

Décembre 1968

LRP 38/68

CENTRE DE RECHERCHES EN PHYSIQUE DES PLASMAS
FINANCÉ PAR LE FONDS NATIONAL SUISSE DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

MESURE DU GRADIENT DE DENSITE ELECTRONIQUE

PAR LA METHODE SCHLIEREN

DANS UN PLASMA CONFINE PAR CHAMP TOURNANT HF

J.-M. Peiry

LAUSANNE

Décembre 1968

LRP 38/68

MESURE DU GRADIENT DE DENSITE ELECTRONIQUE
PAR LA METHODE SCHLIEREN
DANS UN PLASMA CONFINE PAR CHAMP TOURNANT HF

J.-M. Peiry

A b s t r a c t

A Schlieren system is described and streak pictures are presented which show the development with time of the electron density gradient in a r.f. rotating magnetic field pinch.

Photographic densitometry of one of the streak photographs shows that it is possible to obtain quantitative measurements of the electron density gradient and, by means of numerical integration, the form of the density profiles. Absolute values of the density are evaluated. The precision and limitations of the method are analysed and some improvements are proposed.

Lausanne

INTRODUCTION

Parmi les diagnostics fondés sur la relation approximative liant l'indice de réfraction du plasma à sa densité électronique :

$$n-1 = -\frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = -4,46 \cdot 10^{-14} N_e \lambda^2 \quad (\text{c.g.s.}) \quad (1)$$

on appelle méthode Schlieren celui qui donne une mesure du gradient de densité électronique, à partir des déviations angulaires subies par un faisceau lumineux, sous l'effet du gradient d'indice de réfraction^{1,2}. L'équation (1) est valable lorsque la contribution des électrons à l'indice de réfraction prédomine (gaz fortement ionisé), en dehors des fréquences du spectre du plasma et tant que la fréquence ω de la lumière utilisée est très supérieure à la fréquence de plasma ω_p .

Un rayon traversant une région perturbée par un gradient transversal ∇n d'indice de réfraction subit une petite déviation:

$$\varepsilon = \frac{1}{n_0} \int_0^L \nabla n \, dz \quad n_0 \approx 1 \quad (2)$$

où L est la longueur de plasma traversée et n_0 l'indice de réfraction en absence de perturbation.

Combinant les équations (1) et (2), et notant ∇N_e la valeur du gradient transversal moyen sur la longueur L du plasma, on trouve :

$$\varepsilon = -4,46 \cdot 10^{-14} \lambda^2 L \nabla N_e \quad (3)$$

Le montage classique de Toepler que nous utilisons, rend le détecteur de lumière sensible aux déviations ε , en arrêtant par un couteau une fraction des rayons lumineux qui dépend de ε .

Notre expérience est une application de la méthode Schlieren à l'étude du gradient de densité électronique dans une colonne cylindrique de plasma confiné par un champ magnétique tournant à haute fréquence³.

La symétrie de révolution de la décharge ayant déjà été vérifiée, nous nous contentons d'observer un diamètre du tube de décharge, au moyen d'une caméra convertisseuse d'images, sur l'écran de laquelle l'image de ce diamètre est déplacée électroniquement à vitesse constante. Le noircissement des photographies de l'écran prises sur films Polaroid 3000 ASA ou sur négatifs Kodak Royal-X-Pan 1250 ASA, est donc une mesure du gradient radial de densité électronique en fonction du temps et de la distance à l'axe du tube de décharge.

Nous avons tenté de rendre la méthode quantitative en passant l'un des négatifs au photomètre, ce qui a permis d'obtenir des profils instantanés du gradient de densité électronique et, par une intégration numérique, l'allure des profils de densité électronique. Les valeurs absolues de la densité ont été estimées à l'aide de quelques hypothèses. La précision et les limites d'application de la méthode ont été examinées et certaines améliorations proposées.

PREMIERE PARTIE- PHOTOGRAPHIE SCHLIEREN

Source lumineuse et alimentation H.T.

La méthode nécessite une source lumineuse extérieure plus intense que le plasma.

Un flash a été construit d'après réf. 4. Il se compose essentiellement de deux électrodes cylindriques de tungstène, introduites à chaque extrémité d'un tube capillaire de quartz de 2 mm. de diamètre intérieur. L'écartement des électrodes est d'environ 8 mm. Les électrodes et le capillaire sont placés à l'intérieur d'une enceinte étanche comportant deux fenêtres de verre.

D'après réf. 4, lorsque l'enceinte est remplie d'argon à la pression de 10 atm. et que le courant traversant le flash est de 3 kA, l'émission lumineuse correspond approximativement à celle du corps noir à la température de $16'000^{\circ}\text{K}$.

En pratique, la pression a été limitée à 1 atm. seulement, afin de réduire la fréquence de rupture du capillaire. Le spectre d'émission n'a pas été mesuré à cette pression, mais nous avons vérifié à l'aide d'un photomultiplicateur que l'énergie lumineuse totale émise varie peu entre 1 et 10 atm.

L'alimentation du flash consiste en une "ligne" LC de deux éléments approximativement adaptée sur son impédance caractéristique (fig.1).

En faisant varier l'une des self-inductances (L_2) et l'inductance mutuelle (M), on modifie la forme de l'impulsion de courant jusqu'à l'obtention d'une intensité lumineuse à peu près constante pendant la durée de la décharge, ce que l'on vérifie au moyen d'un photomultiplicateur.

L'oscillogramme de la fig. 2 montre la forme de l'intensité lumineuse, ainsi que le courant traversant le flash, qui atteint 3 kA pour une tension de charge de 10 kV. Des traits verticaux indiquent la durée d'utilisation prévue (Δt_1) et la durée effectivement utilisée (Δt_2).

Les photographies présentées plus loin montrent que la constance de la lumière est bien suffisante pour l'observation à l'oeil nu, bien que des phénomènes intéressants soient apparus après la fin de la décharge H.F. ; pour les mesures photométriques, en revanche, il a été nécessaire de tenir compte des variations de noircissement selon l'axe temporel du film, ce qui nous a semblé plus judicieux que de reconstruire une alimentation donnant une impulsion lumineuse plus longue et plus constante.

Montage optique (cf. fig. 3)

La source est constituée par une ouverture rectangulaire limitée sur trois côtés par la peinture noire recouvrant le tube de quartz. Le quatrième côté, qui doit être parfaitement rectiligne, est matérialisé par une lame de rasoir, préalablement recuite et cintrée, accolée au capillaire. La source émet ainsi dans un angle suffisant, compte tenu de l'effet de lentille dû à la paroi extérieure du cylindre de quartz (fig. 4), avec un minimum de perte de lumière. Placée à la distance focale $f_1 = 18$ cm de l'objectif L_1 , elle éclaire axialement le tube de décharge (ϕ 48 mm) en lumière parallèle. Sa hauteur $2H \approx 8$ mm. a été choisie aussi grande que possible, de manière à avoir le maximum de lumière, et sa largeur $2b \approx 0,6$ mm. suffisamment petite, de manière à atténuer les réflexions sur les parois latérales du tube, dues à la divergence du faisceau. Les réflexions sur les parois supérieure et inférieure, inhérentes à la grande hauteur de la source, ne perturbent pas la mesure, puisqu'une fente limite plus loin le champ d'observation à une fine couche située de part et d'autre du plan horizontal passant par l'axe du tube de décharge.

L'objectif L_2 , de distance focale $f_2 = 30$ cm, est aligné sur l'axe à la sortie du tube de décharge et produit donc, dans son plan focal arrière, une image de la fente-source, agrandie dans le rapport f_2/f_1 , soit d'environ 13 mm. x 1 mm.

On se souvient que le montage de Toepler consiste à placer dans ce plan un couteau interceptant une partie des rayons formant l'image de la source. En pratique, le couteau a été remplacé par une fente micrométrique verticale, dont l'une des lèvres sert de couteau, alors que l'autre réduit au strict minimum la lumière parasite due au plasma lui-même, sans gêner la mesure. Les rayons non coupés traversent ensuite une lentille L_3 de distance focale $f_3 = 12$ cm, dont le foyer avant coïncide avec le plan du couteau, et forment ainsi un nouveau faisceau de lumière parallèle.

L'image du tube de décharge est un nouveau cylindre dont le diamètre est réduit dans le rapport $f_3/f_2 = 0,4$ et la longueur $L = 50$ cm dans le rapport $(f_3/f_2)^2 = 0,16$. On place alors la fente d'entrée horizontale (0,5 mm) de la caméra électronique dans le plan-image du plan médian du tube de décharge.

Un filtre interférentiel, dont la large bande passante (~ 5200 à 5700 \AA) coïncide approximativement avec un "trou" du spectre d'émission du plasma⁵, mais laisse passer une fraction suffisante du spectre émis par le flash, est intercalé dans le faisceau, de manière à couper la presque totalité de la lumière parasite restante.

Grâce à la très faible ouverture angulaire horizontale au niveau du couteau, le défaut de mise au point est négligeable sur toute la longueur du tube de décharge. En d'autres termes, la projection horizontale des rayons est pratiquement parallèle à l'axe du tube de décharge, condition nécessaire pour que la mesure soit locale.

En toute rigueur, la même condition devrait être imposée à leur projection verticale, ce qui impliquerait une source lumineuse de hauteur nulle. Un compromis doit être trouvé entre la luminosité requise et la précision de la mesure.

Effet de la hauteur finie de la source.

La figure 5 montre les divers rayons contribuant à l'éclairement d'un point de la fente d'entrée, qui, sur le dessin, a été reportée dans l'espace-objet, et dont la largeur est supposée négligeable.

Dans ce qui suit, on admet encore que le gradient de densité électronique dépend de r seulement, et que seule sa composante radiale n'est pas identiquement nulle.

Dans le plan $y = 0$, on peut donc écrire :

$$\nabla N_e(r) = \nabla N_e(\sqrt{x^2 + 0}) = \text{Sign}(x) \cdot \frac{dN_e}{dx} \quad (4)$$

Avec un système idéal ($H=0$), la variation d'éclairement $\Delta E(x)$, en un point $(\frac{f_3}{f_2}x)$ de la fente d'entrée réelle, serait proportionnelle à la valeur du gradient de densité électronique :

$$\frac{\Delta E(x)}{E_0} = \frac{\Delta a}{a} = \frac{\varepsilon(x)f_2}{a} = -4,46 \cdot 10^{-14} \frac{\lambda^2 L f_2}{a} \frac{dN_e}{dx} \quad (\text{c.g.s.}) \quad (5)$$

Dans cette expression, E_0 et a sont respectivement l'éclairement de la fente d'entrée et la fraction non coupée de l'image de la source en l'absence de gradient de densité; et $\Delta a = \varepsilon(x)f_2$ est le déplacement de l'image de la source sous l'effet du gradient.

Si l'on tient compte maintenant de la hauteur finie $2H$ de la source on trouve :

$$\Delta E(x) \sim \int_{-h_0}^{h_0} dh \int_{-L/2}^{L/2} \frac{\partial N_e}{\partial x} \left(\sqrt{x^2 + \left(\frac{2hz}{L}\right)^2} \right) dz = \int_{-h_0}^{h_0} dh \int_{-L/2}^{L/2} \nabla N_e \left(\sqrt{x^2 + \left(\frac{2hz}{L}\right)^2} \right) \frac{x dz}{\sqrt{x^2 + \left(\frac{2hz}{L}\right)^2}}$$

puisque les équations des chemins d'intégration (=rayons) sont :

$$x = \text{Cste}$$

$$y = \frac{2h}{L} z \quad \text{avec} \quad -h_0 \leq h \leq h_0 = \frac{LH}{2f_1}$$

Choisissant pour ∇N_e diverses fonctions suffisamment régulières, on peut en tirer les conclusions suivantes :

1°) Si $x \gg h_0 = \frac{LH}{2f_1}$, alors ΔE est une bonne mesure de ∇N_e et on peut écrire avec une bonne approximation $\frac{dN_e}{dx} = C \cdot \Delta E(x)$

2°) si $x \ll h_0$, il faut distinguer trois cas :

a) si $\frac{dN_e}{dx} \sim x$, alors $\frac{dN_e}{dx} = C \cdot \Delta E(x)$

b) si $\frac{dN_e}{dx}$ varie moins vite que x , alors $\frac{dN_e}{dx} > C \cdot \Delta E(x)$

c) si $\frac{dN_e}{dx}$ varie plus vite que x , alors $\frac{dN_e}{dx} < C \cdot \Delta E(x)$

Or, la symétrie de révolution impose : $\nabla N_e(o) = \left. \frac{dN_e}{dx} \right|_{x=0} = 0$,
 et le développement de $\frac{dN_e}{dx}$ autour de $x=0$ est de la forme :
 $\frac{dN_e}{dx} \sim x + O(x^2)$.

Donc, en prenant $\Delta E(x)$ comme mesure de $\frac{dN_e}{dx}$ dans tout le tube de décharge, on admet l'approximation consistant à négliger les termes d'ordre supérieur au premier dans le développement de $\frac{dN_e}{dx}$, à l'intérieur de l'intervalle $[-h_0, h_0]$, ce qui fixe a posteriori une limite supérieure à la hauteur $2H$ de la source.

D'un point de vue plus intuitif, on peut aussi considérer la quantité $1/\delta r$, où $\delta r = r - x = \sqrt{x^2 + h_0^2} - x$, comme la résolution spatiale de la mesure : minimum et égale à $\frac{1}{h_0}$ en $x = 0$, elle tend vers $\frac{2x}{h_0^2}$ pour les grandes valeurs de x , ce qui montre l'importance de la symétrie qui permet d'affirmer que $\nabla N_e(o) = 0$.

Dans notre cas particulier ($L \approx 500$ mm; $f_1 \approx 180$ mm; $H \approx 4$ mm; $R = x_{\max} = 24$ mm), on trouve :

$$h_0 = \frac{L H}{2f_1} = 5,5 \text{ mm}; \quad \left(\frac{1}{\delta r}\right)_{\min} = \frac{1}{h_0} = 0,18 \text{ mm}^{-1}; \quad \left(\frac{1}{\delta r}\right)_{\max} = \frac{2R}{h_0^2} = 1,6 \text{ mm}^{-1}$$

En cas de discontinuités de la densité N_e (ondes de choc), $\delta r(x)$ donne la largeur de l'intervalle dans lequel doivent être attendues des valeurs importantes de $\Delta E(x)$.

Diffraction

Selon réf. 1,2, la résolution spatiale est aussi diminuée par suite de la diffraction altérant la définition de l'image de la source. En l'absence de gradient, seul le diamètre ϕ du tube de décharge limite le faisceau, aussi l'indétermination est-elle de l'ordre de $\frac{\lambda f_2}{\phi}$.

Exigeant alors que la limite imposée par la diffraction à la résolution spatiale ne soit pas inférieure à $\frac{N}{\phi}$, on doit tolérer une indétermination de l'ordre de $\frac{N\lambda f_2}{\phi}$ des bords de l'image de la source sur le couteau, ce qui borne inférieurement la fraction non coupée a de l'image :

$$a \geq \frac{N\lambda f_2}{2\phi}$$

Inversément, comme la sensibilité requise impose une faible valeur de a , $\frac{N}{\phi}$ se trouve borné supérieurement et un compromis doit être trouvé entre la sensibilité et la résolution.

Dans notre application ($\lambda \cong 0,54 \mu$; $f_2 \cong 300 \text{ mm}$; $0,1 \text{ mm} \leq a \leq 0,25 \text{ mm}$) le rapport $\frac{N}{\phi}$ est de l'ordre de :

$$1,2 \text{ mm}^{-1} \leq \frac{N}{\phi} \leq 3 \text{ mm}^{-1}$$

Comparant ce dernier résultat à la limitation de la résolution due à la hauteur finie de la source, on constate qu'au centre du tube de décharge, l'effet de la diffraction peut être négligé, alors qu'au bord, les deux effets considérés sont du même ordre de grandeur.

En conclusion, les variations brusques de la densité électronique seront étalées sur des distances de l'ordre de 1 mm au bord à 5 mm au centre, et seules les variations dont l'extension dépasse ces valeurs seront enregistrées fidèlement.

Effet de la dérivée seconde

Si le gradient de densité électronique varie rapidement en fonction de x , le plasma se comporte localement comme une lentille provoquant un défaut de mise au point de l'image de la source sur le couteau. Du point de vue de l'optique géométrique, il en résulte une zone de pénombre sur l'écran, qui donne une mesure exacte du gradient; mais l'optique ondulatoire montre qu'il se produit une diffraction de Fresnel pouvant se manifester par l'apparition de franges parasites.

Dans le cas d'une source ponctuelle, cet effet ne peut être négligé que si la condition :

$$\frac{\phi}{N} \left| \frac{d^2 N_e}{dx^2} \right| \ll \left| \frac{dN_e}{dx} \right|$$

est vérifiée, ce qui fixe souvent une limite au gradient minimum observable^{1,2}.

Nous avons vérifié a posteriori que cette condition est souvent violée, sans que des franges apparaissent. La théorie de la diffraction de Fresnel⁶ montre que, dans notre cas, le diamètre apparent $a/\delta f$ de la source vue du couteau (où δf est le défaut de mise au point induit par la dérivée seconde) n'est pas assez faible pour que la condition de visibilité des franges soit satisfaite. L'éclairement de l'écran est alors très proche de celui prévu par l'optique géométrique, et la méthode Schlieren donne des résultats valables, même pour les gradients de densité

inférieurs à $\frac{\phi}{N} \left| \frac{d^2 N_e}{dx^2} \right|$.

Réglages

Pour tous les réglages optiques, il est évidemment nécessaire que la source lumineuse soit exactement à sa place définitive. Aussi le flash lui-même a-t-il été employé, en y provoquant une décharge continue de 1mA au moyen d'une résistance de 10 M Ω mise en parallèle avec l'ignitron de commande.

Une fois le faisceau aligné sur le tube de décharge, il reste à régler la position du couteau :

- La position axiale, dans le plan focal de l'objectif est celle qui donne l'éclairement le plus uniforme du plan-image, en l'absence de gradient; tout défaut de "mise au point" se traduit par une ombre portée du couteau sur le plan-image, qui change de côté quand on dépasse le plan focal. Le réglage est d'autant plus sensible que la fraction non coupée de l'image de la source est plus petite.

- La position transversale du couteau se règle en n'ouvrant que d'environ $1/100$ de mm. la fente micrométrique dont l'une des lèvres sert de couteau. On ajuste alors au mieux le bord de l'image de la source sur la fente, en regardant celle-ci de derrière et en la déplaçant jusqu'à ce que la quantité de lumière transmise soit approximativement la moitié du maximum observé quand la surface de la fente est totalement éclairée.
- De même, le parallélisme de la fente et du bord de l'image de la source est réglé en faisant tourner la fente jusqu'à ce que la lumière transmise soit répartie uniformément sur toute la longueur de la fente.

L'erreur de position de la fente n'est ainsi guère plus grande que la dimension du halo de diffraction qui limite la définition du bord de l'image de la source.

En ouvrant alors la fente, on cherche un compromis entre la sensibilité et la luminosité, qui sont inverses l'une de l'autre. Dès lors, l'appareil est réglé et, quelle que soit la largeur de fente utilisée (en pratique : $2a = 0,2$ à $0,5$ mm), la fraction non coupée de l'image de la source vaut toujours la moitié de la largeur de la fente (fig. 6). Ainsi, on est assuré que les gradients extrêmes mesurables, correspondant respectivement à l'éclairement total et à l'éclairement nul de la fente, sont égaux en valeur absolue, et peuvent être calculés facilement, connaissant la largeur de la fente lue sur le micromètre; de plus, la lumière parasite est réduite au strict minimum.

Résultats photographiques

Nous avons observé ainsi le confinement de plasmas préionisés d'hydrogène ou d'hélium par un champ magnétique tournant de $2,3 \mu\text{s}$ de durée (7 périodes à 3 MHz) et d'amplitude croissante (2,2 kG à la 7^e période), à des pressions de remplissage allant de 60 à 200 mtorr. Des essais tentés à la pression de 30 mtorr n'ont pas donné de résultat concluant jusqu'à présent par manque de sensibilité. Celle-ci pourrait cependant être augmentée en utilisant une source lumineuse de brillance encore plus élevée, une optique cylindrique ou une longueur accrue de plasma, ou encore en tolérant une moins bonne résolution temporelle.

Les photographies Schlieren de la figure 7, prises au moyen de la caméra électronique, permettent de voir l'évolution du gradient radial de densité électronique sur un diamètre du tube de décharge, avec une résolution temporelle d'environ $15 \mu\text{s}^{-1}$. Elles montrent la formation du pinch, le diamètre approximatif de la colonne de plasma et son expansion, ainsi que la propagation d'ondes de choc radiales excitées par la décharge, qui se réfléchissent à la paroi et au centre du tube en s'amortissant graduellement, bien après la fin de la décharge HF.

L'expansion précède généralement la fin du champ tournant; ce phénomène, déjà observé, a été attribué^{3,7} à des impuretés ionisées près de la paroi au cours de la décharge, qui constituent un blindage électromagnétique du champ de confinement. Dans le cas de la figure 7(e), l'inertie fait coïncider approximativement le début de l'expansion avec la fin du champ magnétique. Quant à la figure 7(c), elle met en évidence une deuxième compression manifestement due aux dernières périodes du champ : il s'agit vraisemblablement de la collection d'une partie du gaz de remplissage ou d'impuretés désorbées par la paroi.

Les photographies prises dans l'hydrogène présentent des zébrures obliques de fréquence égale au double de celle des générateurs HF, allant de la paroi vers le centre.

Elles doivent être interprétées comme des ondes de choc successives séparées par des ondes de raréfaction, induites par les fluctuations de la pression magnétique accompagnant l'ellipticité inévitable du champ tournant. Elles sont encore visibles après la fin théorique de la décharge car des réflexions dans les générateurs donnent naissance à deux nouveaux trains d'ondes dont la faible amplitude n'exclut pas la possibilité de fluctuations relativement fortes de la pression magnétique, le déphasage étant alors pratiquement quelconque. Sur la figure 7(c), on voit que ces fluctuations suffisent à amorcer, par l'intermédiaire des ondes de choc déjà mentionnées, une troisième compression.

Ces ondes sont beaucoup moins marquées sur les photographies prises dans l'hélium et il faut admettre que le gradient de densité électronique y est proche du seuil de sensibilité de la mesure. Cette différence est peut-être liée à celle observée entre les mécanismes de la compression dans l'hydrogène et dans l'hélium : il semble que dans l'hydrogène, la masse soit collectée principalement par les ondes de choc visibles au début et à la fin de la décharge HF : il n'est pas certain, surtout à haute pression, que du courant circule jamais sur la colonne de plasma; dans l'hélium, au contraire, l'accélération de la masse vers le centre sous la pression du champ magnétique est bien visible et les mesures de densité électronique⁷, faites dans des conditions analogues montrent que celle-ci tombe à une valeur très faible, près de la paroi, au moment de l'implosion. On ne peut donc pas attendre, dans cette région du moins, les fortes fluctuations de densité observées dans l'hydrogène. On remarque cependant sur les figures 7(d) et (e) une faible onde de choc convergente, interagissant non linéairement avec l'onde de raréfaction constituée par l'expansion du pinch.

Les résultats rapportés jusqu'ici sont essentiellement qualitatifs: ils permettent de se faire une idée globale des phénomènes liés aux gradients de densité électronique et à leur évolution, dans un confinement par champ magnétique tournant à haute fréquence.

DEUXIEME PARTIE.- ESSAI DE MESURE QUANTITATIVE DU GRADIENT DE
DENSITE ELECTRONIQUE A PARTIR D'UNE PHOTO-
GRAPHIE SCHLIEREN

Le négatif de la photographie Schlieren de la fig. 7(e), (100 mtorr d'hélium) a été choisi pour les mesures photométriques présentées ci-dessous, qu'il faut considérer comme une tentative de rendre la méthode Schlieren quantitative.

Il faut remarquer d'abord que, si d'une part, les imperfections du négatif, dues essentiellement au manque d'énergie lumineuse, introduisent des erreurs importantes et obligent à plusieurs corrections ou approximations, d'autre part, la symétrie de révolution de la décharge permet un contrôle permanent de la validité des calculs et une évaluation de la plupart des erreurs de mesure.

Méthode de mesure

Le noircissement du négatif a été mesuré au photomètre enregistreur Joyce de l'E.P.U.L. en vingt balayages longitudinaux ($x = \text{Cste}$) et 19 balayages transversaux ($t = \text{Cste}$) indiqués sur la figure 7(f). Puis, les valeurs du noircissement (exprimées en millimètres de déviation du photomètre à partir de la densité de voile du négatif prise comme zéro), ont été relevées en chacun des 380 points d'intersection sur les deux jeux de graphiques, donnant deux matrices A et B (théoriquement identiques) de 20 lignes et de 19 colonnes. Cette méthode permet une détermination très précise du zéro, et une détection facile de la plupart des erreurs de relevé. En effet, pour la matrice A, le zéro peut changer légèrement d'une colonne à l'autre, alors que pour la matrice B, il varie d'une ligne à l'autre. Ainsi, par exemple, un écart systématique entre les éléments de deux colonnes homologues de A et de B doit être attribué au zéro de la colonne de A.

Une fois que le zéro de toutes les colonnes de A et de toutes les lignes de B est corrigé, on a deux matrices A' et B' dont les éléments homologues sont, sinon égaux, du moins plus proches que ceux de A et B. Recherchant alors les éléments homologues de A' et B' dont l'écart est le plus grand, on localise presque à coup sûr des erreurs de relevé.

Après correction, l'écart entre les nouvelles matrices A'' et B'', doit être attribué à de petites erreurs de coordonnées, au grain de la pellicule et à l'appareil de mesure, aussi, prend-on, pour mesure du noircissement, la matrice N, moyenne arithmétique de A'' et B''.

Imperfections de la mesure

Si la mesure était parfaite, tous les éléments de la matrice-noircissement N devraient être égaux en l'absence de gradient de densité, et tout écart au noircissement moyen serait une fonction monotone de $\frac{dN}{dx}^e$. Malheureusement le manque d'énergie lumineuse introduit des erreurs non négligeables de trois natures différentes :

- 1) l'économie de lumière réalisée en accolant simplement une ouverture rectangulaire au capillaire de quartz se fait au détriment de l'homogénéité d'éclairement de la fente d'entrée de la caméra, ce qui nécessite l'introduction d'une fonction $\Lambda(x) \neq Cste$ représentant la distribution de l'éclairement de la fente d'entrée en l'absence de gradient de densité électronique;
- 2) si, pour l'observation des photographies à l'oeil nu, la puissance lumineuse émise par le flash est suffisamment constante, ce n'est pas le cas pour le photomètre, d'où l'introduction d'une fonction $\phi(t) \neq Cste$ représentant l'éclairement total de la fente d'entrée en fonction du temps. L'éclairement d'un point x de la fente d'entrée à l'instant t est alors $\Lambda(x) \cdot \phi(t)$, à condition que $\frac{dN}{dx}^e(x, t) = 0$;

- 3) le négatif est sous-exposé par endroits; c'est-à-dire que le domaine dans lequel la relation noircissement-énergie reçue est logarithmique n'est pas partout atteint, ce qui a été vérifié en mesurant à l'aide du coin optique du photomètre la caractéristique d'un autre négatif développé dans les mêmes conditions.

Corrections et approximations

Méthode rigoureuse: Pour corriger en toute rigueur les trois défauts décrits ci-dessus, il faut :

- 1) simuler une réponse logarithmique du négatif en corrigeant les éléments de la matrice-noircissement N qui appartiennent au domaine non logarithmique, à l'aide de la caractéristique du négatif (v. fig. 8); on obtient ainsi une nouvelle matrice N' ;
- 2) déterminer à partir de N' les deux fonctions inconnues $\Lambda(x)$ et $\phi(t)$ ou, en pratique, $L'(x) = C \log \Lambda(x)$ et $F'(t) = C \log \phi(t)$ ($C = \text{Cste}$), telles qu'en tout point (x,t) où le gradient est nul, l'élément de la matrice N' vaille :
$$N'(x,t) = C \log \Lambda(x) \cdot \phi(t) = L'(x) + F'(t) ;$$
- 3) convertir la matrice $\Delta N'$ des variations de noircissement dues au gradient, dont les éléments valent : $\Delta N'(x,t) = N'(x,t) - L'(x) - F'(t)$, en une nouvelle matrice $\frac{\Delta E}{E_0}$, représentant les variations d'éclairement, proportionnelles au gradient de densité.

La méthode rigoureuse exposée ci-dessus présente cependant un inconvénient : les diverses corrections à apporter ne sont pas toutes connues avec la précision souhaitable, et dans certaines régions à faible gradient de densité, il arrive qu'elles soient du même ordre de grandeur et de signe contraire, d'où une grande dispersion des résultats. C'est pourquoi cette méthode a été employée exclusivement pour la détermination quantitative du gradient maximum observé, alors que les divers profils du gradient relatif (fig.12) ont été calculés par une méthode approximative, qui donne de meilleurs résultats, parce que nécessitant moins de corrections.

Méthode approximative : On considère la caractéristique du négatif comme voisine à la fois d'une droite et d'un logarithme (fig. 9) : ainsi, on évite la correction consistant à se ramener à une caractéristique parfaitement logarithmique ainsi que la conversion finale noircissement-énergie; Les deux défauts d'homogénéité d'éclairement sont toutefois corrigés de manière additive, comme si la caractéristique était logarithmique.

En résumé on considère l'élément de matrice $\Delta N(x,t)$ déduit de $N(x,t)$ comme une mesure approximative du gradient relatif de densité électronique :

$$\frac{dN_e}{dx}(x,t) \sim \Delta N(x,t) = N(x,t) - F(t) - L(x),$$

où les fonctions $F(t)$ et $L(x)$ sont tirées de la matrice N elle-même.

$F(t)$ est obtenue en remarquant que la moyenne des éléments d'une même colonne vaut :

$$\begin{aligned} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n N(x_i, t) &= \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta N(x_i, t) + \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n L(x_i) + \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n F(t) \\ &= 0 + \bar{L} + F(t) \end{aligned}$$

car $\Delta N(-x_i, t) \approx \Delta N(x_i, t)$ grâce à la quasi-linéarité de la caractéristique du négatif.

$L(x)$ ne peut pas être calculée aussi exactement puisqu'aucune symétrie de ΔN ne peut être invoquée ici; on choisit alors les régions du négatif où le gradient de densité est manifestement nul ou très faible; en notant alors (x_i, t_{j_i}) les points tels que $\Delta N(x_i, t_{j_i})=0$, on a :

$$N(x_i, t_{j_i}) = L(x_i) + F(t_{j_i})$$

et on trouve une fonction $L(x)$ valable approximativement pour tous les instants t , en posant :

$$L(x_i) = \frac{1}{m_i} \sum_{j_i=1}^{m_i} [N(x_i, t_{j_i}) - F(t_{j_i})]$$

Profils du gradient relatif de densité électronique

Les graphiques de la fig. 12 représentent les fonctions $\Delta N(x, t)$ (trait discontinu) et $-\Delta N(-x, t)$ (trait mixte) en 19 instants de la décharge. Les courbes moyennes (trait plein) peuvent alors être considérées comme des profils du gradient relatif de densité électronique à temps constant. L'échelle du gradient, arbitraire pour l'instant, sera précisée plus loin.

Si les courbes latérales ne donnent pas à proprement parler les marges d'erreur de la mesure (l'erreur ne saurait être nulle à l'intersection des courbes), elles permettent une évaluation de sa précision.

Il est toutefois possible que les faibles gradients observés sur les deux derniers graphiques soient non significatifs, la légitimité des corrections additives y étant douteuse.

On remarquera aussi qu'au moment des plus forts gradients, le zéro est décalé d'environ 1 mm. par rapport au centre. Ce fait ne peut pas être attribué au défaut de linéarité mais doit être interprété comme un décalage réel des axes magnétique et géométrique du tube de décharge. La possibilité d'un autre décalage, perpendiculaire à la fente de la caméra et, de ce fait, inaccessible à notre mesure, doit être envisagée, mais il ne peut guère être plus grand que le premier, sinon il aurait été détecté lors de la vérification de la symétrie de révolution ~~le~~ la décharge. Comme le décalage résultant est petit (1 à 2 mm) devant le rayon du tube de décharge, il ne perturbe que très peu les calculs qui reposent sur la symétrie de ∇N_e

Calcul du gradient maximum

La méthode rigoureuse de correction des divers défauts du négatif a été utilisée en vue de déterminer la valeur du gradient maximum observé. Une fois ces corrections faites, on a donc une matrice $\Delta N'$, dont les éléments sont exprimés en millimètres de déviation du photomètre.

La caractéristique du négatif étant, après correction, parfaitement logarithmique, on peut écrire :

$$d = \gamma \log KE. \quad (6)$$

E a déjà été défini comme l'éclairement d'un point de la fente d'entrée; K est une constante de proportionnalité qui dépend des unités, du gain de la caméra convertisseuse et du temps d'exposition; d et γ sont respectivement la densité optique et la constante caractéristique du négatif.

Se souvenant de (5) :

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{\Delta a}{a} = - 4,46.10^{-14} \frac{\lambda^2 Lf_2}{a} \cdot \frac{dN_e}{dx} \quad (\text{c.g.s.})$$

où a est égal à la moitié de la largeur de la fente servant de couteau, on voit que le gradient extremum mesurable correspond,

$$\text{soit à : } \frac{\Delta a}{a} = \frac{\Delta E}{E_0} = 1, \text{ d'où } E_+ = E_0 + \Delta E = 2E_0$$

$$\text{soit à : } \frac{\Delta a}{a} = \frac{\Delta E}{E_0} = -1, \text{ d'où } E_- = E_0 + \Delta E = 0$$

En valeur absolue, le gradient maximum mesurable vaut donc :

$$\left| \frac{dN_e}{dx} \right|_{\max} = \frac{a}{4,46.10^{-14} \lambda^2 Lf_2} \quad (\text{c.g.s.}) \quad (7)$$

Les paramètres nécessaires au calcul valent :

$$1^{\circ}) a = (0,15 \pm 0,01) \text{ mm} \quad (\pm 6,7 \%)$$

l'erreur tient compte de l'erreur de réglage et de l'erreur d'ouverture de la fente micrométrique.

2^o) La valeur moyenne de λ^2 doit être déterminée; tenant compte du spectre du flash, de la bande passante du filtre interférentiel et de la sensibilité de la photocathode (S 11, RCA), on trouve :

$$\overline{\lambda^2} = (0,286 \pm 0,01) \mu^2 \quad (\pm 3,5 \%) \quad (\sqrt{\overline{\lambda^2}} = 0,535 \mu)$$

3^o) La longueur L de la décharge est considérée comme comprise entre la longueur de la bobine produisant le courant azimuthal (46 cm) et la distance séparant les électrodes du courant axial (49 cm); d'où : $L = (47,5 \pm 1,5) \text{ cm} \quad (\pm 3,2 \%)$

4^o) La distance focale f_2 de l'objectif L_2 est égale à : $f_2 = 305 \text{ mm}$; l'erreur sur f_2 est négligeable.

Introduisant ces valeurs dans (7), on trouve :

$$\left| \frac{dN_e}{dx} \right|_{\max} = (8,1 \pm 1,1) 10^{16} \text{ cm}^{-4} \quad (\pm 13,5 \%) \quad (8)$$

Pour tout gradient mesurable, on a, en posant $0 \ll \left| \frac{\Delta a}{a} \right| = \delta \ll 1$:

d'un côté de l'axe : $\frac{\Delta a}{a} = \frac{\Delta E}{E_0} = \delta$, d'où : $E_+ = E_0 (1 + \delta)$

et de l'autre : $\frac{\Delta a}{a} = \frac{\Delta E}{E_0} = -\delta$, d'où $E_- = E_0 (1 - \delta)$

on peut donc écrire finalement :

$$\left| \frac{dN_e}{dx} \right| = \delta \cdot \left| \frac{dN_e}{dx} \right|_{\max} = \frac{\delta a}{4,46 \cdot 10^{-14} \lambda^2 L f_2} \quad (\text{c.g.s.}) \quad (9)$$

Il reste à calculer la valeur de δ correspondant au gradient maximum observé; pour cela, appliquons (6) à E_+ , E_0 et E_- :

$$d_+ = \gamma \log KE_+ \quad d_0 = \gamma \log KE_0 \quad d_- = \gamma \log KE_-$$

Admettant que K est indépendant de x , on trouve :

$$\Delta d_+ = d_+ - d_0 = \gamma [\log KE_+ - \log KE_0] = \gamma \log \frac{E_+}{E_0} = \gamma \log (1 + \delta)$$

$$\Delta d_- = d_- - d_0 = \gamma [\log KE_- - \log KE_0] = \gamma \log \frac{E_-}{E_0} = \gamma \log (1 - \delta)$$

Soient alors $\Delta N'_+$ et $\Delta N'_-$ les éléments de la matrice $\Delta N'$ correspondant au gradient maximum observé; ils sont alors reliés simplement à $\Delta d'_+$ et à $\Delta d'_-$ par :

$$\Delta N'_+ = D \cdot \Delta d'_+ \quad \Delta N'_- = D \cdot \Delta d'_-,$$

où D est la déviation du photomètre correspondant à une variation-unité $\Delta d = 1$ de la densité optique; d'où le système d'équations :

$$\Delta N'_+ = \gamma D \log (1 + \delta) \tag{10}$$

$$\Delta N'_- = \gamma D \log (1 - \delta) \tag{11}$$

Il suffit de connaître $\Delta N'_+$ et $\Delta N'_-$ pour que le système soit déterminé, les deux inconnues étant δ et (γD) ; il n'est donc pas nécessaire de connaître les caractéristiques du négatif (γ) et du coin optique du photomètre (D) pour déterminer δ .

Il est inutile d'écrire ici les 380 éléments de la matrice $\Delta N'$; mais le lecteur peut vérifier sur les graphiques de la fig. 12 la position des éléments correspondant au gradient maximum observé; ce sont :

$$\Delta N'_+ = \Delta N' (-2,5 \text{ mm}; 2,05 \text{ } \mu\text{s}) = + 55 \pm 3 \quad (\pm 5,5 \%)$$

$$\Delta N'_- = \Delta N' (+5 \text{ mm}; 2,05 \text{ } \mu\text{s}) = - 94 \pm 8 \quad (\pm 8,5 \%)$$

(NB: le décalage entre axes magnétique et géométrique entraîne un décalage équivalent des extrema, puisqu'ils sont situés près du centre, à 2,5 et 5 mm. respectivement de l'axe géométrique).

Les erreurs sur les $\Delta N'$ sont dues aux erreurs de mesure et à l'imprécision des corrections, et en particulier à l'imprécision de la restitution de la caractéristique logarithmique, qui affecte $\Delta N'_-$.

Divisons membre à membre les équations (10) et (11) et appelons n le rapport $\frac{\Delta N'_+}{\Delta N'_-}$:

$$n = \frac{\Delta N'_+}{\Delta N'_-} = \frac{\log_b (1 + \delta)}{\log_b (1 - \delta)} \quad (b \text{ quelconque}) \quad (12)$$

Le graphique de la fig. 10 illustre ce résultat, alors que celui de la fig. 11 représente $|\ln(\delta)|$, d'où l'on tire graphiquement δ connaissant n.

Les valeurs particulières de n et de δ qui correspondent au gradient maximum observé sont indiquées avec leur marge d'erreur sur le graphique. On trouve donc :

$$0,38 \leq \delta = 0,5 \leq 0,605 \quad (13)$$

En pratique, la mesure séparée de (γD) peut conduire à une réduction de l'erreur sur δ : en effet, on a alors deux équations à une inconnue et les seules valeurs permises à δ sont celles qui rendent le système compatible, compte tenu des erreurs sur $\Delta N'_+$, $\Delta N'_-$ et (γD) . La mesure directe de γ et de D au photomètre a donné :

$$\gamma = 0,90 \pm 0,03 \quad (\pm 3,5 \%) \quad \text{et} \quad D = (320 \pm 20) \text{ mm} \quad (\pm 6,5 \%)$$

$$\text{d'où : } \gamma D = 288 \text{ mm} \quad (\pm 10 \%)$$

Remplaçant alors $\Delta N'_+$, $\Delta N'_-$ et (γ_D) par leurs valeurs dans les équations (10) et (11), on trouve respectivement :

$$0,46 \leq \delta = 0,55 \leq 0,675 \quad (14)$$

$$\text{et : } 0,465 \leq \delta = 0,53 \leq 0,595 \quad (15)$$

Comparant les résultats de (13), (14) et (15), on voit que les meilleurs sont donnés par (15).

Comme une différenciation le montrerait, cela n'a rien d'étonnant: δ est d'autant moins sensible aux erreurs de mesure que l'argument du logarithme est petit.

On admettra donc pour δ la valeur définitive suivante :

$$\delta = 0,53 \pm 0,065 \quad (\pm 12,5 \%) \quad (16)$$

Se souvenant de (8) :

$$\left| \frac{dN_e}{dx} \right|_{\max} = 8,1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-4} \quad (\pm 13,5 \%)$$

on trouve finalement que le gradient maximum observé au cours de la décharge vaut :

$$\left| \frac{dN_e}{dx} \right|_{\max.\text{obs.}} = \delta \cdot \left| \frac{dN_e}{dx} \right|_{\max} = (4,3 \pm 1,1) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-4} \quad (\pm 26\%) \quad (17)$$

Considérant la fig. 12 ($t = 2,05 \mu\text{s}$), on constate que le gradient maximum correspond à 8 unités arbitraires de gradient.

L'unité de gradient (u.g.) vaut donc 1/8 du gradient maximum observé :

$$1 \text{ u.g.} = (5,4 \pm 1,4) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-4} \quad (\pm 26 \%) \quad (18)$$

Allure des profils de densité électronique

Bien que la méthode Schlieren donne essentiellement une mesure du gradient de densité électronique, il était intéressant de tenter l'intégration des profils du gradient pour en tirer l'allure des profils de densité.

L'intégration numérique a été faite d'une paroi à l'autre du tube de décharge, à partir de la matrice ΔN , ou, ce qui revient au même, à partir des points de mesure des graphiques de la fig. 12. On obtient ainsi les courbes marginales (trait discontinu pour $x > 0$, trait mixte pour $x < 0$) des graphiques de la fig. 13, alors que la courbe moyenne (trait plein) correspond évidemment à l'intégrale du gradient moyen.

Trois remarques importantes s'imposent ici :

- 1°) comme, par symétrie, la densité près de la paroi prend la même valeur à gauche et à droite, l'écart observé entre les courbes marginales près de la paroi, comparé aux variations totales de la densité, permet d'estimer l'erreur introduite par les approximations faites sur le gradient et par l'intégration numérique;
- 2°) les grands écarts observés près du centre, aux instants $t=1.8 \mu s$, $2.05 \mu s$, $2.35 \mu s$ et $2.6 \mu s$, sont manifestement dus principalement au décalage des axes magnétique et géométrique;
- 3°) le zéro de la densité électronique reste évidemment inaccessible à la méthode Schlieren.

La détermination du zéro des divers profils a nécessité deux hypothèses :

- a) la première ne concerne que le profil où le plus grand écart entre densité maxima et minima est observé (fig. 13; $t=2.35 \mu s$); on a avec certitude : $0 \leq N_{e \text{ min}} < N_{e0}$, où N_{e0} est la densité qu'on aurait dans tout le tube de décharge si le nombre d'électrons présents en $t=2,35 \mu s$ y étaient répartis uniformément.

L'hypothèse consiste alors à poser :

$$N_{eo} \gg N_{e \text{ min}} \approx 0,$$

en s'inspirant de la mesure de densité de A. Heym⁷, faite sur une décharge analogue. Normalisant par une intégration numérique :

$$N_{eo} = \frac{1}{R^2} \int_0^R N_e 2rdr,$$

on peut alors définir l'échelle de densité électronique relativement à N_{eo} .

(NB : pour l'intégration, c'est évidemment la courbe moyenne de densité qui a été utilisée; le déplacement du centre a un effet négligeable sur l'intégrale grâce au facteur r de l'intégrant, qui donne un poids très faible aux valeurs centrales).

- b) la deuxième hypothèse, beaucoup plus sujette à caution, consiste à admettre que N_{eo} ne dépend pas du temps, ou, autrement dit, que le nombre total d'électrons reste constant pendant toute la durée de la décharge. On peut ainsi fixer, par normalisation, le zéro de tous les profils de la figure 13. Toutefois, plus on s'éloigne de l'instant $t = 2,35 \mu s$, plus la mesure devient hasardeuse, car d'après réf. 7, le nombre total d'électrons varie probablement d'un facteur 2 au cours de la décharge.

Calcul de la densité maxima atteinte au cours de la décharge

Revenons au profil bien déterminé de la figure 13 ($t = 2,35 \mu s$). On y observe la densité maxima atteinte au cours de la décharge :

$$N_{e \text{ max}} = (7,5 \pm 0,3) N_{eo} \quad (\pm 4 \%) \quad (19)$$

N_{eo} est relié très simplement à l'unité de gradient (u.g.) qui avait été considérée comme arbitraire jusqu'ici; en effet, en se reportant maintenant à la figure 13 ($t = 2,05 \mu s$), où un petit triangle hachuré met en évidence le gradient maximum observé (= 8 u.g.), on constate que :

$$\frac{\Delta N_e}{\Delta r} = \frac{0,8 N_{eo}}{1 \text{ mm}} = 8 \frac{N_{eo}}{\text{cm}} = 8 \text{ u.g.}$$

$$\text{d'où : } N_{eo} = (1 \text{ u.g.}) \cdot (1 \text{ cm}) \quad (20)$$

Utilisant alors (18), on a immédiatement :

$$N_{eo} = (5,4 \pm 1,4) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} \quad (\pm 26 \%) \quad (21)$$

Et, finalement, en remplaçant N_{eo} par sa valeur dans (19), on trouve :

$$N_{e \text{ max}} = (4,0 \pm 1,2) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \quad (\pm 30 \%) \quad (22)$$

Discussion des résultats quantitatifs

Comparons tout d'abord la valeur de N_{eo} donnée par (21) à la densité électronique maxima N_{eomax} , supposée uniforme, correspondant à la double ionisation de tous les atomes contenus dans 100 mtorr d'hélium à la température ambiante :

$$N_{eomax} = 6,44 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

d'où :

$$\frac{N_{eo}}{N_{eomax}} = 0,84 \pm 0,22 \quad (\pm 26 \%)$$

Cette évaluation du degré d'ionisation prétend seulement montrer que la mesure quantitative du gradient de densité électronique par la méthode Schlieren donne des résultats plausibles.

En effet, si un bilan d'énergie peut faire penser que cette valeur est surestimée, il ne faut pas oublier qu'aucun soin particulier n'avait encore été apporté à la propreté du tube de décharge au moment de la mesure, et que de ce fait, une quantité non négligeable d'électrons peut provenir d'impuretés à faible énergie d'ionisation, comme cela a déjà été observé ailleurs⁷.

Considérons ensuite les trois profils de densité de la figure 13: $t=2.6\mu\text{s}$; $3.3\mu\text{s}$ et $4.0\mu\text{s}$, qui rendent compte de l'expansion du pinch. Comme la pression magnétique retombe pratiquement à zéro dès l'instant $t = 2.3 \mu\text{s}$, ils ont pu être comparés aux profils théoriques obtenus par Paul Molmud⁸ dans l'approximation "free molecular flow", décrivant, dans trois géométries différentes, l'expansion d'un gaz raréfié dans le vide. Les particules ont initialement une densité uniforme et une distribution maxwellienne de vitesses et sont retenues, dans le cas qui nous intéresse, à l'intérieur d'un cylindre dont la paroi est supprimée au temps $t = 0$. Bien que ces conditions initiales soient évidemment différentes des nôtres, on peut faire coïncider assez bien les profils expérimentaux avec les profils théoriques, pour des valeurs suffisamment grandes de t . Les courbes théoriques dépendent du paramètre $t^2/4\beta a^2$, où a est le rayon du cylindre et $\beta = m/2kT$. Ainsi, l'ajustement des divers profils fixe la valeur de β , qui correspond, en prenant pour m la valeur de la masse de l'atome d'hélium, à une température ionique moyenne de 2 à 4 eV au cours de l'expansion.

Enfin, les derniers profils de la figure 13 mettent en évidence la propagation d'une onde de choc convergente déjà observée sur la figure 7(e), qui se réfléchit au centre à l'instant $t = 5,8 \mu\text{s}$. L'absence d'un front raide doit être attribuée à la faible résolution spatiale, d'autant plus faible qu'on est plus près du centre. On ne peut guère tirer le nombre de Mach du rapport des densités de part et d'autre du choc, car ce rapport dépend du zéro de la densité, qui a été fixé, on s'en souvient, par l'hypothèse de la constance du nombre d'électrons au cours de la décharge.

CONCLUSION

Les possibilités d'application de la méthode Schlieren à une décharge rapide ont été étudiées et les photographies obtenues mettent en évidence l'évolution du gradient radial de densité électronique, grâce à une caméra électronique déplaçant l'image Schlieren sur un écran.

Le caractère global de la méthode, qui donne une vue d'ensemble de la décharge, indépendamment de sa reproductibilité, en est le principal atout. Les mesures photométriques bénéficient également de cet avantage : si elles devenaient systématiques, un programme calculant les profils du gradient à partir du noircissement devrait être élaboré, et donnerait rapidement, avec un minimum de travail expérimental, un grand nombre de résultats quantitatifs.

L'imprécision est cependant un gros inconvénient de la méthode, et, de plus, le manque de sensibilité limite ses possibilités puisque, jusqu'à présent, les mesures faites à faible pression de remplissage n'ont pas abouti.

Une première amélioration consisterait à utiliser une source lumineuse de brillance plus élevée (laser ionique continu dans le vert, par exemple). De plus, toute augmentation des dimensions de la décharge serait un gain net de sensibilité : on sait que la sensibilité est proportionnelle à la longueur, et on voit facilement que si l'on garde constante la résolution spatiale relative, la sensibilité est aussi proportionnelle au diamètre.

Il convient de rappeler en terminant, que les résultats quantitatifs ont été obtenus à partir d'une seule photographie et que, de ce fait, ils ne sauraient avoir une valeur absolue : la vérification de la consistance interne notamment, par le dépouillement d'une autre photographie (fig. 7(d), par exemple), n'a pas été entreprise.

La deuxième partie de ce travail a seulement voulu montrer qu'on peut tirer, des photographies Schlieren présentées dans la première partie, des renseignements quantitatifs intéressants.

REMERCIEMENTS

Nous tenons à remercier le Dr. I.R. Jones, qui nous a suggéré cette expérience et nous a assisté de ses conseils, le Dr. D.H. Edwards (University of Wales, Aberystwyth), qui nous a prêté les objectifs Schlieren, M. le Professeur J.-P. Borel, qui a mis le photomètre de l'E.P.U.L. à notre disposition et M. H. Ripper qui a construit la source lumineuse.

Ce travail a été financé par le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

REFERENCES

- 1) U. Ascoli-Bartoli
Lectures presented at a Seminar,
Trieste, p. 287, IAEA, Vienna (1965).
- 2) M. Roux
Méthode Schlieren appliquée à l'étude d'un
plasma. Rapport Int, LRP (Déc. 1964/02),
Lausanne.
- 3) I.R. Jones, A. Lietti
and J.-M. Peiry
A rotating magnetic field pinch,
Plasma Phys. 10, 213 (1968).
- 4) W. Engelhardt,
W. Köppendorfer
Eine Argon Kapillarentladung als
Lichtquelle für das Mach-Zehnder
Interferometer IPP 1/59 Garching bei
München (Mars 1967)
- 5) A. Berney
Communication privée et rapport LRP
39/68, Lausanne (à paraître).
- 6) M. Françon
Interférences, diffraction et polarisa-
tion, Handbuch der Physik, Band XXIV
(p. 372).
- 7) A. Heym
Mesures de la densité électronique dans
une striction à champ tournant à
haute fréquence.
Rapport LRP 36/67, Lausanne
- 8) P. Molmud
Expansion of a Rarefied Gas Cloud into
a Vacuum.
Phys. Fluids 3, 362 (1960).
- 9) D.W. Holder and
R.J. North
Schlieren Methods.
Her Majesty's Stationery Office, London
(1963).
- 10) S.L. Leonard
Plasma Diagnostic Techniques, (chap. 2)
R.H. Huddestone and S.L. Leonard Eds.
Academic Press Inc., New York, (1965).

LEGENDE DES FIGURES

- 1) Alimentation du flash.
- 2) Forme de l'intensité lumineuse (haut); courant traversant le flash (bas).
- 3) Montage optique.
- 4) Capillaire de quartz; effet de lentille dû à la cylindricité.
- 5) Effet de la hauteur finie de la source; rayons contribuant à l'éclairement d'un point de la fente d'entrée.
- 6) Réglage de la fente servant de couteau.
- 7) Photographies Schlieren dans diverses conditions; 7(f) : indication des enregistrements photométriques réalisés sur le négatif de la figure 7(e).
- 8) Caractéristique du négatif.
- 9) Approximations de la caractéristique du négatif.
- 10) Illustration de la formule reliant le rapport n des écarts au noircissement moyen (après corrections) à l'écart relatif δ à l'éclairement moyen.
- 11) Fonction $n(\delta)$ permettant de trouver graphiquement δ connaissant n .
- 12) Profils du gradient de densité électronique à temps constant (deux pages).
- 13) Allure des profils de densité électronique à temps constant (trois pages).

Fig. 1

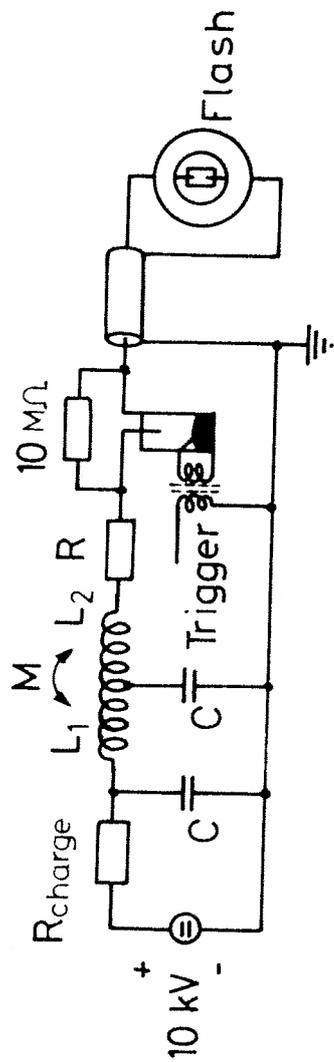


Fig. 2

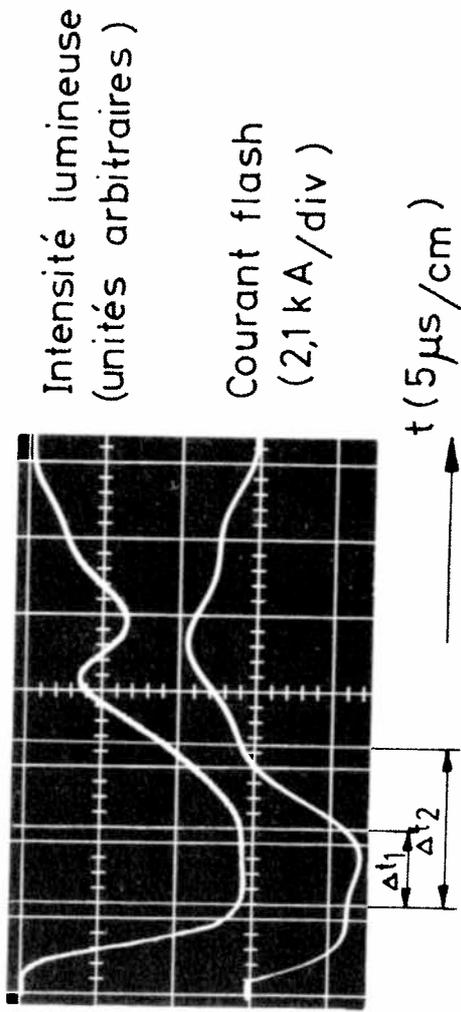


Fig. 3

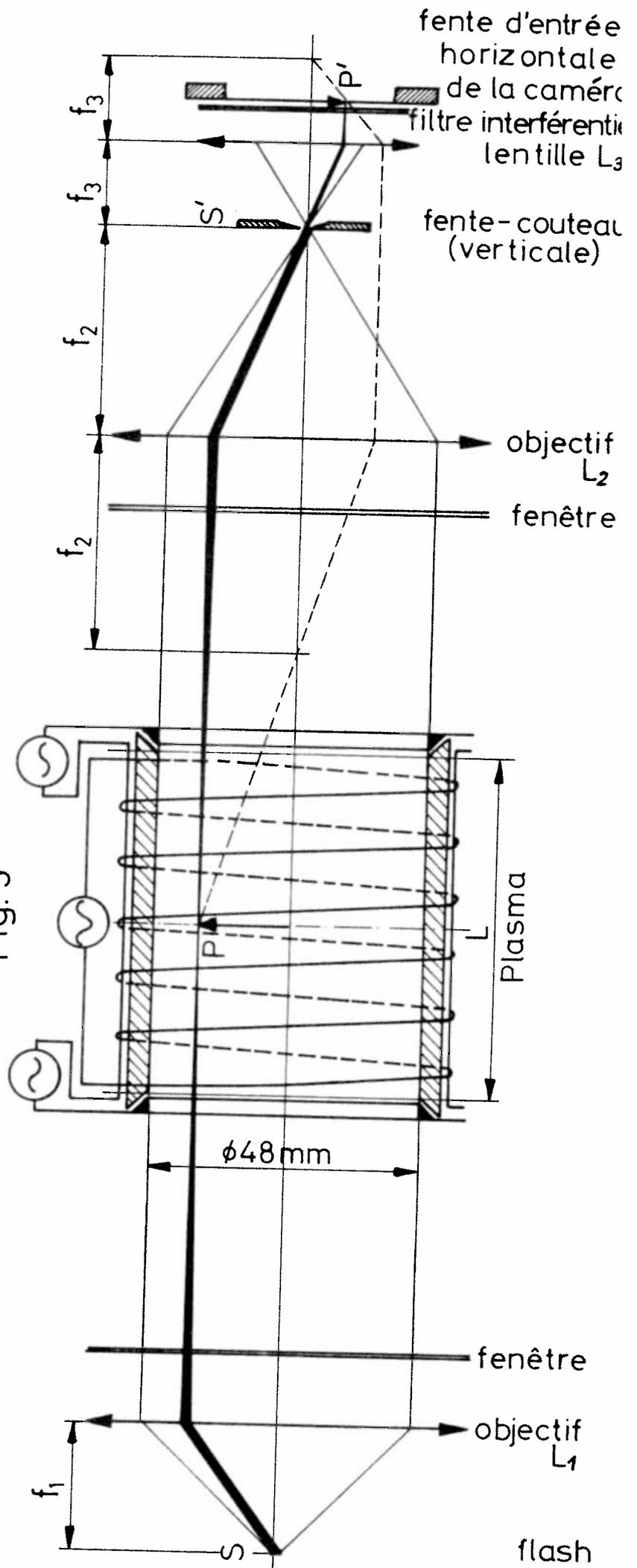


Fig. 4

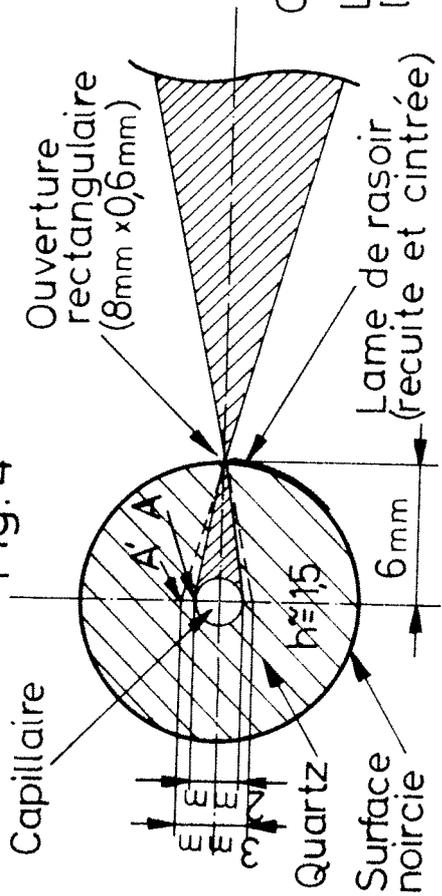


Fig. 6

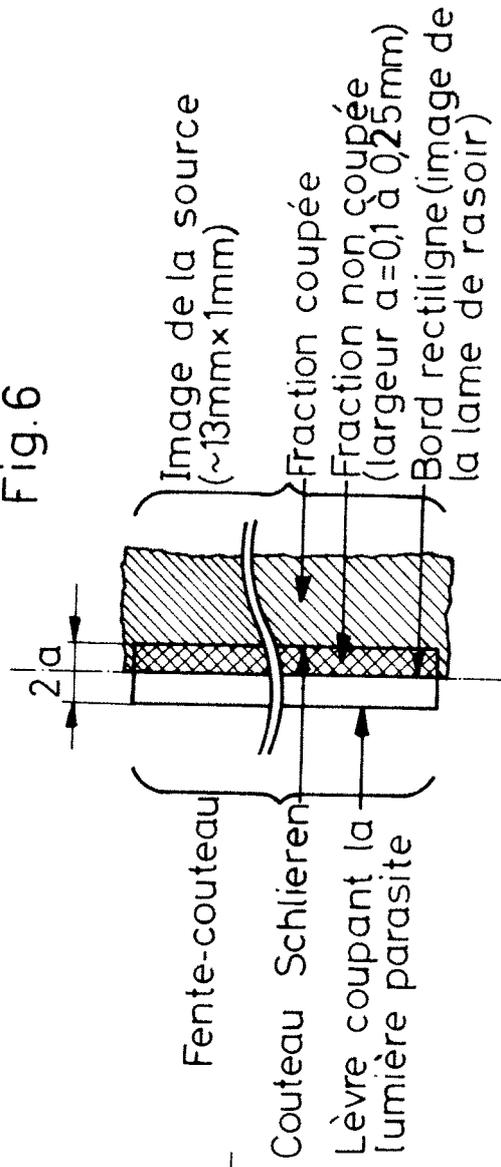


Fig. 5

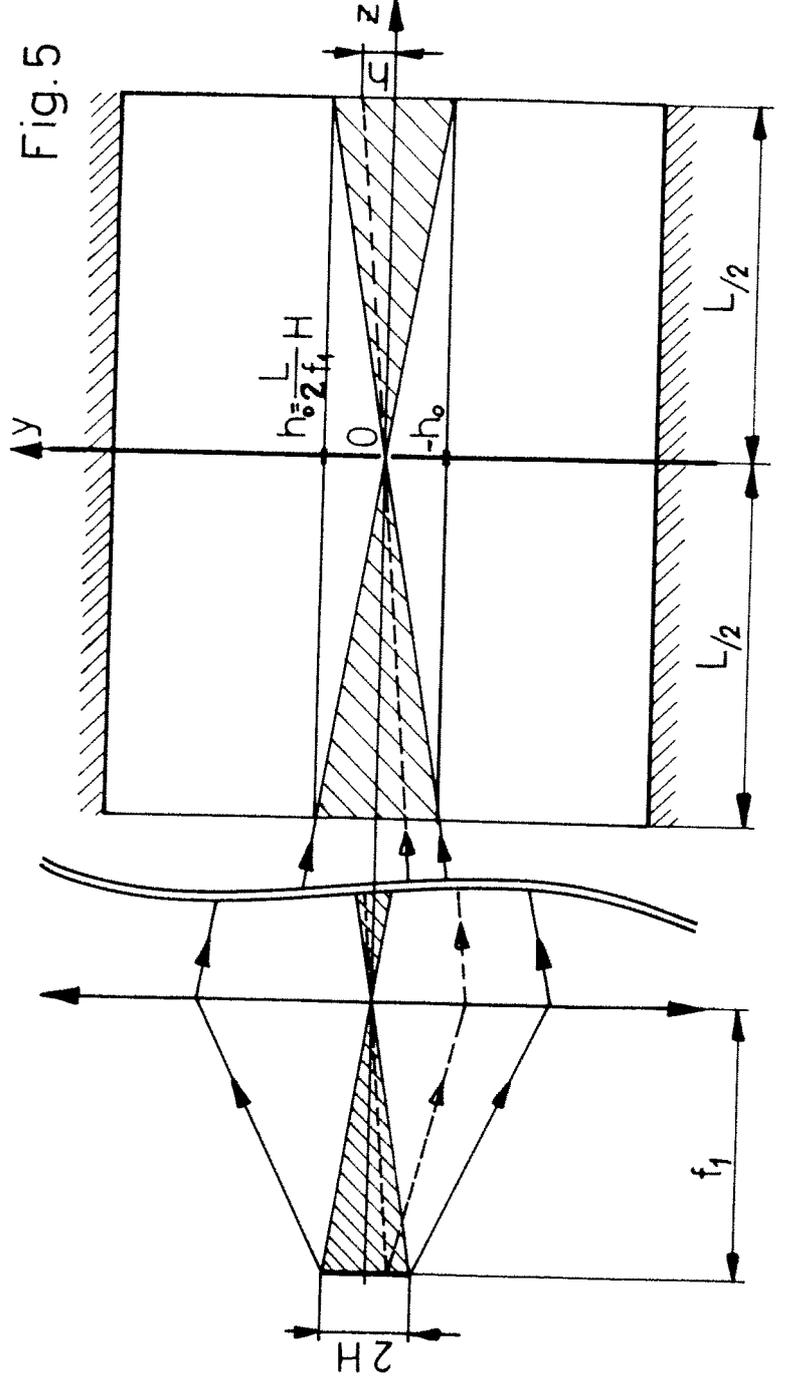
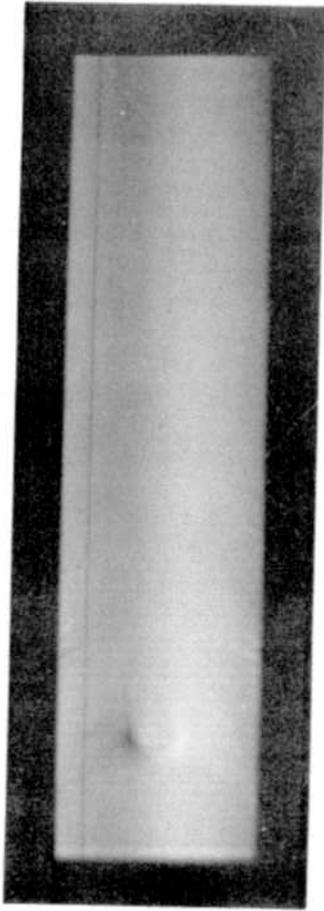
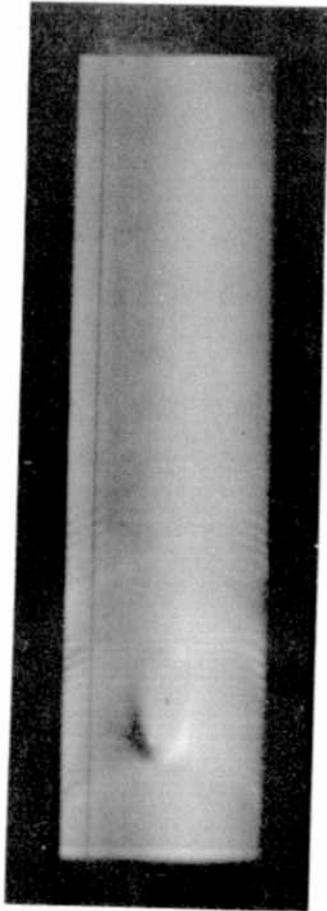


Fig.7

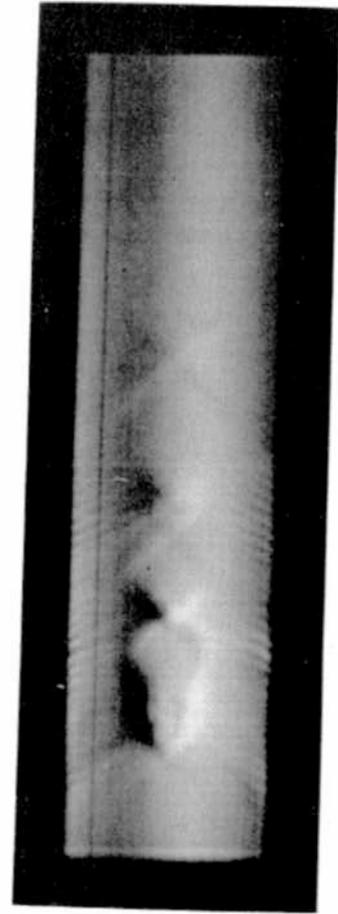
a) H₂ 60 mtorr



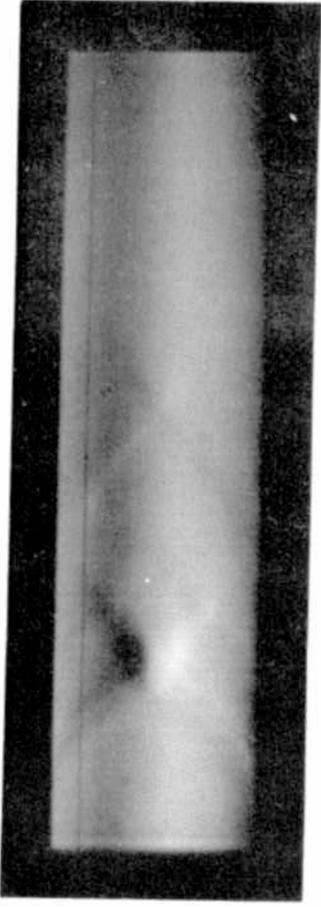
b) H₂ 100 mtorr



c) H₂ 200 mtorr



d) He 60 mtorr



e) He 100 mtorr

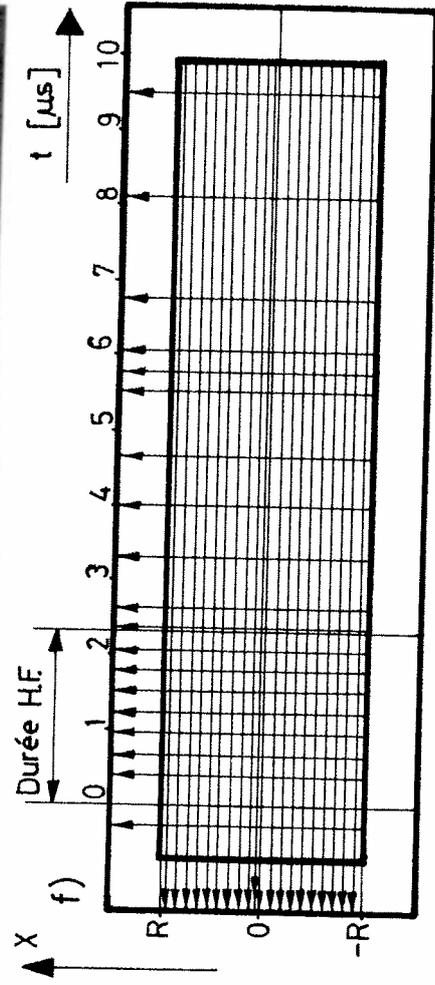
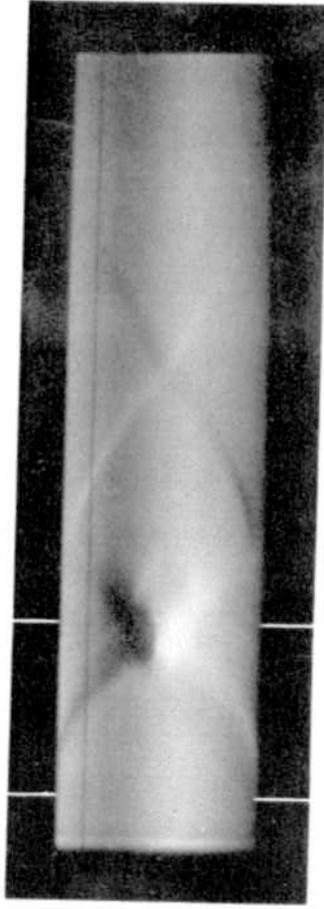


Fig. 8

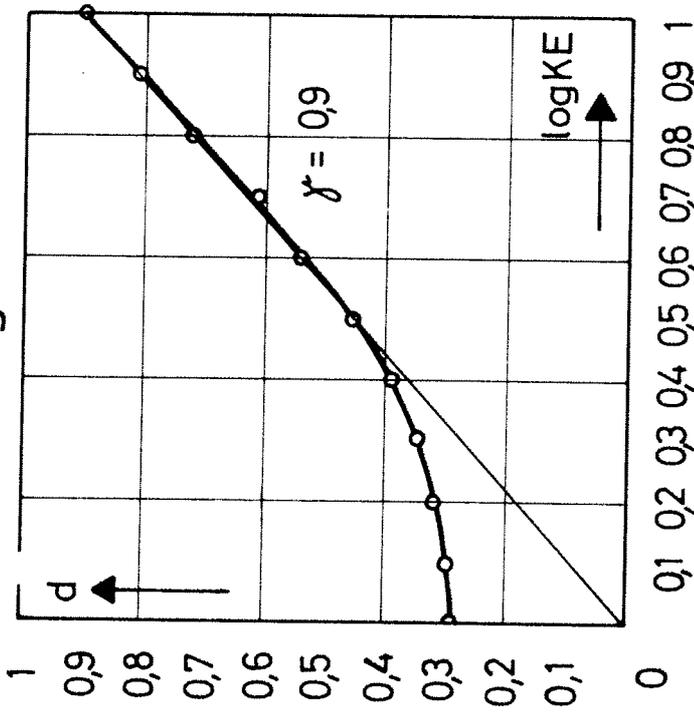


Fig. 9

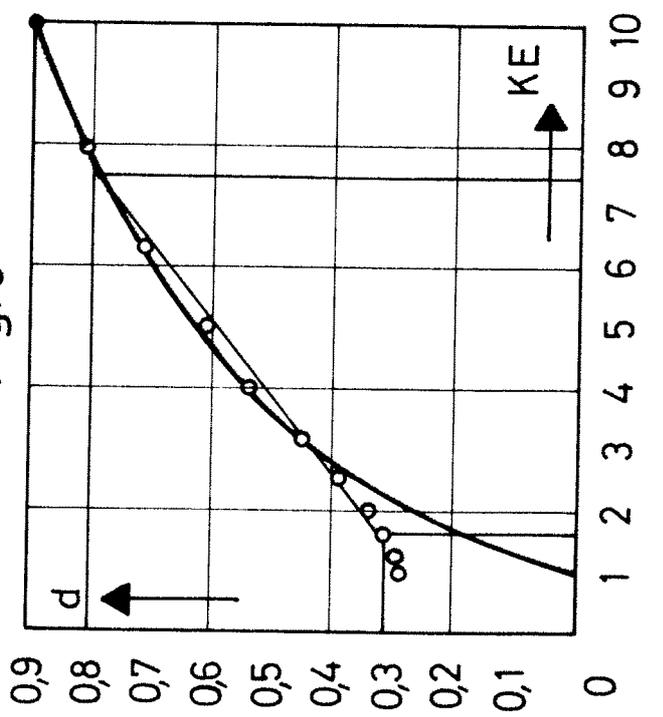


Fig. 11

$$n = \frac{\Delta N'_+ \Delta d'_+}{\Delta N'_- \Delta d'_-} = \frac{\Delta^+}{\Delta^-} = \frac{\log_b(1+\delta)}{\log_b(1-\delta)}$$

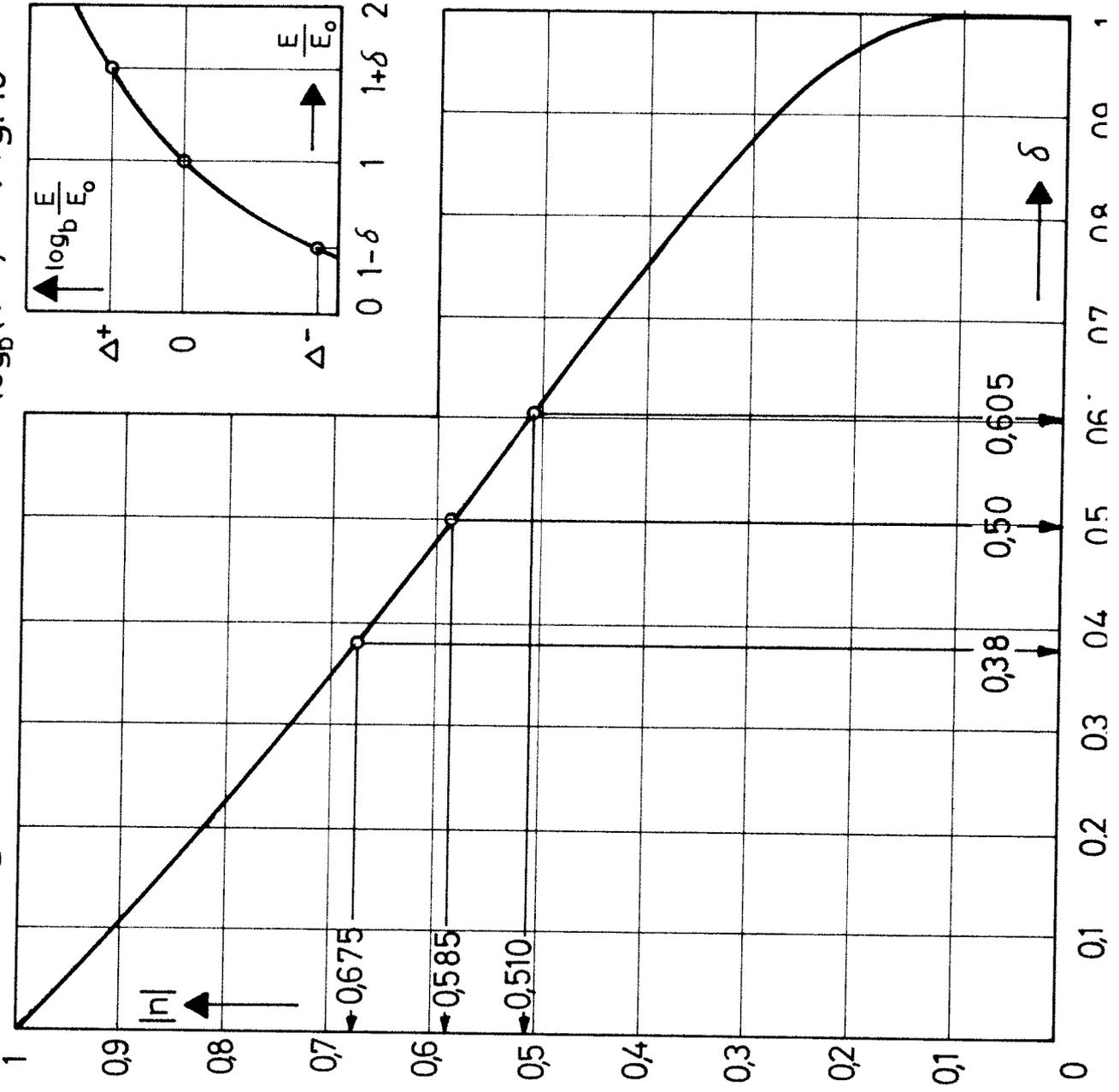


Fig. 10

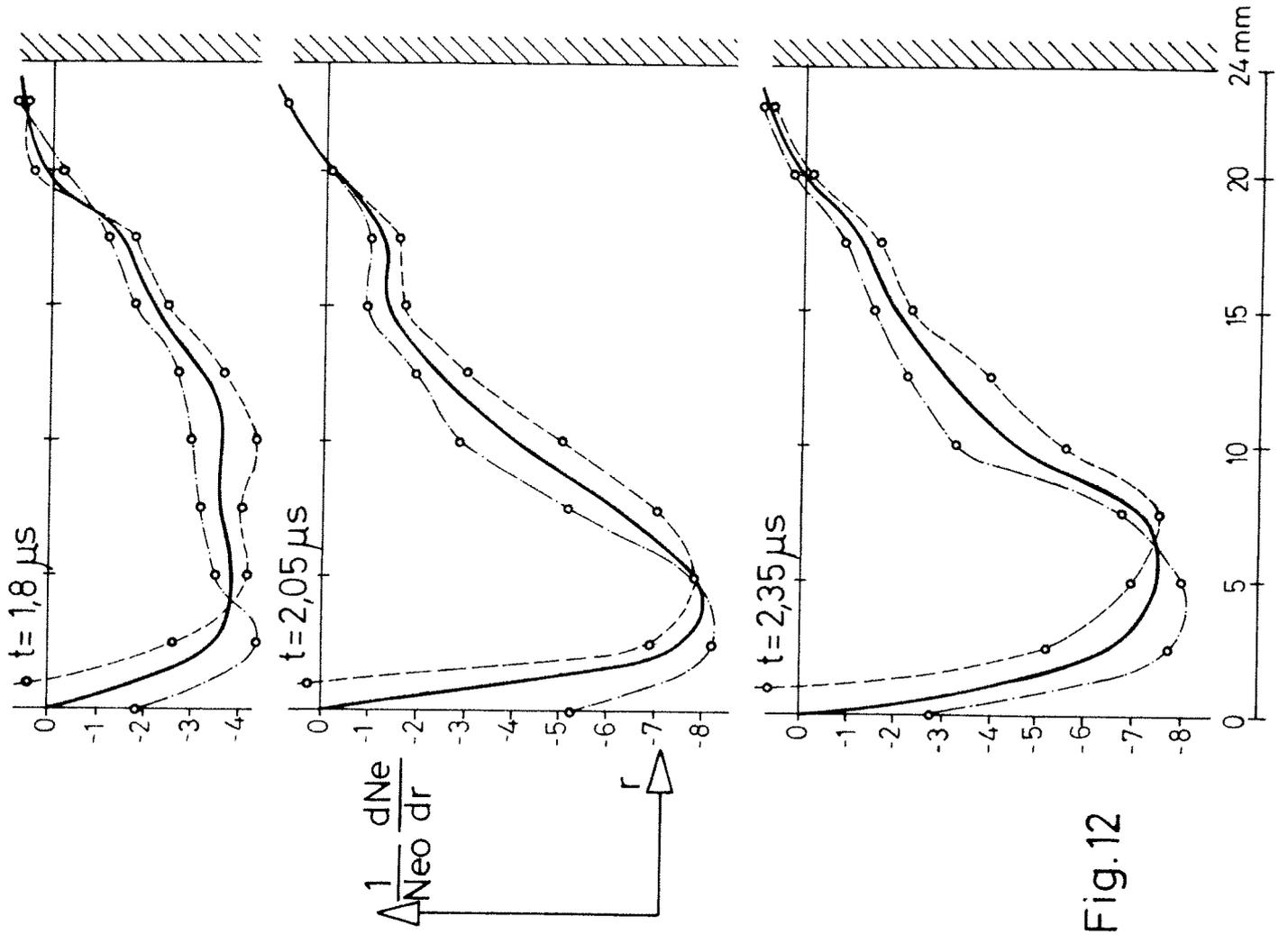
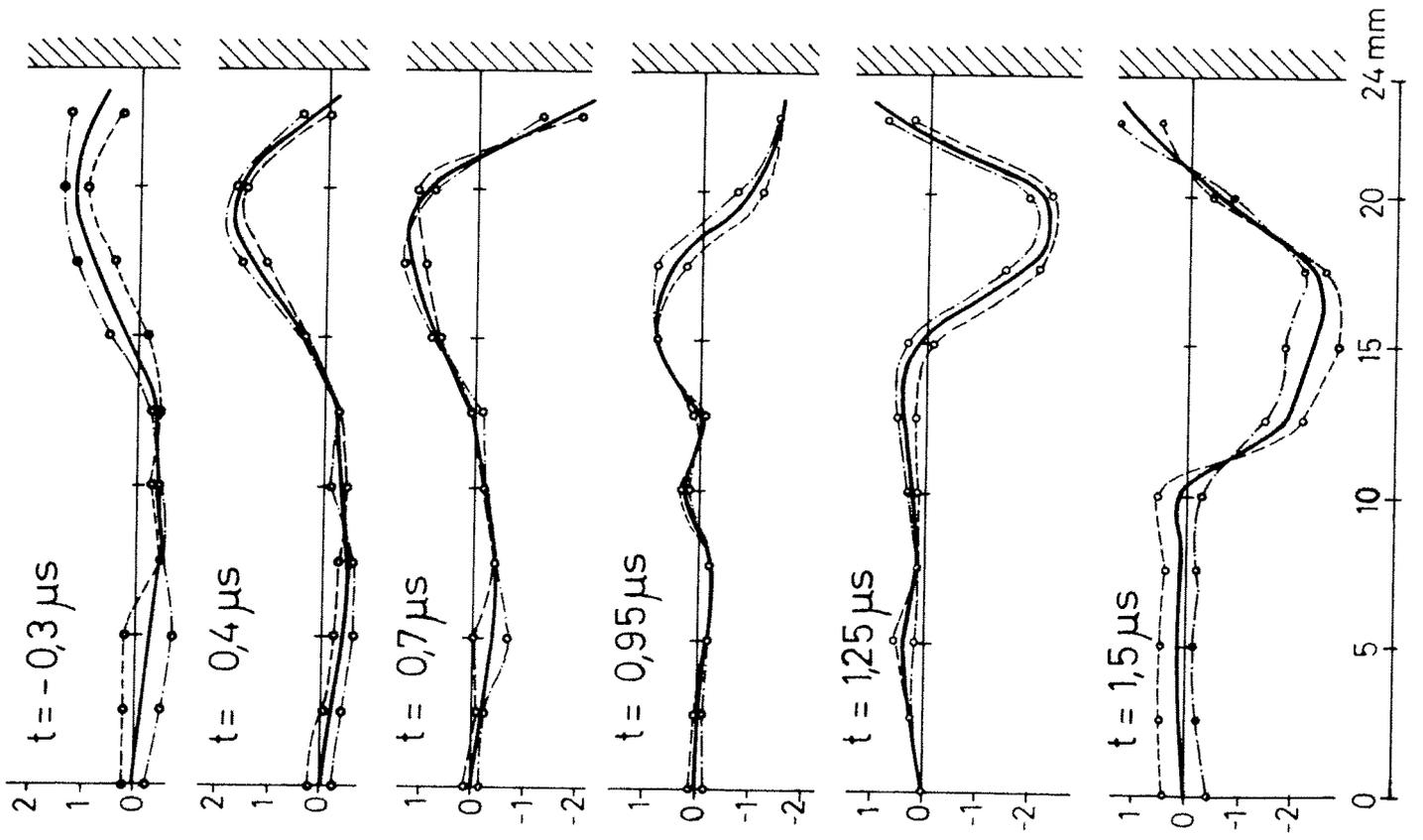


Fig.12

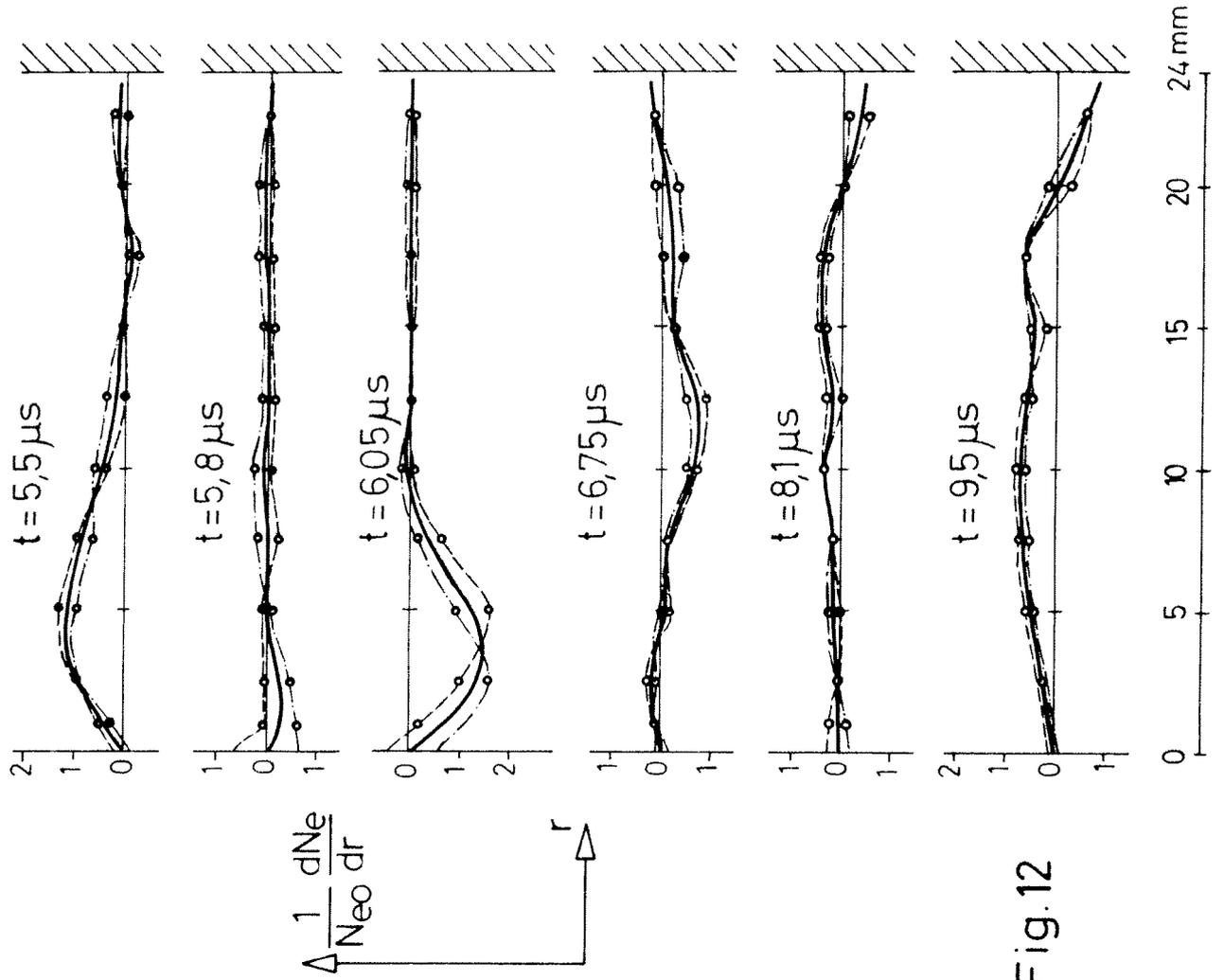
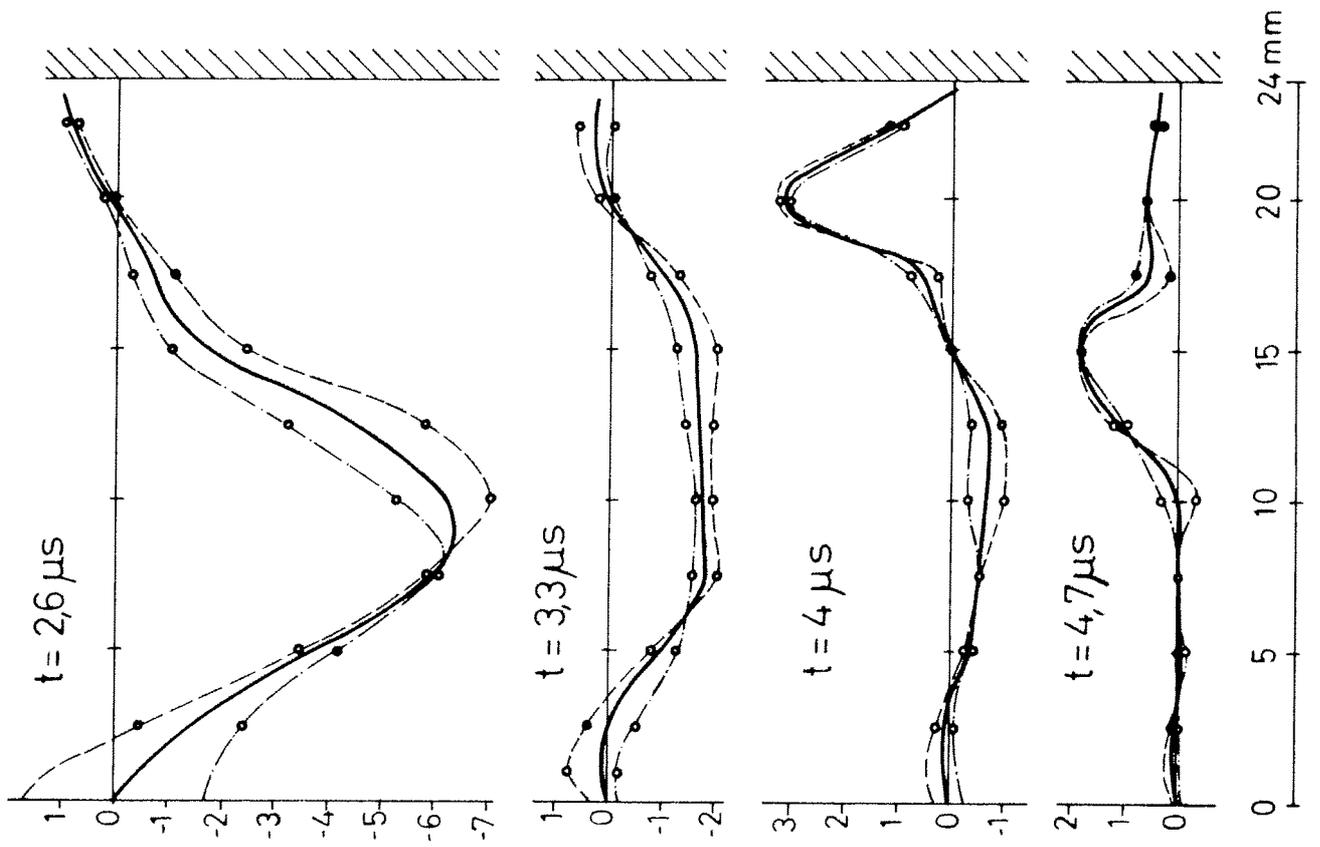


Fig.12

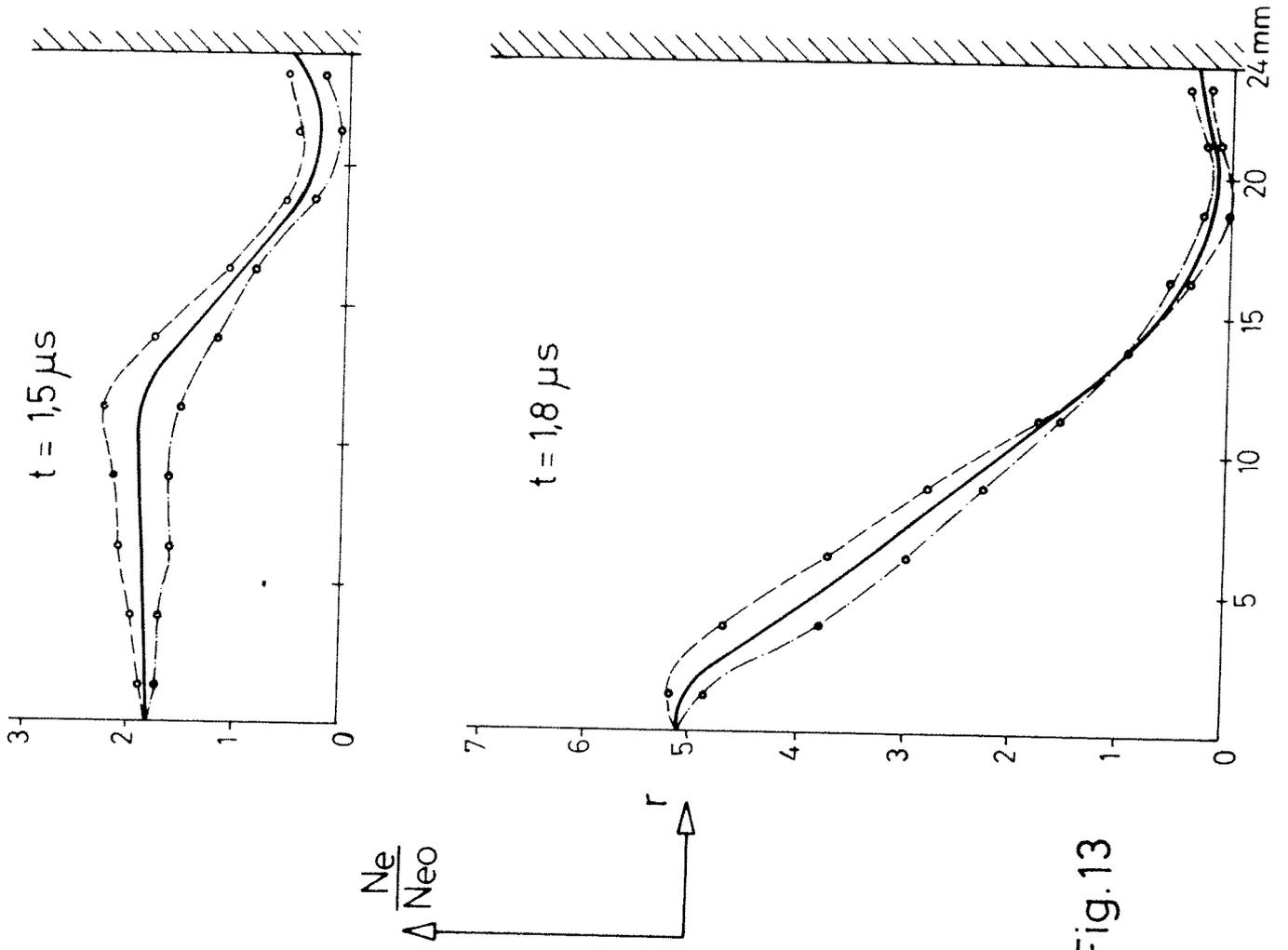
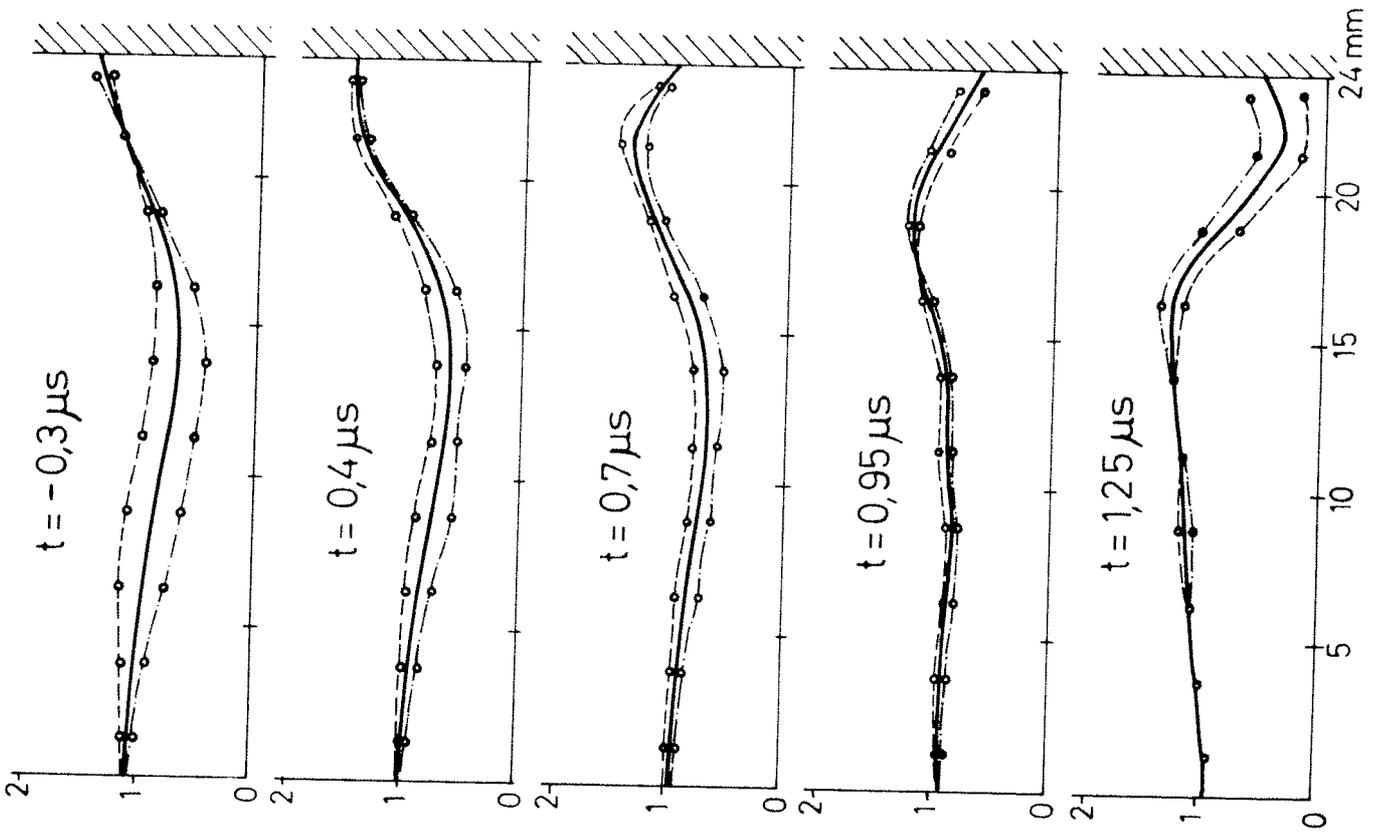


Fig.13

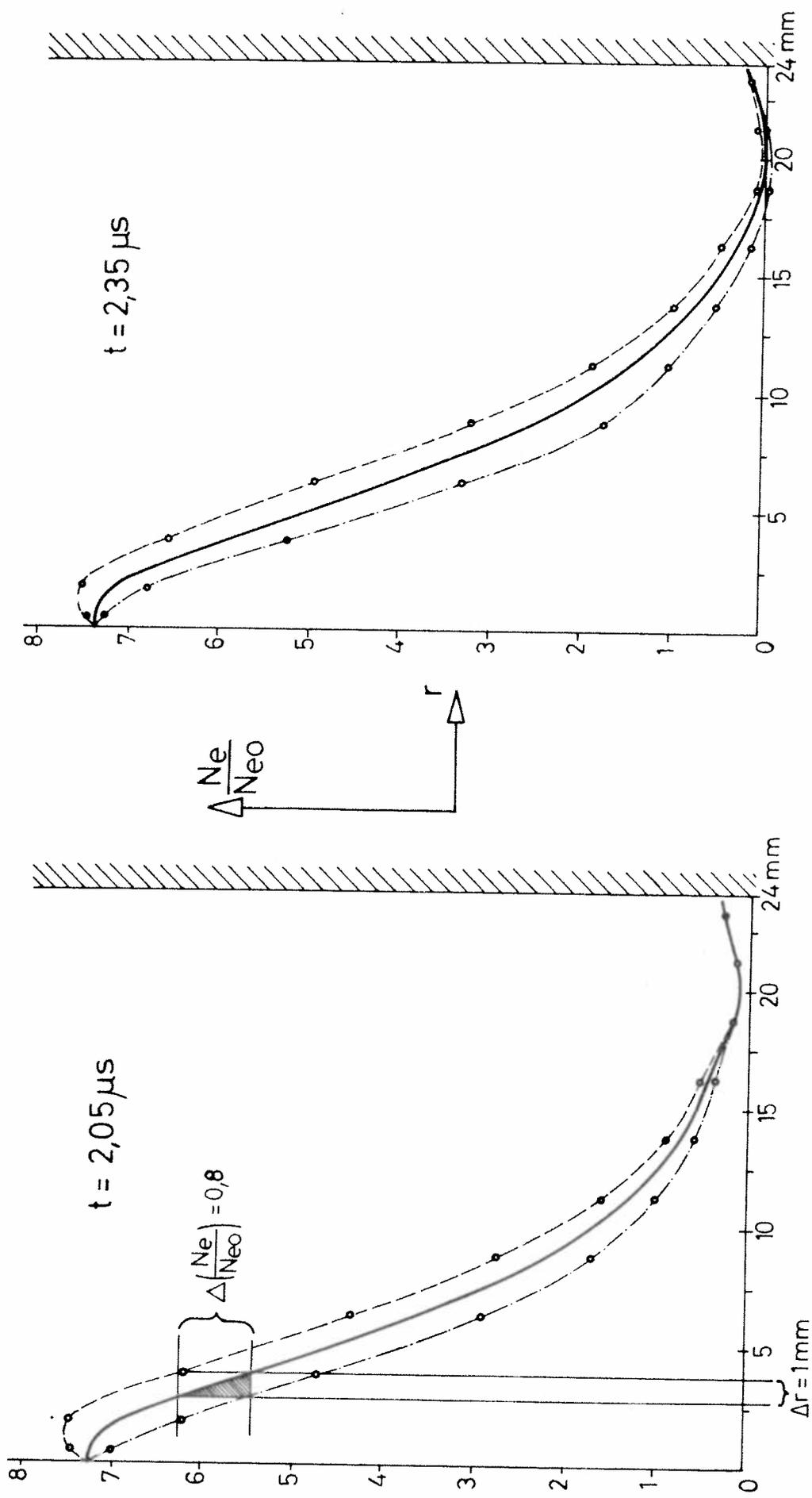


Fig.13

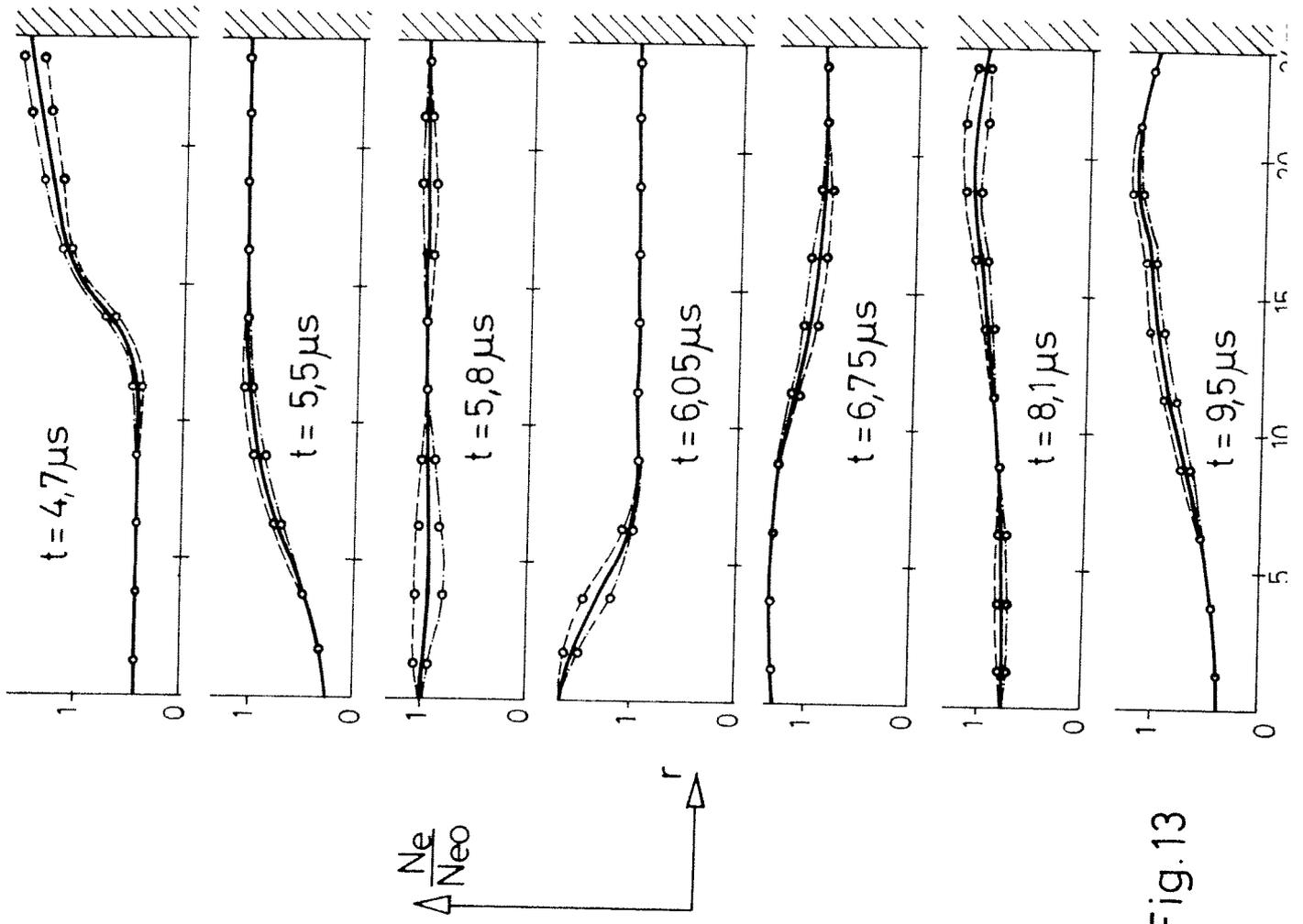
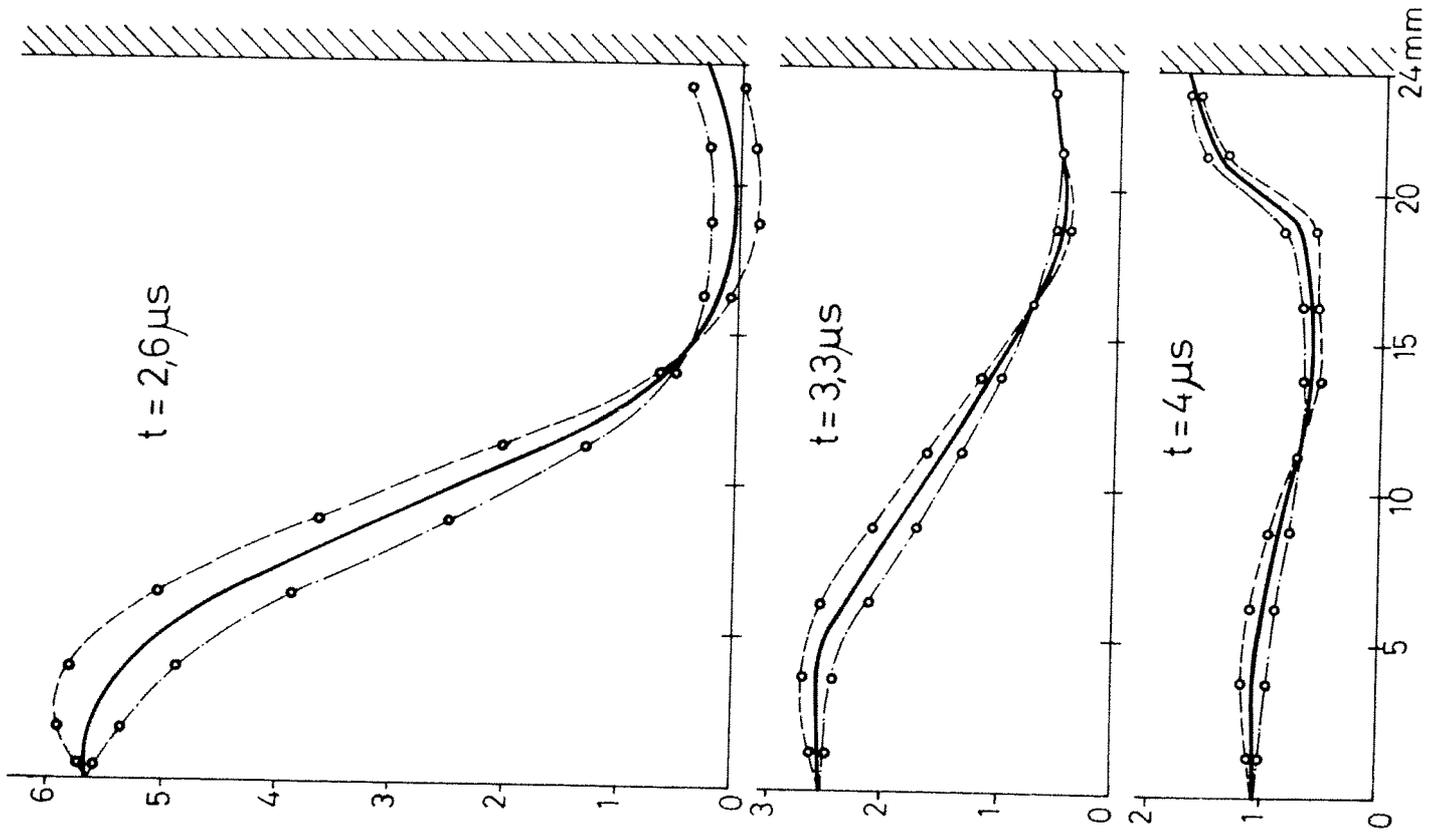


Fig.13