HAL
open science

ÉTUDE D'UN PLASMA PAR ABSORPTION DANS L'ULTRAVIOLET EXTRÊME

A. Carillon, P. Jaeglé, P. Dhez

To cite this version:

A. Carillon, P. Jaeglé, P. Dhez. ÉTUDE D'UN PLASMA PAR ABSORPTION DANS L'ULTRAVIOLET EXTRÊME. Journal de Physique Colloques, 1971, 32 (C4), pp.C4-48-C4-52. 10.1051/jphyscol:1971410 . jpa-00214611

HAL Id: jpa-00214611

https://hal.science/jpa-00214611

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.

JOURNAL DE PHYSIQUE *Colloque* C4, *supplément au n°* 10, *Tome* 32, *Octobre* 1971, *page* C4-48

ÉTUDE D'UN PLASMA PAR ABSORPTION DANS L'ULTRAVIOLET EXTRÊME

A. CARILLON, P. JAEGLÉ et P. DHEZ
Laboratoire de Chimie physique de la Faculté des Sciences de Paris, 91, Orsay, France

Résumé. — L'existence d'une forte absorption de rayonnement UV extrême, par un plasma d'aluminium ionisé, a pu être mise en évidence. La source UV ainsi que le milieu dans lequel s'effectue l'absorption (ce dernier pouvant être considéré comme « *l'échantillon* » que l'on étudie) sont deux plasmas obtenus par la focalisation de deux faisceaux de rayonnement, provenant d'un laser unique au verre-néodyme, à la surface de deux cibles d'aluminium.

L'analyse en longueur d'onde a été réalisée à l'aide d'un spectromètre à deux réseaux dont les fentes, d'entrée et collimatrice, délimitent la zone « *d'échantillon* » que l'on désire observer. De plus, grâce à des variations de retard optique introduites sur le trajet du faisceau laser générateur de la « *source* » d'UV, il est possible d'effectuer une analyse temporelle qui peut être complétée, d'autre part, par l'utilisation d'un scintillateur lié à un photomultiplicateur rapide.

L'examen des mécanismes responsables de l'absorption observée conduit à souligner l'importance du rôle joué au sein du plasma par les échanges d'énergie radiative par rapport aux processus de collisions (le bremsstrahlung inverse semble être le processus essentiel d'absorption au centre du plasma, tandis que la photoionisation ne devient notable que dans la périphérie). Ces échanges d'énergie doivent donc être pris en considération lorsqu'on aborde les calculs théoriques.

Abstract. — A strong absorption of extreme UV radiation by a laser-generated ionized aluminium plasma has been observed. Both the UV source and the absorbing medium (which must be considered as the « *sample* ») are two plasmas generated by the focusing of two beams resulting from a single Nd laser on the surface of aluminium targets.

A two concave gratings spectrograph is used whose the entrance and collimation slits delimit the observed « *sample* » zone. Furthermore, time explorations can be achieved by using optical delay variations in the path of the « *source* »-generating laser beam and also, on the other hand, by investigating with a high speed scintillator and a photomultiplier.

The mechanisms likely to be responsible of absorption are discussed : inverse bremsstrahlung is the main process at the center of the plasma whereas photoionization becomes appreciable only at the periphery. The importance of such radiative energy exchanges inside a plasma, with respect to the collision process, in its evolution with time, reveals the necessity of taking them into account in the theoretical calculations.

Introduction. — L'étude des plasmas chauds conduit à envisager d'un point de vue théorique un grand nombre de types d'échanges d'énergie collisionnels ou radiatifs intéressant aussi bien les états électroniques liés que ceux du continuum. Mais, jusqu'à présent, l'étude expérimentale des phénomènes radiatifs concerne presque uniquement les processus d'émission, ce qui se vérifie dans le domaine X-UV.

L'obtention depuis un petit nombre d'années de plasmas-laser chauds, denses et assez reproductibles du point de vue spatio-temporel permet d'étendre le champ de ces recherches [1]-[6] et d'aborder la spectrométrie d'absorption du plasma dans l'UV extrême [7], concurremment à d'autres techniques appliquées à des longueurs d'onde plus grandes [8]. Les données expérimentales sur l'absorption du rayonnement par un plasma peuvent en effet être d'un grand intérêt pour la solution de multiples problèmes théoriques. Rappelons, par exemple, le rôle des hypothèses nécessaires dans de nombreux cas sur « *l'épaisseur optique* » du plasma étudié à la longueur d'onde considérée. Nous présenterons quelques résultats relatifs à une analyse dans le temps de l'émission à diverses longueurs d'onde d'un plasma d'aluminium, avant de montrer comment nous avons mis en évidence l'existence d'une forte absorption du domaine X-UV au sein de ce plasma.

Variation de l'émission au cours du temps. — La Figure 1 montre le schéma du dispositif expérimental. L'analyse temporelle de l'émission ne fait appel qu'à la seule cible II et il suffit alors de faire abstraction de la partie relative à la cible I utilisée seulement pour les mesures d'absorption. On peut faire varier la distance de la cible II à l'axe d'entrée du spectrographe. D'autre part, comme le montre la figure, les fentes du spectrographe délimitent la zone de plasma observée. Il est donc possible d'étudier le comportement de diffé-

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphyscol:1971410

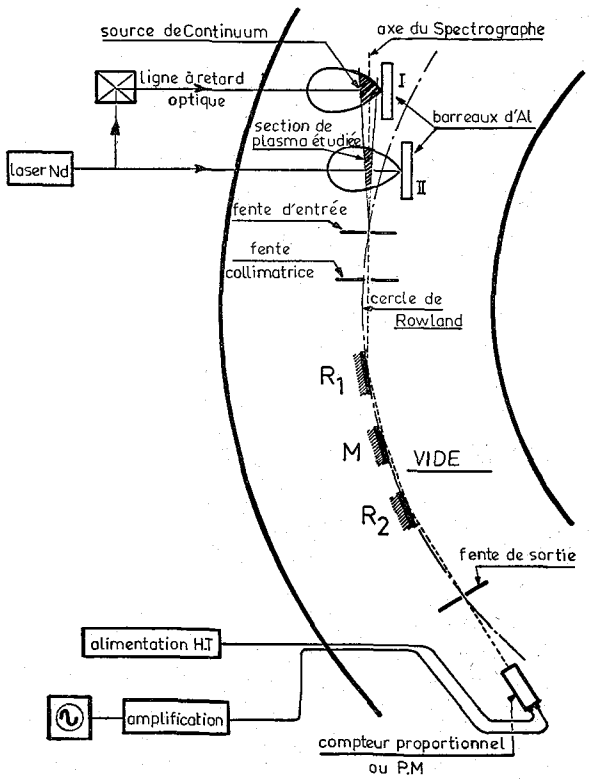

FIG. 1. — Schéma du dispositif instrumental montrant le spectrographe à 2 réseaux concaves. Les réseaux sont situés en R_1 et R_2, le miroir concave est en M.

rentes tranches de plasma situées à des distances données de la cible, l'observation s'effectuant perpendiculairement à l'axe du faisceau laser générateur.

Le spectrographe est un appareil à deux réseaux concaves successifs R_1 et R_2 séparés par un miroir concave M [9] ; cette disposition donne une bonne séparation des ordres d'interférence, nécessaire dans le cas de l'étude des spectres continus.

L'analyse dans le temps du rayonnement est effectuée avec un photomultiplicateur 56 AVP-03 (R. T. C.) muni d'un scintillateur plastique fluorescent. Le signal est photographié sur l'écran d'un oscillographe. Les résultats d'analyse temporelle exposés ici concernent des raies de l'Al IV ainsi que le spectre continu et présentent des différences avec ceux obtenus par d'autres auteurs [3], [6]. En effet, la résolution spatiale élevée (0,15 mm) de notre dispositif d'analyse ne conduit pas, dans notre cas, à compenser les variations temporelles locales, ce qui se traduit par une plus grande irrégularité de la forme générale des spectres. De plus, du fait que l'observation est effectuée perpendiculairement à l'axe du faisceau laser générateur, les effets dus au passage des ions devant la fenêtre d'observation, au cours de l'expansion du plasma, se superposent aux variations introduites par les changements relatifs à la fois aux nombres d'ions de chaque espèce et à la population de leurs états excités. Le premier cliché (Fig. 2*a*) pris à 0,4 mm de la cible montre les résultats obtenus à une longueur d'onde de 116,46 Å. Cette longueur d'onde est celle d'une raie correspondant à une transition $2\,p^5\,4\,d \rightarrow 2\,p^6$ d'Al IV, mais, dans la région du plasma visée ici, la contribution principale au rayonnement observé provient du spectre continu comme cela a été montré dans un travail antérieur [4]. On voit des résultats pour 3 tirs lasers successifs : le signal correspondant à l'impulsion du laser apparaît en ordonnée positive tandis que celui provenant du plasma et transmis par le photomultiplicateur est en ordonnée négative. Les fluctuations sont importantes d'un tir à l'autre tant en ce qui concerne la forme de la courbe que son instant d'apparition. Cette remarque est générale, c'est-à-dire que ces fluctuations s'observent plus ou moins à toutes les longueurs d'onde étudiées jusqu'ici. Ceci met en évidence une difficulté pour donner des valeurs précises par exemple pour l'instant d'apparition du signal. Néanmoins, on peut tirer certaines indications d'enregistrements de ce type :

1) La largeur à mi-hauteur est en moyenne de 50 à 60 ns, ce qui est un peu supérieur à la largeur du signal laser (40 ns). Elle tend à augmenter lorsqu'on s'éloigne de la cible (zones froides) et atteint 75 à 80 ns par exemple à 2,5 mm de la cible (Fig. 2*b*).

2) Le maximum du signal pour la zone chaude (Fig. 2*a*) a lieu à un instant très voisin du maximum de l'impulsion laser. Le décalage observé sur le cliché est juste celui que l'on obtient en mesurant la différence de temps de réponse des deux détecteurs.

3) Lorsqu'on *déplace* la direction d'observation vers la zone froide, loin de la cible, le maximum recule dans le temps comme le montre l'autre cliché (Fig. 2*b*). Ce déplacement correspond au temps mis par le plasma en expansion pour atteindre la zone visée. Une même constatation est faite (Fig. 2*c*) pour une autre raie d'Al IV située à 161,68 Å (transition $2\,p^5\,3\,s \rightarrow 2\,p^6$) qui confirme également ce qui a été dit sur les fluctuations aléatoires du signal d'un tir à l'autre.

Les durées totales d'illumination sont en général de l'ordre de 180 ns pour une durée totale de l'impulsion laser proche de 160 ns. On doit faire une exception pour la raie 161,68 Å qui a une durée de l'ordre de 200 ns à 2,5 mm de la cible. Ces résultats sont suffisants pour préciser les conditions de l'expérience suivante, consistant, comme nous l'avons dit, à étudier l'absorption de l'U. V. extrême par le plasma.

Mesure de l'absorption dans différentes zones. — Dans l'étude de l'absorption, la source est constituée par un deuxième plasma correspondant à la cible I sur la figure 1. Les deux barreaux d'aluminium reçoivent l'impact de deux faisceaux provenant d'un laser unique. La cible I est située à une distance fixe de l'axe d'entrée du spectrographe ; cette distance, d'environ 0,5 mm, est choisie de façon à ce que l'illumination du spectrographe par le rayonnement continu provenant du plasma formé au voisinage de la cible

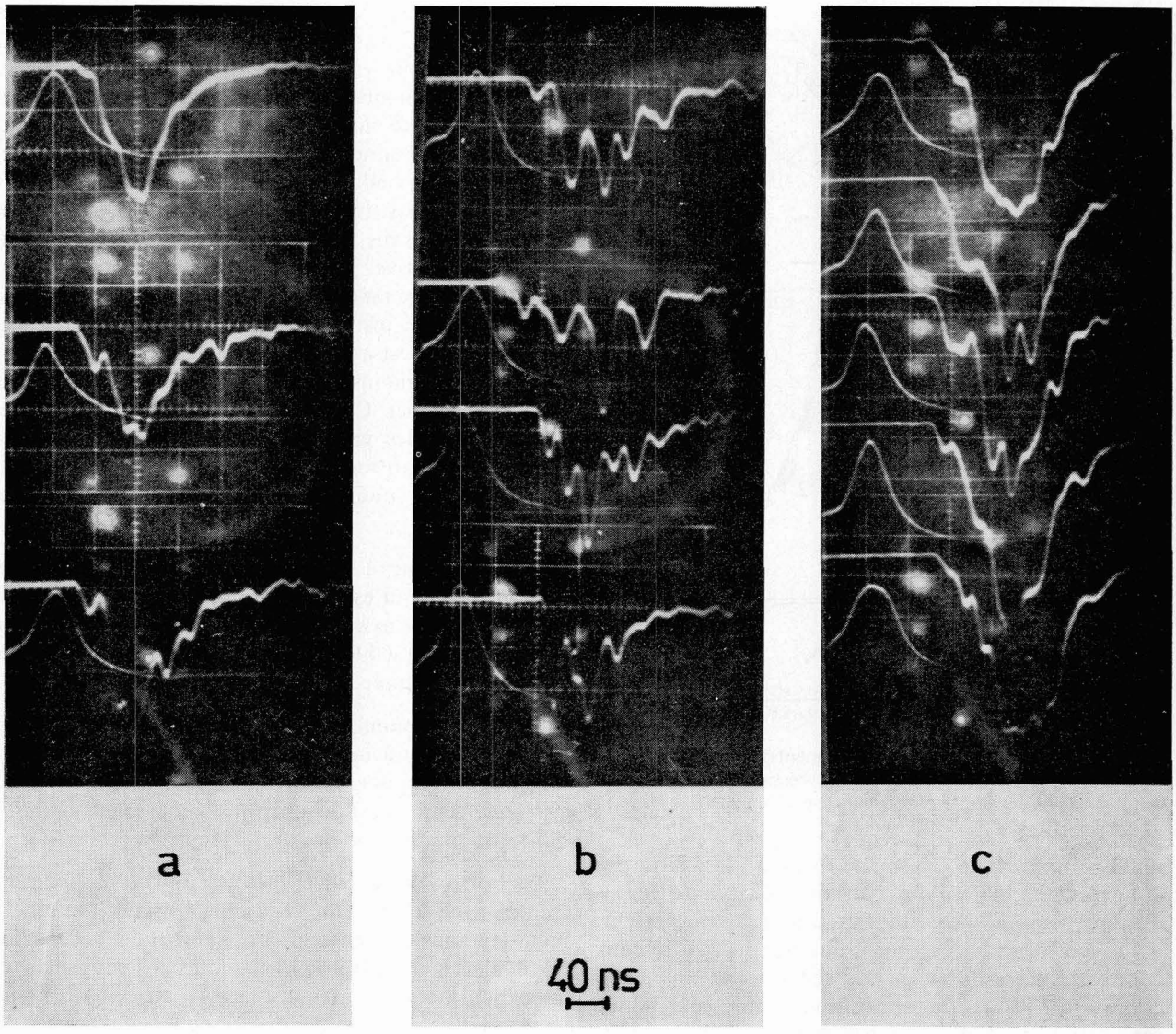

FIG. 2. — Oscillogramme correspondant au rayonnement laser (signal positif) et à l'émission du plasma, (signal négatif) pour plusieurs tirs successifs.

Le balayage est de 40 ns par carreau.

a) $\lambda = 116{,}46$ Å distance de la zone observée à la cible : 0,4 mm
$\lambda = 116{,}46$ Å — — : 2,5 mm
$\lambda = 161{,}68$ Å — — : 2,5 mm

soit maximale [4]. Le plasma II constitue « *l'échantillon* » absorbant à étudier. Comme dans l'expérience précédente, on peut en explorer les différentes régions. Mais ici on examine comment elles absorbent le rayonnement émis par le plasma I. Cette exploration peut s'effectuer dans le temps en faisant varier le retard optique introduit sur le faisceau laser tombant sur la cible I. La détection étant ici assurée par un compteur proportionnel à flux gazeux [10], les mesures donnent donc l'absorption moyenne dans un intervalle de temps de l'ordre de la durée du signal source, soit, comme nous l'avons vu, environ 60 ns, à partir d'un instant déterminé par la longueur du trajet optique choisi dans la ligne à retard. La puissance laser disponible sur chacun des deux faisceaux est d'environ 25 MW.

On mesure successivement, à une longueur d'onde donnée λ, l'intensité correspondant à un tir sur la cible I, celle correspondant à un tir sur la cible II et l'intensité correspondant à un tir quasi simultané (ligne à retard) sur les deux cibles. Ce cycle est répété un nombre de fois suffisant pour éliminer les fluctuations statistiques liées à la variation de puissance du laser. Lorsqu'il n'y a pas d'interaction entre le rayonnement du plasma I et le plasma II, la dernière mesure est égale en moyenne à la somme des deux

premières. Or, on observe une différence significative qui montre qu'une partie du rayonnement est absorbée dans le plasma.

Les résultats expérimentaux sont reportés sur la figure 3 pour $\lambda = 98$ Å. La distance d, suivant l'axe des X, représente les différentes zones du plasma, l'origine étant prise ici, non pas à la surface de la

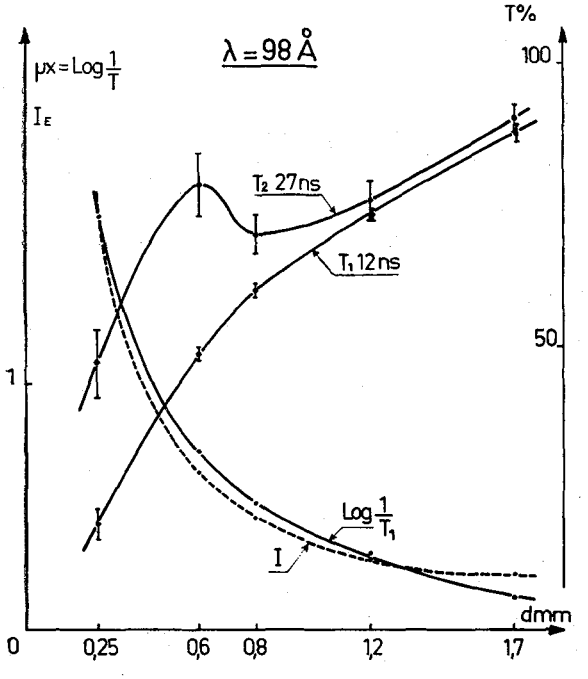

FIG. 3. — Transmission T et absorption μx du rayonnement U. V. extrême (98 Å) à travers le plasma. d est la distance de la zone observée à la partie la plus chaude située à environ 0,5 mm de la cible.

T_1 transmission mesurée avec un retard de 12 ns ;
T_2 transmission mesurée avec un retard de 27 ns ;
I_E intensité du spectre continu émis par le plasma à la même longueur d'onde.

cible II, mais au centre de la partie la plus chaude du plasma. T_1 est le pourcentage de transmission pour un retard optique du faisceau source de 12 ns et T_2 pour 27 ns. De plus, on a comparé $\log (1/T_1) = \mu x$ (où μ est le coefficient d'absorption linéaire et x, l'épaisseur de plasma traversée) à l'intensité d'émission I_E du même plasma. I_E est porté suivant l'axe des y en unités arbitraires. Il est important de noter qu'à cette longueur d'onde, il n'y a pas de transition électronique discrète des ions d'aluminium. L'observation photographique du spectre confirme d'ailleurs que l'absorption observée est continue dans cette région.

Les courbes T_1 et T_2 montrent que la région centrale du plasma ($d \simeq 0$) est le siège d'une forte absorption décroissante avec le temps. Dans le cas de la courbe T_1, les mesures sont effectuées presque entièrement pendant la phase d'échauffement du plasma. Pendant cette phase, l'émission continue a pour origine principale le freinage des électrons dans le champ des ions. De plus, les concentrations relatives des différentes sortes d'ions, estimées à partir de l'intensité des raies spectrales [4], montre que le plasma contient une majorité d'ions 4 + et 5 + et une plus faible proportion d'ions 6 +. Les ions de charge inférieure sont produits par recombinaison pendant la période de refroidissement et ceux de charge plus élevée ne sont pas décelés en quantité appréciable. Les potentiels d'ionisation des états fondamentaux sont 241,9 eV pour Al^{6+}, 190,4 eV pour Al^{5+} et 153,8 eV pour Al^{4+}, c'est-à-dire, supérieurs à l'énergie des photons incidents (126,5 eV). Par conséquent, seuls les états excités de ces ions pourraient contribuer à l'absorption par photoionisation. Cependant, la comparaison entre les seuils d'ionisation de ces états excités et l'énergie des photons incidents montre que presque tous les seuils d'énergie sont situés plusieurs dizaines d'eV en dessous de l'énergie des photons et on peut supposer que les sections efficaces correspondantes sont petites. La contribution de la photoionisation à l'absorption ne devrait donc pas être très élevée et nous sommes conduits à penser que celle-ci doit avoir lieu par bremsstrahlung inverse, un électron passant d'un niveau d'énergie du continuum à un niveau plus élevé par absorption d'un photon en présence d'un ion [11]-[15]. Cette opinion est corroborée par la similitude des variations de μx et de l'intensité émise en fonction de d qui montre que les mécanismes d'émission et d'absorption restent inverses l'un de l'autre en chaque point du plasma. Ainsi, si à cette longueur d'onde l'émission est principalelement due au bremsstrahlung, cette similitude confirme que le même mécanisme est également responsable de l'absorption.

On constate qu'il suffit de retarder la mesure de 15 ns, ce qui est très inférieur à la durée de la mesure elle-même, pour obtenir un résultat tout à fait différent (courbe T_2). La diminution de l'absorption dans la région centrale indique que le plasma est déjà dans sa phase de refroidissement et d'expansion. Mais le fait principal est l'apparition d'un minimum de transmission à 0,8 mm du centre qu'on peut comprendre de la façon suivante : pendant leur mouvement vers l'extérieur, les ions commencent à se recombiner avec les électrons. A une certaine distance, des ions de potentiel d'ionisation assez bas pour permettre la photoionisation apparaissent en concentration suffisante pour que leur contribution à l'absorption devienne notable. Par exemple, le potentiel d'ionisation des ions Al^{3+} est inférieur de 6,5 eV à l'énergie des photons. La courbe T_2 est donc probablement due à la superposition de l'absorption par bremsstrahlung inverse, encore forte au centre du plasma, et de l'absorption par photoionisation à la périphérie, notamment dans les ions Al^{3+}.

En concluant cet exposé, nous voudrions faire remarquer que si l'intérêt de ce genre d'étude peut sembler évident, par exemple pour déterminer les niveaux d'énergie internes des atomes ionisés ou

comme moyen complémentaire de diagnostic des plasmas, le problème qui se posait au départ était de savoir si l'absorption serait macroscopiquement suffisante pour être mesurable c'est-à-dire si le plasma se montrerait optiquement épais. A première vue, ceci ne paraissait pas certain, surtout avec des ions bien connus, ce qui offre des avantages pour ces études qui en sont à leur début, mais il n'y a évidemment pas de raison, en principe, de limiter à l'aluminium ce type de technique et, notamment en ce qui concerne la production de rayonnement continu, d'autres éléments se révèleront probablement supérieurs.

Bibliographie

[1] BASOV (N. G.), BOIKO (V. A.), VOINOV (Yu. P.), KONONOV (E. Ya), MANDEL'SHTAM (S. L.), et SKIZKOV (G. V.), *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **5**, 1967, 177. *JETP Lett.*, 1967, **5**, 141.

[2] FAWCETT (B. C.), GABRIEL (A. H.), IRONS (F. E.), PEACOCK (N. J.) and SAUNDERS (P. A. H.), *Proc. Phys. Soc., London*, 1966, **88**, 1051.

[3] BOLAND (B. C.), IRONS (F. E.), MC WHIRTER (R. W. P.), *J. Phys. B*, Ser. 2, 1968, **1**, 1180.

[4] DHEZ (P.), JAEGLE (P.), LEACH (S.) and VELGHE (M.), *J. Appl, Phys.*, 1969, **40**, 2545.

[5] VALERO (F. P. J.), GOORVITCH (D.), FRAENKEL (B. S.) and RAGENT (B.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1969, **59**, 1380.

[6] SCHWOB (J. L.), BRETON (C.), SEKA (W.), MINIER (C.), *Plasma Phys.*, 1970, **12**, 217.

[7] CARILLON (A.), JAEGLE (P.) and DHEZ (P.), *Phys. Rev. Letters*, 1970, **25**, 3, 140.

[8] MEHLMAN-BALLOFFET (G.) and ESTEVA (J.-M.), *The Astrophysical Journal*, 1969, **157**.

[9] JAEGLE (P.), *C. R. Acad. Sci.*, 1964, **259**, 533, 4556, et thèse, Paris, 1965.

[10] DHEZ (P.) et JAEGLE (P.), *C. R. Acad. Sci.*, 1966, **262**, 1432, et *Rev. Phys. Appl.*, 1968, **3**, 275.

[11] OHMURA (T.) and OHMURA (H.), *Phys. Rev.*, 1961, **121**, 513.

[12] WRIGHT (J. K.), *Proc. Phys. Soc.*, London, 1964, **84**, 41.

[13] BUNKIN (F. V.) et FEDOROV (M. V.), *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 1965, **49**, 1215. *Sov. Phys. JETP*, 1966, **22**, 844.

[14] PEYRAUD (F.), *J. Physique*, 1968, **29**, 88, 306, 872.

[15] YA'AKOBI (B.), *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 1970, **10**, 61.

DISCUSSION

A. SUREAU. — Est-il envisagé d'utiliser un barreau de nature différente que l'aluminium comme source de rayonnement, le second barreau restant en aluminium ?

A. CARILLON. — L'aluminium a été choisi parce que les spectres de raies des atomes ionisés sont en général très chargés pour lesquels la section efficace de photoionisation est faible dans le domaine spectral étudié. Notre travail donne une réponse affirmative qui met en relief le rôle du bremsstrahlung inverse et pousse à continuer et à développer ce type de travaux.