}$ et pour V variant entre 3 000 et 5 000 V.

FIG. 5. — $I_v = f(t)$ pour $\lambda = 8521 \text{ \AA}$ et $P_{\text{cs}} = 1; 2; 3,2; 5,2; 6; 9 (\times 10^{-2} \text{ torr})$ (de bas en haut); $1 \text{ c} = 10 \text{ \mu s}$.FIG. 6. — $I_v = f(t)$ pour $\lambda = 8079 \text{ \AA}$ et $P_{\text{cs}} = 12; 9; 7; 6; 3; 1,3; 0,4 (\times 10^{-2} \text{ torr})$ (de gauche à droite); $1 \text{ c} = 10 \text{ \mu s}$.

On constate que I_2 croît avec la valeur V , de même que t_2 .

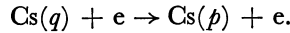
D'autre part, nous avons fait varier la pression de vapeur du césium sous une tension de charge V donnée. Nous avons obtenu deux types de courbes différents, suivant que nous avons affaire à une raie de résonance ou non.

Les figures 5 et 6 donnent ces variations pour les raies $\lambda = 8521 \text{ \AA}$ et $\lambda = 8079 \text{ \AA}$. Les courbes obtenues pour les raies $\lambda = 8943 \text{ \AA}$ et $\lambda = 7609 \text{ \AA}$ confirment les résultats précédents.

III. **Étude théorique.** — Dans le cas d'un plasma optiquement fin (réabsorption négligeable), l'intensité lumineuse $I(p, q)$ émise par la vapeur de césium correspondant à la radiation $\nu(p, q)$ est proportionnelle à $n(p)$, $A(p, q)$, $h\nu(p, q)$ où $n(p)$ est la densité d'atomes excités dans le niveau supérieur p de la transition, $A(p, q)$ le coefficient de transition atomique entre les niveaux p et q . Nous supposons dans ce cas une répartition d'atomes excités homogène dans la colonne de plasma. L'hypothèse du plasma optiquement fin est justifiée par le fait qu'aux pressions où nous travaillons la densité de particules est faible [4].

III.1. **ÉVALUATION DE $n(p)$ ET DE LA DENSITÉ IONIQUE n_i EN FONCTION DU TEMPS [5].** — Les mécanismes qui tendent à augmenter $n(p)$ sont :

— L'excitation et la désexcitation des autres niveaux sur le niveau p par collision inélastique :

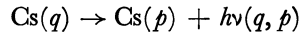


Le nombre de transitions de cette espèce, par unité de temps et de volume, est :

$$\left[\frac{dn(p)}{dt} \right]_e = n_e \sum_{q \neq p} n(q) X(q, p)$$

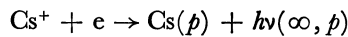
n_e désignant la densité électronique et $X(q, p)$ le coefficient d'excitation entre les niveaux q et p .

— L'émission spontanée à partir des niveaux supérieurs à p , et aboutissant sur le niveau p :



$$\left[\frac{dn(p)}{dt} \right]_{e, s} = \sum_{q > p} n(q) A(q, p).$$

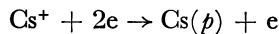
— La recombinaison radiative électron-ion Cs^+ :



$$\left[\frac{dn(p)}{dt} \right]_{r, r} = n_e n_i \alpha(p)$$

$\alpha(p)$ désignant le coefficient de recombinaison radiative relatif au niveau p .

— La recombinaison collisionnelle à trois corps :

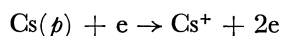


$$\left[\frac{dn(p)}{dt} \right]_{r, s} = n_e^2 n_i \beta(p)$$

$\beta(p)$ désignant le coefficient correspondant.

Les mécanismes qui tendent à diminuer $n(p)$ sont :

— L'émission spontanée, l'excitation, la désexcitation et l'ionisation par collision à partir du niveau p . Ce dernier mécanisme s'écrit :



$$\left[\frac{dn(p)}{dt} \right]_i = -n(p) n_e S(p)$$

$S(p)$ désignant le coefficient d'ionisation à partir du niveau p .

La densité d'atomes excités $n(p)$ est la solution de l'équation différentielle :

$$\begin{aligned} \frac{dn(p)}{dt} = & -n(p) \left[\sum_{q < p} A(p, q) + n_e \sum_{q \neq p} X(p, q) + n_e S(p) \right] \\ & + \sum_{q > p} n(q) A(q, p) + n_e \sum_{q \neq p} n(q) X(q, p) \\ & + n_e n_i \alpha(p) + n_e^2 n_i \beta(p). \end{aligned}$$

La densité ionique n_i est la solution de l'équation différentielle :

$$\frac{dn_i}{dt} = n_e \sum_q n(q) S(q) - n_e n_i \sum_q \alpha(q) - n_e^2 n_i \sum_q \beta(q).$$

Le premier terme représente l'ionisation, les deux derniers la recombinaison.

III.2. **HYPOTHÈSES SIMPLIFICATRICES.** — Dans le cas de la brève décharge électrique du condensateur, prenons comme origine des temps l'instant t_0 où $n(p)$ atteint son maximum $n^0(p)$ (fig. 2). Entre les instants t_0 et t_1 , c'est le mécanisme d'émission spontanée qui est prépondérant par rapport au mécanisme d'excitation. Quand la tension n'est plus appliquée (après t_1), le phénomène de recombinaison devient important.

Nous avons d'autre part :

$$n_e = n_i \quad (\text{gaz électriquement neutre}).$$

Pour les faibles densités électroniques que nous utilisons, nous pouvons aussi négliger la recombinaison par collision électron-électron-ion Cs^+ . Nous ne tenons pas compte également, en première approximation, des phénomènes de diffusion des particules chargées vers les parois. Les équations régissant notre système deviennent ainsi :

$t_0 < t < t_1$:

$$\frac{dn(p)}{dt} = -n(p) \sum_{q < p} A(p, q) + \sum_{q > p} n(q) A(q, p)$$

$$t_1 < t : \begin{cases} \frac{dn(p)}{dt} = -n(p) \sum_{q < p} A(p, q) \\ \quad + \sum_{q > p} n(q) A(q, p) + \alpha(p) n_i^2 \\ \frac{dn_i}{dt} = -\alpha n_i^2 \quad \text{avec} \quad \alpha = \sum_q \alpha(q). \end{cases}$$

Posons :

$$n(q) = k_{q,p} n(p).$$

On déterminera $k_{q,p}$ en mesurant le rapport de l'intensité de la transition issue de q aboutissant sur le niveau p à l'intensité d'une transition issue de p . On prendra pour $k_{q,p}$ la valeur moyenne au cours du temps.

Soit :

$$A = \sum_{q < p} A(p, q) - \sum_{q > p} k_{q,p} A(q, p).$$

Les équations deviennent :

$$t_0 < t < t_1 : \quad \frac{dn(p)}{dt} = -An(p)$$

$$t > t_1 : \quad \begin{cases} \frac{dn(p)}{dt} = -An(p) + \alpha(p) n_i^2 \\ \frac{dn_i}{dt} = -\alpha n_i^2. \end{cases}$$

Les solutions de ces équations sont :

$$n(p) = n^0(p) e^{-At} \quad \text{pour } t_0 < t < t_1$$

$$n(p) = n^0(p) e^{-At} + \alpha(p) n_i^{02} e^{-A(t-t_1)} \int_0^{t-t_1} \frac{e^{A\tau} d\tau}{(1+u\tau)^2}$$

pour $t > t_1$

avec $u = \alpha n_i^0$ où n_i^0 est la densité ionique à l'instant t_1 .

III.3. REPRÉSENTATION GRAPHIQUE DE $n(p) = f(t)$.

— Entre les instants t_0 et t_1 , la fonction décroît exponentiellement en fonction du temps.

Pour $t > t_1$, $n(p)$ est la somme de deux fonctions : d'une part, la fonction $y_1 = n^0(p) e^{-At}$, d'autre part, la fonction

$$y_2 = \alpha(p) n_i^{02} e^{-A(t-t_1)} \int_0^{t-t_1} \frac{e^{A\tau} d\tau}{(1+u\tau)^2}$$

qui traduit l'influence de la recombinaison radiative sur l'intensité de la raie spectrale de fréquence $\nu(p, q)$.

Nous appellerons « courbe de recombinaison » la courbe représentative de la fonction y_2 .

L'intégrale a été calculée numériquement pour des valeurs de A et de u données. La représentation graphique de la courbe $n(p) = f(t)$ est donnée par la figure 7. Il est à noter que si la décharge est très courte, la somme des deux fonctions précédentes peut ne pas présenter de valeur maximale. Pour vérifier cette remarque, nous avons fait agir sur la vapeur

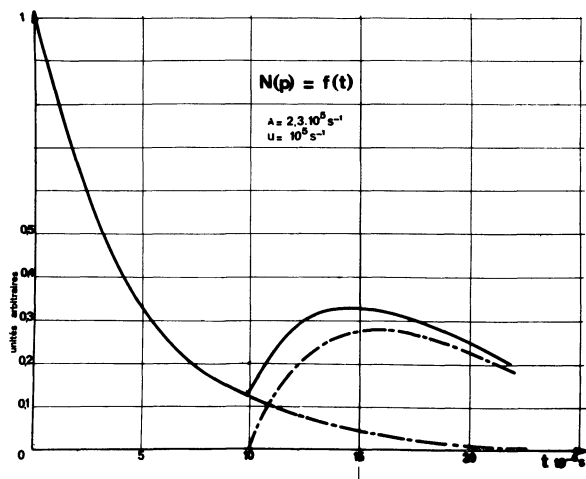


FIG. 7. — Courbe théorique $n(p) = f(t)$ avec $A = 2,3 \times 10^5 s^{-1}$; $t_1 = 10 \mu s$; $u = 10^5 s^{-1}$.

de césium l'impulsion d'un laser à rubis dont la durée est de 30 ns. On observe bien un palier sur un tel oscillogramme (fig. 8).

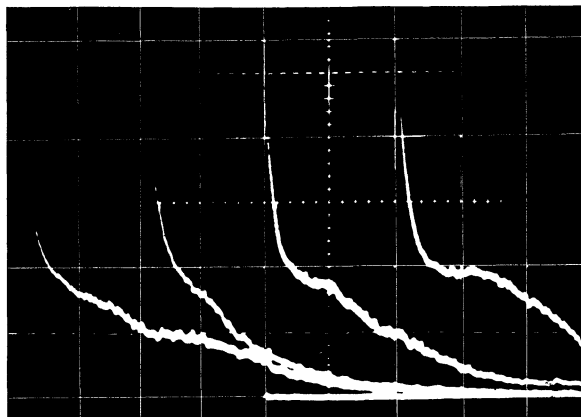


FIG. 8. — $I_\nu = f(t)$; laser à rubis (1 J en 30 ns). De gauche à droite, on a :

- 1) $\lambda = 8\,079 \text{ \AA}$; $P_{cs} = 6 \times 10^{-2} \text{ torr}$; $1 c = 5 \mu s$.
- 2) $\lambda = 8\,079 \text{ \AA}$; $P_{cs} = 7 \times 10^{-2} \text{ torr}$; $1 c = 5 \mu s$.
- 3) $\lambda = 8\,521 \text{ \AA}$; $P_{cs} = 6,5 \times 10^{-2} \text{ torr}$; $1 c = 10 \mu s$.
- 4) $\lambda = 8\,521 \text{ \AA}$; $P_{cs} = 6 \times 10^{-2} \text{ torr}$; $1 c = 10 \mu s$.

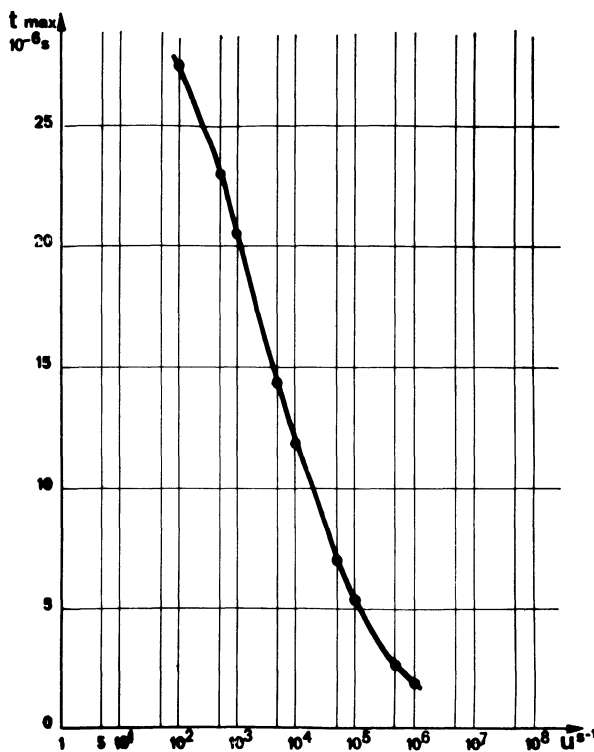


FIG. 9.

Courbe théorique $t_{max} = f(\alpha n_i^2)$ $A = 2,3 \times 10^5 s^{-1}$.

Désignons par t_{max} le temps au bout duquel la « courbe de recombinaison » atteint son maximum.

Le calcul de la dérivée montre que t_{\max} est la solution de l'équation :

$$(1 + ut)^{-2} = Ae^{-At} \int_0^t \frac{e^{A\tau} d\tau}{(1 + u\tau)^2}.$$

Pour une valeur de A fixée, on remarque que t_{\max} est une fonction de $u = \alpha n_i^0$ et que la pente de la courbe au point $t = t_1$ est $\alpha(p) n_i^0$. La courbe représentant t_{\max} en fonction de u (fig. 9) montre la décroissance de t_{\max} en fonction de u , pour $10^2 < u < 10^6$. L'observation de l'intensité d'une raie donnée (A fixé) nous permet de mesurer t_2 . En prolongeant la partie exponentielle e^{-At} pour $t > t_1$, on peut déduire la

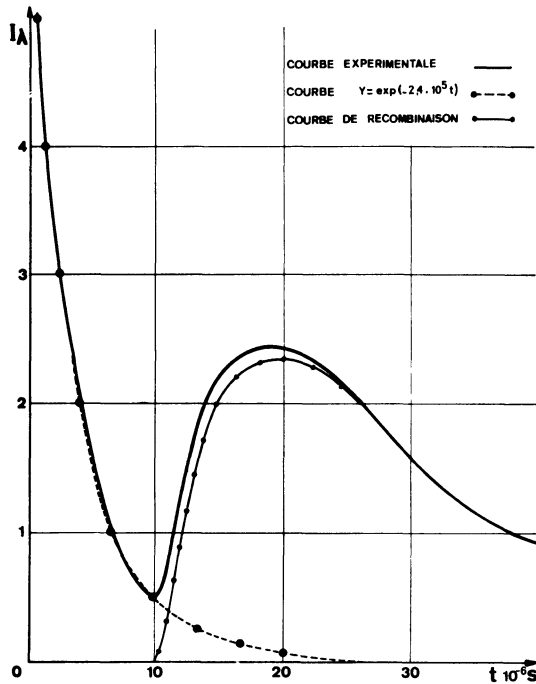


FIG. 10. — Courbe $I_v = f(t)$ représentant un oscillogramme agrandi pour $\lambda = 8\,521 \text{ \AA}$; $V = 6\,000 \text{ V}$; $P_{\text{os}} = 4 \times 10^{-4} \text{ torr}$.

forme de la « courbe de recombinaison » et évaluer t_{\max} . Cette détermination a été faite dans le cas de la raie $\lambda = 8\,521 \text{ \AA}$, à une pression de vapeur de césium égale à 10^{-4} torr , et $C = 5\,000 \text{ pF}$, pour les valeurs suivantes de la tension de charge du condensateur :

$$V = 5\,000 ; 6\,000 ; 7\,000 ; 8\,000 ; 9\,000 ; 10\,000 \text{ V}.$$

A titre d'exemple de détermination de t_{\max} , le cas où $V = 6\,000 \text{ V}$ est représenté sur la figure 10 qui montre $I_v = f(t)$ en trait plein, « la courbe de recombinaison » et le prolongement de la courbe $y_1 = n^0(p) e^{-At}$ ($A = 2,4 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$) en traits discontinus.

On trouve $t_{\max} = 10 \text{ \mu s}$. Ceci correspond à $u = 10^4 \text{ s}^{-1}$ d'après les courbes théoriques $t_{\max} = f(u)$ pour $A = 2,4 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$.

Une mesure de n_i^0 indépendante de ce montage permet de déduire la valeur du coefficient de recombinaison α .

Si n_i^0 est par exemple de l'ordre de 10^{13} électrons par cm^3 , la valeur de α correspondante est de l'ordre de $10^{-9} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$.

IV. Conclusion. — Malgré des hypothèses simplificatrices, nous montrons qu'il est possible d'interpréter théoriquement les résultats expérimentaux.

Nous avons mis en évidence une courbe dite de « recombinaison » qui atteint son maximum au temps t_{\max} . Nous montrons que t_{\max} est une fonction du produit αn_i^0 dont on peut représenter graphiquement la variation. Grâce à cette fonction et à une mesure de n_i^0 , il est possible de trouver la valeur de α . De plus, la connaissance de n_i^0 et de la pente de la « courbe de recombinaison » à $t = t_1$ permet d'atteindre $\alpha(p)$.

Nous n'avons pas effectué pour l'instant la mesure de n_i^0 , mais nous signalons, dès à présent, cette méthode de mesure des coefficients de recombinaison.

Manuscrit reçu le 30 novembre 1966.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] ALESKOVSKII (Yu. M.), *Soviet Physics JETP*, 1963, **17**, 570.
- [2] PAVLICHENKO (O. S.) et DUSHIN (L. A.), *Optics and Spectroscopy*, 1962, **12**, 301.
- [3] HINNOV (E.) et HIRSCHBERG (J. G.), *Phys. Rev.*, 1962, **125**, 795.
- [4] ABRAMOV (V. A.), *High Temp. (U.S.A.)*, 1965, **3**, 18.
- [5] MCWHIRTER (R. W. P.), dans « Plasma diagnostics techniques », édité par R. H. Huddleston et S. L. Leonard, Academic Press, New York, 1965, chap. 5, 201.