

Décembre 1967

LRP 36/67

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

MESURES DE LA DENSITE ELECTRONIQUE DANS UNE STRICTION A  
CHAMP TOURNANT A HAUTE FREQUENCE

A. Heym

LAUSANNE

MESURES DE LA DENSITE ELECTRONIQUE DANS UNE STRICTION A  
CHAMP TOURNANT A HAUTE FREQUENCE

A. Heym

A b s t r a c t

Two high power generators deliver RF pulses each of which consists of 8 periods at a frequency of 2 Mc. In a tube of 5 cm diameter and 50 cm length, one generator produces an axial current of 18 KA peak amplitude while the other, which feeds a 3 turn coil, induces an azimuthal current of 56 KA peak amplitude in the plasma. When the two currents are dephased by  $90^{\circ}$ , the plasma experiences a rotating magnetic field of 1,8 KG.

We have taken axial streak pictures of the plasma, and have also measured the temporal and spatial variation of the electron line density with a Mach Zehnder interferometer. This apparatus is equipped with a photomultiplier detection system which allows the electron line density to be measured without ambiguity. The sensitivity of the device is approximately  $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

These measurements were made in 25 mTorr He which was preionized by an axial current pulse of 13 KA amplitude and 15  $\mu\text{sec}$  duration.

The formation of a pinch is demonstrated. The electron density on the axis of the discharge tube grows during the first two microseconds until the value of  $1,15 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  is reached. At this time the density within 4 mm of the wall is lower than  $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  and the integral of the electron density over the cross section indicates complete ionization. After about 2.5  $\mu\text{sec}$  the current returns to the wall. Simultaneously evolution of gas from the wall is observed. The possible correlation of these two phenomena is discussed.

## Introduction

L'utilisation de champs magnétiques variables à haute fréquence pour confiner et stabiliser un plasma a été proposé depuis longtemps (R.J. Tayler 1957, J.L. Tuck 1958, E.S. Weibel 1958 et 1960, Osovets 1964). Des recherches expérimentales ont également eu lieu, principalement dans des géométries toroïdales (Van der Laan 1962 et 1967, Demirkhanov 1966, Orlinsky 1966). Les travaux de notre laboratoire concernent les strictionnements droits confinés et stabilisés par un champ tournant à haute fréquence. Une étude théorique a montré la stabilité d'un tel système sous certaines conditions (F. Troyon 1967) alors qu'une étude expérimentale (I.R. Jones 1967) en a montré la structure.

Le présent travail expose les résultats de mesures de densité électronique faites sur une décharge à champ tournant. On montre la formation initiale d'une striction laissant une région à faible densité au voisinage des parois du tube suivie du retour du courant haute fréquence à la paroi en même temps que du gaz est désorbé par la paroi.

## Description de l'appareil

L'appareil (figure 1) se compose d'un tube de pyrex coudé de 5 cm de diamètre muni de deux paires d'électrodes. Les unes, situées aux extrémités du tube, servent à injecter le courant de préionisation, une impulsion carrée de 13 KA et durant 15  $\mu$ sec. Les deux autres électrodes sont annulaires. Distantes de 49 cm, elles conduisent le courant haute fréquence axial. Un solénoïde de 3 spires entoure le tube de décharge entre les électrodes haute fréquence. Il induit un courant azimuthal dans le plasma. Les sources du courant haute fréquence sont des générateurs à ligne développés dans notre laboratoire (Keller R. (1965), Lietti A. (1965)). Ils fournissent des impulsions composées de 8 périodes à la fréquence de 2 Mc. au taux de répétition d'une impulsion toutes les trois minutes environ.

L'adaptation des impédances entre les générateurs et le plasma est faite par l'intermédiaire de circuits oscillants (E.S. Weibel et R. Keller 1967). Le circuit d'adaptation du courant axial est un circuit oscillant parallèle dont les condensateurs sont montés dans des tambours au voisinage des électrodes. La self induction du circuit est celle du plasma entouré des conducteurs de retour. L'adaptation du courant azimutal est assurée par un circuit oscillant série composée du solénoïde de 3 spires et d'un assemblage de condensateurs céramiques. Ces systèmes d'accord permettent de faire circuler dans le plasma un courant axial de 18 KA crête et d'y induire un courant azimutal de 56 KA crête. Lorsque les deux courants sont déphasés de  $90^\circ$  le plasma supporte un champ tournant de 1,8 KG. Comme les deux champs orthogonaux ont des dépendances radiales différentes, le champ résultant ne peut être polarisé circulairement que sur un cylindre. Si la surface du plasma n'est pas confondue avec ce cylindre, il supporte un champ elliptique donc modulé en amplitude. Dans notre cas, le rayon du cylindre sur lequel le champ est tournant est de 22 mm.

La figure No 2 présente des relevés des courants axial et azimutal ainsi qu'une figure de Lissajou prise avec un oscilloscope X-Y, montrant les relations de phase et d'amplitude entre les deux courants.

### Mesures

Ce dispositif a été utilisé pour étudier une striction à champ tournant à haute fréquence dans de l'hélium à la pression initiale de 25 mTorr. La partie supérieure de la figure 2 représente une photographie de la décharge prise axialement à travers une fente d'observation placée selon un diamètre du tube. L'image de la fente est déplacée dans le temps sur l'écran d'une caméra électronique.

Cette photographie montre la collection du plasma et la formation d'une véritable striction laissant entre la paroi et le plasma une zone sombre où la densité électronique est inférieure à  $5 \cdot 10^{13}$  électrons par centimètre cube. Au bout de 3  $\mu$ sec environ, la luminosité réapparaît contre les parois du tube montrant que le courant circule de nouveau dans cette région. Les stries lumineuses qui convergent vers l'axe doivent être mises en relation avec une certaine ellipticité du champ qui est presque inévitable. Il ressort que l'émission lumineuse est une fonction très sensible de la modulation.

On a mesuré la densité électronique à l'aide d'un interféromètre de Mach Zehnder, également représenté dans la figure 1 (A. Heym 1967). Travaillant à 6328 Å, il mesure la densité électronique moyenne du plasma le long d'un faisceau de 3 mm de diamètre. La détection des franges se fait à l'aide d'un système de deux photomultiplicateurs qui permet de suivre sans ambiguïté le signe de l'évolution de la densité électronique du plasma. La limite de sensibilité de l'appareil, c'est-à-dire la plus petite variation significative observée est de l'ordre de  $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . La zone intéressante pour les mesures est située entre les électrodes de haute fréquence. Pour éliminer l'effet du plasma contenu dans le reste du tube, on plonge jusqu'à ce niveau des tubes mobiles que nous appelons "look-in". Les fenêtres des look-in sont protégées d'un contact étroit avec la décharge pour éviter une rotation de phase parasite de la lumière qui les traverse (A. Heym loc.cit.). On étudie le profil de la densité électronique du plasma en travaillant choc par choc et en déplaçant radialement l'interféromètre et les "look-in". La figure 3 montre l'évolution de la densité électronique du plasma dans une striction à champ tournant en plusieurs points du diamètre. L'ionisation initiale est partout de l'ordre de 30%. Selon l'axe, la densité électronique monte jusqu'à  $11.5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  en 2.4  $\mu$ sec, ses fluctuations sont dues à des oscillations acoustiques du plasma. A 8 mm du centre, la situation est semblable, mais la pointe de densité est moins élevée. A 12 mm, une

première augmentation de la densité est suivie d'une diminution et d'une nouvelle augmentation. Des fluctuations de la densité électronique apparaissent à une fréquence double de celle du champ appliqué. Elles proviennent de la variation de la pression magnétique due à l'ellipticité du champ en ce point, ces oscillations montrent que le courant haute fréquence circule dans cette région à cet instant. Au voisinage des parois, une légère croissance de la densité électronique est suivie d'une chute à une valeur inférieure à  $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . 2.3  $\mu\text{sec}$  après le début de la décharge, elle recroît en montrant les fluctuations caractéristiques au double de la fréquence des générateurs. Le courant qui circulait sur la striction est donc revenu à la paroi et la pression magnétique qu'il engendre accélère du gaz ionisé vers le centre.

On peut tirer de ces mesures des profils instantannés de la densité électronique. De telles courbes résultent de moyennes faites sur plusieurs mesures ce qui revient à intégrer les fluctuations dues aux variations de pression magnétique ou aux oscillations acoustiques qui ne sont pas exactement reproductibles d'un choc à l'autre. Les profils de la figure 4 montrent qu'à la fin de la première  $\mu\text{sec}$  la densité est encore presque constante sur toute la section du tube, la collection du plasma commence au voisinage des parois. Elle se poursuit au cours de la 2e  $\mu\text{sec}$  et la densité tombe en dessous de  $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  à 21 mm de l'axe. Quand la concentration est maximum au centre, du gaz réapparaît au voisinage des parois. Au cours de la 3ème  $\mu\text{sec}$ , le courant revient à la paroi, la densité électronique s'homogénéise de nouveau au centre alors qu'elle continue à croître au bord. 1  $\mu\text{sec}$  après la fin de l'impulsion haute fréquence, la densité est retombée au centre à sa valeur de la 1ère  $\mu\text{sec}$ , la densité au voisinage des parois atteint un nouveau maximum. Plus tard, la densité décroît partout par suite de la recombinaison et de la diffusion.

En intégrant les profils de densité, on obtient l'évolution temporelle de la densité moyenne des électrons contenus dans une section du tube de décharge. Cette courbe (figure 5) montre que le nombre d'électrons contenu dans le tube à la fin de l'impulsion haute fréquence est plus grande que le nombre d'électrons que produirait l'ionisation complète du gaz de remplissage. Ce fait est certainement lié à l'injection dans la décharge de matériel arraché à la paroi par le courant haute fréquence. L'excès de densité électronique observée correspondrait à l'ionisation totale de  $4 \cdot 10^{14}$  atomes d'Helium émis par chaque centimètre carré de paroi. Un tel nombre n'est pas compatible avec les propriétés d'adsorption de l'hélium, mais correspond à celles d'une couche de molécules lourdes adsorbées ou même à une couche du matériel de la paroi.

#### Conclusion

Les mesures, tant photographiques que de la densité électronique, montrent que la formation d'une striction à champ tournant à haute fréquence est possible. Dans un premier temps, la collection du plasma est effective et la densité électronique au voisinage des parois tombe au-dessous de la limite de résolution de notre appareil de mesure. Les raisons et le mécanisme du retour du courant haute fréquence à la paroi ne sont pas clairs. On a montré que ce retour est accompagné de l'émission de matériel par la paroi. On ne peut cependant pas distinguer s'il s'agit de la cause du phénomène ou d'un effet secondaire. L'énergie du champ magnétique haute fréquence appliqué sur le plasma est en effet utilisée à deux fins. D'une part au confinement du plasma dont la température est constamment croissante à cause de l'énergie haute fréquence qui y est dissipée. Dès que sa température dépasse 35 ev dans notre cas, la

balance des pressions ne peut plus être assurée par le champ et le plasma occupe tout le tube de décharge. L'échauffement des parois s'en trouve accru ainsi que l'émission du matériel qui en est évaporé. L'énergie du champ sert d'autre part à accélérer vers l'axe les ions et les électrons qui sont produits au voisinage des parois. Tant que la vitesse qui leur est communiquée est plus grande que la vitesse de phase du champ dans le plasma résiduel, le courant peut circuler sur la striction. Dès que la masse émise par les parois devient trop grande, le courant retourne à la paroi. Il se produit alors un phénomène cumulatif, car l'énergie supplémentaire dissipée près des parois accélère leur évaporation.

#### Remerciements

Ce travail a été financé par le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique. Nous remercions M. E.S. Weibel qui a conçu l'appareil et M. A. Lietti qui a construit les générateurs et en a assuré le bon fonctionnement.



R é f é r e n c e s

- DEMIRKHANOV et al (1966) Proceedings of Culham Conf.,  
Int. Atomic Energy Agency II, 327
- A. HEYM (1967) Report LRP 33/67
- I.R. JONES, A. LIETTI, J.M. PEIRY (1967)  
Report LRP 31/67 et à paraître
- R. KELLER (1965) Helvetica Physica Acta, 18, 328
- A. LIETTI (1965) Rev.Sci.Inst. 36, 13
- ORLINSKY et al (1966) Proceeding of Culham Conf.,  
Inst.Atomic Energy Agency II, 313
- OSOVETS (1964) Journal Nucl. Energy part c, 6, 421
- R.J. TAYLER (1957) A.E.R.E. Report T/R 2263
- F. TROYON (1967) The Physics of Fluids, à paraître  
nov. 67
- J.L. TUCK (1958) Proceeding of the Sec.Int.Conf.  
on the Peaceful use of Atomic  
Energy, Geneva, vol. 32, 3
- VAN DER LAAN and RIETGENS (1962) Proceeding of Salzburg Conf.,  
Nucl. Fusion Suppl. 693
- VAN DER LAAN et al (1967) Report I.R. 67/020
- E.S. WEIBEL (1958) Proceeding of the Sec.Int.Conf.  
on the Peaceful use of Atomic  
Energy, Geneva, vol. 32, 166
- E.S. WEIBEL (1960) The Physics of Fluids 3, 946
- E.S. WEIBEL et R. KELLER (1967) Plasma Physics 9, 401

Liste des figures

- Fig. 1 Schéma de l'expérience,  
1) Electrodes de préionisation, 2) électrodes haute fréquence, 3) condensateurs d'accord du courant axial, 4) bobine haute fréquence, 5) générateurs haute fréquence, 6) "look-in", 7) interféromètre de Mach Zehnder, 8) laser, 9) photomultiplicateurs de détection.
- Fig. 2 a) Photographie axiale de la décharge, (fente radiale), b) courants azimuthal et axial, c) figure de Lissajou entre  $I_z$  et  $I_\theta$ .
- Fig. 3 Evolution de la densité électronique en fonction du temps,  $p = 25$  mTorr He
- Fig. 4 Profils instantané de la densité électronique  $p = 25$  mTorr He
- Fig. 5 Moyenne de la densité électronique dans une section du tube de décharge en fonction du temps.

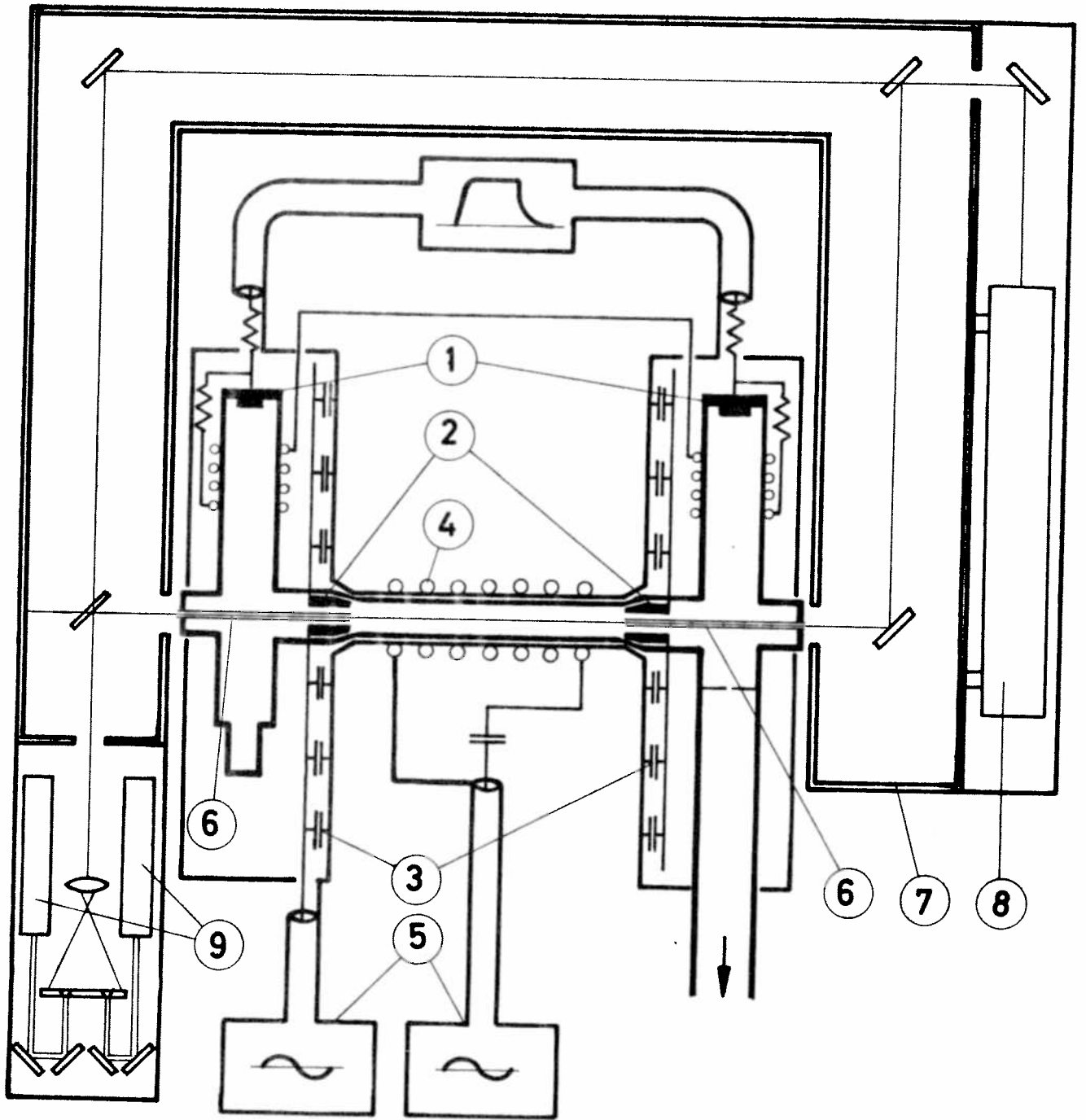


Fig. 1

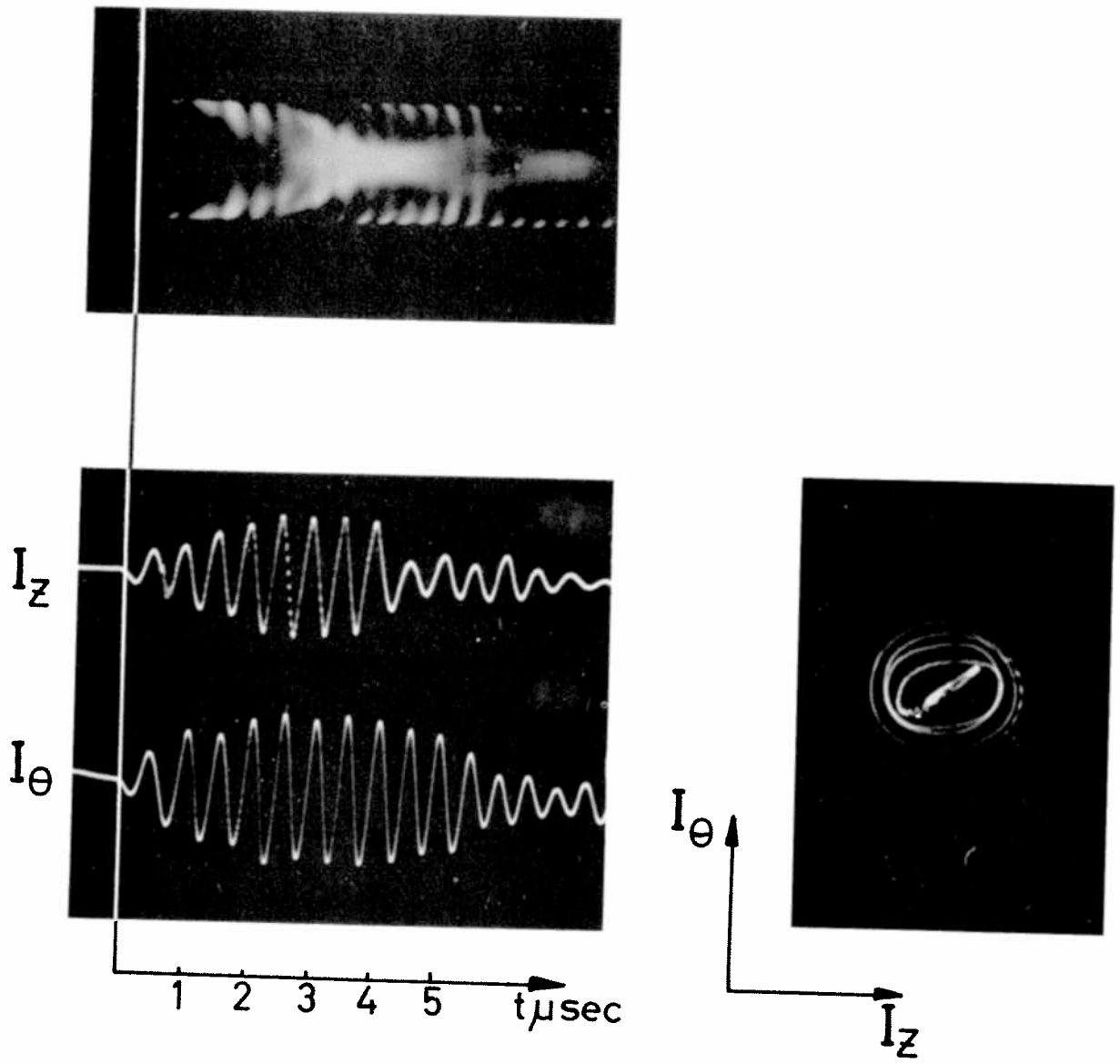
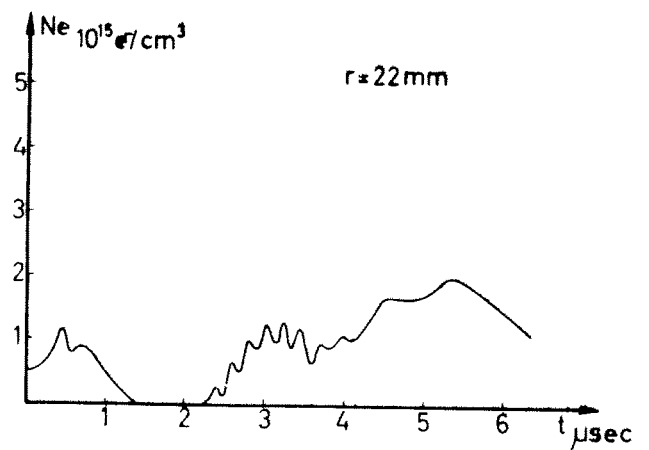
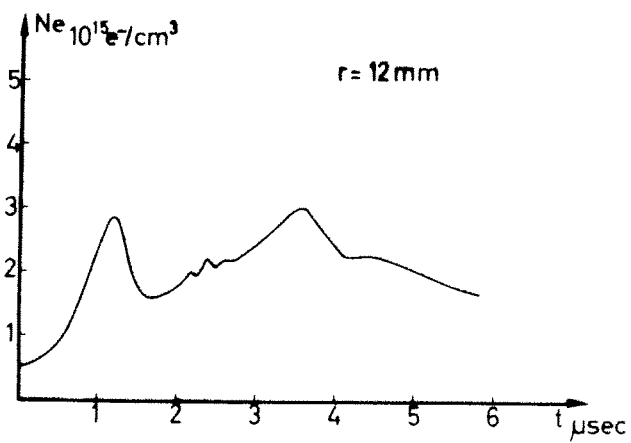
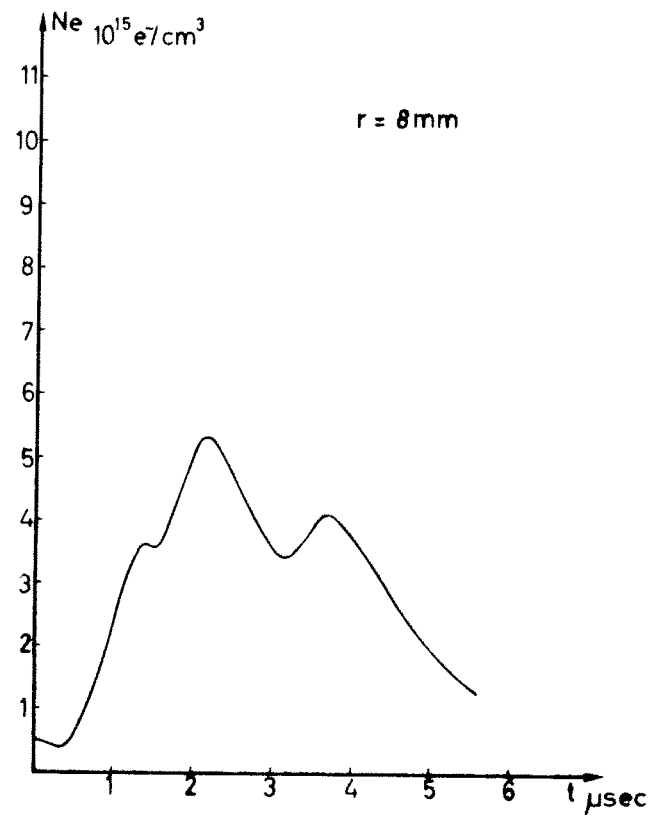
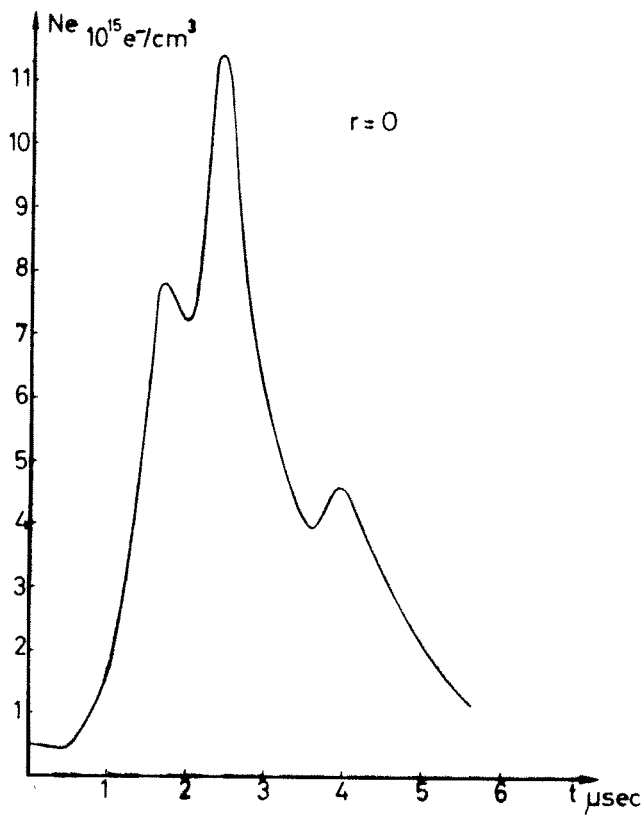


Fig. 2

Fig.3

p = 25 mTorr He



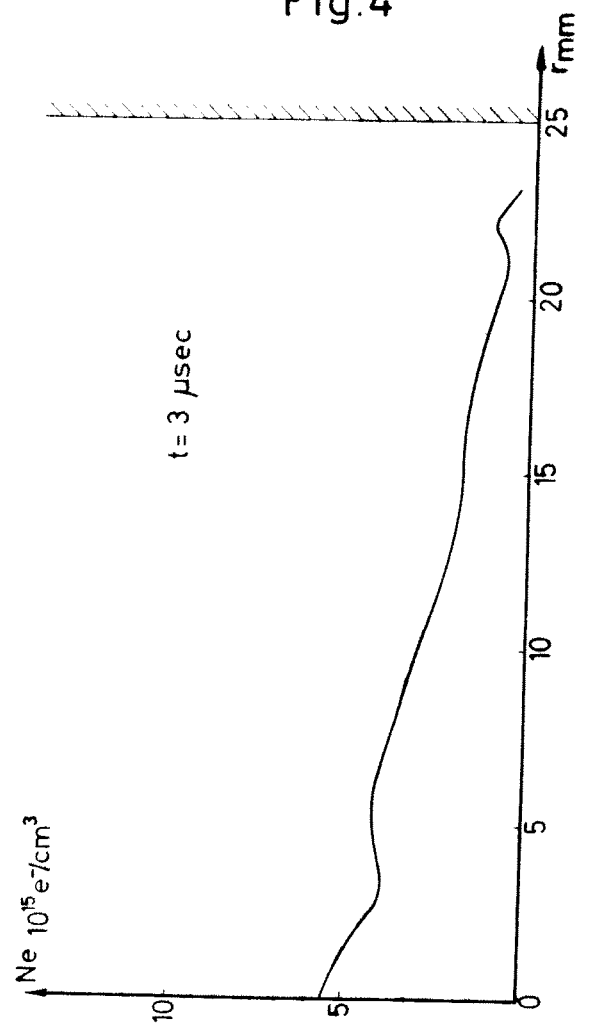
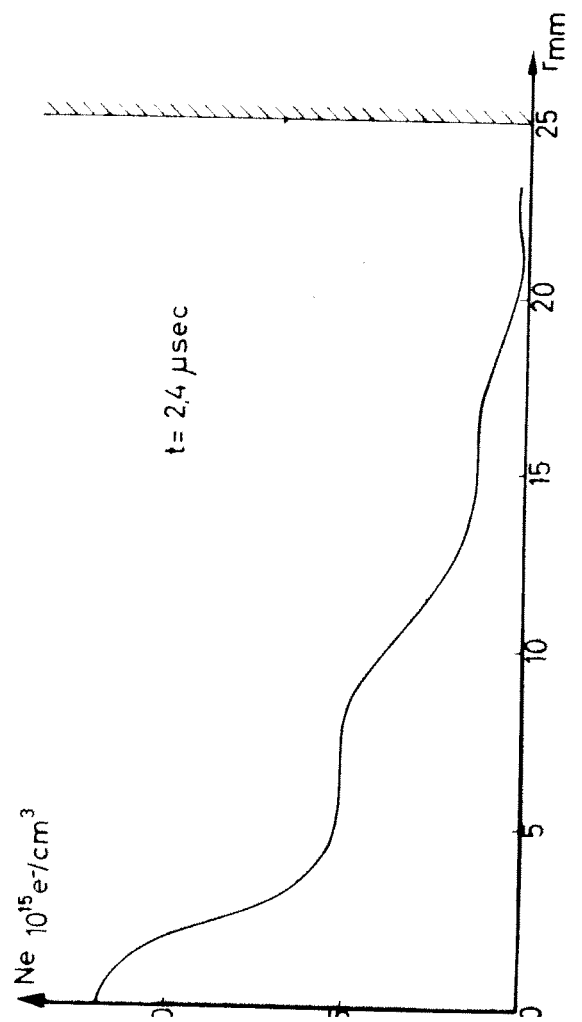
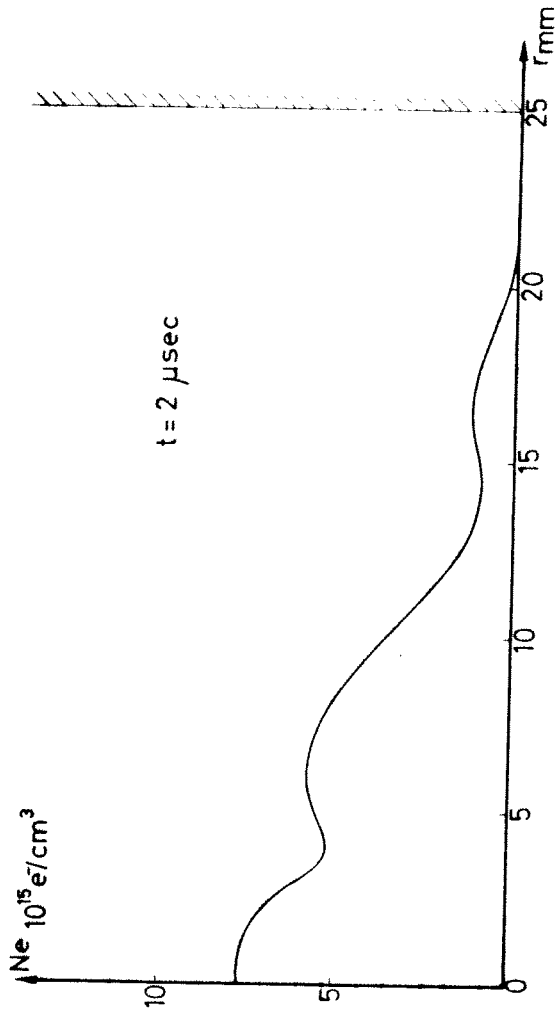
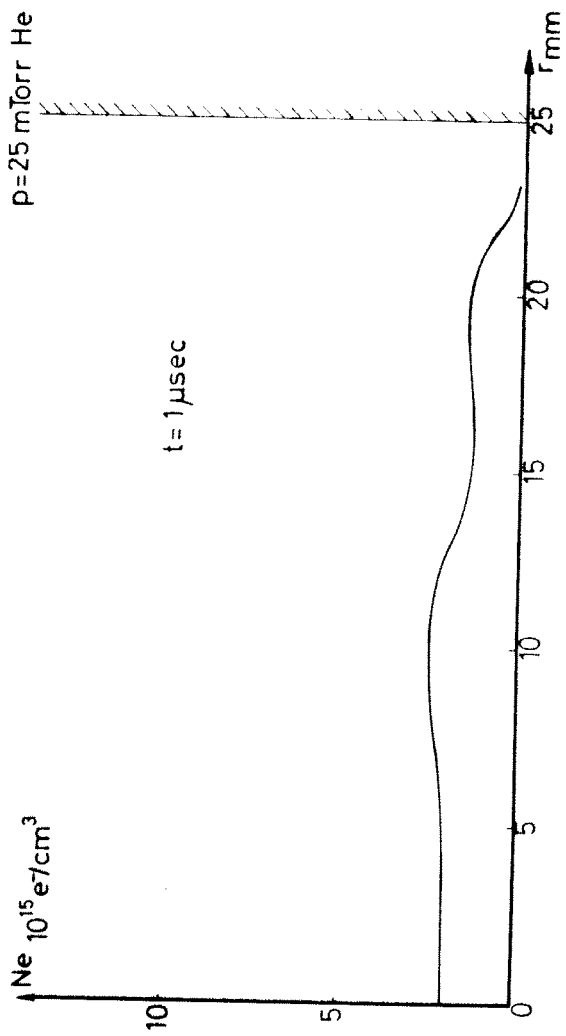


Fig.4

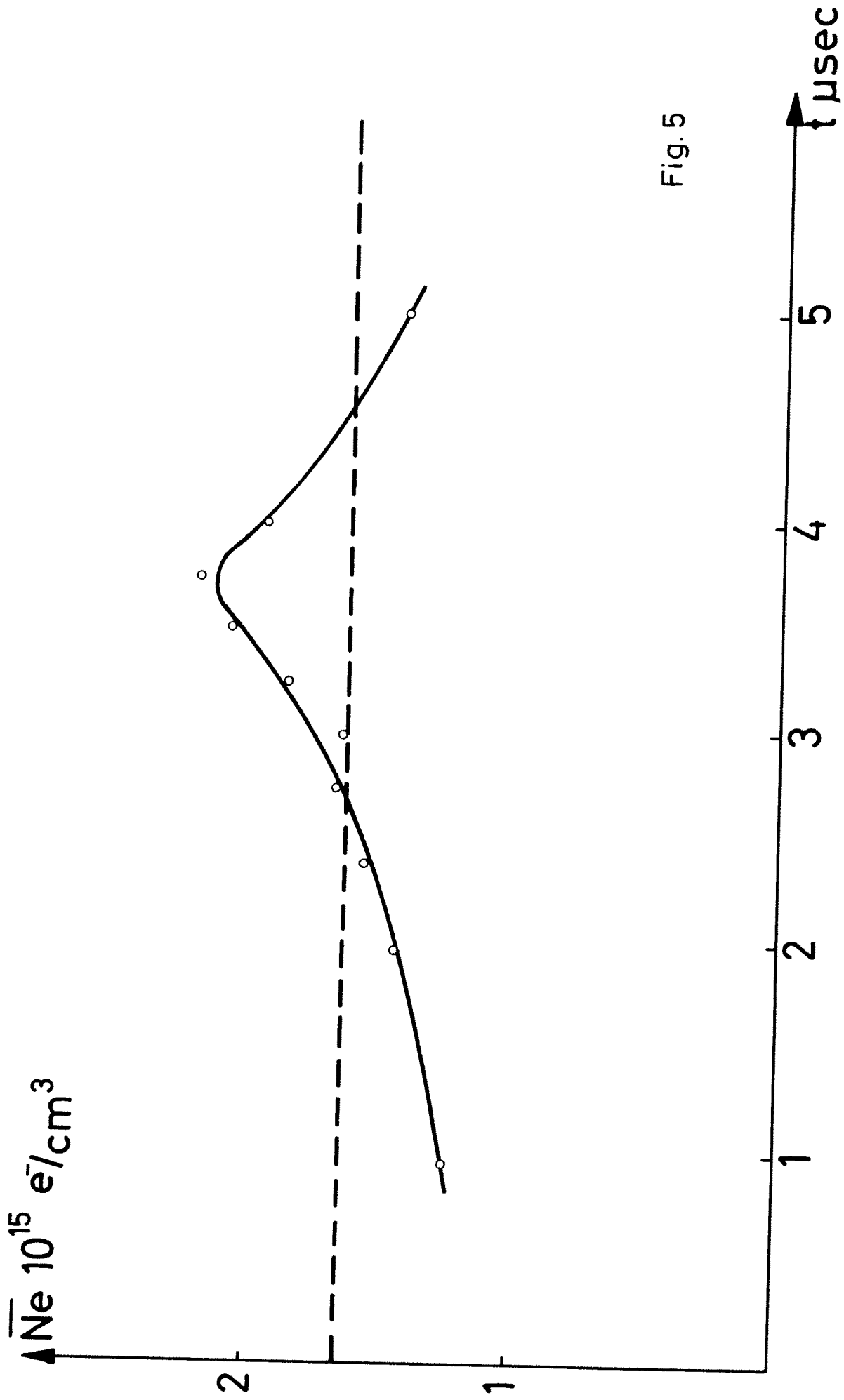


Fig. 5