



HAL
open science

In stabilités des plasmas de césium faiblement ionisés produits dans des diodes scellées

J.B. Moreau

► **To cite this version:**

J.B. Moreau. In stabilités des plasmas de césium faiblement ionisés produits dans des diodes scellées. *Revue de Physique Appliquée, Société française de physique / EDP*, 1971, 6 (2), pp.155-164. 10.1051/rphysap:0197100602015500 . jpa-00243516

HAL Id: jpa-00243516

<https://hal.archives-ouvertes.fr/jpa-00243516>

Submitted on 1 Jan 1971

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.

INSTABILITÉS DES PLASMAS DE CÉSIIUM FAIBLEMENT IONISÉS PRODUITS DANS DES DIODES SCÉLLÉES

par J. B. MOREAU

Laboratoire de Circuits et Mesures, CNAM, 292, rue St-Martin, Paris 3^e

(Reçu le 3 novembre 1970, révisé le 26 janvier 1971)

Résumé. — Les instabilités basse fréquence qui se produisent dans les plasmas de césium faiblement ionisés sont interprétées par une théorie macroscopique qui tient compte de l'inertie et de la température des ions et des électrons ainsi que des champs électrique et magnétique. L'équation de dispersion permet de prévoir les domaines d'existence de ces instabilités et l'influence des principaux paramètres sur leur fréquence. En l'absence de champ électrique longitudinal, l'instabilité transverse ne peut se produire que pour des valeurs bien définies du champ magnétique et de la pression de césium. Les prévisions théoriques concordent bien avec les résultats expérimentaux.

Abstract. — A treatment is given of low frequency instabilities in a weakly ionized cesium plasma from the fluid equations. In these relations, the inertia and the temperature of electrons and ions, the electric and magnetic fields are retained. The being of these instabilities and the variation of the frequency are predicted in function of plasma parameters. In absence of longitudinal electric field, the transverse instability exists only for well definite values of the magnetic field and the cesium vapor pressure. The theoretical previsions are in good agreement with the experimental results.

I. Introduction. — Les plasmas de césium produits par ionisation de contact dans des tubes scellés sont le siège de nombreuses instabilités. Nous avons étudié quelques-unes de celles-ci dans deux types de tube dont

le schéma de principe est montré figure 1. La figure 1a représente une diode à un émetteur et un collecteur analogue à un convertisseur d'énergie thermoionique. Une sonde de Langmuir fixe ou mobile pénètre dans l'espace interélectrode et permet la mesure des caractéristiques du plasma ou la détection des instabilités [1]. Le tube représenté sur la figure 1b [2] possède deux émetteurs, ou un émetteur et un collecteur à température variable suivant qu'il fonctionne de façon symétrique ou qu'une tension est appliquée entre les deux électrodes. C'est ce deuxième cas que nous avons principalement étudié car il constitue une extension du fonctionnement des premières diodes dans une géométrie plus vaste et en présence de champ magnétique.

Dans ces tubes, on observe deux types d'instabilités de fréquences très différentes suivant la température du césium : à basse température, les oscillations ont une fréquence moyenne (quelques dizaines à quelques centaines de kilohertz suivant la longueur du tube) ; elles sont comparables à celles observées d'abord par Fox et Gust [3], Johnson [4], Garvin et al. [5] et par Rocard et Paxton [6] dans des convertisseurs thermoioniques ou par d'Angelo et Motley [7] et Lashinsky [8] dans des tubes à deux émetteurs. Des oscillations de très basse fréquence (quelques centaines de hertz) se produisent si la température de césium est plus élevée. Des oscillations de fréquence comparable, mais cependant toujours supérieure ont été observées dans des diodes thermoioniques par Karakhanov [9], Luke et Jameson [10] et Robertson [11]. Nous nous limiterons

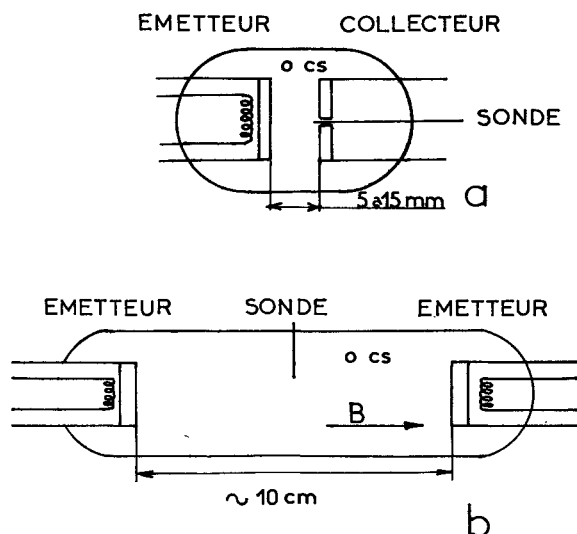


FIG. 1. — Les deux modèles de diode : a) Diode à sonde : distance interélectrode 5 à 15 mm ; b) Tube à deux émetteurs : distance interélectrode ~ 10 cm.

(*) Ce travail fait partie de la thèse présentée par l'auteur à la Faculté des Sciences d'Orsay en vue de l'obtention du doctorat d'état ès Sciences Physiques en 1970.

dans cet article à l'étude des oscillations de moyenne fréquence.

Dans les diodes fonctionnant en régime de convertisseur thermoionique, les oscillations n'apparaissent que s'il existe à la surface de l'émetteur une gaine qui accélère les électrons [12] créant une perturbation dans la distribution de vitesse de ceux-ci. Le groupe d'électrons rapides produit une instabilité ionique par une interaction électrostatique du type faisceau plasma. Ces électrons possèdent une vitesse moyenne suivant la direction du champ dans la gaine et peuvent fournir l'énergie nécessaire à l'entretien d'une onde ionique. Dans le second type de tube les oscillations étudiées ici se produisent lorsqu'une tension est appliquée entre les deux électrodes ; dans ce cas, les électrons possèdent également une vitesse dirigée suivant l'axe du tube parallèlement au champ magnétique.

Les instabilités basse fréquence rencontrées dans ce type de plasma sont en général soit des instabilités acoustiques ioniques qui ont été étudiées en détail par Doucet [13] dans un plasma homogène, soit des instabilités de dérive : ces dernières sont dues à la dérive des particules produite par l'existence de gradient de densité ou de champ électrique en présence d'un champ magnétique. F. F. Chen [14] en donne une théorie dans le cas des plasmas de césium complètement ionisés. Il se limite à un domaine où la fréquence est très inférieure à la fréquence cyclotron des ions. Self, Ewald et Crawford [15] ont proposé une théorie valable dans le cas des plasmas faiblement ionisés que Thomassen [16] a utilisé pour interpréter les instabilités basse fréquence observées dans un plasma d'hydrogène. Le rapport entre la fréquence mesurée et la fréquence calculée est de l'ordre de $\frac{1}{2}$. Nous avons repris la théorie de Self en vue de l'appliquer à un plasma de césium faiblement ionisé. Nous devons alors tenir compte de la température des ions qui peut être du même ordre de grandeur que celle des électrons. L'introduction de ce paramètre dans la théorie modifie considérablement les résultats et il semble que, même si cette température est très faible, elle joue un rôle très important pour déterminer les limites d'existence des instabilités. Nous avons également tenu compte de l'inertie des électrons pour expliquer l'influence d'un champ électrique sur l'existence et la fréquence des instabilités. Ce champ électrique peut provenir soit d'une source externe au plasma, soit des différences de potentiel existant dans les gaines qui limitent le plasma.

Nous allons dans un premier temps rappeler brièvement les étapes de la théorie qui conduisent à l'équation de dispersion. Le détail des calculs assez longs est donné ailleurs [17]. Puis, nous interpréterons à l'aide de cette équation les instabilités rencontrées, d'abord en l'absence de champ magnétique dans les diodes à un émetteur, puis en présence de celui-ci dans le tube à deux émetteurs cylindriques. Dans ce dernier cas, nous avons non seulement étudié l'influence des différents paramètres, température, champ magnétique ou électrique, sur la fréquence des oscillations, mais aussi nous

avons cherché à préciser les limites d'existence des instabilités en fonction de ces paramètres en suivant une méthode utilisée par Self [18].

II. Théorie des instabilités. — Nous utilisons une théorie macroscopique qui s'applique à notre cas (plasma de césium dans lequel les températures électroniques et ioniques sont comparables) si on se limite au domaine où l'amortissement Landau est négligeable. Elle ne s'applique donc pas lorsque la vitesse de phase de l'onde est voisine de la vitesse thermique des particules. La vitesse de dérive des électrons qui est à l'origine des instabilités peut être due à l'action simultanée du champ magnétique et d'un champ électrique, d'un champ de gravitation, d'un gradient de pression ou des inhomogénéités du champ magnétique. Nous nous limitons ici au cas où le plasma est soumis à l'action d'un champ électrique statique et d'un gradient de densité. Nous nous plaçons dans une symétrie cylindrique. Le champ électrique statique peut avoir deux composantes : une composante radiale E_{0r} et une composante longitudinale E_{0z} . Le gradient de densité est longitudinal et on pose :

$$\frac{\text{grad } n_0}{n_0} = \frac{1}{n_0} \frac{\partial n_0}{\partial r} = \chi. \quad (1)$$

Les équations de base sont les équations de conservation des particules et de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(n\mathbf{v}) = 0 \quad (2)$$

$$nm \frac{d\mathbf{v}}{dt} = nq(\mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) - \gamma KT \nabla n - \nu m \mathbf{v}. \quad (3)$$

n et \mathbf{v} représentent la densité et la vitesse des particules, m leur masse. En l'absence d'indice i ou e , les équations sont valables pour les ions et les électrons. $q = +e$ pour les ions et $-e$ pour les électrons.

E et B représentent les champs électrique et magnétique,

K constante de Boltzmann,

γ constante d'adiabaticité,

ν fréquence de collision avec les neutres.

L'indice 0 désigne une grandeur indépendante du temps, l'indice 1 une grandeur perturbée de la forme :

$$u = U \exp j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}). \quad (4)$$

Nous calculons d'abord les vitesses dans l'état stationnaire. On obtient les trois composantes de la vitesse valables pour les deux types de particules :

$$\begin{aligned} v_{0r} &= \frac{dr}{dt} = \frac{1}{1 + N^2} (\mu E_{0r} + D\chi) \\ v_{0\theta} &= r \frac{d\theta}{dt} = \frac{N}{1 + N^2} (-\mu E_{0r} + D\chi) \\ v_{0z} &= \mu E_{0z}. \end{aligned} \quad (5)$$

Dans ces expressions :

$$N = \mu B = \frac{qB}{mv} = \frac{\omega_c}{v}$$

$$D = \frac{\gamma KT}{mv} \quad (6)$$

$N = -N_e$, $\mu = -\mu_e$ pour les électrons, $N = N_i$, $\mu = \mu_i$ pour les ions.

Ces expressions montrent que si l'on tient compte des collisions, il existe une vitesse v_{0r} de diffusion des particules qui nécessite une source pour l'entretien du plasma. Dans nos réalisations expérimentales, cette source est constituée par les émetteurs chauffés sur lesquels s'ionisent les atomes de césium. L'étude du profil de densité nécessite l'introduction d'un terme supplémentaire dans l'équation (2) [18]. Nous avons supposé simplement que la longueur de variation de la densité était égale au rayon de la colonne de plasma [19].

L'équation de dispersion s'obtient en calculant successivement à partir des équations (2) et (3) au premier ordre, les perturbations de vitesse et les perturbations de densité. On introduit ensuite ces valeurs dans l'équation de Poisson :

$$\operatorname{div} E_1 = e \frac{n_{i1} - n_{e1}}{\epsilon_0} \quad (7)$$

ce qui conduit immédiatement à l'équation de dispersion. Dans ce calcul, nous négligeons les termes dus au champ magnétique créé par le mouvement des particules. Cette approximation est valable pour les instabilités basse fréquence, donc en particulier pour les ondes ioniques et les ondes de dérive.

L'expression complète de l'équation de dispersion est assez longue (Appendice I) mais il est possible d'y apporter certaines simplifications compte tenu des ordres de grandeurs des différents termes.

Le calcul de ceux-ci nécessite la connaissance des principaux paramètres. Nous donnons dans le tableau ci-dessous leurs expressions pratiques valables en l'absence de champ électrique radial et si les collisions sont assez faibles ou le champ magnétique assez important pour que la fréquence cyclotron des électrons

soit beaucoup plus grande que la fréquence de collision des électrons avec les neutres. On a posé

$$\frac{1}{x} = r = 0,5 \text{ cm}$$

rayon de la colonne de plasma. Le champ magnétique est en gauss et la pression en torr.

La figure 2 représente les variations des vitesses de dérive des électrons et des ions. La vitesse de diffusion des électrons qui est toujours très inférieure à la vitesse de dérive radiale n'a pas été représentée.

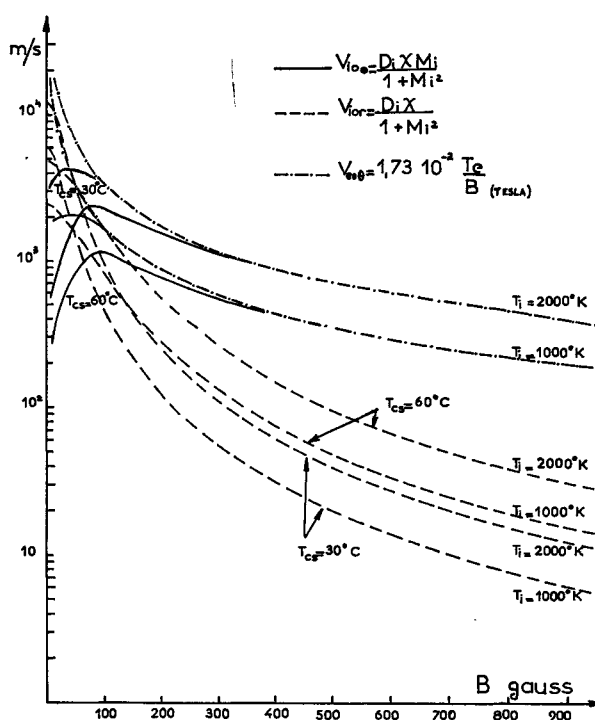


FIG. 2. — Vitesses de dérive et de diffusion.

Pour calculer l'ordre de grandeur des différents termes de l'équation de dispersion, il nous faut encore connaître la valeur des nombres d'onde k_z et k_θ ; posons que la longueur d'onde est un multiple soit de la longueur, soit de la circonférence du plasma, on a :

$$k_z = \frac{p\pi}{L}, \quad k_\theta = \frac{m}{r}.$$

p et m sont des entiers que nous prenons égaux à 1 pour faire le calcul. On s'intéresse à des fréquences qui varient entre quelques centaines de hertz et quelques dizaines de kilohertz. Dans ces conditions, tous les termes de l'équation de dispersion peuvent atteindre le même ordre de grandeur à l'exception de ceux contenant la longueur de Debye électronique qui sont 10^6 fois plus faibles. Nous négligerons ces termes ; cela revient à écrire que les perturbations de densité n_{e1} et n_{i1} sont égales et que le premier membre de l'équation de Poisson est nul.

Les termes de fréquence qui interviennent dans l'équation de dispersion contiennent trois parties : la

Coefficient de diffusion	$D_e \text{ m}^2/\text{s}$	$4,15 \times 10^{-2} \frac{T_e}{p}$
Vitesse de dérive des électrons	$v_{e0\theta} \text{ m/s}$	$1,73 \times 10^2 \frac{T_e}{B}$
Facteur de collision	$N_e = \mu_e B = \frac{\omega_{ce}}{v_e}$	$4,15 \times 10^{-2} \frac{B}{p \sqrt{T_e}}$
Vitesse du son	$C_{se} \text{ m/s}$	$7,85 \sqrt{T_e}$
Fréquence cyclotron des ions	$\omega_{ci} \text{ s}^{-1}$	$71 B$

pulsation de l'onde, un terme dû à l'effet Doppler et un terme de collision. Ces trois termes sont du même ordre de grandeur quand ils s'appliquent aux ions. Par contre, la fréquence de collision des électrons avec les neutres est très supérieure à la fréquence de l'onde et au produit $k_\theta v_{e0\theta}$ qui traduit l'effet Doppler dû à la vitesse azimutale des électrons. Nous négligerons donc ces deux termes dans la discussion de l'équation de dispersion. Si les électrons possèdent une vitesse

longitudinale l'effet Doppler correspondant $k_z v_{e0z}$ est du même ordre de grandeur que la fréquence de collision des électrons avec les neutres, dès que les électrons sont accélérés par une chute de potentiel de 1 V. Cette valeur correspond à celle que l'on rencontre dans les gaines et nous devons donc conserver ce dernier terme pour expliquer l'action d'un champ électrique longitudinal.

L'équation de dispersion simplifiée s'écrit :

$$\begin{aligned} (\Omega_i^2 - j\Omega_i v_i) (1 + j\eta) - \frac{\psi_i^2}{\psi_i^2 + 1} C_{se}^2 \left\{ k^2 + \frac{k_z^2}{\psi_i^2} [1 + \theta(1 + j\eta)] + j\chi \frac{k_\theta}{\psi_i} [1 + 2\theta(1 + j\eta)] + \chi\theta \left(\frac{1}{r} + \chi \right) (1 + j\eta) \right\} = \\ = jp \frac{\psi_i^2}{\psi_i^2 + 1} \left[k^2 + \frac{k_z^2}{\psi_i^2} + j\chi \frac{k_\theta}{\psi_i} \right] \left\{ \Omega_i - \frac{k_z v_{e0z}}{jv_e} (k_z v_{e0z} + jv_e) + \right. \\ \left. + k_\theta D_e \chi \left(\frac{N_e \theta}{(NM)^2 + N_e^2} + \frac{N_e}{1 + N_e^2} - \frac{2N_e'^2}{N_e(1 + N_e'^2)} \right) - jN_e' D_e \chi \frac{\left(\frac{1}{r} + \chi \right)}{N_e(1 + N_e'^2)} \right\}. \quad (8) \end{aligned}$$

On a posé :

$$\Omega_i = \omega - k_\theta v_{i0\theta}$$

fréquence modifiée par l'effet Doppler.

$$\psi_i = \frac{j\Omega_i + v_i}{\omega_{ci}}$$

$$C_{se}^2 = \frac{\gamma_e KT_e}{m_i}$$

où γ_e est le coefficient d'adiabaticité des électrons

$$\theta = \frac{\gamma_i T_i}{\gamma_e T_e}$$

$$N_e' = \frac{\omega_{ce}}{v_e - jk_z v_{e0z}}$$

$$\eta = \frac{N_e'(1 + N_e'^2) m_e v_e k_\theta v_D}{N_e(k^2 + k_z^2 N_e'^2) m_i C_{se}^2}$$

$$p = \frac{m_e \omega_{ce}}{m_i N_e'} \frac{1 + N_e'^2}{k^2 + k_z^2 N_e'^2}.$$

Dans l'équation 8, les termes contenant η ou p en facteur sont associés aux différents effets qui agissent sur le taux d'amortissement ou de croissance de l'instabilité [20]. Le premier facteur $j\eta$ montre l'effet de l'inertie des ions, $j\eta$ est en facteur de tous les termes contenant θ montrant l'influence de la température des ions ; enfin, le facteur jp du deuxième membre représente l'action des vitesses de dérive des électrons.

III. Application expérimentale. — Cette équation de dispersion nous permet d'interpréter les résultats expérimentaux que nous avons obtenus sur les deux types de tubes étudiés [1], [2], [17]. Les diodes dérivées des convertisseurs thermoioniques fonctionnent sans

champ magnétique. Le faible écartement des électrodes (quelques millimètres à deux centimètres) permet de négliger le gradient de densité radial. Dans le tube à deux électrodes, il existe un champ magnétique et la distance interélectrode est très supérieure au diamètre des électrodes. On doit donc tenir compte du gradient de densité et utiliser l'équation complète pour interpréter les instabilités.

3.1 L'ÉQUATION DE DISPERSION SANS CHAMP MAGNÉTIQUE ET SANS GRADIENT DE DENSITÉ. CAS DES DIODES A FAIBLE ÉCARTEMENT. — L'équation 8 se simplifie et si l'on néglige aussi les collisions, elle se réduit à :

$$m_i(\omega^2 - C_i^2 k^2) + m_e[(\omega - kv_{e0})^2 - C_e^2 k^2] = 0 \quad (9)$$

avec

$$C_{i,e} = \frac{\gamma_{i,e} KT_{i,e}}{m_{i,e}}$$

vitesse thermique des ions et des électrons.

Cette équation a été étudiée par Doucet [13] ; une instabilité ne peut se développer que si la vitesse de dérive des électrons est supérieure à la vitesse C_{se} des ondes ioniques multipliée par un facteur qui tient compte du rapport des masses :

$$v_{e0}^2 > C_{se}^2 \frac{(m_i + m_e)^2}{m_i m_e}. \quad (10)$$

La vitesse de phase de l'onde est alors donnée par :

$$v_\phi = v_{e0} - \frac{C_{se}^2}{v_{e0}} \frac{m_i + m_e}{m_i}. \quad (11)$$

Une instabilité ne peut se produire que si des électrons rapides capables de l'exciter traversent le plasma. L'exploitation des caractéristiques de sonde [12], [21]

nous a permis de déterminer les variations du potentiel dans l'espace interélectrode et les distributions d'énergie des électrons (Fig. 3). Une instabilité se développe dans le plasma lorsque la gaine au niveau de l'émetteur accélère les électrons : la distribution des électrons n'est plus maxwellienne et il existe dans ce cas un groupe d'électrons rapides capables d'exciter l'instabilité. L'équation de dispersion permet alors de trouver les fréquences propres lorsqu'on impose à la longueur

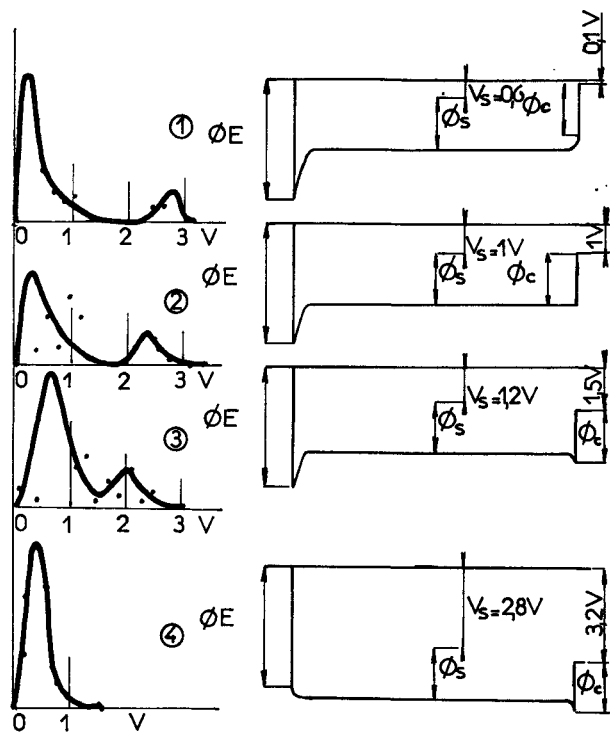


FIG. 3. — Distribution des électrons et diagrammes de potentiel.

d'onde d'être dans un rapport simple avec la distance entre les électrodes ; on jugera de l'accord entre la théorie et l'expérience sur les trois exemples suivants qui correspondent aux trois premières distributions de la figure 3.

Fréquences calculées kHz	Fréquences mesurées kHz
1 374	420
2 342	330
3 308	310

On voit que l'accord est bon sauf au voisinage du court-circuit (point 1) où il est très médiocre. Les mesures du potentiel de plasma montre alors que la gaine de collecteur retarde les ions. Cette influence de la gaine du collecteur peut se traduire sur la fréquence observée en modifiant la longueur de résonance qui sera inférieure à la distance interélectrode, la surface du collecteur ne correspondant plus à un nœud de vibration.

Ces résultats expérimentaux montrent l'influence

prédominante des gaines sur l'existence et la fréquence des instabilités. La nature de ces gaines modifie également profondément la forme des caractéristiques statiques reliant le courant traversant le tube à la tension entre les électrodes. Les diagrammes de potentiel de la figure 3 ont été obtenus expérimentalement. Il est possible de calculer théoriquement un tel profil de potentiel lorsqu'on connaît la température des électrodes et la pression de vapeur de césium. La méthode de calcul utilise le modèle de diode sans collision de Buzzi [22]. On suppose que le diagramme de potentiel entre les électrodes à l'allure indiqué sur la figure 4.

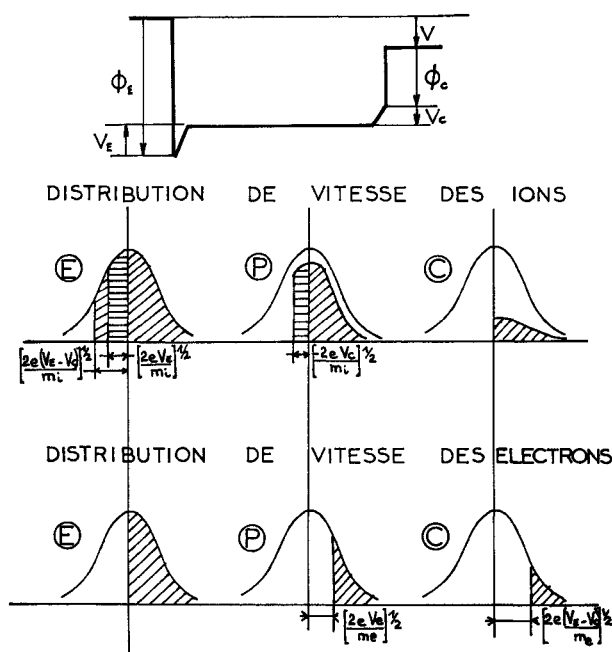


FIG. 4. — Distribution de vitesse des ions et des électrons.

E sur l'émetteur $n_{1E} = n_{10E}(1 + \operatorname{erf} \sqrt{\eta})$:

$$n_{eE} = n_{e0E} .$$

P dans le plasma $n_{1P} = n_{10E}(1 + \operatorname{erf} \sqrt{\eta - \eta_C}) e^{-\eta E}$:

$$n_{eP} = n_{e0E} e^{\eta E} \operatorname{erfc} \sqrt{\eta E} .$$

C sur le collecteur $n_{1C} = n_{10E} e^{-\eta}$:

$$n_{eC} = n_{e0C} e^{\eta} \operatorname{erfc} \sqrt{\eta}$$

avec

$$\eta_E = \frac{eV_E}{kT_E}, \quad \eta_C = \frac{eV_C}{kT_E}, \quad \eta = e \frac{(V_E - V_C)}{kT_E} .$$

Les distributions de vitesse des ions et des électrons sont également indiquées sur cette figure ainsi que les expressions des densités sur l'émetteur, dans le plasma et sur le collecteur. L'équilibre des potentiels nous permet d'écrire :

$$\Phi_E + V_E = \Phi_C + V_C + V . \quad (12)$$

On écrit ensuite l'égalité des densités électroniques et ioniques dans le plasma. En tenant compte du flux d'ions Φ_i réfléchi par les deux gaines qui s'ajoute au flux d'atomes neutres Φ_0 sur l'émetteur, on obtient une seconde relation entre les potentiels de gaine :

$$\Phi_0 = \frac{n_{e0} v_i e^{\xi_E} \operatorname{erfc} \sqrt{\xi_E} [1 - P e^{-(\xi_E - \xi_C)}]}{P(1 + \operatorname{erf} \sqrt{-\xi_C}) e^{-\xi_E}} \quad (13)$$

où P est le pourcentage d'ionisation sur l'émetteur déterminé par la loi de Saha-Langmuir,

v_i vitesse thermique des ions,

ξ_E et ξ_C différences de potentiel normalisées dans les gaines.

Les équations (12) et (13) permettent de calculer V_E et V_C . Le calcul confirme les résultats expérimentaux précédents et, en particulier, le changement de signe de la gaine du collecteur qui correspond à une diminution de la longueur de résonance dans le tube.

3.2 L'ÉQUATION DE DISPERSION EN PRÉSENCE D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE ET D'UN GRADIENT DE DENSITÉ. APPLICATION AUX INSTABILITÉS RENCONTRÉES DANS LE TUBE A DEUX ÉMETTEURS SYMÉTRIQUES. — Nous avons dit que l'interprétation des oscillations dans le tube à deux émetteurs nécessite la discussion de l'équation de dispersion complète. Nous avons procédé en deux étapes : nous avons d'abord fait l'hypothèse simplificatrice de l'absence de collision. Dans ce cas, une onde se propage sans amortissement ni gain. A partir des courbes de dispersion ainsi tracées, il est possible de prévoir les différents types d'onde que l'on peut rencontrer. Nous pourrions comparer les fréquences ainsi calculées aux valeurs expérimentales dans le cas des plasmas de faible densité où l'influence des collisions est négligeable. Cependant, une instabilité ne se produira dans le plasma que si le taux de croissance est supérieur au taux d'amortissement. Pour définir les domaines d'existence de l'instabilité, il est nécessaire de tenir compte des collisions qui jouent un rôle fondamental dans ces mécanismes.

3.2.1 DISCUSSION DE L'ÉQUATION SANS COLLISION. INFLUENCE DU CHAMP MAGNÉTIQUE ET DE LA TENSION APPLIQUÉE SUR LA FRÉQUENCE DES OSCILLATIONS. — Il est possible de tracer un grand nombre de réseaux de courbe de dispersion à partir de l'équation 8 sim-

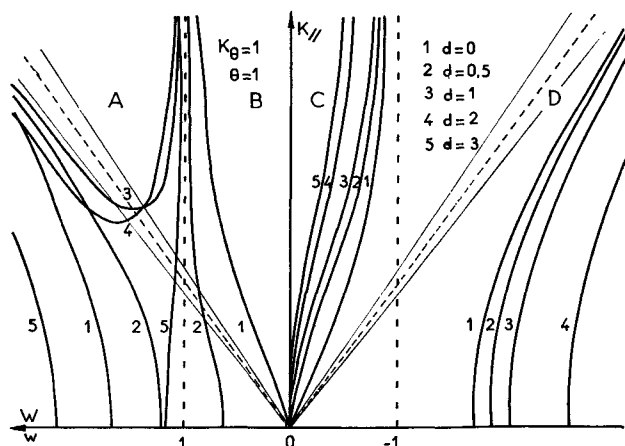


FIG. 5. — Courbes de dispersion. Approximation sans collision.

$$W = \frac{\Omega_i}{\omega_{ci}}, \quad d = \frac{v_{e0}}{C_{se}}, \quad K_{\theta}, K_{//} = \frac{(k_{\theta}, k_{//}) C_{se}}{\omega_{ci}}, \quad \theta = \frac{\gamma_i T_i}{\gamma_e T_e}$$

plifiée ($v = 0$) en faisant varier les différents paramètres : vitesse de dérive, température des ions, vitesse longitudinale des électrons. Nous donnons figure 5 un exemple d'un tel réseau tracé avec les grandeurs normalisées :

$$W = \frac{\Omega_i}{\omega_{ci}}, \quad d = \frac{v_{e0}}{C_{se}}, \quad K = \frac{k C_{se}}{\omega_{ci}}$$

L'intérêt principal d'un tel réseau réside dans le fait qu'il met en évidence les deux types d'instabilité magnétoacoustique basse fréquence qui peuvent exister. Si la fréquence est supérieure à ω_{ci} c'est-à-dire si $W > 1$, l'instabilité est du type acoustique ionique. Pour les grandes valeurs de K_z , ces courbes sont asymptotes à $K_z(1 + \theta)^{1/2}$. Au voisinage de ces asymptotes, la vitesse de phase de l'onde est voisine de la vitesse acoustique ionique : la théorie macroscopique que nous avons utilisée n'est alors plus valable par suite de l'interaction des particules chargées avec l'onde. Si la fréquence est inférieure à ω_{ci} , l'instabilité est une instabilité de dérive. On montre facilement que la fréquence de l'instabilité purement transverse ($K_z = 0$) est alors proportionnelle à $K_{\theta} d$ qui correspond à la fréquence caractéristique des ondes de dérive [19].

On doit remarquer que, sur ces courbes, on compare la fréquence à la fréquence cyclotron des ions. La fréquence observée expérimentalement en diffère à cause de l'effet Doppler dû à la vitesse de dérive des ions. La fréquence cyclotron ne représente donc pas une limite pour les fréquences expérimentales.

L'utilisation de ces résultats théoriques pour l'interprétation des résultats expérimentaux est limitée aux plasmas obtenus à des pressions assez faibles pour que les collisions soient négligeables. Des deux types d'oscillations signalés au début de cet article, seules celles correspondant à des températures de césium inférieures à 340 °K peuvent être comparées aux fréquences déduites de la théorie sans collision. Cette température correspond à un libre parcours moyen des électrons dans la vapeur de césium de l'ordre de la distance inter-électrode (12 cm).

Pour interpréter les résultats expérimentaux, revenons aux grandeurs physiques. La figure 6 représente la variation de la fréquence avec le champ magnétique. Ces courbes théoriques comportent trois branches A, C, D. La branche A correspond à l'instabilité acoustique ionique située dans la région A ($W > 1$) des courbes de dispersion. Elle n'existe que si le champ magnétique est inférieur à 500 G. La branche C correspond à l'instabilité de dérive de la région C et la branche D à l'instabilité de la région D. Sur la même figure sont présentés les résultats expérimentaux. La branche A coïncide avec les points expérimentaux représentant le premier régime basse fréquence. Ce premier régime n'est observé qu'aux faibles valeurs du champ magnétique ; ce résultat sera confirmé théoriquement plus loin. Pour les valeurs du champ magnétique supérieures à 500 G, c'est le second régime qui apparaît. La variation de la fréquence de ce second

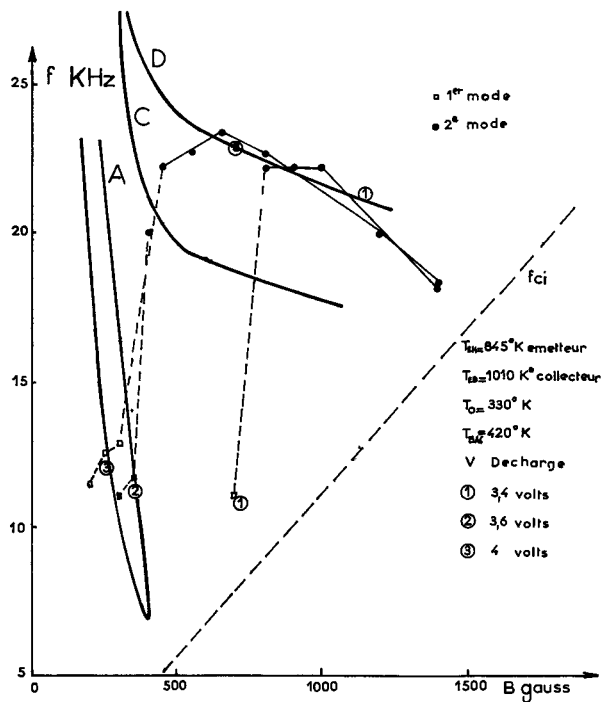


FIG. 6. — Fréquence en fonction du champ magnétique. Temp. de l'émetteur = 845 °K ; Temp. du collecteur = 1 010 °K ; Temp. du césium = 330 °K.

régime avec le champ magnétique coïncide avec la courbe théorique représentant l'instabilité acoustique ionique de la région D des courbes de dispersion.

Les courbes de dispersion telles que la courbe 5 situées dans la région A ne coupent l'axe $K_z = 0$ que si la température des ions est suffisante. De même, le premier régime n'apparaît et ne se maintient dans une large gamme de variation des paramètres que si la température de l'émetteur d'ions est supérieure à 1 250 °K comme le montre la figure 7. Sur cette figure apparaît également l'influence de la tension appliquée

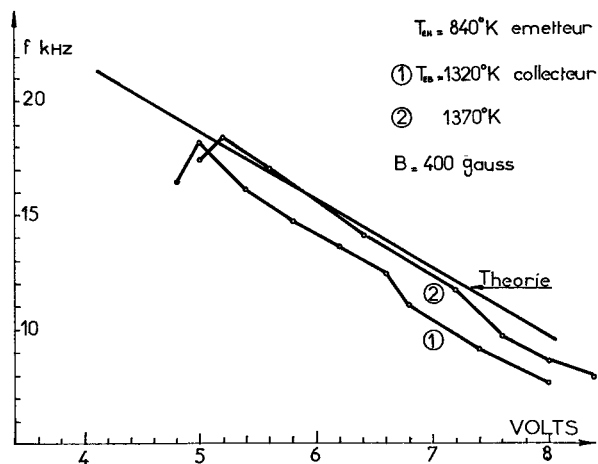


FIG. 7. — Fréquence en fonction de la tension appliquée. Temp. de l'émetteur = 840 °K ; Temp. du collecteur (1) = 1 320 °K, (2) = 1 370 °K ; Champ magnét. = 400 G ; Temp. du césium = 330 °K.

sur la fréquence des oscillations. La dérive longitudinale des ions ou des électrons en présence d'un champ électrique modifie cette fréquence. L'influence de la vitesse de dérive longitudinale des ions est négligeable. Par contre, celle de la vitesse de dérive longitudinale des électrons est importante ; elle se traduit par une variation de la fréquence de 3 kHz par volt. Cette variation correspond à la diminution de fréquence du premier mode avec la tension appliquée.

Il semble d'après ces résultats que les instabilités observées soient des instabilités acoustiques ioniques. Encore faut-il que ce type d'instabilité puisse effectivement prendre naissance dans les conditions de fonctionnement des tubes. C'est ce que nous avons vérifié en étudiant les limites de l'instabilité.

3.2.2 L'ÉQUATION DE DISPERSION DANS LE CAS GÉNÉRAL. LIMITE DE L'INSTABILITÉ. — Une instabilité se développe dans le plasma lorsque le taux de croissance de l'instabilité l'emporte sur l'amortissement. La limite de l'instabilité correspond à l'équilibre entre ces deux effets. Ceux-ci dépendent des nombreux paramètres qui définissent le plasma. Nous nous proposons de calculer l'influence de ces différents paramètres sur la limite de l'instabilité. Pour faire ce calcul nous devons discuter l'équation de dispersion complète (équation 8). Le calcul s'effectue commodément en normalisant les fréquences par rapport à la fréquence de collision avec les neutres et les nombres d'onde par rapport à χ et en introduisant l'angle ψ entre le vecteur d'onde et la direction du champ magnétique.

ω et k sont réels sur la limite de l'instabilité. L'équation complexe (8) se sépare alors en deux équations réelles. On élimine la vitesse de dérive entre ces deux équations. On obtient ainsi une équation du 6^e degré en $W = \Omega_i/v_i$ que l'on résout. Pour chaque racine réelle, il existe une valeur de la vitesse de dérive qui satisfait l'équation. Cette valeur donne la limite de l'instabilité : le plasma est instable si la vitesse de dérive est supérieure à cette limite.

Les paramètres qui agissent sur cette limite sont nombreux : ce sont la température des ions qui intervient par les termes en θ , la vitesse longitudinale des électrons, l'angle ψ et le paramètre N_e qui dépend à la fois du champ magnétique, de la pression de vapeur et de la température électronique.

Pour chercher la limite de l'instabilité, nous avons procédé en deux étapes. Nous avons d'abord calculé la limite de l'instabilité en fonction de l'angle ψ . On obtient deux réseaux de courbes que représente la figure 8 pour trois valeurs de la température ionique. Le réseau inférieur qui, si la vitesse longitudinale des électrons est nulle, est confondu avec la droite $d = 0$, représente la limite des instabilités excitée par les électrons animés d'une vitesse parallèle au champ magnétique. Cette limite décroît lorsque l'angle du vecteur d'onde avec le champ magnétique diminue et elle est peu influencée par la température des ions. Ce n'est pas le cas des courbes du réseau supérieur. L'instabilité se

produit d'autant plus facilement que la température des ions est plus élevée. Si on néglige cette température ($\theta = 0$), l'allure de la courbe est très différente et sauf pour $\psi = \pi/2$, la vitesse de dérive nécessaire à l'apparition de l'instabilité est très supérieure à celle qui est exigée lorsqu'on tient compte de cette température. Ce résultat diffère de celui de Self [18] ; la différence provient de ce que Self néglige d'autres termes de l'équa-

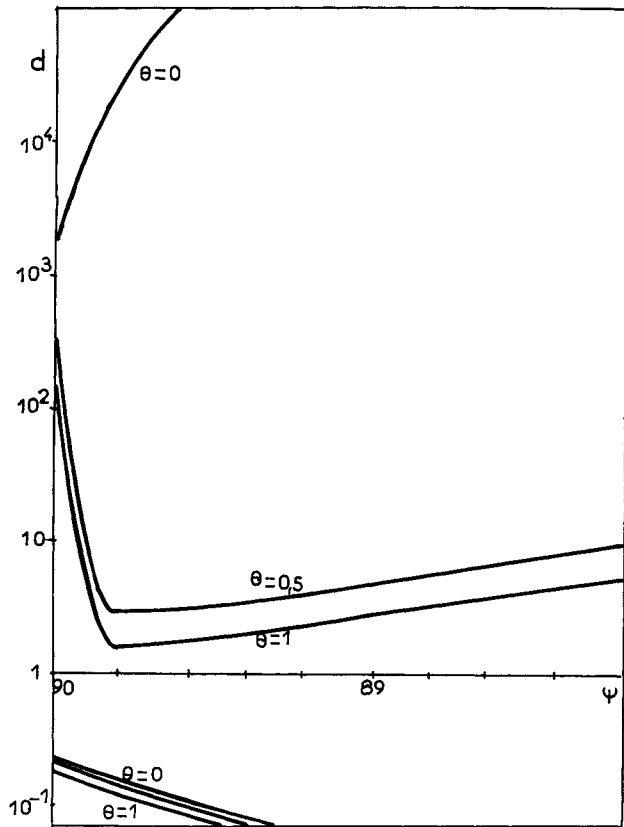


FIG. 8. — Limite des instabilités en fonction de l'angle du vecteur d'onde avec le champ magnétique

$$d = \frac{v_{e0}}{C_{se}}, \quad \theta = \frac{\gamma_i T_i}{\gamma_e T_e}$$

tion de dispersion dont nous sommes obligés ici de tenir compte étant donné nos conditions expérimentales.

Lorsqu'on tient compte de la température des ions, la limite de l'instabilité passe par un minimum pour une valeur de ψ très voisine de $\pi/2$. Si une instabilité se développe, le vecteur d'onde sera tel que l'angle ψ corresponde à ce minimum. Nous avons choisi cette valeur pour calculer la limite de l'instabilité en fonction du paramètre N_e , c'est-à-dire essentiellement en fonction du champ magnétique.

La figure 9 représente cette limite pour deux valeurs de la température ionique. Comme sur la figure 8, les courbes du réseau supérieur ont une allure très différente suivant que θ est nul ou non. Nous ne considérons que le cas où θ n'est pas nul qui correspond à la réalité expérimentale. Nous avons tracé en tiret les

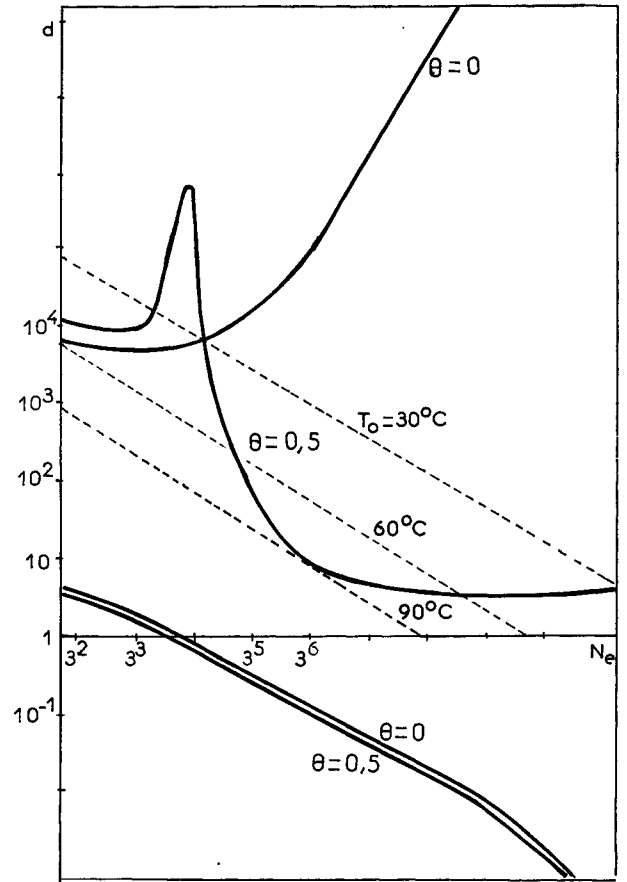


FIG. 9. — Limite des instabilités en fonction du paramètre

$$N_e = \frac{\omega_{ce}}{v_e} = \mu_e B, \quad d = \frac{v_{e0}}{C_{se}}, \quad \theta = \frac{\gamma_i T_i}{\gamma_e T_e}$$

droites représentant la variation de la vitesse en fonction de N_e pour plusieurs températures du césium. Ces droites sont toujours situées quel que soit N_e dans le domaine où l'instabilité correspondant au réseau de courbe inférieur peut se produire. Par contre, en ce qui concerne le second type d'instabilité, la droite représentant la vitesse de dérive ne pénètre dans le domaine instable que si la température de la vapeur de césium est inférieure à 90 °C, c'est-à-dire à basse pression. Par exemple, si la température de césium est égale à 30 °C, cette droite pénètre dans le domaine instable pour une valeur de N_e égale à 2×10^5 . Cette valeur correspond à un champ magnétique de 450 G pour une température électronique de 2 000 °K. L'instabilité ne peut se produire à cette température et à cette pression que si le champ magnétique est inférieur à 450 G. Cette valeur du champ magnétique correspond effectivement à la limite à partir de laquelle on n'observe plus expérimentalement le premier mode d'oscillation. L'équation du 6^e degré en W ne possède que deux racines réelles pour les valeurs des paramètres que nous avons étudiées. Ces deux racines délimitent deux domaines où se produisent des instabilités acoustiques ioniques. Pour les très grandes valeurs de N_e (supérieures à 10^6) qui correspondent à des champs magnétiques supérieurs à 2 000 G, Self montre qu'il existe

un second couple de racines réelles qui délimitent un nouveau domaine à l'intérieur duquel se produisent des instabilités de dérive proprement dites. Pour observer ces instabilités, la droite $d = f(N_e)$ doit pénétrer dans ce domaine, ce qui n'est possible que si la température du césium est très inférieure à 30 °C. Cette condition ne peut guère être réalisée dans un tube fonctionnant en pression de vapeur saturante. Elle nécessite l'emploi d'une machine à vide dynamique du type des machines Q à injection directe du césium sur les émetteurs.

IV. Conclusion. — Les plasmas de césium produits dans les tubes scellés sont dans certaines conditions expérimentales le siège d'instabilités. La théorie macroscopique présentée ici permet d'expliquer un certain nombre de propriétés de ces instabilités qui sont liées soit à l'existence d'un champ électrique qui communique une vitesse longitudinale aux électrons soit au gradient de densité. Pour obtenir un plasma calme dans un tube scellé en présence d'un champ magnétique, et en pression de vapeur assez faible, seul

cas auquel nous nous sommes intéressés, la vitesse longitudinale doit être nulle. D'autre part, pour chaque valeur du champ magnétique, le plasma sera calme si la pression est supérieure à une valeur minimum limite définie par l'intersection des droites $T_0 = \text{constante}$ sur la figure 9 avec la courbe limitant le domaine de l'instabilité. On voit ainsi qu'il existe des régimes calmes en basse pression et en champ magnétique fort. Dans les diodes de faibles dimensions ne nécessitant pas la présence d'un champ magnétique l'influence des gaines est prépondérante spécialement celle de l'émetteur qui doit accélérer les électrons et leur communiquer une énergie suffisante pour exciter une instabilité.

Remerciements. — Je tiens à remercier M. Doucet pour les nombreuses discussions au cours desquelles il m'a prodigué ses conseils et ses encouragements.

Appendice I. — L'équation de dispersion complète peut se mettre sous la forme suivante dans laquelle on a regroupé dans le second membre tous les termes qui dépendent des collisions et de l'inertie des électrons :

$$\begin{aligned} & \frac{\psi_e^2}{\psi_e^2 + 1} \left(k^2 + \frac{k_z^2}{\psi_e^2} \right) \left\{ (j\Omega_i + \nu_i) \left[j\Omega_i + \frac{\psi_i}{\psi_i^2 + 1} \frac{\gamma_i K T_i}{eB} \left(k^2 + \frac{k_z^2}{\psi_i^2} + 2j\chi \frac{k_\theta}{\psi_i} + \frac{\chi}{r} + \chi^2 \right) \right] \times \right. \\ & \quad \left. \times (1 + k^2 \gamma_e \lambda_{De}^2) + C_{se}^2 \frac{\psi_i^2}{\psi_i^2 + 1} \left[k^2 + \frac{k_z^2}{\psi_i^2} + j\chi \left(k_r + \frac{k_\theta}{\psi_i} \right) \right] \right\} = \\ & = - \frac{m_e}{m_i} \left\{ (j\Omega_e + \nu_e) j\Omega_e - \frac{\psi_e^2}{\psi_e^2 + 1} \frac{\gamma_e K T_e}{m_e} j\chi \left(\frac{2k_\theta}{\psi_e} + \frac{j}{r} + j\chi \right) \frac{\psi_i^2}{\psi_i^2 + 1} \left[k^2 + \frac{k_z^2}{\psi_i^2} + j\chi \left(k_r + \frac{k_\theta}{\psi_i} \right) \right] \right\} - \\ & - (j\Omega_i + \nu_i) \left\{ j\Omega_i + \frac{\psi_i}{\psi_i^2 + 1} \frac{\gamma_i K T_i}{eB} \left[k^2 + \frac{k_z^2}{\psi_i^2} - j\chi \left(-\frac{2k_\theta}{\psi_i} + \frac{j}{r} + j\chi \right) \right] \right\} \frac{\psi_e^2}{\psi_e^2 + 1} j\chi \left(k_r - \frac{k_\theta}{\psi_e} \right) \\ & - k^2 \lambda_{De}^2 \gamma_e (j\Omega_i + \nu_i) \left\{ j\Omega_i + \frac{\psi_i}{\psi_i^2 + 1} \frac{\gamma_i K T_i}{eB} \left[k^2 + \frac{k_z^2}{\psi_i^2} - j\chi \left(-\frac{2k_\theta}{\psi_i} + \frac{j}{r} + j\chi \right) \right] \right\} \\ & \times \left\{ \frac{(j\Omega_e + \nu_e) j\Omega_e}{C_e^2} - \frac{\psi_e^2}{\psi_e^2 + 1} j\chi \left(\frac{2k_\theta}{\psi_e} + \frac{j}{r} + j\chi \right) \right\} \end{aligned}$$

On a posé :

λ_{De} longueur de Debye électronique.

$$\psi_e = \frac{j\Omega_e + \nu_e}{\omega_{ce}}$$

$$C_e^2 = \gamma_e \frac{K T_e}{m_e}$$

Pour obtenir l'équation 8, on a négligé les termes contenant en facteur λ_{De} ainsi que les termes de fréquence devant la fréquence de collision des électrons avec les neutres comme on l'a indiqué dans le texte. On a d'autre part divisé les deux membres par

$$\frac{\psi_e^2}{\psi_e^2 + 1} \left(k^2 + \frac{k_z^2}{\psi_e^2} \right)$$

Bibliographie

- [1] MOREAU (J. B.), *C. R. Acad. Sci., Paris*, 1964, **259**, 741.
- [2] MOREAU (J. B.), *J. Physique*, 1968, **29**- C3, 213.
- [3] FOX (R.) et GUST (W.), *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1960, **II**, **5**, 80.
- [4] JOHNSON (F. M.), Conf. on Phys. Elect., M. I. T., 1960.
- [5] GARVIN (H. L.), TEUTSCH (W. B.), PIDD (R. W.), *J. Appl. Phys.*, 1960, **31**, 1508.
- [6] ROCARD (J. M.) et PAXTON (G. W.), *J. Appl. Phys.* 1961, **31**, 1171.
- [7] D'ANGELO (N.) et MOTLEY (R. Q.), *Phys. Fluids*, 1962, **5**, 644.
- [8] LASHINSKY (H.), *Phys. Rev. Letters*, 1964, **12**, 121.
- [9] KARAKHANOV (V. Y.) et TATISHVILI (D. G.), *Rad. I. Electronika*, 1964, **9**, 108.

- [10] LUKE (K. P.) et JAMESON (F.), *J. Appl. Phys.*, 1961, **32**, 321.
- [11] ROBERTSON (H. S.), *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1966, **11**, 730.
- [12] MOREAU (J. B.), *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1965, **260**, 6314; *J. Physique*, 1965, **26**, 448; Conf. Int. des gaz ionisés. Belgrade, 1965.
- [13] DOUCET (H.), Thèse Paris, 1966.
- [14] CHEN (F. F.), *Phys. Fluids*, 1965, **8**, 752.
- [15] SELF (S. A.), EWALD (H. N.) et CRAWFORD (F. W.), *Phys. Fluids*, 1969, **12**, 316.
- [16] THOMASSEN (K. I.), *J. Appl. Phys.*, 1968, **39**, 5017.
- [17] MOREAU (J. B.), Thèse Orsay, 1970.
- [18] SELF (S. A.), SU IPR Report 265, Stanford University, 1968.
- [19] LASHINSKY (H.), Plasma physics and controlled nuclear fusion research, I. A. E. A. Vienne, 1966, 499.
- [20] CHEN (F. F.), SU IPR Report 265, Stanford University, 1968.
- [21] MEDICUS (G.), *J. Appl. Phys.*, 1956, **27**, 10.
- [22] BUZZI (J. M.), Thèse 3^e cycle Orsay, 1969.
-