

Mars 1966

LRP 23/66

LABORATOIRE DE RECHERCHES SUR LA PHYSIQUE DES PLASMAS  
FINANCÉ PAR LE FONDS NATIONAL SUISSE DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

TEMPERATURE IONIQUE DANS UN CONFINEMENT HF  
MESUREE AVEC UN SELECTEUR ELECTROSTATIQUE.

R. Keller

LAUSANNE

TEMPERATURE IONIQUE DANS UN CONFINEMENT HF  
MESUREE AVEC UN SELECTEUR ELECTROSTATIQUE.

R. Keller

A b s t r a c t

A hydrogen plasma is confined and heated by means of a  $\theta$ -coil which is fed by a high frequency generator of 13 megawatt maximum power. The energy distribution of the axially emitted ions is measured by means of an electrostatic analyser which is designed for large currents. We discuss the possibility of ion heating arising from the oscillation of the boundary layer of the discharge.

Lausanne

## 1. Exposé du sujet

### 1.1 Configuration.

Une colonne cylindrique de plasma est confinée par un champ alternatif de fréquence élevée. Le champ est produit dans un solénoïde de 20 cm de longueur, alimenté par un générateur de haute fréquence, délivrant jusqu'à 13 MW à une fréquence de 4,8 MHz. Le rayon du récipient est de 2,5 cm. Une couche limite dont l'épaisseur est petite par rapport au rayon, sépare deux régions : la région extérieure au plasma où le champ est maximum et la densité négligeable; et la région intérieure où le champ magnétique est négligeable. Pour que cette situation soit réalisée, il faut que le chauffage du plasma ait lieu en équilibre de pression. Cela implique qu'au fur et à mesure que la température augmente, le champ doit augmenter de telle sorte que la pression magnétique contrebalance constamment la pression du gaz. Le générateur de haute fréquence est donc modulé en amplitude : la bobine  $\theta$  reçoit un courant alternatif qui augmente régulièrement pendant les 9 premières périodes. La valeur de crête du champ atteint 1300 Gauss à la 9ème période. Dans un travail récent 1), nous avons démontré que le confinement HF n'était possible qu'au dessous d'une certaine densité de l'ordre de  $10^{21} \text{ m}^{-3}$  avec la puissance dont nous disposons. A de plus fortes densités, le plasma entre en contact avec la paroi et une partie de l'énergie de chauffage s'en va par conduction thermique. Dans un certain domaine de densité il s'opère par conséquent un rétablissement automatique de l'équilibre entre la pression du plasma et la pression magnétique. Mais plus la densité est grande, plus la couche limite se colle aux parois.

L'énergie des ions que nous nous proposons de mesurer, provient principalement de deux mécanismes de chauffage distincts : le chauffage occasionné par le mouvement de la surface du plasma, et le chauffage par collisions avec les électrons. Le premier est prépondérant pour des densités inférieures à environ  $10^{21} \text{ m}^{-3}$  (c'est

par hasard la densité pour laquelle le confinement HF devient possible). Le second est prépondérant au-dessus de cette densité. Il est probable qu'un troisième processus de chauffage devienne important aux densités plus élevées : le chauffage par ondes de choc, mais nous ignorons ici cette éventualité.

### 1.2 Chauffage dû au mouvement de la surface.

Etant séparée de la paroi, la couche limite subit des variations de pressions proportionnelles à  $B^2$ . Par conséquent, elle vibre à une fréquence double de celle du générateur. Le mouvement de la surface du plasma communique alors de l'énergie aux particules lourdes de façon irréversible, lorsque le temps de collision des ions est du même ordre de grandeur ou plus petit que la fréquence de pulsations. Ce type de chauffage a été traité par E. Weibel sous réf. 2) et repris sous réf. 3).

Reprenons la formule (16) de réf. 3):

$$P_i = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{(B^2/4\mu_0)^2 S}{n (mkT_i)^{1/2}} \quad (1)$$

où  $P_i$  est la puissance du chauffage ionique,  $S$  la surface de la couche limite du plasma  $2\pi r l$ , et  $B$  la valeur de crête du champ magnétique. La puissance de chauffage se retrouve sous forme d'augmentation de la température ionique, c'est-à-dire :

$$P_i = \frac{3}{2} nk \frac{dT_i}{dt} \pi r^2 l \quad (2)$$

Les deux expressions ci-dessus mènent à une équation différentielle pour  $T_i$ , dont l'intégration nous donne l'énergie ionique

$$k T_i/e = (\pi/8)^{1/3} \left(\frac{e}{m}\right)^{1/3} \left(\frac{B^2}{4\mu_0 en}\right)^{4/3} \left(\frac{t}{r}\right)^{2/3} \quad (3)$$

$t$  est la durée du chauffage.  $B$  a été admis constant, on prendra une valeur moyenne.

Voici les valeurs numériques pour une des conditions expérimentales :

- Pression de remplissage  $12\mu$ , d'où  $n = 8,5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$
- Temps de chauffage = 9 périodes =  $1,9 \mu\text{sec}$ .
- Valeur du champ magnétique  $B \cong 0,085 \text{ (Weber/m}^2\text{)}$  en moyenne pendant le temps de chauffage.
- Rayon du plasma cylindrique  $r = 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ m}$
- Energie ionique calculée selon (3) :

$$k T_i/e = 17 \text{ électron-volts} \quad (4)$$

Nous avons mesuré une température de 12 eV. Dans ces conditions la fréquence de collision des ions est de  $10^7 \text{ sec}^{-1}$ , donc du même ordre de grandeur que la fréquence de pulsation. Le calcul que nous venons de faire est évidemment très approximatif, étant donné que les ions ne subissent en moyenne qu'une à deux collisions avec la couche limite pendant la durée du chauffage. La vitesse moyenne des ions à 17 eV est de  $6,6 \text{ cm}/\mu\text{sec}$ .

L'accélération des ions par choc unique est considérée dans l'appendice.

### 1.3 Chauffage des ions par collisions.

Le temps d'équipartition entre la température électronique et ionique est suffisamment court pour qu'un chauffage notable des ions par chocs avec les électrons existe. Selon réf. 4) le temps d'équipartition est égal à

$$t_{eq} = 3 \cdot 10^7 T_e^{3/2}/n \quad (5)$$

en unités seconde, mètre et degré. L'équilibrage des températures obéit à l'équation différentielle

$$d T_i/dt = (T_e - T_i)/t_{eq} \quad (6)$$

Un ordre de grandeur pour  $T_e$  et  $T_i$  peut être obtenu par intégration de (6) en posant  $t_{eq} = \text{const}$ , soit :

$$T_i = T_e (1 - e^{-t/t_{eq}}) \quad (7)$$

En fixant la condition d'équilibre de pression

$$T_e + T_i = \frac{B^2}{4\mu_0 kn} \quad (8)$$

et avec  $B = 0.13$  Weber/m<sup>2</sup> et  $t = 1,9 \cdot 10^{-6}$  sec, la durée du signal de haute fréquence, on obtient la solution implicite

$$6,5 \cdot 10^{-14} T_e^{5/2} = \frac{t}{t_{eq}} \left[ 2 - e^{-t/t_{eq}} \right]^{-1} \quad (9)$$

Par une méthode graphique on trouve les valeurs de  $T_e$  et  $T_i$  reportées dans le tableau I en fonction des pressions de remplissage réalisées lors de l'expérience.

p ( $\mu$ )	12	17	24	38
$T_e$ (eV)	18,3	9,5	6,3	4,0
$T_i$ (eV)	6,8	7,8	5,9	3,9
mesure de $T_i$	12	8,0	7,3	3,2

Tableau I

Les 2e et 3e lignes indiquent les températures qui s'installeraient dans le cas du chauffage par collisions seul.

Les résultats de mesure sont également reportés dans le même tableau. Les températures ioniques mesurées peuvent être expliquées par le seul effet des collisions électrons-ions, dans le cas des pressions de remplissage élevées, parce que la fréquence de collision est bien plus grande que la fréquence du générateur. Tandis qu'à la pression de 12  $\mu$  l'échauffement par mouvement de la couche limite est manifeste.

## 2. Méthode de mesure

La distribution de l'énergie des ions est analysée au moyen d'un sélecteur électrostatique selon le principe décrit sous réf. 5) et 6). D'autres travaux cités sous réf. 7) à 10) traitent du même problème. Des questions de résolution d'énergie nous concernant ont été considérées dans 11) à 13).

### 2.1 Le sélecteur électrostatique.

Le dispositif expérimental est reproduit dans la figure 1. Le plasma pénètre par l'orifice de rayon  $r_0$  dans un volume d'expansion fermé par une grille  $G_1$  située à une distance  $r_1$  de l'orifice. Le rayon  $r_0$  est inférieur au libre parcours moyen des particules, ce qui rend impossible une formation de jet. La grille  $G_1$  est portée au potentiel négatif  $U_1$  relativement faible, dans le but de donner une vitesse de départ aux ions.

La grille  $G_2$  avec un potentiel  $U_2$  fonctionne comme électrode d'extraction. La grille de répulsion  $G_3$  refoule les ions d'énergie inférieure au potentiel positif  $U_3$ . La grille  $G_4$  sert de postaccélération des ions transmis. Les ions sont collectés au moyen d'une électrode  $G_5$  portée à une tension de plusieurs kilovolts dans le but d'amplifier l'énergie du signal à mesurer. On profite ainsi de deux effets : l'augmentation de l'énergie des particules et la multiplication du courant par émission d'électrons secondaires. Le système de mesure du courant est décrit plus bas. Le dimensionnement du sélecteur doit obéir à un certain nombre de conditions. Nous allons les énumérer :

### 2.2 Longueur de Debye et limitation de charge d'espace.

Partons d'une densité de  $10^{21} \text{ m}^{-3}$  à l'intérieur du récipient. Entre le bord de la bobine et l'orifice, le plasma n'est plus confiné, il se dilate d'un facteur 4 environ d'après des considérations

d'angle solide (voir fig. 1). Dès l'entrée de l'orifice, les ions poursuivent leur course sans collision (en entraînant le nombre d'électrons nécessaire à la neutralisation). A l'endroit de la grille  $G_1$  la densité aura diminué d'un facteur  $1/4 (r_0/r_1)^2$ . Avec  $r_0 = 0,6$  mm et  $r_1 = 45$  mm la densité sera

$$n = 1,1 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3} \quad (10)$$

d'où la longueur de Debye

$$\lambda = 7,44 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{V_e}{n}} = 10^{-4} \text{ m} \quad (11)$$

avec une température électronique  $V_e$  supposée égale à 2 eV. La grille  $G_1$  est composée de fils de 0,09 mm de diamètre espacés de 0,16 mm. Cette dernière est polarisée à -100 V. Comme le plasma se met au potentiel de l'électrode positive, il se forme une couche de séparation entre la grille et le plasma. Le champ produit dans cette couche est suffisamment homogène pour que les électrons du plasma ne trouvent pas de chemin vers l'extérieur, même si l'espacement des fils est un peu plus grand que la longueur de Debye.

Le courant disponible est donné par

$$I = en\bar{v}Sg \quad (12)$$

S étant la surface de la grille et g sa transparence. Les protons ont une énergie de l'ordre de 12 eV, ce qui fait une vitesse moyenne  $v = 5,5$  cm/ $\mu$ sec. Avec  $S = 9$  cm<sup>2</sup> et  $g = 0,64$  le courant disponible sera  $I = 0,05$  A. La grille  $G_2$  doit être à même d'extraire la totalité de ce courant. Si la différence de potentiel entre  $G_1$  et  $G_2$  est insuffisante, la charge d'espace crée un champ retardateur qui réfléchit les ions les plus lents, et modifie le spectre d'énergie. Le courant maximum s'obtient en résolvant l'équation de Poisson, avec comme condition un champ accélérateur positif dans le domaine entre  $G_1$  et  $G_2$  et s'annulant



vers  $G_1$ . Pour un faisceau monocinétique l'équation de Poisson est

$$\frac{d^2}{dx^2} (v^2) = \frac{2ei}{\epsilon_0 mv} \quad (13)$$

où  $v$  est la vitesse des particules et  $i$  la densité de courant. Pour la résoudre, il est avantageux de prendre la fonction inverse  $x(v^2)$ . Le résultat explicite est

$$I_{ex} = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2e}{m}\right)^{1/2} \frac{S}{b^2} \left[ (U_{12} + U_1)^{3/2} + U_1^{1/2} (3U_{12} - U_1) \right] \quad (14)$$

Il n'existe pas de forme analytique pour la solution de ce problème dans le cas d'un spectre de Maxwell. Voir par exemple W.B. Nottingham 14) et O. Lloyd 15). Nos valeurs numériques sont :  $U_1 = 100$ ,  $U_2 = 200$ ,  $U_{12} = 100$ ,  $b_1 = 0,22$  cm d'où

$$I_{ex} = 0,049 \text{ A} \quad (15)$$

La comparaison avec la valeur du courant disponible montre que nos tensions de grille sont juste suffisantes. Les mêmes considérations de charge d'espace sont valables pour les autres grilles. Lorsque la grille de répulsion  $G_3$  est portée à un potentiel positif voisin de l'énergie thermique des ions, la moitié environ du spectre de Maxwell est refoulé et l'autre moitié passe. Une barrière de potentiel devant la grille  $G_3$  commence alors à s'établir lorsque le courant dépasse une valeur donnée par l'expression (14) en posant pour  $U_1$  l'énergie thermique, soit 12 V et en remplaçant  $U_{12}$  par  $U_2$ , soit 200V. L'espace  $b_2$  est égal à 0,15 cm. Calculé ainsi, le courant limite est de 0,11 A. La marge de sécurité est bonne.

Derrière la grille  $G_3$ , on a encore une fois le même problème. La grille  $G_4$  doit être capable d'accélérer tous les ions qui franchissent la grille  $G_3$ .  $U_4$  est égal à -250V et  $b_3 = 0,22$  cm. La formule (14) donne en remplaçant  $U_1$  par 12V et  $U_{12}$  par 250V, un courant limite de 0,069 A. Enfin, la tension du collecteur fixée à -7000V est de loin suffisante pour les mêmes raisons.

### 2.3 Pouvoir de résolution.

Considérons une grille séparant deux régions de champs contraires  $F_a$  et  $F_b$  comme l'indique la figure 2. Un faisceau monocinétique sera complètement stoppé si l'énergie des particules est égale ou inférieure à  $\phi (d/2)$ . Si l'énergie est supérieure, une partie du faisceau franchira la région centrale du creux de potentiel et si l'énergie est égale ou supérieure à  $\phi (r)$  tout le faisceau passera sauf les particules se trouvant sur un chemin qui rencontre les fils de la grille. Un calcul exact de l'ouverture de la grille demanderait une étude des trajectoires, en présence de charge d'espace, mais on ne fera pas une grande erreur en définissant l'intervalle d'énergie par  $\Delta\phi = \phi (r) - \phi (d/2)$ . L'expression pour le potentiel d'une grille est la suivante :

$$\phi = \frac{F_b d}{2\pi} \ln \left| e^{\frac{2\pi}{d}(x+iy)} - 1 \right| + \frac{F_a d}{2\pi} \ln \left| e^{-\frac{2\pi}{d}(x+iy)} - 1 \right| \quad (16)$$

En faisant la différence aux deux points  $x+iy = ir$  et  $x+iy = id/2$  cela fait

$$\Delta\phi = -\frac{d}{2\pi} (F_a + F_b) \ln \sin \frac{\pi r}{d} \quad (17)$$

Nous nommerons  $\Delta\phi$  le pouvoir de résolution. Sa valeur varie très rapidement avec le rapport  $r/d$  et il n'est pas indiqué de faire une grille dont la transparence est élevée. Nous avons choisi  $2r = 0,09$  mm et  $d = 0,3$  mm. La transparence est de 0,7. Avec  $F_a = 200V/0,15$  cm et  $F_b = 250V/0,22$  cm le pouvoir de résolution devient égal à 9,2V.

La déviation des ions passant près des fils de la grille  $G_2$  provoque aussi un écart d'énergie, parce que la composante  $x$  de l'énergie que l'on mesure se trouve modifiée. L'effet est proportionnel à l'espacement des fils, il est négligeable dans notre cas : espacement = 0,51 mm, diamètre des fils = 0,09 mm.

Finalement, une déviation bien plus grande est à craindre au bord des grilles. C'est pourquoi nous avons diaphragmé la grille de répulsion au moyen d'un cadre.

#### 2.4 Influence du pouvoir de résolution sur le spectre d'énergie.

Soit un spectre de Maxwell normalisé

$$f = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp \left[ -\frac{m}{2kT} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) \right] \quad (18)$$

La fraction du courant de particules dont la composante x des vitesses est supérieure à une certaine valeur  $v_x$ , est obtenue par l'intégration suivante :

$$I_x = \pi \int_0^\infty d(v_y^2 + v_z^2) \int_{v_x}^\infty dv_x \cdot v_x f \quad (19)$$

ce qui donne le spectre d'énergie

$$I_x = \frac{\bar{v}}{4} \exp \left( -\frac{eU}{kT} \right) \quad \text{pour } U \geq 0 \quad (20)$$

$$\text{et } I_x = \frac{\bar{v}}{4} \quad \text{pour } U < 0 \quad (21)$$

$$\text{avec } eU = mv_x^2/2 \quad \text{et } \bar{v} = \left(\frac{8kT}{\pi m}\right)^{1/2} \quad (22)$$

U est ici la tension appliquée à l'électrode de répulsion  $G_3$ .  
 Considérons maintenant l'effet du pouvoir de résolution en admettant que la grille laisse passer avec une égale probabilité toutes les énergies supérieures à  $U + W$  avec W variant régulièrement de 0 à  $\Delta\phi$ . En vertu de (20) et (21) il y aura deux domaines :

Domaine  $U \ll \Delta\phi$

La somme à effectuer est

$$I_x = \frac{1}{\Delta\phi} \left[ \int_{W=0}^U \exp \left[ -\frac{e}{kT} (U-W) \right] dW + \Delta\phi - U \right] \quad (23)$$

$$= 1 - \frac{U}{\Delta\phi} + \frac{kT}{e\Delta\phi} \left[ 1 - \exp \left( - \frac{eU}{kT} \right) \right] \quad (24)$$

Domaine  $U \gg \Delta\phi$

La somme à effectuer est

$$I_x = \frac{1}{\Delta\phi} \int \exp \left[ - \frac{e}{kT} (U-W) \right] dW \quad (25)$$

$$= \frac{kT}{e\Delta\phi} \left[ \exp \left( \frac{e\Delta\phi}{kT} \right) - 1 \right] \exp \left( - \frac{eU}{kT} \right) \quad (26)$$

Aux énergies supérieures à  $\Delta\phi$  le spectre de Maxwell se reconstitue conformément à (26). La pente de  $I_x$  sur échelle logarithmique ( $d \ln I_x / dU$ ) est une mesure exacte de la température, quel que soit le pouvoir de résolution. En outre une méthode graphique permet de déterminer le pouvoir de résolution. L'extrapolation de la droite (voir figure 3) rencontre la ligne horizontale en un point dont l'ordonnée vaut

$$U_0 \approx \Delta\phi/2 \quad (27)$$

Cette formule est applicable tant que  $\Delta\phi$  ne dépasse pas deux fois l'énergie thermique.

### 2.5 Vérification expérimentale du pouvoir de résolution.

Les résultats expérimentaux reportés dans la figure 8 ont été obtenus dans les conditions suivantes. La courbe décalée vers la droite donne le résultat avec des tensions de grilles égales à celles que nous avons mentionnées plus haut. Le pouvoir de résolution serait donc de 9,2 V d'après le calcul. La courbe de gauche donne dans les mêmes conditions les résultats avec des tensions de grilles diminuées d'un facteur 2,5. Le pouvoir de résolution serait donc égal à 3,7 V, c'est-à-dire de 5,5 V plus petit. Ainsi le décalage horizontal des deux courbes devrait être de 2,75 V selon la relation (27). Or les courbes sont parallèles et leur décalage est de 3 V. Nous avons l'assurance que la mesure de la température n'est pas affectée par le choix des potentiels des grilles.

## 2.6 Mesure du courant.

La mesure directe de la chute de tension sur une résistance a dû être rejetée à cause du grand signal HF perturbateur.

Au moyen d'un transformateur on pourrait amplifier le courant. Mais un transformateur conventionnel à large bande passante est irréalisable dans nos conditions.

La solution que nous avons retenue est la suivante : Le courant est mesuré par l'intermédiaire d'une self avec secondaire, autrement dit d'un transformateur avec entrefer, dont la self est aussi petite que possible. Le signal est dérivé, on l'intègre après coup au moyen d'un intégrateur électronique. La bande passante est limitée vers le haut par le transformateur et vers le bas par l'intégrateur. La tension résultante est donnée par

$$V = (L_1 L_2)^{1/2} I / \tau_2 \quad (28)$$

où  $L_1$  et  $L_2$  sont les selfs du primaire et du secondaire, et  $\tau_2$  la constante de temps apparente de l'intégrateur. (voir fig. 4). Soit  $C_1$  la capacité d'entrée et  $R_2$  la résistance de charge. On peut alors définir deux constantes de temps,  $\sqrt{L_1 C_1}$  et  $L_2/R_2$ . Le système de mesure sera optimisé en faisant

$$\tau_1 = \sqrt{L_1 C_1} = L_2/R_2 \quad (29)$$

avec  $(L_1 \cdot L_2)$  fixe. Cela conduit à une expression pour la constante de temps :

$$\tau_1^3 = L_1 L_2 C_1 / R_2 \quad (30)$$

et pour le rapport du nombre de spires

$$(n_1/n_2)^3 = (L_1 L_2)^{1/2} / C_1 R_2^2 \quad (31)$$

Le dimensionnement du transformateur peut maintenant s'effectuer : Primaire 50 spires, secondaire 3 spires, entrefer  $4 \text{ cm}^2 \times 0,07 \text{ cm}$  pour une capacité d'entrée de 16 pF, collecteur compris, et  $R_2 = 75 \Omega$ .

L'intégrateur utilisé possède une constante de temps apparente de  $2,5 \cdot 10^{-6}$  sec. D'après (28) la sensibilité du système s'avère égale à  $I/V = 24 \text{ mA/Volt}$ , et la constante de temps  $\tau_1 = 1,35 \cdot 10^{-7}$  sec.

### 3. Résultats de mesures.

#### 3.1 Oscillogrammes du courant collecté.

Les oscillogrammes des figures 5, 6 et 7 sont extraits d'une série de mesures faites dans l'hydrogène à  $12 \mu$  et avec un orifice de 0,85 mm de rayon. D'autres mesures faites avec un orifice de 0,6 mm de rayon ont donné le même spectre d'énergie. La fig. 7 montre un cas avec grande tension de répulsion, seuls les ions rapides parviennent au collecteur. L'impulsion de courant est très courte, ce qui signifie que le plasma se refroidit très vite après la cessation du courant HF, donc du confinement.

La Fig. 5 montre un cas avec tension de répulsion nulle. Toutes les énergies sont donc présentes. Si l'on considère que les ions doivent parcourir au moins la distance entre le bord de la bobine et le système de grilles, ce qui fait environ 10 cm et que la vitesse des ions est de quelques  $\text{cm}/\mu\text{sec.}$ , leur temps de parcours est de plusieurs  $\mu\text{sec.}$  Une résolution dans le temps n'est donc pas obtenue, la durée de l'impulsion HF étant inférieure au temps de parcours. Au contraire, l'oscillogramme ressemble plutôt à un spectre de temps de vol.

### 3.2 Spectres d'énergie.

Comme la résolution dans le temps n'est pas réalisée, on ne peut pas relever le spectre d'énergie à un instant donné. On peut tout au plus reporter l'intégrale du courant en fonction du potentiel de répulsion, ce qui donne une valeur moyenne pendant le cycle de chauffage. Les figures 9, 10 et 11 montrent le spectre intégral relevé à une pression de remplissage de 12  $\mu$ , 24  $\mu$  et 38  $\mu$ . Les mesures sont faites avec un pouvoir de résolution de 3,7 eV. Le cas de 17  $\mu$  est reporté dans la figure 8. L'allure générale des spectres est caractérisée par une partie rectiligne au-dessus d'une certaine énergie. La répartition est donc maxwellienne au-delà de cette énergie. Les énergies thermiques sont indiquées dans les figures.

Du côté des basses énergies la pente des courbes est plus grande. On peut interpréter ceci en supposant que le spectre d'énergie contient un groupe d'ions plus froid. L'origine d'un groupe froid s'explique de deux manières :

- a) Comme l'apport d'énergie est essentiellement variable dans le temps, il y a une superposition de spectres à températures différentes.
- b) Avant de pénétrer dans le sélecteur, les ions traversent une couche de plasma froid située près de l'orifice. Au passage de cette couche, les ions lents sont fortement ralentis tandis que les ions rapides sont peu influencés. Par conséquent, un spectre qui est maxwellien au départ reste inchangé dans sa partie rapide, mais il se déforme dans la région des basses énergies.

### 3.3 Freinage des particules traversant un plasma froid.

La conductibilité thermique est cause d'un fort gradient de température près des parois. D'après un calcul non mentionné dans ce travail, on peut estimer une température électronique moyenne de 2 eV dans une couche d'environ 0,5 cm. Le temps d'équipartition calculé d'après l'expression (5) est de 0,34  $\mu$ sec pour une densité de  $2,5 \cdot 10^{20}$ .

Un proton de 12 eV traverse la couche en un dixième de  $\mu\text{sec}$ . Son énergie s'abaisse d'un facteur  $\exp(0,1/0,34) = 1,34$ . On trouve donc le bon ordre de grandeur pour le freinage occasionné par la couche froide.

### 3.4 Mesure de la température électronique.

Si l'on inverse la polarité des potentiels du sélecteur d'énergie, on collecte les électrons. La fig. 12 montre le spectre d'énergie des électrons pour une pression de remplissage de  $12 \mu$ . Le spectre est parfaitement maxwellien, il correspond à une température de 2,2 eV. La tension de la grille No 1 est de +9 V. Avec d'autres tensions, on obtient la même température. La position du coude de la courbe fig. 12 indique que les électrons partent d'une région où le potentiel du plasma est voisin de zéro. En outre, le courant collecté est de 30 fois supérieur au courant des ions. Cela explique que la région de l'orifice émet un courant à la manière d'une cathode, avec une intensité déterminée par la vitesse et la densité des électrons. L'excédent d'électrons s'explique par l'émission secondaire occasionnée par les ions heurtant l'électrode côté plasma.

### 3.5 Influence des impuretés.

Une adjonction d'air abaisse la température. La figure 13 donne la répartition d'énergie pour les mélanges  $17\mu\text{H}_2 + 2\mu \text{ air}$  et  $17\mu\text{H}_2 + 5\mu \text{ air}$ . On ne distingue plus de partie rectiligne, la pente moyenne correspond à une température de 5,7 et 4,5 eV respectivement.

### 3.6 Densité du plasma.

La valeur absolue du courant collecté est en relation directe avec la densité du plasma à condition d'avoir une résolution dans le temps et de connaître le taux d'émission secondaire du collecteur. Ce dernier devrait être mesuré séparément, car il dépend de l'état de surface de l'électrode. Nous n'avons pas cherché à interpréter nos mesures dans ce sens.



4. Appendice.

Pendant la période de chauffage les ions ne subissent qu'un à deux chocs avec la couche limite. Nous allons décrire le processus de chauffage lors d'un choc unique.

Soit une paroi se déplaçant à une vitesse  $w$  sous l'action de la pression magnétique  $(1 + \cos 2\omega t) B^2/4\mu_0$ . La pression moyenne est en équilibre avec la somme de la pression électrique  $p_e$  et de la pression ionique moyenne  $\bar{p}_i$  :

$$B^2/4\mu_0 = p_e + \bar{p}_i \quad (32)$$

Les ions sont supposés monocinétiques avec une répartition isotrope dans l'espace. Leur énergie est

$$mv^2/2 = \frac{3}{2} kT_i \quad (33)$$

La pression qu'exercent les ions sur la paroi est donnée par

$$p_i = \int m\Delta v df \quad (34)$$

$$\text{avec } \Delta v = 2(w - v\cos\theta) \quad (35)$$

$$\text{et } df = \frac{n}{4\pi} \sin\theta d\theta d\varphi (w - v\cos\theta) \quad (36)$$

Considérons seulement le cas  $w < v$ . L'intégrale est à effectuer de  $\varphi = 0$  à  $\varphi = 2\pi$  et de  $\cos\theta = w/v$  à  $\cos\theta = -1$ , ce qui donne

$$p_i = \frac{1}{3} mnv^2 (w/v + 1)^3 \quad (37)$$

L'équation d'équilibre de pression s'écrit maintenant en pensant à (32)

$$(1 + \cos 2\omega t) \frac{B^2}{4\mu_0} = \frac{1}{3} mnv^2 (w/v + 1)^3 + \frac{B^2}{4\mu_0} - \bar{p}_i \quad (38)$$

d'où l'on tire

$$\frac{w}{v} = \left( \frac{\bar{p}_i}{nkT_i} + \cos 2\omega t \right)^{1/3} - 1 \quad (39)$$

avec l'abréviation

$$a = B^2 / 4\mu_0 nkT_i \quad (40)$$

Il est évident que la paroi doit revenir à la même position après chaque pulsation. Il faut donc que l'intégrale  $\int_0^{\pi} w dt$  s'annule, ce qui conduit à l'équation

$$\int_0^{\pi} \left( \frac{\bar{p}_i}{nkT_i} + a \cos x \right)^{1/3} dx = \pi \quad (41)$$

Prenons un exemple typique  $a = 4$ . Par intégration numérique on peut aisément résoudre (41) ce qui donne  $\bar{p}_i / nkT_i = 3,1$ . ( $w/v$  doit rester inférieur à l'unité, ce qui est bien le cas.) La pression moyenne qu'exerce la paroi sur les ions est supérieure à la pression cinétique  $nkT_i$ . L'excédent est dû à un effet semblable à la pression de radiation  $p_r$ :

$$p_r = 2,1 nkT_i \quad (42)$$

Par la même occasion on trouve l'amplitude du mouvement de la couche limite qui est de 0,62 mm. L'énergie maximum est donnée par  $\frac{m}{2} (2w+v)^2$  lorsque  $\cos 2\omega t = 1$ . Avec les valeurs ci-dessus introduites dans (39) on obtient  $E_{\max} = 0,76 B^2 / \mu_0 \text{ en}$ . Pour l'exemple cité au début de ce travail :  $B = 0,085$  et  $n = 8,5 \cdot 10^{20}$  cela fait  $E_{\max} = 32 \text{ eV}$ . D'après (40) la température ionique initiale est de 2,6 eV.

La paroi accélère donc les ions à une énergie considérable lors de chaque demi-période. Il peut y avoir formation de jets concentriques dès que le libre parcours moyen devient comparable au rayon du récipient.

Cherchons maintenant la puissance moyenne du chauffage ionique. La puissance HF est égale à la composante alternative de la pression multipliée par la vitesse de déplacement

$$P(t) = \frac{B^2}{4\mu_0} w S \cos 2\omega t \quad (43)$$

et la moyenne dans le temps

$$\bar{P} = \int_0^T P(t) dt / T \quad (44)$$

En introduisant (39) et en faisant  $Q = \frac{2}{3} \bar{P} / (\text{en} \cdot \text{Volume})$  on obtient l'élévation moyenne de température en électron-volts par seconde, soit

$$Q = \frac{(e/m)^{1/2}}{2\pi\sqrt{3}r} \left( \frac{B^2}{\mu_0 \text{en}} \right) \frac{1}{\sqrt{a}} \int_0^\pi \cos x \left( \frac{\bar{p}_i}{nkT_i} + a \cos x \right)^{1/3} dx \quad (45)$$

L'intégration numérique montre que l'expression ci-dessus varie peu avec  $a$  dans le domaine qui nous intéresse. La valeur approximative est

$$Q \approx \frac{0,09}{r} \left( \frac{e}{m} \right)^{1/2} \left( \frac{B^2}{\mu_0 \text{en}} \right)^{3/2} \quad (46)$$

La puissance moyenne par ion est de 10 eV/ $\mu$ sec pour l'exemple que nous venons de citer, ce qui fait 1 eV par pulsation.

REFERENCES

- 1) R. Keller. Mesure du vecteur de propagation à l'intérieur d'un plasma confiné et chauffé par un champ de haute fréquence. Rapport LRP 15/65, mars 1965, Lausanne.
- 2) E.S. Weibel. Dynamic stabilization of a plasma column. Phys. of Fluids 3, 946 (1960).
- 3) E.S. Weibel. Heating and confinement of a plasma by alternating magnetic fields. Rapport LRP 3/63, avril 1963, Lausanne.
- 4) L. Spitzer. Physics of fully ionized gases. Interscience Publishers Inc., New-York 1956, page 80.
- 5) H.P. Eubank. Ion and electron energy distribution in the model C Stellarator. MATT-Q-22, Annual Report 1964, page 63. Princeton University.
- 6) D.W. Mason. An electrostatic ion-energy analyzer. Journ. Nucl. Energy Part C. Vol 6, 553 (1964).
- 7) H.P. Eubank and T.D. Wilkerson. Ion energy analyzer for plasma measurements. Rev. Scient. Instr. 34, 12 (1963).
- 8) C. Renaud et J. Tachon. Spectre d'énergie et de masse des ions d'un jet de plasma. Journ. Nucl. Energy, Part C, 5, 235 (1963).
- 9) W.M. Hooke, M.A. Rothman, J. Sinnis and J. Adam. Temperature and power measurements in a plasma heated by absorption of ion cyclotron waves. Phys. of Fluids 8, 1146 (1965).
- 10) R.L. Bingham, L.M. Goldman and R.W. Kilb. Energy distribution of particles leaving a  $\theta$ -Pinch. Conference on Plasma Physics and controlled nuclear fusion research. CN-21/87. Culham 1965.
- 11) C.W. Caldwell. Double grid repeller system to improve electron resolution in low energy electron diffraction equipment. Rev. Sc. Instr. 36, 1500 (1965).
- 12) H.H. Fleischmann, D.E.T.F. Ashby and A.V. Larson. Errors in the use of mass analyzers in plasma physics. Nuclear Fusion 5, 349 (1965)
- 13) W. Bieger, D. Dorn, P. Noll und H. Tuzcek. Anwendung einer Gegenfeldmethode zur Teilchenanalyse an einem Plasmabeschleuniger. Proceedings of the fifth International Conference on Ionization Phenomena in Gases. Munich (1961) Vol. II, p. 1310.

- 14) W.B. Nottingham. Handbuch der Physik 21, p 34 (1956).  
S. Flügge. Springer-Verlag.
- 15) O. Lloyd. High vacuum measurement by means of virtual cathode  
relaxation time. Culham reprint CLM-P80, July 1965.

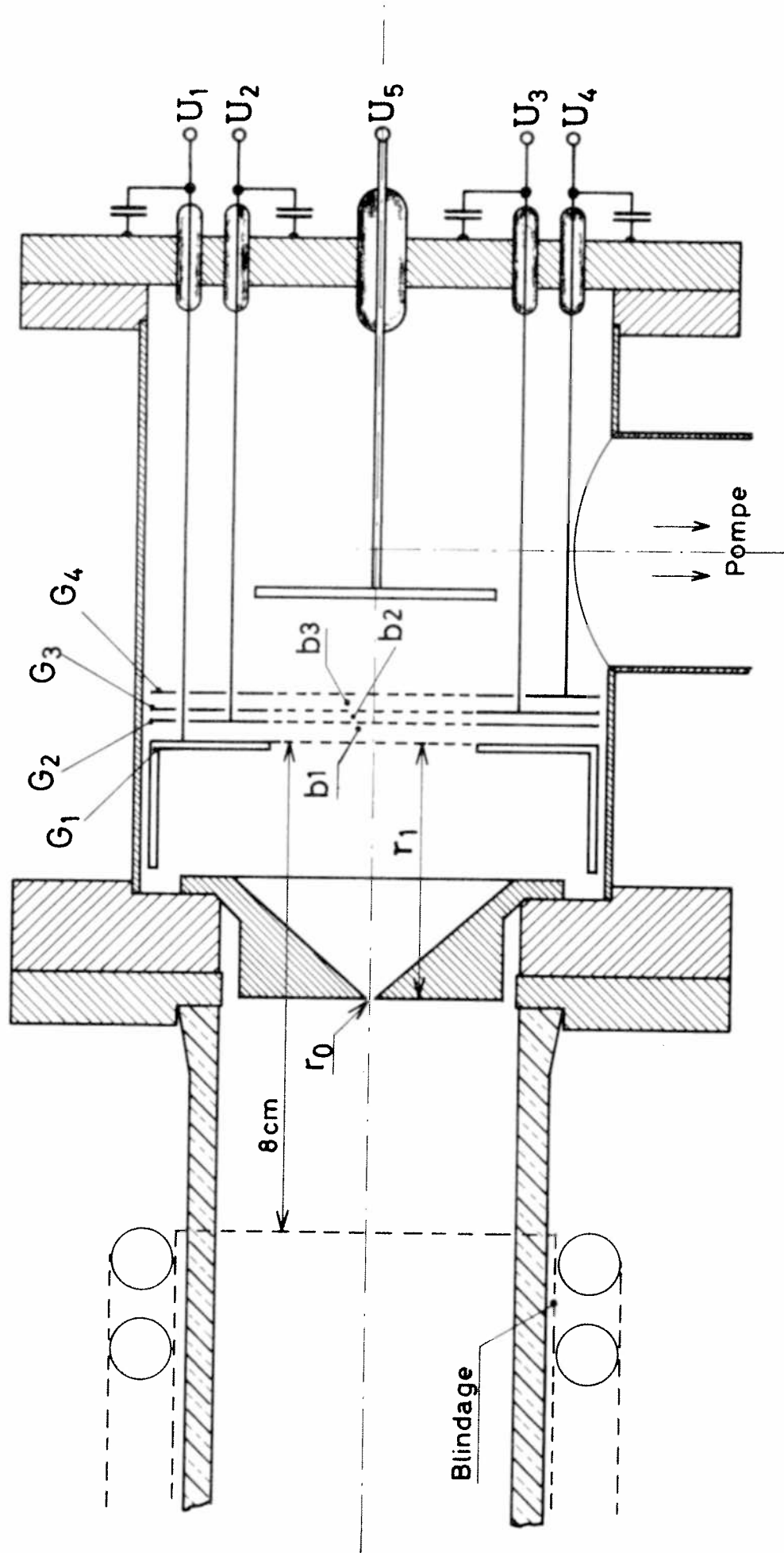


Fig.1 Sélecteur électrostatique

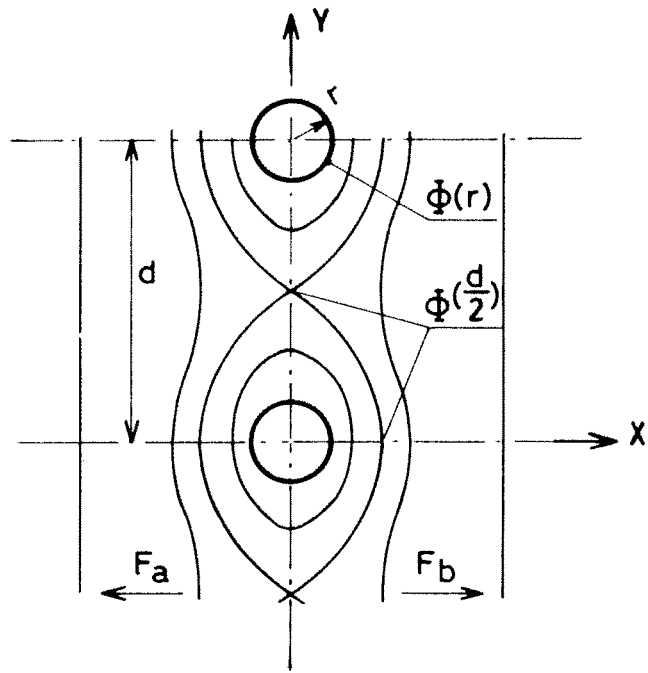


Fig.2 Champ d'une grille

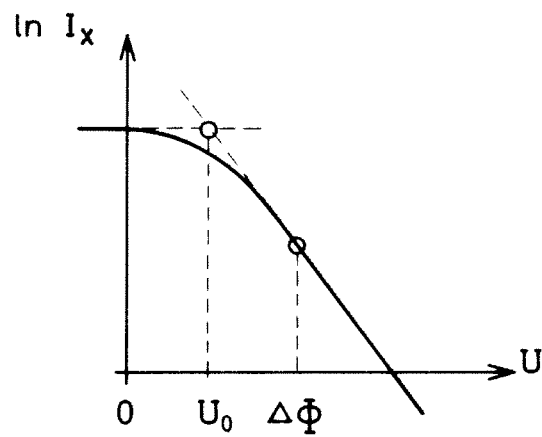


Fig.3 Pouvoir de résolution

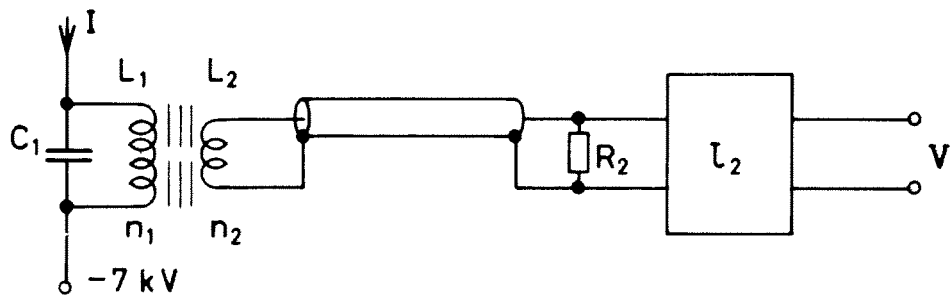


Fig.4 Mesure du courant

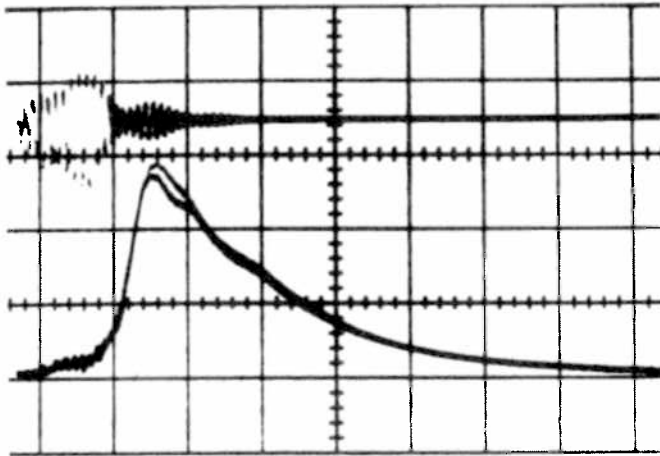


Fig. 5

en haut : signal HF  
 en bas : courant au collecteur  
 tension de répulsion nulle  
 50 mA/div; 2  $\mu$ sec/div.

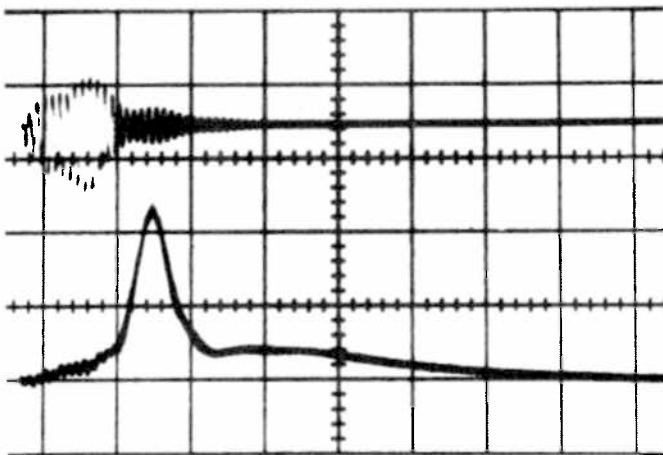


Fig. 6

en haut : signal HF  
 en bas : courant au collecteur  
 tension de répulsion 6,5 V  
 50 mA/div; 2  $\mu$ sec/div.

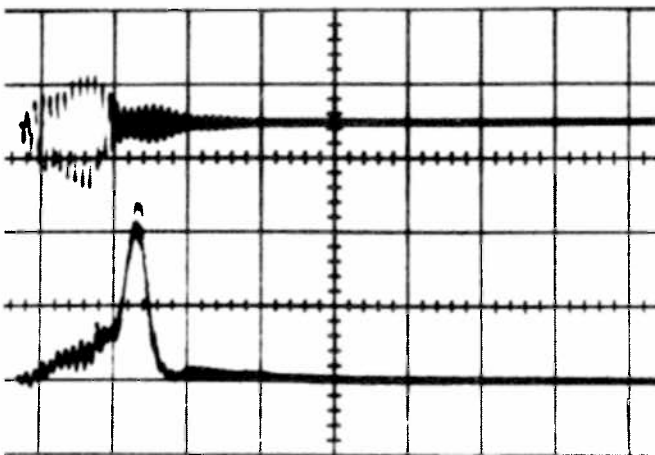


Fig. 7

en haut : signal HF  
 en bas : courant au collecteur  
 tension de répulsion 23 V  
 25 mA/div; 2  $\mu$ sec/div.



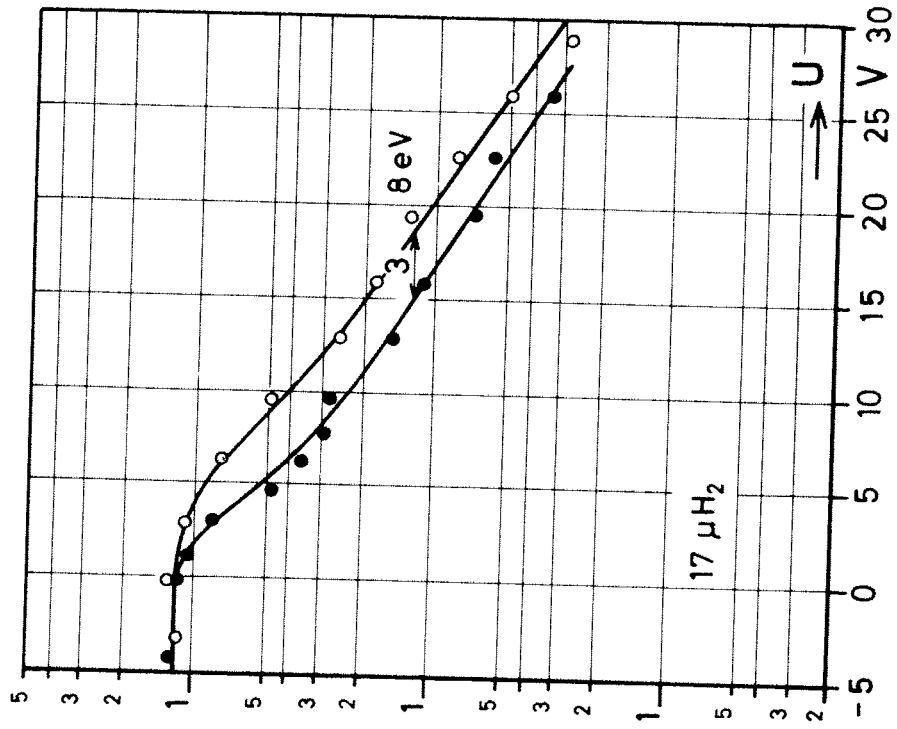


Fig. 8 Spectre d'énergie des ions avec deux tensions de grilles différentes

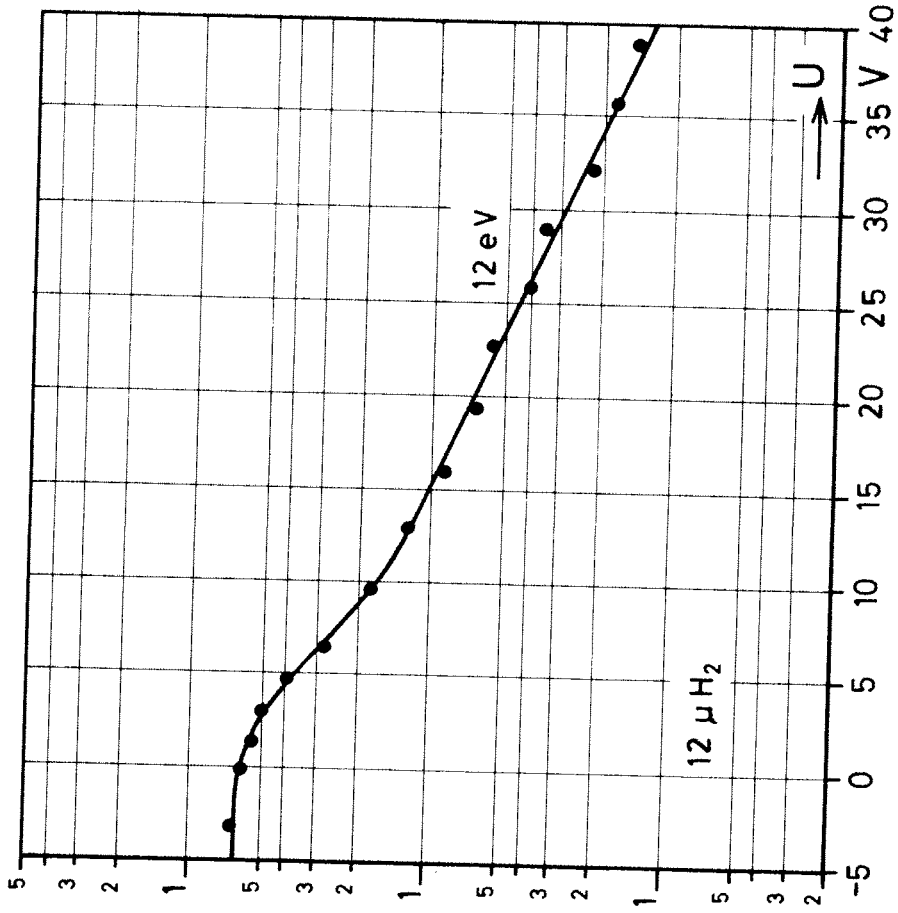


Fig. 9 Spectre d'énergie des ions

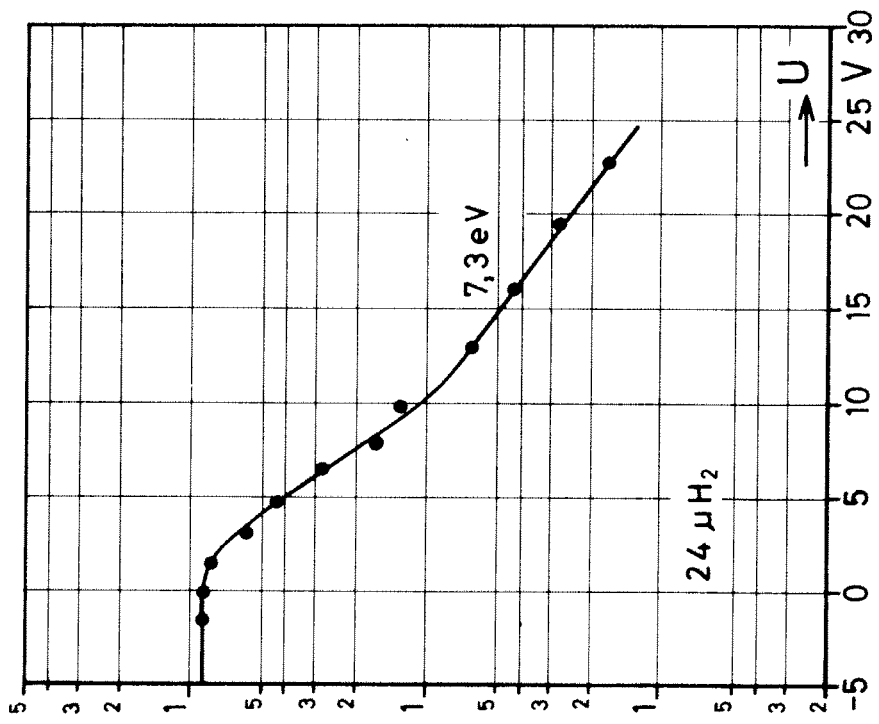


Fig.10 Spectre d'énergie des ions

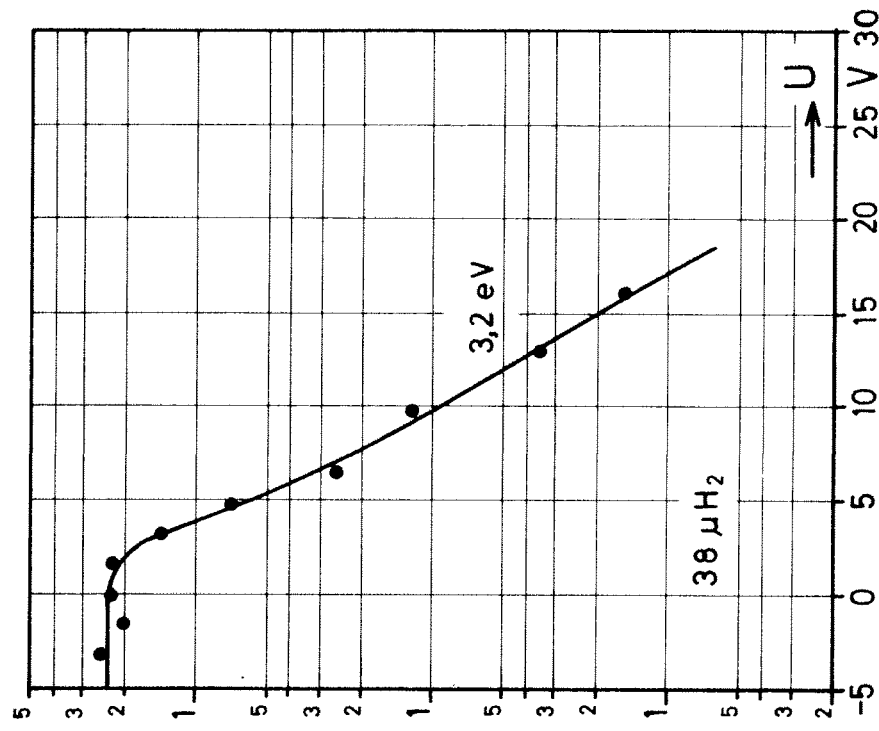


Fig.11 Spectre d'énergie des ions

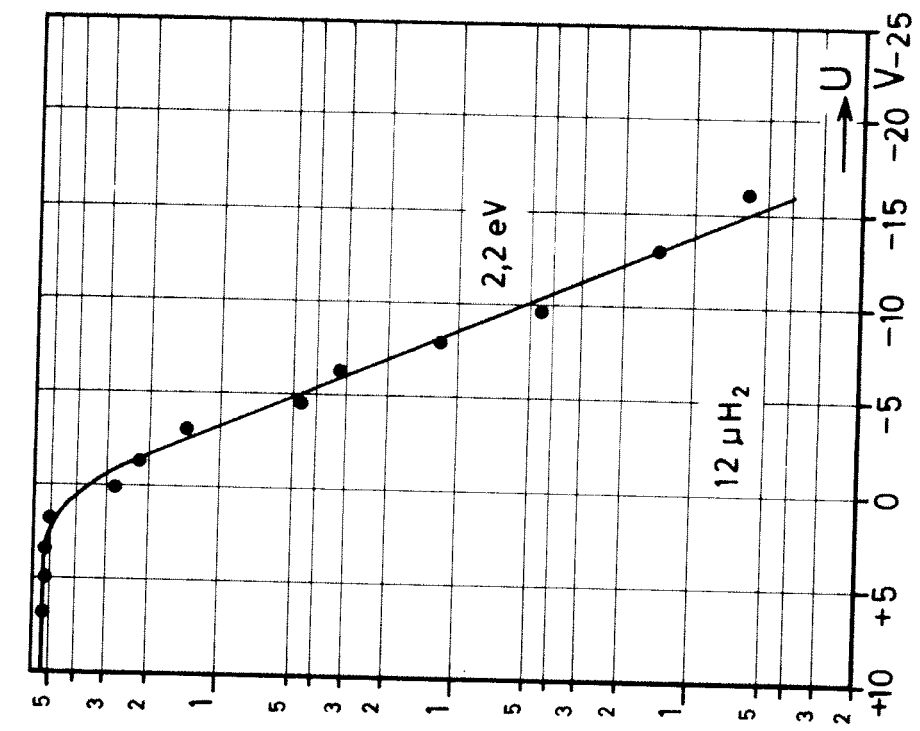


Fig.12 Spectre d'énergie des électrons

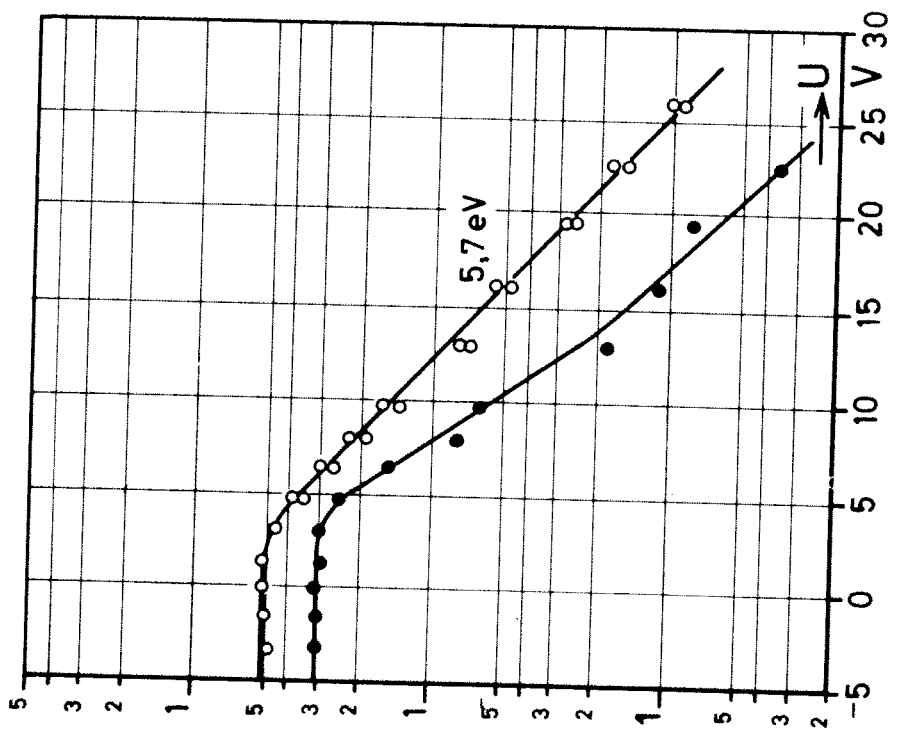


Fig.13 Courbe supérieure:  $17 \mu\text{H}_2 + 2 \mu \text{ air}$   
 " " inférieure:  $17 \mu\text{H}_2 + 5 \mu \text{ air}$