



HAL
open science

ÉTUDE DES FRÉQUENCES DE COLLISION ÉLECTRONS-IONS DANS LES POST-DÉCHARGES PAR RÉFLECTOMÉTRIE EN ONDES CENTIMÉTRIQUES

D. Allab

► **To cite this version:**

D. Allab. ÉTUDE DES FRÉQUENCES DE COLLISION ÉLECTRONS-IONS DANS LES POST-DÉCHARGES PAR RÉFLECTOMÉTRIE EN ONDES CENTIMÉTRIQUES. Journal de Physique Colloques, 1968, 29 (C3), pp.C3-220-C3-223. 10.1051/jphyscol:1968358 . jpa-00213597

HAL Id: jpa-00213597

<https://hal.science/jpa-00213597v1>

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.

Les théories macroscopiques utilisées permettent de rendre compte des variations observées avec la fréquence de la vitesse de phase et de l'amplitude de l'onde, en particulier en basse fréquence où l'influence des collisions est la plus forte.

On observe de façon presque continue, lorsque la pression augmente, le passage d'un amortissement sans collisions du type Landau à un amortissement collisionnel.

Les mesures ont été faites dans une machine comportant une seule cathode. De ce fait il faut tenir compte de l'influence de la vitesse moyenne du plasma. Nous envisageons de poursuivre l'expérience dans une machine à deux cathodes fonctionnant en pression de vapeur saturante ce qui, en supprimant les courants et la vitesse moyenne doit permettre une meilleure vérification quantitative des théories utilisées.

Bibliographie

- [1] WONG (A. Y.), MOTLEY (R. W.), d'ANGELO (N.), *Phys. Rev.*, 1964, **133A**, p. 436.
- [2] DOUCET (H.), GRÉSILLON (D.), Proc. Conf. on Phys. of Quiescent Plasma, Frascati, janv. 1967, part II, p. 355.
- [3] BLAU (F. P.), GUILINO (E.), HASHMI (M.), d'ANGELO (N.), First European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Munich, oct. 1966. Proc. of Conf. on Phys. of Quiescent Plasma, Frascati, janv. 1967, Part I, p. 79.
- [4] HATTA (Y.), SATO (N.), 5^e C. I. P. I. G., Munich, 1961, I, p. 478. ALEXEFF (I.), JONES (W. D.), Thermo. Div. Semian. Prog. Rep., 1964, ORNL-3652, p. 57.
- [5] DOUCET (H.), Ondes stationnaires ioniques dans les gaz rares ionisés (*J. Physique*, 1967, **28**, 765).
- [6] HIRSCHBERG, Measurements of ion temperature in a baryum plasma, MATT 461, oct. 1966.

ÉTUDE DES FRÉQUENCES DE COLLISION ÉLECTRONS-IONS DANS LES POST-DÉCHARGES PAR RÉFLECTOMÉTRIE EN ONDES CENTIMÉTRIQUES

D. ALLAB (*)

Laboratoire de Physique Electronique, Faculté des Sciences Orsay.

Résumé. — De l'étude des interactions ondes transverses électriques-plasma non soumis à un champ magnétique, on déduit l'expression Re^{θ} du coefficient de réflexion d'une cellule remplie de plasma en fonction de la densité électronique n et de la fréquence de collision $\nu = \nu_{en} + \nu_{ei}$. L'utilisation d'un réflectomètre en ondes centimétriques permet d'obtenir R et θ donc n et ν .

Les mesures montrent que pour les expériences effectuées (post-décharges de densité électronique supérieure à 3×10^{11} e/cm³) le plasma disparaît par recombinaison radiative collisionnelle et que lors des premiers instants qui suivent la fin de la décharge la vitesse de décroissance de la température électronique est bien plus importante que celle de la densité. De la variation de ν en fonction du temps on déduit alors celle de $T_e(t)$, pour montrer que dans une post-décharge le gaz d'électrons se refroidit plus rapidement par collision avec les atomes légers tels que l'hélium (fort couplage thermique) qu'avec ceux des gaz lourds tels que le néon (faible couplage).

Abstract. — The study of plasma low-level transverse microwave interaction give us the reflection coefficient Re^{θ} of a plasma cell, vs. electronic density n and total collision frequency $\nu = \nu_{ei} + \nu_{en}$. Measurements of R and θ , i.e. n and ν are made with a centimeter wavelength reflectometer. Measurements show that plasma decays by collisional radiative recombination and that in the early afterglow the electron temperature decreases more rapidly than the density. From the variation of collision frequency we deduce the variation of $T_e(t)$ and show that, the electron gas cools faster in helium than in neon afterglow.

L'application des lois de Maxwell, ainsi que des lois de conservation montre que pour une onde transverse électronique, un plasma uniforme, indéfini, non

soumis à un champ magnétique se comporte comme un diélectrique de permittivité

$$\epsilon_g^* = 1 - \frac{X}{1 - j \frac{\nu}{\omega}} \quad \text{avec} \quad X = \left[\frac{\omega_p}{\omega} \cdot \frac{\lambda_g}{\lambda} \right]^2$$

(*) Adresse permanente : Institut d'Études Nucléaires, B. P. 1386, Alger.

et $\nu = \nu_{ei} + \nu_{en}$

ω est défini par : $\omega_p^2 = \frac{ne^2}{m\epsilon_0}$ où e et m sont les charge et masse de l'électron, ϵ_0 la permittivité du vide.

ω est la fréquence circulaire de l'onde de test, λ et λ_g sont les longueurs d'onde en propagation libre et guidée associées.

ν_{en} et ν_{ei} sont respectivement les fréquences de collision électrons-neutres et électrons-ions.

Les techniques de mesure par transmission des ondes UHF étant limitées par la coupure de la propagation ($X = 1$), il est nécessaire d'utiliser la méthode par réflexion pour mesurer de grandes valeurs de la densité électronique n ($n \geq 3 \times 10^{11}$ e/cm³) et obtenir un ordre de grandeur de la fréquence de collision ν donc de la température électronique T_e .

Le plasma est produit dans une enceinte constituée par un tronçon de guide cylindrique de longueur $n \frac{\lambda_g}{2}$. Cette cellule sous vide est isolée du milieu ambiant par une fenêtre de mica d'épaisseur 0,04 mm. Le choix de ces longueurs ainsi que de l'épaisseur du mica a été présenté par ailleurs [1]. Le plasma est celui d'une décharge lumineuse (décharge anormale) produite entre une cathode froide (la paroi interne du guide) et une anode en nickel montée dans un tube de verre relié à la cellule par un raccord à vide. Nous appliquons à cette anode des impulsions de courant de durée 5 μ s et d'amplitude variable. Nous obtenons ainsi un plasma stationnaire pendant une durée de 5 μ s et nous étudions les formes de la disparition de ce plasma.

Le banc hyperfréquence utilisé est schématisé

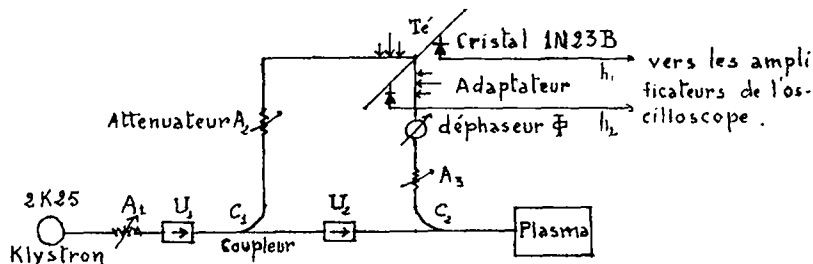


FIG. 1. — Schéma de principe du dispositif de mesure.

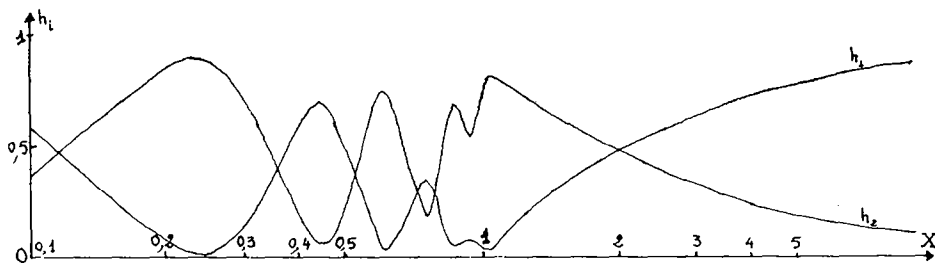
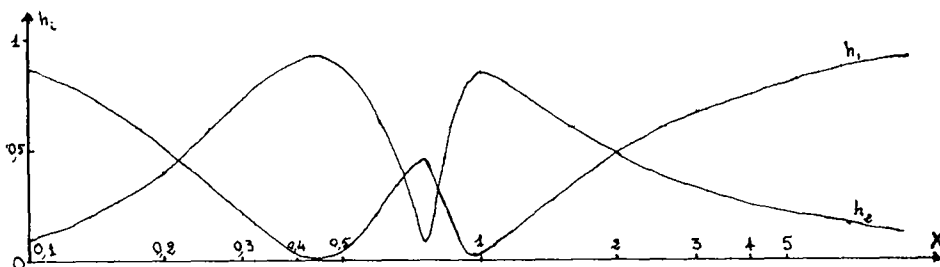


FIG. 2. — a) Allure des signaux UHF détectés dans le cas d'un plasma en évolution remplissant une cellule de longueur $2 \lambda_g$.



b) Allure de ces signaux lorsque la longueur de la cellule est égale à λ_g . Pour ces courbes

$$X = \left[\frac{\omega_p}{\omega} \frac{\lambda_g}{\lambda} \right]^2 ; \nu = 0,04 .$$

figure 1. Soit $R e^{j\theta}$ le coefficient de réflexion de la cellule remplie de plasma ; les signaux détectés sont :

$$h_i = \frac{1}{4}(1 + R^2 \pm 2 R \cos \theta)$$

et des courbes $h_i(n, \nu)$ (Fig. 2) on tire n et ν .

Résultats obtenus. — 1) FRÉQUENCE DE COLLISION. — Les variations de la fréquence de collision sont schématisées figure 3a, b dans le cas de post-décharges faites dans l'hélium et le néon. Les formes d'évolution de ν nous amènent à penser que nous mesurons la fréquence de collision électrons-ions ν_{ei} . En effet la fréquence de collision électrons-neutres ν_{en} est au plus égale à 3×10^8 [2] alors que dans les plasmas thermalisés dont la densité électronique n est égale à 5×10^{11} e/cm³, $\nu_{ei} \approx 5 \times 10^9$ [3] ; or nous opérons sur des plasmas de densité n telle que

$$n \geq 3 \times 10^{11} \text{ e/cm}^3 \text{ donc } \nu_{ei} \gg \nu_{en}.$$

Nous allons, par une analyse succincte, justifier l'allure des courbes obtenues et montrer que nous mesurons ν_{ei} .

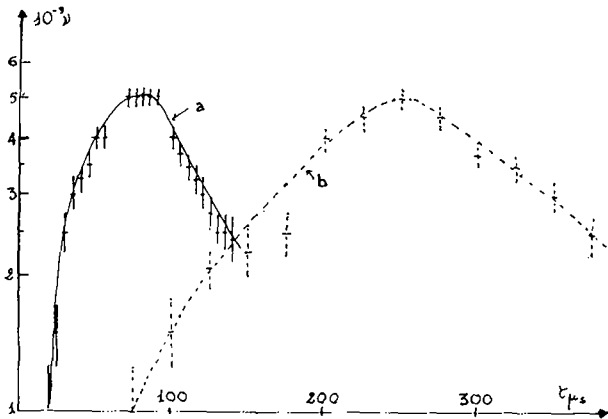


FIG. 3. — Variations de la fréquence de collision au cours de la post-décharge.

- a) Hélium $p = 0,97$ torr, $i = 20$ A pendant $5 \mu s$.
- b) Néon $p = 1,15$ torr, $i = 4,5$ A pendant $20 \mu s$.

En effet

$$\nu_{ei} = \frac{An}{T_e^{3/2}} \text{Log} \frac{BT_e}{\sqrt{n}} \left(\frac{2 T_e T_i}{T_e + T_i} \right)^{1/2} \quad (1)$$

avec $A = 2,25$ $B = 8,4 \times 10^4$ Burkhart (1950) [4]
 ou $A = 3,6$ $B = 3,7 \times 10^4$ Anderson-Goldstein (1955) [2]

d'où

$$\frac{d\nu_{ei}}{\nu_{ei}} = \frac{dn}{n} \left[1 - \frac{1}{2 \text{Log} \frac{BT_e}{\sqrt{n}} \left(\frac{2 T_e T_i}{T_e + T_i} \right)^{1/2}} \right] - \frac{dT_e}{T_e} \left[\frac{3}{2} - \frac{1 + \frac{T_i}{2(T_e + T_i)}}{\text{Log} \frac{BT_e}{\sqrt{n}} \left(\frac{2 T_e T_i}{T_e + T_i} \right)^{1/2}} \right]$$

or

$$M = \text{Log} \frac{BT_e}{\sqrt{n}} \left(\frac{2 T_e T_i}{T_e + T_i} \right)^{1/2} \gg 1$$

pour les plasmas utilisés $3 \times 10^{11} \text{ e/cm}^3 < n < 5 \times 10^{13}$ donc

$$\frac{d\nu_{ei}}{\nu_{ei}} = \frac{dn}{n} - \frac{3}{2} \frac{dT_e}{T_e} \quad (2)$$

Evaluation de $\frac{dn}{n}$. Plaçons-nous dans le cas de la recombinaison radiativo-collisionnelle [5]

$$\frac{dn}{n} = -3 \times 10^{-19} \frac{n^{3/2}}{(kT_e)^3}$$

Prenons $n = 10^{12} \text{ e/cm}^3$ et $(kT_e) = 2 \text{ eV}$

$$\frac{dn}{n} = -3 \times 10^{-19} \cdot \frac{10^{18}}{8} dt \approx -10^{-2} dt$$

Evaluation de $\frac{dT_e}{T_e}$. Nous avons vu par ailleurs [6] que le bilan d'énergie se traduit par :

$$\frac{dT_e}{dt} \approx -\frac{T_e}{\tau_{en}}$$

Avec

$$\frac{1}{\tau_{en}} = \begin{cases} 1,6 \times 10^4 & \text{dans le cas du néon} \\ 8,2 \times 10^4 & \text{dans le cas de l'hélium} \end{cases}$$

d'où

$$\frac{dT_e}{T_e} \approx -2 \times 10^4 dt \quad \text{ou} \quad -8 \times 10^4 dt$$

donc

$$\left| \frac{1}{T_e} \cdot \frac{dT_e}{dt} \right| = 8 \times 10^4 \text{ (ou } 2 \times 10^4) \gg \gg \left| \frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dt} \right| \approx 10^{-2} \quad (3)$$

Cette étude nous amène à plusieurs conclusions :

a) Au début de la post-décharge, la vitesse de décroissance de la température électronique est bien plus importante que la vitesse de décroissance de la densité (résultat conforme à l'étude théorique faite par Bates (1963-1964) [7] sur le refroidissement du gaz d'électrons dans le cas de post-décharges faites dans l'hélium).

b) Tenant compte de (3) l'expression (2) s'écrit :

$$\frac{dv}{v} \simeq \frac{dv_{ei}}{v_{ei}} \simeq -\frac{3}{2} \frac{dT_e}{T_e}$$

et lors des premiers instants qui suivent l'arrêt de la décharge, la fréquence de collision mesurée croît.

c) Lorsque l'équilibre thermodynamique est atteint $dT_e = 0$ donc $\frac{dv}{v} \simeq \frac{dn}{n}$ les variations de v sont celles de n et la fréquence de collision mesurée décroît.

Ce qui justifie la forme de l'évolution de la fréquence de collision mesurée qui est la fréquence de collision électrons-ions.

2) TEMPÉRATURE ÉLECTRONIQUE. — Utilisant les résultats de Dougal et Goldstein [3] nous avons tracé les abaques donnant les variations de v_{ei} en fonction de la température pour diverses valeurs de la densité électronique. Les résultats extraits de la figure 3a et b et reportés dans ces abaques nous ont permis d'avoir une idée de la variation de la température électronique pendant la post-décharge (Fig. 4a et b).

Ces courbes montrent que dans une post-décharge, les électrons se refroidissent plus rapidement par collision avec les atomes de gaz légers tels que l'hélium (fort couplage thermique) qu'avec ceux des gaz lourds tels que le néon (faible couplage).

Ces mêmes courbes montrent que la température électronique est comprise entre 5 000 et 8 000 °K, environ 75 μ s après la décharge dans le néon et 20 μ s dans l'hélium. Cet ordre de grandeur de T_e a par ailleurs été donné par divers expérimentateurs dont le groupe Aleskovskii... (1962) [8] qui obtiennent une température de l'ordre de 0,5 à 0,7 eV (donc 6 000 à

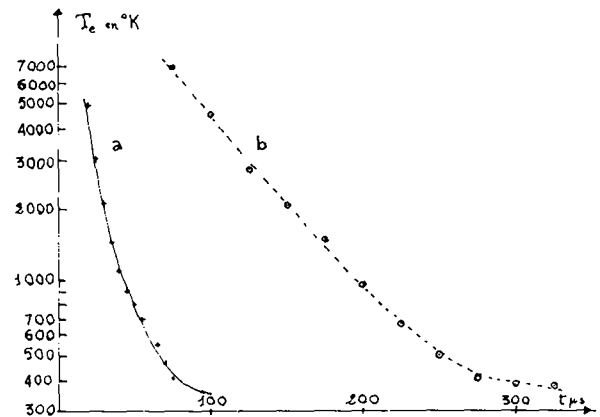


FIG. 4. — Variations de la température électronique pendant la post-décharge.

- a) Hélium $p = 0,97$ torr, $i = 20$ A pendant 5 μ s.
b) Néon $p = 1,15$ torr, $i = 4,5$ pendant 20 μ s.

8 000 °K) 40 μ s après la fin de décharge faite dans l'hélium.

Bibliographie

- [1] ALLAB (D.), *Onde Electrique*, à paraître.
[2] ANDERSON (J. M.), GOLDSTEIN (L.), 1955, *Phys. Rev.*, **100**, 1037.
BIONDI (M.), 1963, *Adv. in Elec. and Elec. Phys.*, **18**, 67.
GOLDSTEIN (L.), 1955, *Adv. in Elec. and Elec. Phys.*, **7**, 401.
[3] DOUGAL (A. A.), GOLDSTEIN (L.), 1958, *Phys. Rev.*, **109**, 615.
[4] BURKHART (G.), 1950, *An. Physik*, **5**, 373.
[5] D'ANGELO (N.), 1961, *Phys. Rev.*, **121**, 505.
BATES (D. R.), KINGSTON (A. E.), 1961, *Nature*, **189**, 652.
HINNOV (E.), HIRSCHBERG (J. G.), 1961, 5° C. I. P. I. G. Munich 639.
MOTTLEY (W.), KUCKES (A. F.), 1961, 5° C. I. P. I. G. Munich 651.
[6] ALLAB (D.), 1967, *J. Physique*, 1968, **29**, 1, 22-32.
[7] BATES (D. R.), 1963, 3° Int. Conf. on the phys. of elect. and atom. collisions, London, 487.
BATES (D. R.), KINGSTON (A. E.), 1964, *Proc. of Roy. Soc.*, **279 A**, 10 et 32.
[8] ALESKOVSKII (Y. A.), GRANOVSKII, 1963, *Sov. Phys. J. E. T. P.*, **16**, 887.