

Novembre 1967

LRP 33/67

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

MESURES DE DENSITE ELECTRONIQUE DANS UNE DECHARGE AXIALE DE
PREIONISATION A L'AIDE D'UN INTERFEROMETRE AMELIORE

A. Heym

LAUSANNE

MESURES DE DENSITE ELECTRONIQUE DANS UNE DECHARGE AXIALE DE
PREIONISATION A L'AIDE D'UN INTERFEROMETRE AMELIORE

A. Heym

A b s t r a c t

A Mach Zehnder interferometer is described which is used for electron line density measurements of a rapidly varying plasma. The density profile of the plasma is obtained by scanning a 3 mm wide He-Ne laser beam across the diameter of the discharge tube. Fringe detection is made with a system of two photomultipliers which allows one to follow the sense of variation of the electron line density in an unambiguous manner. This interferometer is used to measure the electron line density of an axial current discharge in 25 mTorr H^2 . Complete ionisation of the gas is found after 9 μ sec. The gas remains in a fully ionised state until the discharge current is crowbarred. Electron loss is observed to be governed by ambipolar diffusion for time greater than 10 μ sec after crowbar.

Lausanne

Introduction

La mesure de la densité électronique d'un plasma par des méthodes interférométriques est un procédé de diagnostic classique en physique des plasmas. Elle est basée sur l'étude de la variation de l'indice de réfraction d'un milieu en fonction de sa densité électronique. La rotation de l'angle de phase d'un faisceau lumineux passant à travers un plasma est donné par la formule approximative (1):

$$\varphi = - \frac{e^2 \lambda}{mc^2} \int_0^L n_e dx = - 2.8 \cdot 10^{-13} \lambda N_e L$$

où N_e est la densité électronique moyenne le long de L en cm^{-3} , λ et L respectivement la longueur d'onde de la lumière et la longueur du plasma en cm.

Cette relation est valable dans le visible et le proche infrarouge. Elle ne tient compte que du gaz électronique; l'effet des gaz ionique et neutre étant négligeable pour l'hydrogène fortement ionisé à basse pression. La mesure du déphasage intervient dans un interféromètre qui peut être du type de Michelson (2), Mach Zehnder (3) ou encore Twyman-Green (4). La détection des franges est faite soit photographiquement, soit par des photomultiplicateurs. Dans un type particulier d'interféromètre proposé par Ashby-Jephcott (5) on renvoie la lumière directement sur elle-même dans le laser où elle modifie la population des états excités et module la quantité de lumière émise par le laser.

L'une des difficultés des mesures interférométriques est la détermination à tout instant du sens d'évolution de la densité électronique. Cette difficulté est encore augmentée lorsqu'on cherche à étudier des

plasmas de faible densité bien que totalement ionisés, animés de mouvements rapides. Plusieurs auteurs ont proposés des montages permettant de distinguer le sens d'évolution de la densité électronique (3,6). Le montage de A.L. Besse et J.G. Kelly, qui est le plus proche du nôtre, comporte aussi une détection de deux signaux déphasés de 90° . Un tel système a des avantages déterminants. Le signal transmis par un photomultiplicateur analysant une frange d'interférence a la forme: $I_1 = 1 + \cos\varphi$. La phase de ce signal n'est connue qu'au signe près: $\varphi = \pm \varphi_0 + 2k\pi$. Si l'on analyse simultanément un signal déphasé de 90° : $I_2 = 1 + \sin\varphi$, l'indétermination du signe est levée car dans ce cas: $\varphi = \varphi_0 + 2k\pi$.

La détection selon deux faisceaux présente encore l'avantage d'une grande sensibilité. Grâce au déphasage de 90° , on dispose à tout instant d'un signal pour lequel l'angle de phase se trouve au voisinage du zéro de la sinusoïde, assurant le maximum de variation d'amplitude pour une variation angulaire donnée.

Le montage de A.L. Besse et J.G. Kelly ne prévoit pas l'enregistrement simultané d'une trace de référence indiquant l'amplitude des franges et la phase initiale de telle sorte que la précision du dépouillement dépend de la stabilité du déphasage dont le réglage lui-même est déjà peu précis par une méthode de figure de Lissajou. Ces auteurs annoncent une précision d'un douzième de frange, alors que nous observons de façons significatives des variations du centième de frange dans de bonnes conditions.

Description de l'appareil

L'interféromètre se présente sous la forme d'un bâti rigide construit avec de la tôle d'aluminium de 5 mm d'épaisseur (fig. 1). Il est suspendu par l'intermédiaire d'amortisseurs à un chariot permettant son déplacement latéral. La distance entre les miroirs est de 1 m dans les branches verticales et de 2,25 m dans les branches horizontales.

La source de lumière est un laser à gaz continu He-Ne qui délivre une énergie de 3 mW à 6328 \AA en un faisceau de 3 mm de diamètre. Un filtre interférentiel de 2.5 \AA de largeur de bande protège le système de détection contre la lumière propre du plasma.

Le faisceau lumineux sortant de l'interféromètre est étendu à l'aide d'une lentille jusqu'au diamètre de 2 cm et projeté sur un écran percé de deux fentes réglables. La lumière restante est dirigée par un jeu de miroirs sur deux photomultiplicateurs dont les photocathodes sont protégées de la lumière ambiante par des filtres rouges "Wratten".

Le miroir semi-transparent de sortie n'est pas exactement parallèle aux trois autres miroirs de l'interféromètre. Son inclinaison est réglée pour que des franges apparaissent parallèlement aux fentes et que leur espacement égale quatre fois la distance entre les fentes.

On excite l'interféromètre comme un diapason à sa fréquence de résonance mécanique. L'oscillation qui en résulte fait varier la longueur des chemins optiques et provoque le défilement des franges projetées sur l'écran.

Les signaux transmis par les photomultiplicateurs sont ainsi deux sinusoïdes déphasés de 90° sur lesquelles s'inscrivent les variations entraînées par l'évolution de la densité électronique du plasma contenu dans l'une des branches de l'interféromètre. On contrôle la phase des deux signaux en formant une figure de Lissajou circulaire sur l'écran d'un oscilloscope X-Y.

Mesures

L'interféromètre a été testé sur la décharge linéaire servant de préionisation dans une expérience de striction à champ tournant de haute fréquence.

Le courant de la décharge se présente sous la forme d'une impulsion carrée de 13 kA durant 12.5 μ sec, le gaz utilisé est de l'hydrogène à 25 mTorr.

La zone intéressante pour les mesures ultérieures étant située entre des électrodes de haute fréquence, on exclut l'effet du plasma qui se trouve dans le reste de l'enceinte en plongeant jusqu'à ce niveau deux tubes mobiles munis de fenêtres et que nous appelons "look-in".

L'ionisation complète du gaz à la pression de remplissage produit une densité électronique de $1.65 \cdot 10^{15} \text{ e}^-/\text{cm}^3$. Une telle variation de la densité électronique, intégrée sur une longueur utile de 50 cm, entraîne l'apparition de 0.23 frange à la sortie de notre interféromètre.

Les mesures sont faites à l'aide de deux oscilloscopes à double faisceaux qui enregistrent d'une part les signaux correspondant au défilement des franges lentes dues à l'agitation mécanique de l'interféromètre et, d'autre part, ceux provenant des franges rapides relatives au changement de l'indice de réfraction du plasma.

Le schéma d'une mesure est le suivant (fig. 2). On photographie pendant 3 msec. l'amplitude des franges lentes en débloquent les faisceaux de l'oscilloscope correspondant aux traces rapides sans déclencher leur balayage. L'enregistrement des franges lentes est ensuite entrepris à la vitesse de déviation de 100 μ sec/cm. Après un délai d'attente de 500 μ sec environ, on démarre le courant de la décharge ainsi que le balayage des traces correspondant aux franges rapides.

Lors du dépouillement, on détermine l'amplitude d'une frange complète et la phase initiale à l'aide des empreintes verticales inscrites au début des traces rapides. L'étude comparée des traces déphasées de 90° l'une par rapport à l'autre permet de déterminer à tout instant et sans ambiguïté le signe des variations de la densité électronique. Les photographies des franges lentes servent à déterminer la correction entraînée par l'agitation mécanique de l'interféromètre.

Le dépouillement de deux traces rapides simultanées doit en principe conduire aux mêmes valeurs de la densité électronique. Les différences observées permettent de se faire une idée de la précision de la méthode. En annulant le déphasage des signaux, la concordance des résultats tirés de l'étude de deux traces simultanées est meilleure que $10^{14} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ tant que les traces se trouvent au voisinage des zéros des sinusoides parcourues par les franges. L'écart entre les résultats augmente à mesure que les traces se rapprochent des sommets des franges. En déphasant les signaux exactement de 90° et en sélectionnant à tout instant la trace qui évolue dans la partie centrale des franges, on obtient une mesure dont l'erreur n'est jamais plus grande que $10^{14} \text{ e}^-/\text{cm}^3$.

Effet des fenêtres

Les fenêtres des look-in, exposées au bombardement du plasma, subissent une transformation instantanée qui apparaît comme une augmentation de leur épaisseur optique. Il en résulte une rotation parasite de l'angle de phase qui peut aller jusqu'à 27° (fig. 3). Cette rotation correspond à une augmentation de l'épaisseur optique de la fenêtre et se soustrait à celle qu'entraîne l'augmentation de la densité électronique. Comme le temps de relaxation de cet effet est beaucoup plus grand que la durée de la décharge, la densité électronique semble tendre vers des valeurs négatives à la fin de l'expérience. L'origine de cette perturbation reste inexplicquée bien que nous ayons réussi à l'éliminer en prolongeant les look-in par des tubes de même diamètre qui protègent les fenêtres d'un contact étroit avec le plasma.

Le diamètre des look-in étant de 10 mm, nous avons contrôlé que la densité électronique mesurée ne varie pas lorsque la longueur des tubes protecteurs varie entre 70 mm et 20 mm, toutes les autres conditions restant constantes. Une autre mesure de contrôle a montré que la valeur de la densité électronique mesurée ne dépend pas de la distance entre les "look-in" lorsque celle-ci varie de 10 cm à 80 cm. Il n'y a donc pas d'accumulation de plasma froid dans les tubes protégeant les fenêtres des look-in.

Effet de la contamination

Nos mesures de densité électronique ont montré le soin extrême qu'il faut apporter à l'élimination des contaminants à l'intérieur du tube de décharge. Les atomes de numéros atomiques élevés, plongés dans la décharge, peuvent subir une ionisation multiple de telle sorte que la mesure du taux d'ionisation du gaz de remplissage se trouve faussée. Lors de nos premières mesures, le nombre total d'électrons présents dans une section du tube à la fin de la décharge était plus grand que celui correspondant à l'ionisation complète du gaz à la pression de remplissage. Le principal contaminant que nous avons mis en évidence est le carbone. Il provient soit de remontées d'huile des pompes à diffusion, soit du dégazage, sous la forme d'hydrocarbures légers, des joints d'étanchéités en caoutchouc. Ces produits sont décomposés sous l'effet des décharges et du carbone, en grande partie sous forme élémentaire, se dépose sur les parois du tube. A chaque nouvelle décharge, le carbone est évaporé des parois et émet suffisamment d'électrons pour fausser la mesure. Il faut remarquer que la pression de vapeur de ces contaminants est très basse, car le vide limite du système de pompage n'est pas perturbé par leur présence, la pression en l'absence de gaz de remplissage est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-6}$ Torr.

On est parvenu à éliminer cette contamination en remplaçant tous les joints de caoutchouc par des joints d'indium et en installant un piège à azote liquide entre la pompe et le tube de décharge. Avant chaque série de mesure enfin, on remplit le tube de décharge à une pression de 30 mTorr d'oxygène pur et on y produit une décharge à haute fréquence d'une puissance de 500 watts. L'oxygène réagit énergiquement avec le carbone et forme des produits gazeux que l'on élimine par pompage. Avant les mesures de densité électronique, on remplace l'oxygène par de l'hydrogène et on poursuit la décharge haute fréquence pour éliminer toute trace d'oxygène dans le tube.

Après un tel traitement, l'intensité de la raie C_{II}° 4267 Å du carbone est réduite d'un facteur 20 lors des décharges à courant fort dans

l'hydrogène (7). La figure 4 montre l'effet du remplacement des joints d'étanchéité et le nettoyage par l'oxygène. Le gaz de remplissage est dans ce cas de l'hélium à la pression de 25 mTorr. On remarque que les densités électroniques sont semblables pendant les premières microsecondes alors qu'elles diffèrent presque d'un facteur 3 à la fin de la décharge.

Résultats expérimentaux

On a mesuré l'évolution temporelle et spatiale de la densité électronique produite par une décharge axiale dans 25 mTorr d'hydrogène. La forme du courant est représentée dans la figure 7. C'est une impulsion carrée de 13 KA d'amplitude; les temps de montée et de descente sont de 2 et 2.5 microsecondes. Le rayon du tube a été exploré en 9 points répartis entre le centre et 23 mm. Chaque mesure a été répétée 3 fois pour en tester la reproductibilité. La figure 5 montre la superposition de 3 mesures faites selon l'axe du tube de décharge. Les fluctuations de la densité électronique pendant toute la durée du passage du courant sont dues à des ondes acoustiques se propageant dans le plasma. Ces fluctuations ne sont pas reproductibles d'un choc à l'autre alors que les densités moyennes le sont. Les moyennes des courbes relevées aux 9 points de mesures permettent de tracer les profils de densité, c'est-à-dire les répartitions de la densité électronique moyenne dans la section du tube de décharge à différents instants (fig. 6). L'intégration de ces courbes donne le nombre moyen d'électrons contenu à chaque instant dans une section du tube. La figure 7 présente ce résultat en pourcent d'ionisation, c'est-à-dire en fraction d'électrons libres présents dans une section du tube par rapport au nombre total d'électrons calculé d'après la pression de remplissage. Cette courbe montre que l'ionisation complète est obtenue au bout de 9 μ sec, elle se maintient ensuite à cette valeur jusqu'à la fin de la décharge. L'existence d'un palier prouve qu'il n'y a pas d'injection d'impureté adsorbées par les parois à la fin de la décharge.

La décroissance de la densité électronique n après la fin de la décharge suit, en reprenant un formalisme déjà utilisé par Quinn (8), une loi de la forme

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_a n / \Lambda^2 - \alpha n^2$$

où D_a est le coefficient de diffusion ambipolaire, $\Lambda^2 = ((\pi/l)^2 + (2.4/r)^2)^{-1}$ la longueur caractéristique de diffusion dans un cylindre de rayon r et de longueur l , α le coefficient de recombinaison. On néglige dans cette expression la diminution de la densité due à l'attachement des électrons sur des ions d'impureté.

La figure 8 montre que le processus de déionisation est rapidement dominé par la diffusion. La chute de la densité électronique observée le long de l'axe à la fin de la décharge correspond à l'inversion du profil de densité dû à la disparition brutale de la pression magnétique comme le montrent également les profils correspondants à 13.5 μ sec et 14.5 μ sec dans la figure 6.

Ces mouvements du plasma masquent totalement le régime de recombinaison qui devrait dominer au début de la déionisation. A cause du faible diamètre du tube de décharge on observe un régime mixte de recombinaison et de diffusion dès la cinquième microseconde après l'interruption du courant. Après une dizaine de microsecondes, le régime de diffusion semble s'établir avec un coefficient $D_a = 4.2 \cdot 10^4 (\text{cm}^2 \text{sec}^{-1})$. Biondi et Brown (9) donnent pour $D_a \approx 700 p (\text{cm}^2 \text{sec}^{-1})$ à 300°K où p est la pression du gaz en Torr. En admettant une dépendance quadratique de D_a avec la température du gaz et l'égalité entre la température du gaz et celle des électrons, on est conduit dans notre cas à une température de l'ordre de 1.5 ev. Cette valeur dont la grandeur est surtout indicative est compatible avec celles trouvées par d'autres auteurs dans des conditions semblables.

Conclusion

Les mesures montrent que l'on peut suivre l'évolution de la densité électronique pendant le passage du courant. L'hydrogène, à une pression initiale de 25 mTorr, est complètement ionisé 9 μ sec après le début de la décharge. Une déionisation rapide, dominée par la diffusion au bout de 10 μ sec, suit la disparition du courant.

La décharge étudiée devant servir de préionisation à une décharge à haute fréquence, on voit que l'on ne peut pas espérer commencer celle-ci avec un taux d'ionisation supérieur à 50 % si l'on désire un plasma exempt de champ magnétique statique.

Remerciements

Ce travail a été financé par le Fonds National de la Recherche Scientifique. Nous remercions M. Berney pour les renseignements spectroscopiques qu'il nous a fournis au cours de ce travail.

Références

- 1) V. ASCOLI-BARTOLI Lectures presented at a Seminar,
Trieste 1965, p 287
- 2) R.G. BUSER and J.J. KAINZ Appl.Opt. 3.1495 (1964)
- 3) B. CARRY Phys. Fluids 8.26 (1965)
- 4) A.L. BESSE and J.G. KELLEY Rev.Sci.Inst. 37, 1497 (1966)
- 5) D.E.T.F. ASHBY, D.F. JEPHCOTT
 Appl.Phys.Letters, 3, 13 (1963)
- 6) D.A. BACKER, J.E. HAMMEL and F.C. JAHODA
 Rev.Sci.Inst. 36, 395 (1965)
- 7) A. BERNEY Mesures spectroscopiques de la
 contamination d'un tube de décharge,
 Private communication
- 8) J.M.P. QUINN Plasma Physics, 7, 113, (1965)
- 9) M.A. BIONDI and S.C. BROWN Phys.rev., 75, 1700 (1949)

Liste des figures

- FIG. 1 Schéma de l'interféromètre. 1 laser, 2 filtre interférentiel, 3 fentes, 4 photomultiplicateurs, 5 chariots de suspensions, 6 excitation de l'oscillation mécanique, 7 tube de décharge, 8 look-in.
- FIG. 2 Oscillogrammes. a) Courant de la décharge $I = 10^{-8}$ KA/div, $t = 5 \mu\text{sec/div}$. b) Franges dues à l'ionisation du plasma, $t = 5 \mu\text{sec/cm}$. c) Franges dues à l'agitation de l'interféromètre $t = 100 \mu\text{sec/div}$.
- FIG. 3 Effet des fenêtres. a) Fenêtres des "look-in" en contact avec le plasma, $\Delta \varphi = 27^\circ$. b) Fenêtres des "look-in" en retrait de 2 cm, $\Delta \varphi = 0$.
- FIG. 4 Effet de la contamination. 25 mTorr Helium $r = 8$.
— avant décontamination, --- après décontamination.
- FIG. 5 Densité électronique selon l'axe de la décharge 25 mTorr hydrogène, trois chocs successifs.
- FIG. 6 Profils de densité électronique.
- FIG. 7 Fraction d'électrons libres présents dans une section du tube de décharge. --- Courant de la décharge.
- FIG. 8 Degré d'ionisation après la fin de la décharge
--- moyenne sur la section, — le long de l'axe.

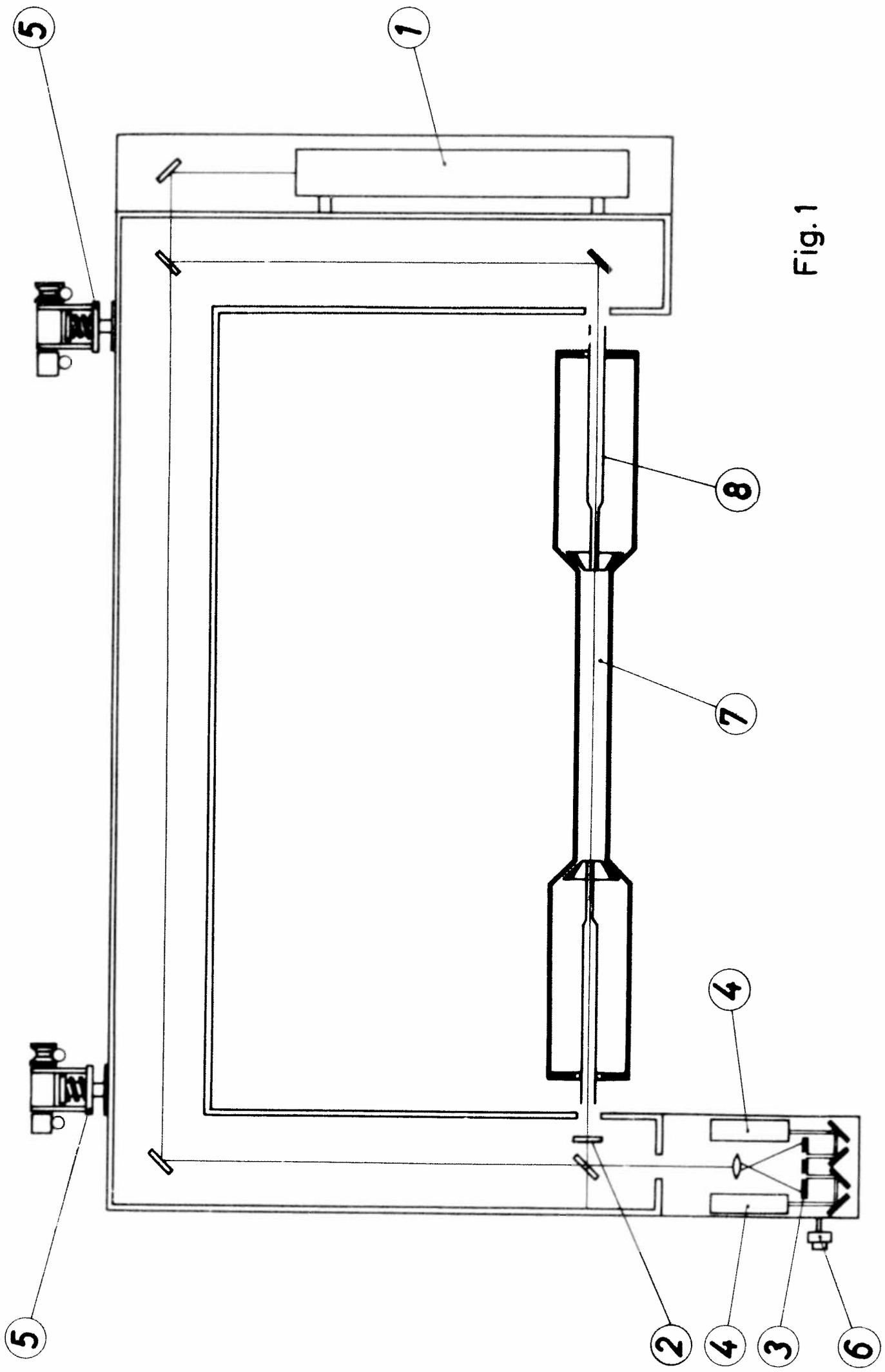
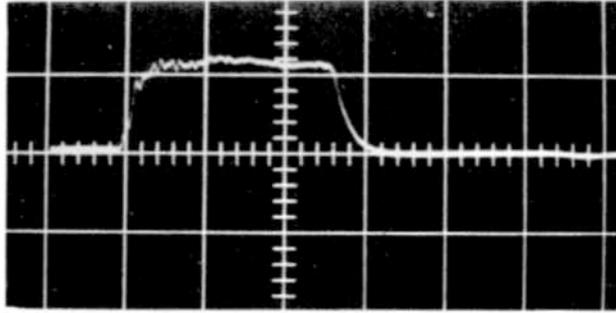
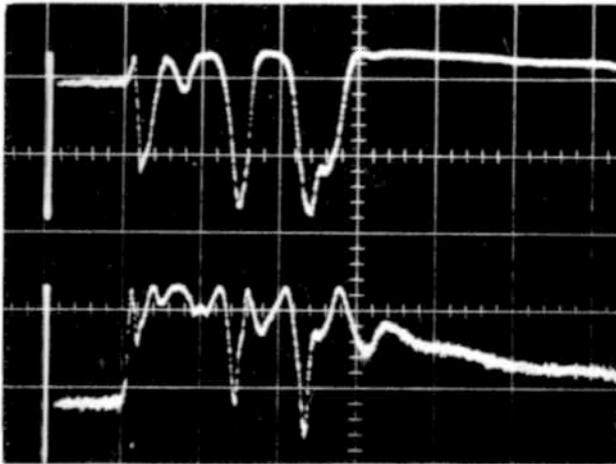


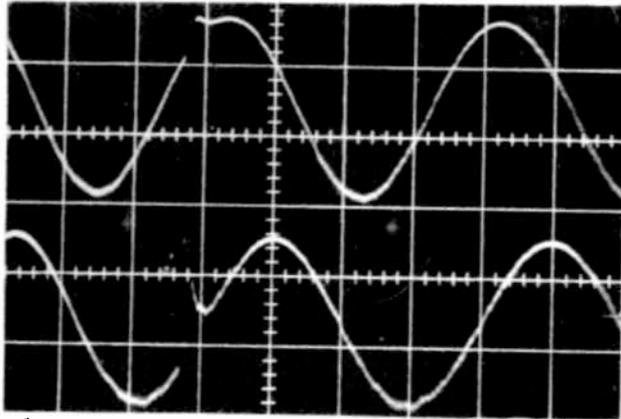
Fig. 1



a)

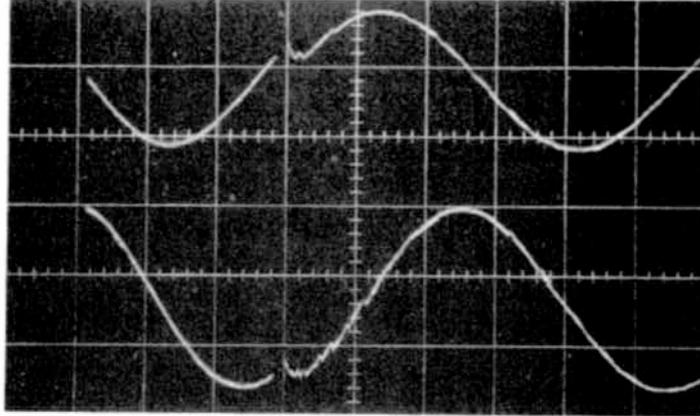


b)

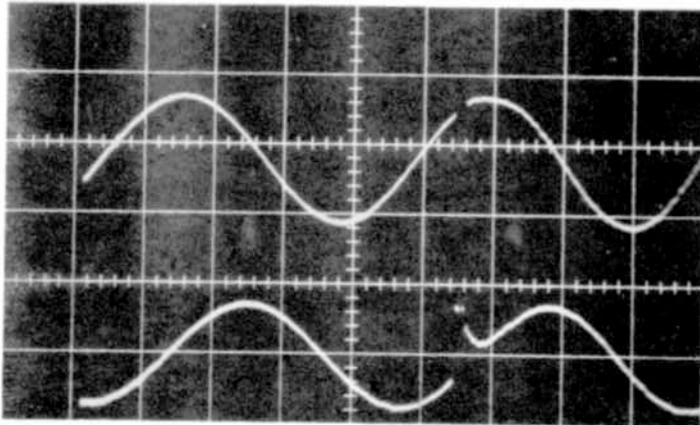


c)

Fig. 2

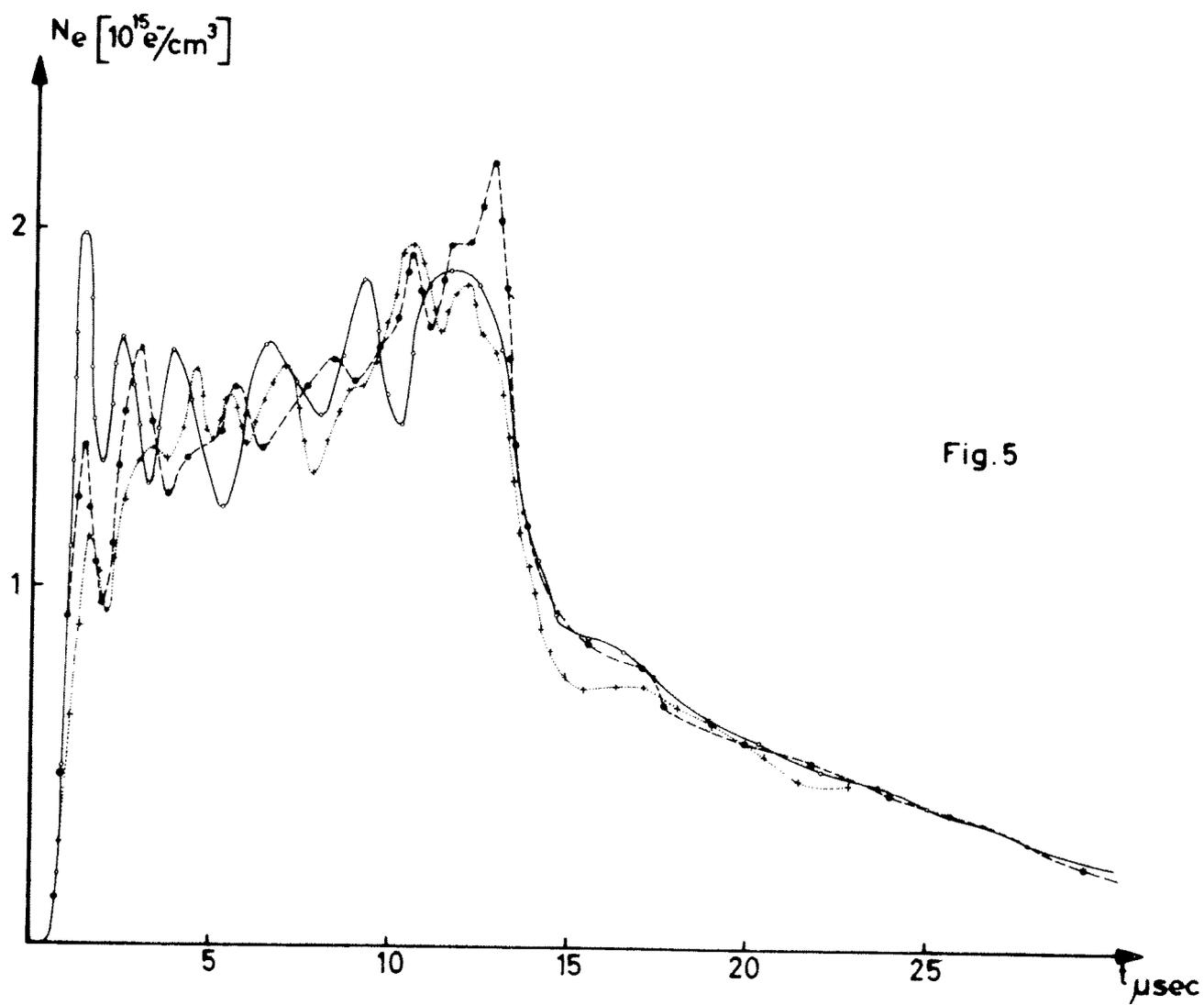
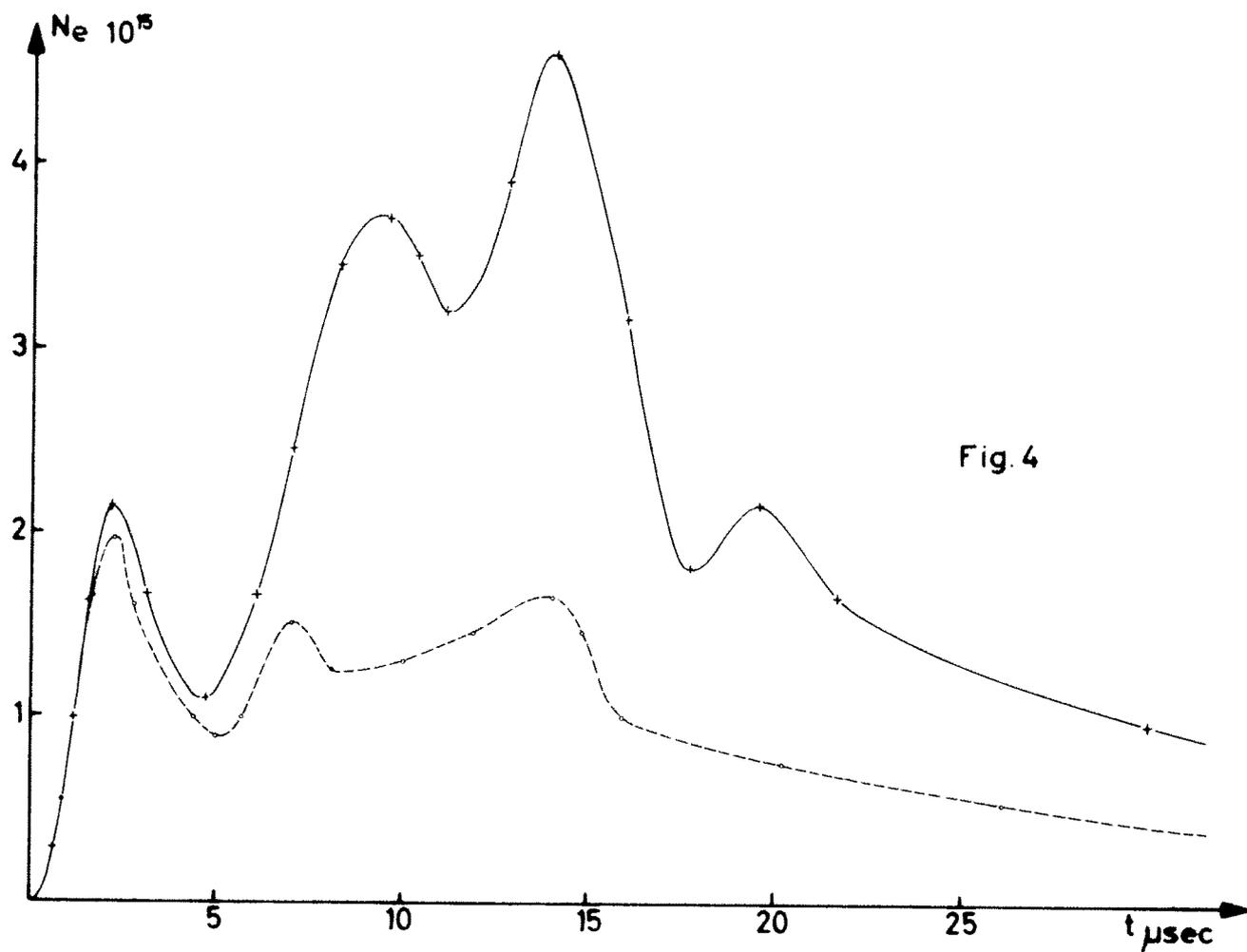


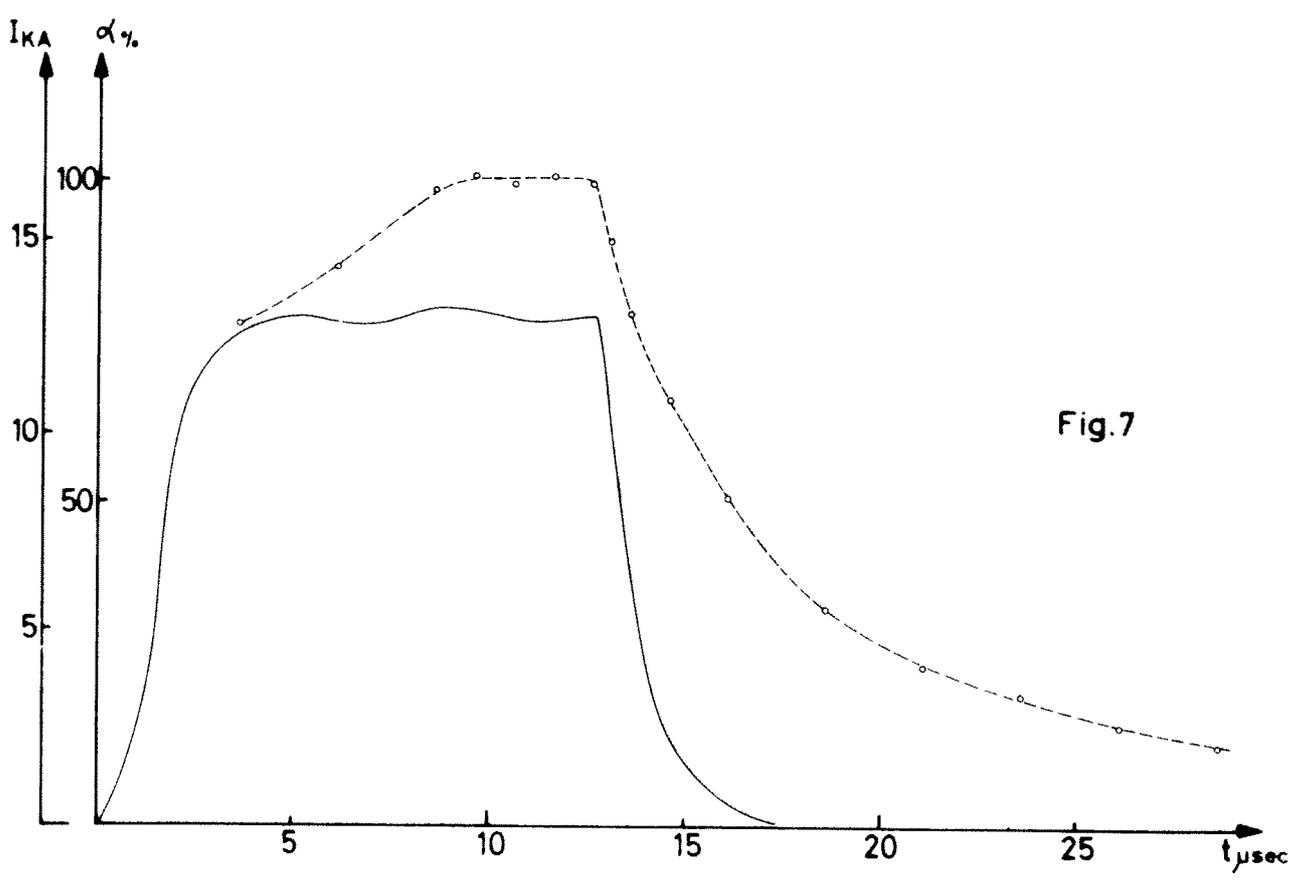
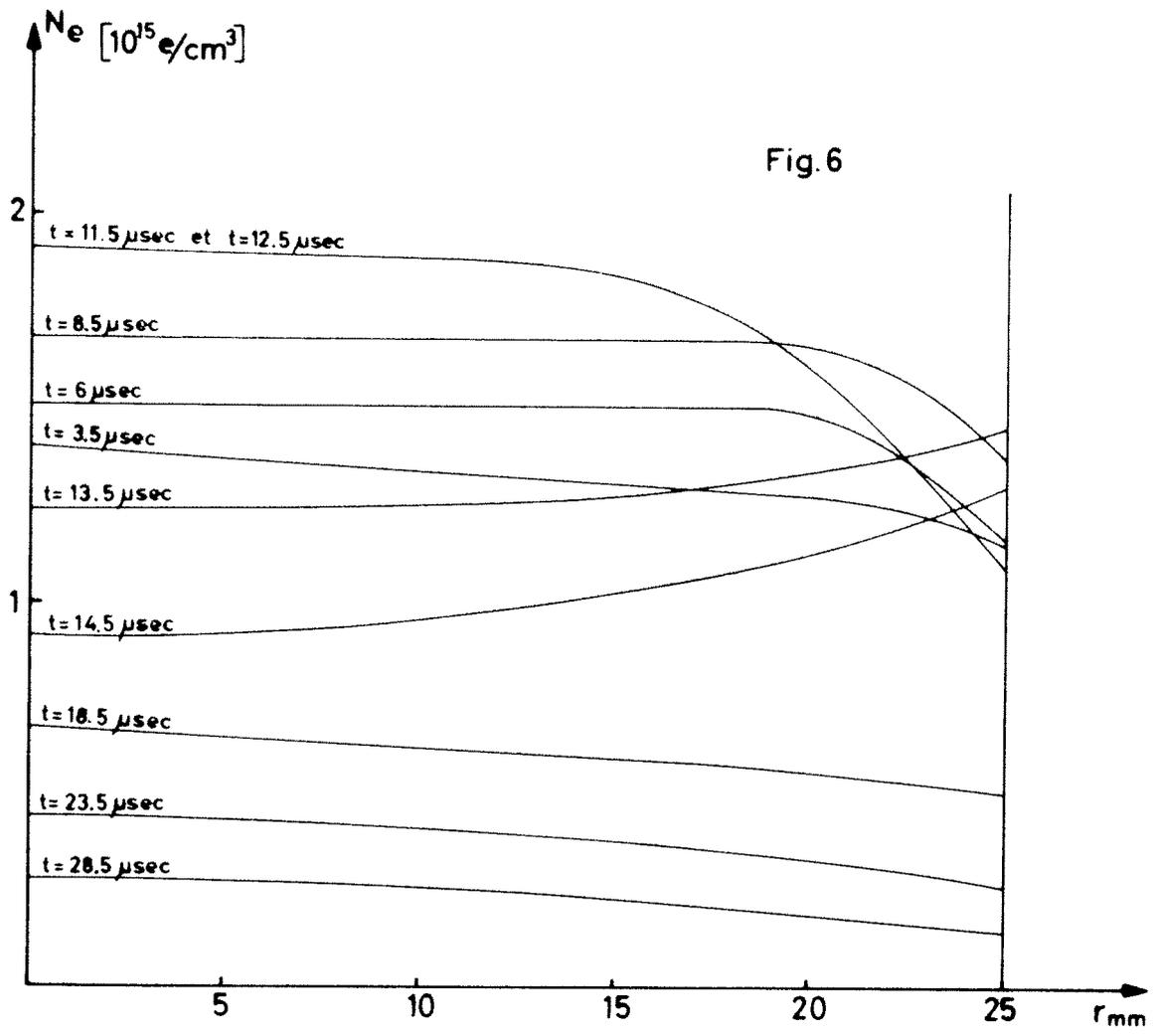
a)



b)

Fig. 3





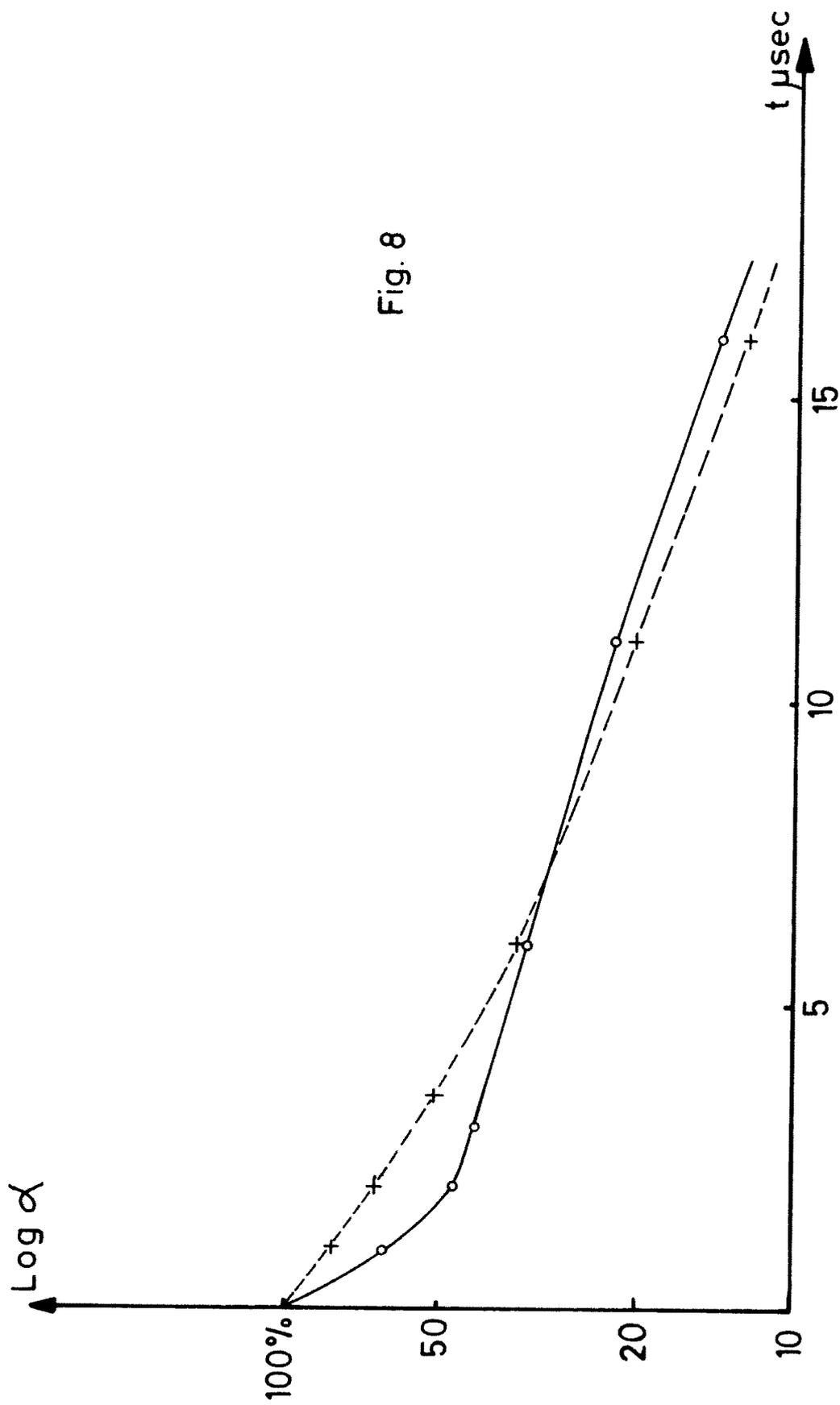


Fig. 8