

Octobre 1975

LRP 97/75

LE PLASMA RESIDUEL DANS UNE STRICTION  
AZIMUTALE DROITE

P. Hafner

Centre de Recherches en Physique des Plasmas  
ECOLE POLYTECHNIQUE FEDERALE DE LAUSANNE



LE PLASMA RESIDUEL DANS UNE STRICTION  
AZIMUTALE DROITE

P. Hafner

ABSTRACT

The evolution of the electron density in the outer regions of a fast theta pinch has been measured by means of a laser interferometer.

The measurements are compared with numerical calculations using a one-dimensional, three-fluid MHD code. The comparison shows that the tenuous plasma in the outer regions originates from an instability during the implosion phase of the pinch.



TABLE DES MATIERES

	Page
I. INTRODUCTION	3
II. LA STRICTION AZIMUTALE DROITE	7
II-1. Les Différentes Phases d'une Striction Azimutale	7
II-2. Les Pertes de Particules et d'Energie	12
II-3. La Stabilité de la Striction Azimutale Droite	14
III. DISPOSITIF EXPERIMENTAL	17
III-1. Le Circuit $I_{\theta}$	17
III-2. L'Enceinte à Vide	21
III-3. Le Circuit de Préionisation	23
III-4. Réduction d'Impuretés dans le Plasma	25
IV. ETUDE DU PLASMA A L'AIDE DE LA PHOTOGRAPHIE ULTRA-RAPIDE	28
IV-1. Dispositif Expérimental	28
IV-2. Observations Préliminaires	28
IV-3. Influence de la Préionisation sur la Stabilité du Plasma	32
IV-4. Mesure du Taux de Collection de Masse et de la Densité Linéaire	35
IV-5. Mesure du Rayon du Plasma et de la Densité Electronique au Centre de la Colonne - Estimation de la Température	37
V. MESURE DE LA DENSITE ELECTRONIQUE	42
V-1. Principe de la Mesure	42
V-2. Description de l'Interféromètre	45
V-3. Réalisation de la Mesure	50

	Page
V-4. Résultats Expérimentaux	53
V-5. Les Limites de la Mesure	62
V-6. Les Sources d'Erreurs	65
VI. SIMULATION NUMERIQUE	69
VI-1. Le Code MHD Uni-Dimensionnel	69
VI-2. Utilisation du Code Uni-Dimensionnel pour la Striction Azimutale	72
VI-2.1 Les Pertes d'énergie par conduction thermique axiale	72
VI-2.2 Le champ magnétique	73
VI-2.3 Les conditions initiales	73
VI-2.4 Le dégazage des parois	73
VII. ANALYSE COMPARATIVE DES RESULTATS DE CALCUL ET DE MESURE	76
VII-1. Résistivité	76
VII-2. Flux des Particules	80
VIII. RESUME DU TRAVAIL ET CONCLUSIONS	86
REMERCIEMENTS	89
REFERENCES	90

## I. INTRODUCTION

Les strictions azimutales droites sont des machines qui permettent de confiner pendant plusieurs microsecondes des plasmas extrêmement chauds (500 à 5000 eV) et denses ( $10^{16}$  à  $10^{17}$  ions/cm<sup>3</sup>).

La décade 1960-1970 connût un essor formidable dans les recherches concernant les strictions azimutales droites (voir liste des références).

Il fût vite démontré qu'il était possible de produire dans ces machines des plasmas très stables avec des paramètres thermonucléaires. A moins de les faire très longues ( $\sim 1$  km) ou de trouver un système efficace pour fermer les extrémités, ces configurations linéaires ne permettent pas de réaliser un réacteur à cause des fuites de plasma par les extrémités ouvertes de la machine.

L'idée de fermer ces machines en formant un tore devint alors réalité et aujourd'hui, les strictions azimutales toroïdales représentent une des alternatives prometteuses pour réaliser la fusion thermonucléaire contrôlée.

Néanmoins, les strictions azimutales droites restent un magnifique banc d'essai pour étudier des problèmes fondamentaux qui touchent directement à la réalisation des grandes machines toroïdales.

Depuis quelque temps, on sait que, dans les strictions azimutales, la colonne centrale de plasma est entourée d'un plasma de basse densité, appelé "plasma résiduel".

Bien qu'on ait observé ce plasma résiduel dans plusieurs expériences de ce type /1,2,3,4/, on connaît mal son origine et ses propriétés.

Pourtant le plasma résiduel peut influencer considérablement le comportement et la réussite des expériences toroïdales à haut-beta, et ceci pour les raisons suivantes:

Premièrement, le succès de la stabilisation par rétroaction /5/ et de la stabilisation par les parois /6/ dans les strictions toroïdales dépend, en grande partie, des propriétés électriques du plasma qui entoure la colonne centrale.

Deuxièmement, le temps de confinement des particules et de l'énergie, ainsi que la contamination et le refroidissement du plasma par les impuretés, sont fortement influencés par les paramètres du plasma résiduel. En effet, ce plasma forme une couche intermédiaire qui détermine en partie, les phénomènes d'interaction entre le plasma chaud central et la paroi du tube de décharge.

La première tentative pour déterminer les paramètres du plasma résiduel dans une striction azimutale est mentionnée par H. Herold et al. /1/. Ils ont mesuré, dans l'expérience Scylla Ia, la densité du plasma en un point à l'extérieur de la colonne centrale. Ces mesures, obtenues par interférométrie axiale, sont fortement influencées par les effets des bouts puisque la longueur de la bobine n'est que de 10 cm.

Ils montrent également les profils relatifs de densité, mesurés dans le plan central, à l'aide d'un monochromateur à 9 canaux qui mesure l'émission relative de 9 éléments de volume du plasma.

Cette méthode n'est guère assez sensible pour mesurer des densités aussi basses que celles trouvées dans le plasma résiduel. Elle est également limitée en ce qui concerne la résolution spatiale.

J. Freund /3/ a mesuré les paramètres du plasma résiduel dans le plan central de l'expérience Isar I de 5.4 m de longueur. Il a obtenu des valeurs moyennes de la densité électronique et des températures ionique et atomique à partir des mesures spectroscopiques de l'élargissement des lignes Balmer du deutérium.

Ces mesures donnent des valeurs intégrées des segments de 16 mm de

largeur dans la direction radiale, si bien que la résolution spatiale n'est pas très bonne.

Il a réalisé de magnifiques photos en couleur du plasma résiduel, montrant que ce plasma est formé lors de la phase d'implosion et qu'il reste gelé dans le champ magnétique en raison de sa grande conductibilité.

Il fait des estimations sur les différents phénomènes pouvant être à l'origine du plasma résiduel et arrive à la conclusion que celui-ci est produit par des instabilités du type "flûte" /7/ pendant la phase d'implosion.

Ces instabilités ont été prédites par C.R. Schonk et R.L. Morse /8/ et observées photographiquement par F. Söldner /9/ dans une striction azimutale de conception un peu différente, puisqu'il s'agit d'une striction à haute tension qui crée un plasma extrêmement chaud ( $T_i \sim 3$  keV) et de basse densité ( $\sim 4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ). La longueur d'onde des instabilités est de l'ordre de 2 cm ce qui permet de la photographier.

On a montré /10/ que la densité du plasma résiduel est bien plus élevée que celle attendue par les théories classiques de la magnétohydrodynamique. Plusieurs phénomènes ont été mentionnés pour expliquer ceci: la diffusion anormale /10/, les instabilités "flûtes" /3,9/ et l'ionisation des atomes neutres /11/.

Afin de contribuer à la compréhension de ces problèmes, nous avons mesuré la densité électronique du plasma résiduel dans une striction azimutale droite, d'un mètre de longueur.

La méthode de mesure utilisée permet de couvrir une vaste gamme de densité, soit de  $3.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  à  $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , avec une bonne résolution spatiale (1.5 mm).

Un grand effort a été fourni afin d'éliminer les effets des bouts qui pourraient fausser les mesures.

Pour expliquer l'origine de ce plasma, les mesures sont comparées avec les résultats numériques obtenus par simulation de l'expérience à l'aide d'un code MHD. Le code résout les équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie pour chacun des trois fluides (électrons, ions et atomes neutres). En outre, il traite des phénomènes tels que la diffusion anormale, la conductivité thermique axiale et radiale, l'ionisation du gaz neutre et le dégazage des parois.

Le travail comporte huit chapitres. Le deuxième décrit de façon très générale la striction azimutale. Le troisième comprend la description de notre dispositif expérimental.

Le chapitre IV comprend l'étude de la colonne centrale de plasma, réalisée au moyen des techniques photographiques. On obtient des renseignements concernant la stabilité du plasma, son rayon, sa densité et température au centre.

Le chapitre V décrit et montre les résultats des mesures de densité électronique réalisées à l'aide d'un interféromètre du type Mach-Zehnder. Les chapitres VI et VII traitent les calculs numériques de simulation et la comparaison avec les résultats expérimentaux. Les conclusions de ce travail sont enfin discutées dans le chapitre VIII.

## II. LA STRICTION AZIMUTALE DROITE

Ce chapitre décrit de façon très générale le fonctionnement d'une striction azimutale et ses principales propriétés.

Le type de striction azimutale le plus courant consiste en une bobine cylindrique d'une spire alimentée par un banc de condensateurs de très faible inductivité. Une enceinte à vide, également cylindrique (tube de décharge) est placée concentriquement à la bobine et remplie avec de l'hydrogène ou du deutérium à une pression (typique) de quelques dizaines de millitorr.

Le gaz est préionisé, généralement au moyen d'une impulsion de courant axial ou azimutal, à la suite de quoi le banc de condensateurs est déchargé dans la bobine.

La figure II-1 montre le fonctionnement d'une striction azimutale. Le courant  $-\vec{I}_\theta$  très rapidement croissant, produit à l'intérieur de la bobine un champ magnétique axial  $\vec{B}_z$ , homogène et de même croissance. Il lui correspond un champ électrique inducteur  $E_\theta$ .

La conductivité du plasma produit par la préionisation étant suffisamment grande, un courant image  $\vec{I}_\theta$  s'établit près de la surface intérieure du tube, dans la direction opposée au courant de la bobine. Par conséquent, une force  $\vec{F} = \vec{I}_\theta \times \vec{B}_z$  comprime le plasma radialement vers l'axe du tube de décharge (effet de striction).

### II-1. Les Différentes Phases d'une Striction Azimutale

On peut distinguer trois phases dans une striction azimutale: l'implosion, l'oscillation et la compression adiabatique.

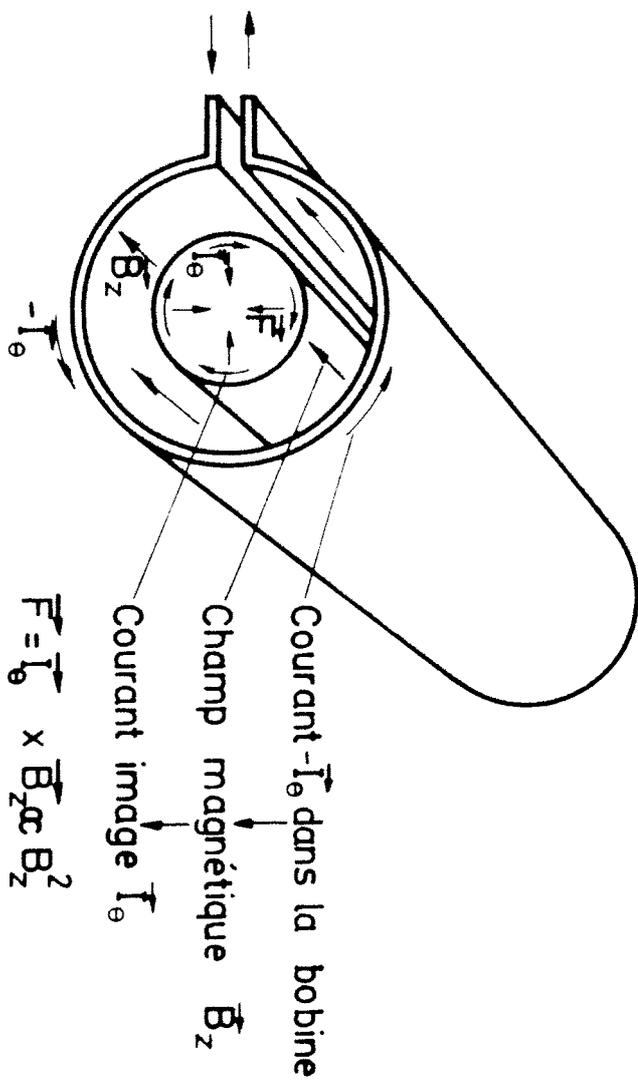


Fig. II-1 Principe d'une striction azimuthale

a) La phase d'implosion

Le champ magnétique, très rapidement croissant agit comme un piston sur le plasma, en produisant une onde de choc qui converge vers l'axe à vitesse supersonique.

L'onde de choc ionise à son passage le reste du gaz neutre, non-ionisé pendant la préionisation. Le plasma produit est collecté et accéléré violemment vers l'axe d'où il en résulte un chauffage ionique très efficace.

L'équipartition d'énergie ions-électrons /12/ se réalise dans un temps généralement plus long que la durée de vie caractéristique du plasma dans les strictions azimutales droites.

Ceci, conjointement avec les pertes d'énergie des électrons par conduction thermique (voir plus loin) implique que les températures ioniques sont normalement plus élevées que les températures électroniques dans ce type de machine.

La phase d'implosion a été largement étudiée tant théoriquement qu'expérimentalement /13,14,15,16,17,18/.

Plusieurs modèles simples ont été établis pour calculer la vitesse de l'onde de choc et la température du plasma à la fin de l'implosion /13,14/. Ces modèles sont basés sur deux hypothèses différentes: le modèle "particules libres" où les particules sont parfaitement réfléchies par le piston magnétique et acquièrent une vitesse double; et le modèle "chasse-neige" où les particules sont piégées par le piston et entraînées à la même vitesse.

La température finale obtenue dépend de la vitesse de montée du champ magnétique, des paramètres géométriques de la bobine et de la pression de remplissage.

Expérimentalement, les températures mesurées, dans certaines strictions azimutales, correspondent à des valeurs se trouvant entre les résultats de ces deux modèles /16,17/.

Des modèles "chasse-neige" plus complets, ont été établis en tenant compte de l'influence du travail d'ionisation et de la résistivité du plasma /15,18/. Dans ces références, les auteurs font part d'un bon accord entre les mesures et les résultats analytiques.

Le fort courant azimuthal  $\vec{I}_\theta$  qui circule dans le plasma produit un chauffage ohmique qui s'ajoute au chauffage produit par l'onde de choc. R. Mewe /17/ a estimé que la contribution du chauffage ohmique à la température finale est de l'ordre de 25 %.

Les codes numériques MHD (Chapitre VI) restent le meilleur moyen pour obtenir les paramètres du plasma pendant la phase d'implosion. Pourtant, on verra dans le chapitre VII que même avec ces modèles sophistiqués on arrive pas à reproduire les profils de densité mesurés pendant cette phase.

#### b) La phase d'oscillation

Après l'implosion, quand l'onde de choc arrive à l'axe du tube de décharge, la couche de plasma collectée effectue des oscillations radiales du type hydromagnétique. Elles ont lieu autour d'une position d'équilibre où la somme de la pression du plasma et de la pression du champ magnétique diffusée à l'intérieur est égale à la pression du champ magnétique externe.

L'équilibre est donné par:

$$nk (T_e + T_i) + \frac{B_{int}^2}{2 \mu_0} = \frac{B_{ext}^2}{2 \mu_0} \quad (2.1)$$

Les oscillations hydromagnétiques radiales dans les strictions azimuthales ont été étudiées en détail dans les références /19,20,21,18/.

La fréquence  $\omega$  de ces oscillations dépend principalement du champ magné-

tique externe  $B_{\text{ext}}$  et de la densité linéaire du plasma collecté  $M$  ( $\text{gr cm}^{-1}$ ). Elle est donnée par la relation /18/:

$$\omega^2 = \frac{g^2 B_{\text{ext}}^2}{M} \left[ 1 - \beta \left( 1 - \frac{\gamma}{2} \right) \right] \quad (2.2)$$

$g$  est un facteur de correction qui dépend de la forme du profil radial de densité (Chapitre IV-4).

$\gamma$  est le rapport des chaleurs spécifiques.

$\beta$  est défini comme le rapport entre la pression thermique du plasma et la pression du champ magnétique externe\*.

D'après (2.1):

$$\beta = \frac{nk (T_e + T_i)}{B_{\text{ext}}^2 / 2 \mu_0} = 1 - \frac{B_{\text{int}}^2}{B_{\text{ext}}^2} \quad (2.3)$$

Le temps caractéristique des oscillations est beaucoup plus petit que le temps de thermalisation des énergies parallèles et perpendiculaires au champ magnétique. On peut alors admettre que des particules possèdent deux degrés de liberté, d'où  $\gamma = 2$ . La fréquence  $\omega$  devient indépendante du  $\beta$ .

Dû à la viscosité du plasma, les oscillations s'amortissent au bout d'environ une microseconde.

---

\* Le  $\beta$  du plasma est un paramètre qui caractérise les machines à fusion. On distingue les machines à bas-beta ( $\beta < 0.01$ ) comme les Tokamaks et les Stellarators, et les machines à haut-beta ( $1 \gg \beta > 0.01$ ) comme les strictions et les miroirs.

c) La phase de compression adiabatique

Après l'implosion et les oscillations, le champ continue à croître, comprimant et chauffant le plasma adiabatiquement.

Un modèle simple de la compression adiabatique, qui considère un plasma homogène et néglige les pertes d'énergie et les pertes de particules par les extrémités de la bobine donne la relation suivante, entre la température du plasma et le champ magnétique:

$$\frac{1}{T} \frac{dT}{dt} = \frac{4}{6 - \beta} \frac{1}{B} \frac{dB}{dt} \quad (2.4)$$

En considérant la relation entre  $\beta$  et le champ magnétique, R. Mewe /17/ analyse à l'aide de ce modèle l'effet de la compression adiabatique sur le plasma formé lors de l'implosion.

Un modèle plus complet qui tient compte des pertes d'énergie, est analysé par T.S. Green et al. /22/. Les auteurs mentionnent un bon accord entre les températures mesurées dans plusieurs strictions azimutales et les résultats analytiques.

De nouveau les codes numériques MHD (Chapitre VI) restent le meilleur moyen pour obtenir les paramètres du plasma pendant la phase de compression adiabatique.

## II-2. Les Pertes de Particules et d'Energie

Dans les strictions azimutales droites, l'échauffement du plasma produit pendant les différentes phases décrites plus haut, entre en compétition avec le refroidissement du plasma produit par les pertes de particules et d'énergie.

En l'absence d'instabilités, les pertes de particules sont presque entièrement dues à l'écoulement qui se produit vers les extrémités ouvertes de la bobine /23,24,25,26/.

Un modèle simple du plasma dans lequel le problème est réduit à celui de l'étude d'un écoulement uni-dimensionnel est étudié dans la référence /23/.

Une onde de raréfaction se propage à partir des extrémités ouvertes. Le front d'onde se propage à la vitesse  $v_r$  donnée par la relation

$$v_r = \left(\frac{2}{\gamma}\right)^{\frac{1}{2}} c_s (1 - \beta)^{\frac{1}{2}} \quad (2.5)$$

où  $c_s = \left(\frac{\gamma k T}{m_i}\right)^{\frac{1}{2}}$  est la vitesse du son dans un plasma.

T désigne la température totale  $T_e + T_i$ .

Des mesures réalisées par A.A. Newton /25/ montrent un bon accord expérimental avec ce modèle et avec les résultats d'un code MHD uni-dimensionnel (z, t) /22/.

Dans les strictions azimutales, les profils de densité sont diffus. Ils présentent une forte concentration de plasma près de l'axe (Fig. V-7 et V-8). Les profils de température sont plats au centre de la colonne et chutent à l'extérieur (Chapitre IV-5). Le  $\beta$  varie de façon continue en partant d'une valeur proche de 1 au centre, pour atteindre zéro près de la paroi.

Par conséquent, les pertes les plus rapides ont lieu aux rayons intermédiaires où la vitesse du son est grande et le  $\beta$  petit.

Après les pertes de particules, l'effet de seconde importance qui contribue au refroidissement du plasma est la conduction thermique axiale vers les régions froides des extrémités de la bobine /22,27,28/.

Le mécanisme de transport axial d'énergie est causé par la diffusion de chaleur par les électrons.

Les effets de perte de particules et de conduction thermique n'ont pas la même dépendance spatiale et temporelle. Le premier phénomène influence le plan central du plasma seulement après l'arrivée de l'onde de raréfaction, tandis que le deuxième phénomène influence presque instantanément toute la colonne /28/.

La température électronique maximale, limitée par ce-dernier effet, peut être estimée avec la relation /22/:

$$T_e^{7/2} = 49,73 \omega \hat{B}^2 L^2 \quad (2.6)$$

[eV]                      [MKS]

Remarque: Avec les paramètres de notre expérience (Chapitre III), la température électronique maximale obtenue selon (2.6) est de 165 eV.

Les pertes d'énergie produites par les radiations du plasma /27/ sont d'un ordre de grandeur inférieur à celles produites par les effets décrits plus haut.

### II-3. La Stabilité de la Striction Azimutale Droite

Le problème de la stabilité du plasma est très important dans toutes les machines qui ont pour but l'étude de la fusion thermonucléaire par la méthode du confinement magnétique.

Une description très complète des instabilités macroscopiques et microscopiques des plasmas à haut-beta se trouve dans la référence /29/.

Une striction azimutale droite de longueur infinie est, du point de vue de la magnétohydrodynamique idéale, marginalement stable, ce qui a été

confirmé par les expériences et récemment par les codes numériques de stabilité /30/.

Du fait de la longueur finie, l'influence des effets des bouts produit dans ce type d'expériences des instabilités dites de rotation. La colonne de plasma tourne autour de son axe et des modes instables  $m = 1$  et  $m = 2$  apparaissent (la dépendance azimutale de la perturbation est décrite par un facteur  $e^{im\theta}$ ). Les modes  $m > 2$  sont probablement amortis par l'effet de Larmor fini /31/.

De nombreuses théories ont été avancées pour expliquer l'origine de la rotation du plasma et de l'instabilité consécutive. Deux mécanismes semblent être fondés expérimentalement: ce sont les actions des petits champs magnétiques radiaux aux extrémités de la bobine /32,33/ et des champs magnétiques azimutaux produits à l'extérieur de la bobine par des courants de court-circuit /34,35/.

Le démarrage de l'instabilité semble se produire après le temps de transit d'une onde d'Alfvén, passant de l'extrémité au plan central de la bobine.

Dans le chapitre VII nous parlerons d'instabilités du type "flûte", qui se produisent pendant la phase d'implosion.

Ces instabilités magnétohydrodynamiques, dites aussi de "Rayleigh-Taylor" ou "interchange", ont pour origine la forte accélération radiale du plasma /36/.

Quand l'accélération est dirigée du fluide moins dense (champ magnétique) vers le fluide plus dense (plasma), on se trouve dans la situation de deux liquides de densité différente superposés, soumis au champ gravitationnel, d'où le nom d'instabilité de Rayleigh-Taylor. Elles se traduisent par des cannelures de la couche limite, d'où le nom de "flûtes". On peut aussi parler d'un échange de place entre les deux fluides, d'où le nom "d'interchange".

Les instabilités de rotation décrites plus haut ont la même origine, à savoir l'accélération due à la rotation du plasma.

L'examen théorique du comportement dynamique d'une couche mince de plasma accélérée radialement révèle que le taux de croissance de l'instabilité "flûte" est /7,37/:

$$\omega^{-1} = (gk)^{-\frac{1}{2}} = \left(g \frac{m}{r_p}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.7)$$

$g$  est l'accélération,  $m$  le nombre d'onde azimutale et  $r_p$  le rayon de la couche cylindrique de plasma.

Si l'on prend des valeurs typiques d'une striction azimutale rapide:  $g \sim 10^{14}$  cm/sec<sup>2</sup>;  $r_p \sim 4$  cm;  $\lambda_\theta \sim 0.5$  cm, donc  $m \sim 50$ , on obtient  $\omega^{-1} \sim 0.03$   $\mu$ s.

Dans les strictions azimutales à haute pression de remplissage (> 100 mTorr), les "flûtes" peuvent être observées photographiquement /29/. Mais à basse pression, on ne les voit plus et on oublie leur présence. Ce n'est que récemment qu'on s'est aperçu de leur existence, mais que leur longueur d'onde était si petite ( $m$  élevée) qu'on arrivait pas à les distinguer sur les photos.

Au lieu d'une déformation de la couche limite en forme de cannelures, on trouve plutôt une structure filamentaire avec une densité très faible dans les filaments /8/.

On verra dans le chapitre VII que les "flûtes" sont probablement à l'origine du plasma résiduel.

### III. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Les mesures présentées dans ce travail ont été réalisées dans une expérience de type striction azimutale droite, construite au cours de l'année 1972. La figure III-1 montre une vue schématique de l'expérience.

La description du dispositif expérimental comporte quatre sous-chapitres: le circuit  $I_{\theta}$ , utilisé pour réaliser la striction azimutale; l'enceinte à vide dans laquelle est produit le plasma; le circuit de préionisation et les mesures prises pour réduire au minimum le taux d'impuretés dans le plasma.

#### III-1. Le Circuit $I_{\theta}$

Le circuit  $I_{\theta}$  est composé d'un banc de condensateurs de 120 kJ /38/ raccordé à une bobine d'une spire par un collecteur à plaques parallèles. Le schéma électrique est montré dans la figure III-2.

Le tube de décharge est placé concentriquement à l'intérieur de la bobine, dont les dimensions sont de 100 cm de longueur et 12 cm de diamètre.

Le banc est composé de huit condensateurs de 18.8  $\mu$ F en parallèle chargés à une tension maximale de 40 kV. Chaque condensateur est connecté au collecteur par l'intermédiaire d'un éclateur sous pression d'air. Une impulsion de 100 kV, de montée rapide (9 kV/ns à vide) appliquée aux électrodes trigger, permet un déclenchement simultané des huit éclateurs.

Pour une tension de charge de 40 kV, le taux de montée initiale du champ magnétique,  $\omega B_{\max}$ , est de  $1,76 \cdot 10^{10}$  G/s; ainsi le champ élec-

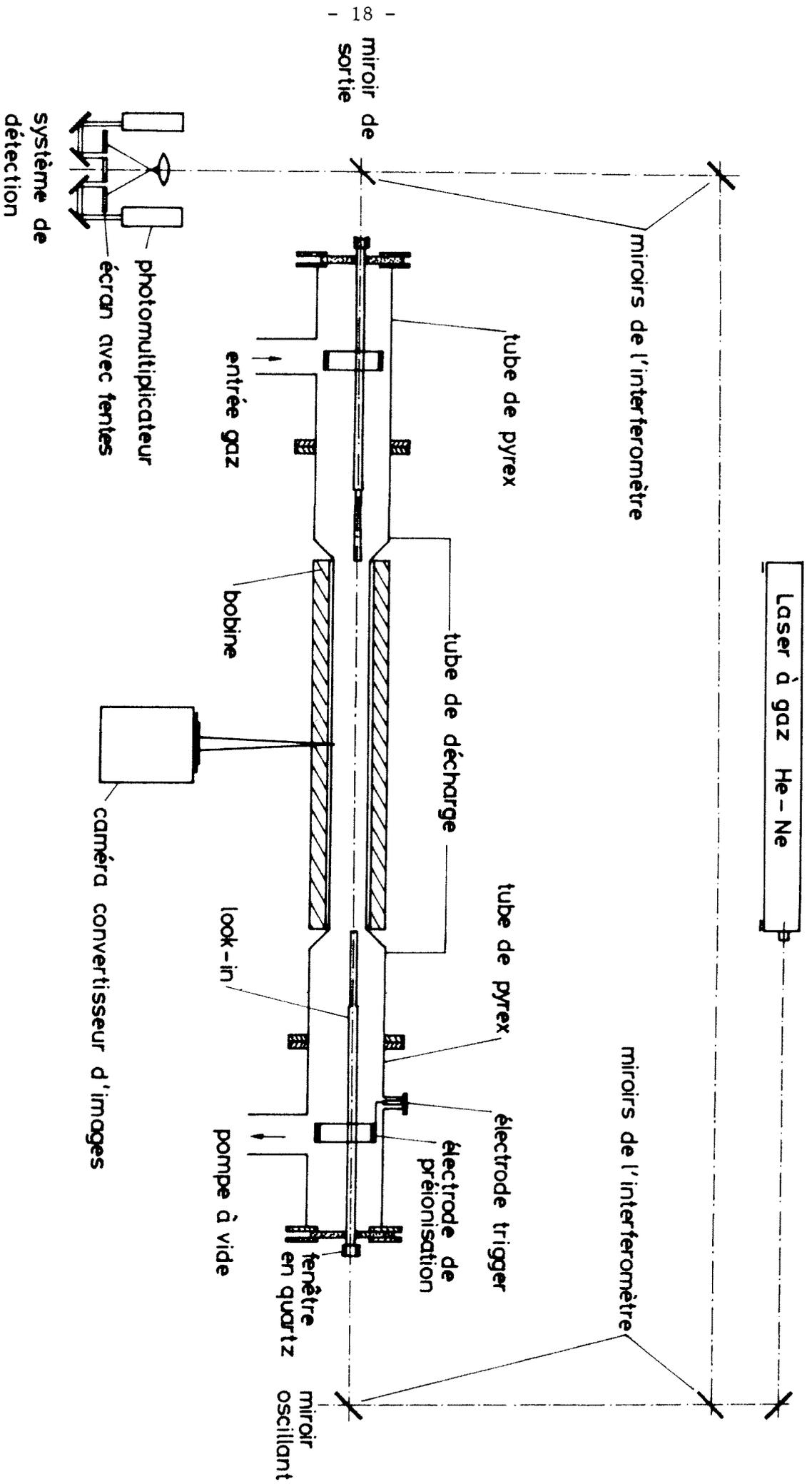
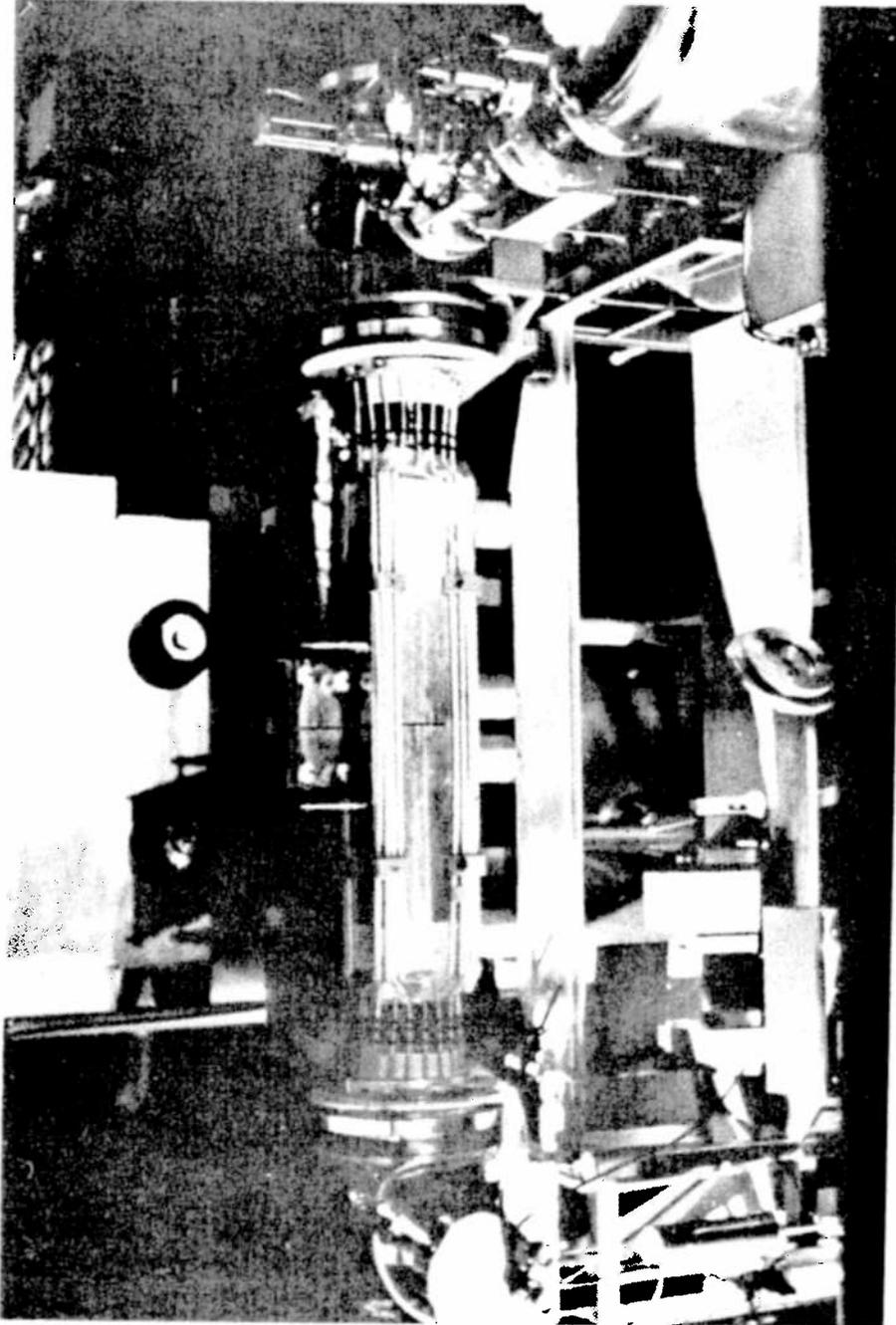


Fig. III-1 Vue schématique de l'expérience



Vue partielle de l'expérience

trique à la surface du tube de décharge est égale à 440 V/cm. Le courant  $I_{\theta}$  circule dans la bobine en oscillation amortie. Sa valeur crête est de 2.85 MA avec une période de 12  $\mu$ s.

Dans le tableau I sont résumées les principales caractéristiques du circuit  $I_{\theta}$ .

TABLEAU I

Tension de charge	40	kV (35 kV)
Capacité totale	150.4	$\mu$ F
Energie	120	kJ (92 kJ)
Self du banc	8.4	nH
Self du collecteur	2.1	nH
Self de la bobine	14.4	nH
Self totale du circuit	24.9	nH
Résistance du banc	0.88	m $\Omega$
Résistance totale du circuit	1.48	m $\Omega$
Quart de période: T/4	3.04	$\mu$ s
Courant maximum	2.85 MA	(2.5 MA)
Champ magnétique maximum	34	kG (30 kG)
Champ électrique maximum	440	V/cm (387 V/cm)
Taux de montée initiale du champ magnétique	1,76 . 10 <sup>10</sup>	G/s (1,55 . 10 <sup>10</sup> G/s)

Le champ magnétique a été mesuré à l'aide d'une sonde étalonnée /39/ introduite axialement dans la bobine. Le courant  $I_{\theta}$  est dérivé de cette mesure. Lors des décharges, la sonde est retirée.

Une résistance de 0.6 m $\Omega$  est montée en série avec le banc afin de réduire à un niveau tolérable la tension inverse apparaissant aux bornes des

condensateurs à la première demi-période. On obtient cette résistance en utilisant un collecteur en acier inoxydable ( $\sigma = 1,75 \cdot 10^6 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ ).

### III-2. L'Enceinte à Vide

L'enceinte à vide est composée d'un tube de décharge en quartz avec, à chaque extrémité, un prolongement en pyrex, auquel sont fixés les électrodes de préionisation, le dispositif d'introduction du gaz et le raccordement de l'enceinte à la pompe à vide (Fig. III-1). La longueur du tube de décharge est de 160 cm; son diamètre à l'intérieur de la bobine est de 10 cm, il est évasé à l'extérieur jusqu'à 20 cm (Fig. III-1). Cet élargissement de la section du tube réduit la contamination du plasma par des impuretés /40/. En effet, le plasma qui fuit par les extrémités de la bobine (Chapitre II), arrache des impuretés en bombardant les parois du tube de décharge à l'endroit où les lignes du champ magnétique rencontrent le tube. Une partie de ces impuretés est injectée dans la décharge et contamine ainsi le plasma. En évasant le tube à l'extérieur de la bobine on éloigne la zone bombardée de la zone de décharge, ce qui diminue la contamination du plasma.

On atteint dans l'enceinte à vide une pression limite de  $3 \cdot 10^{-7}$  Torr au moyen d'une pompe à diffusion. Pour empêcher que les vapeurs d'huile entrent dans l'enceinte à vide, celle-ci est séparée du système de pompage par un piège à air liquide. Tous les joints de l'enceinte risquant d'entrer en contact avec le plasma sont en indium.

Lors de cette expérience, les pressions de remplissage de deutérium ont été de 10, 20 et 40 mTorr. Le gaz est introduit dans l'enceinte de façon continue, par diffusion à travers un tube de nickel chauffé. On établit la pression désirée en fermant un clapet (situé entre le tube de décharge et la pompe) et on l'ouvre immédiatement après la décharge pour évacuer les produits désorbés par les parois du tube.

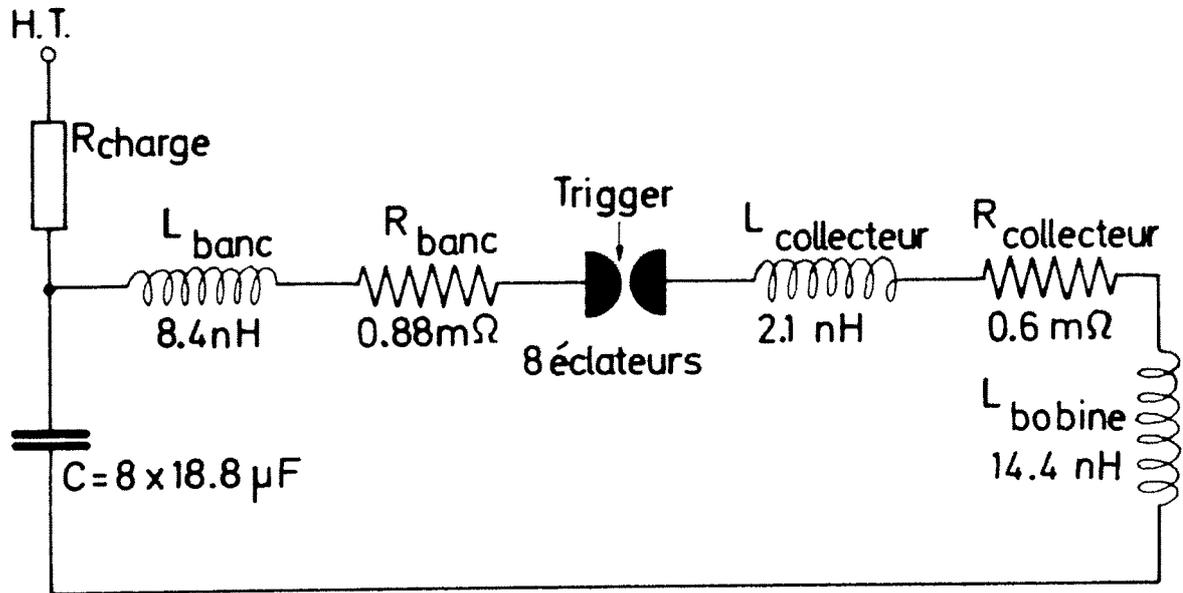


Fig. III-2 Schéma électrique du circuit  $I_{\theta}$

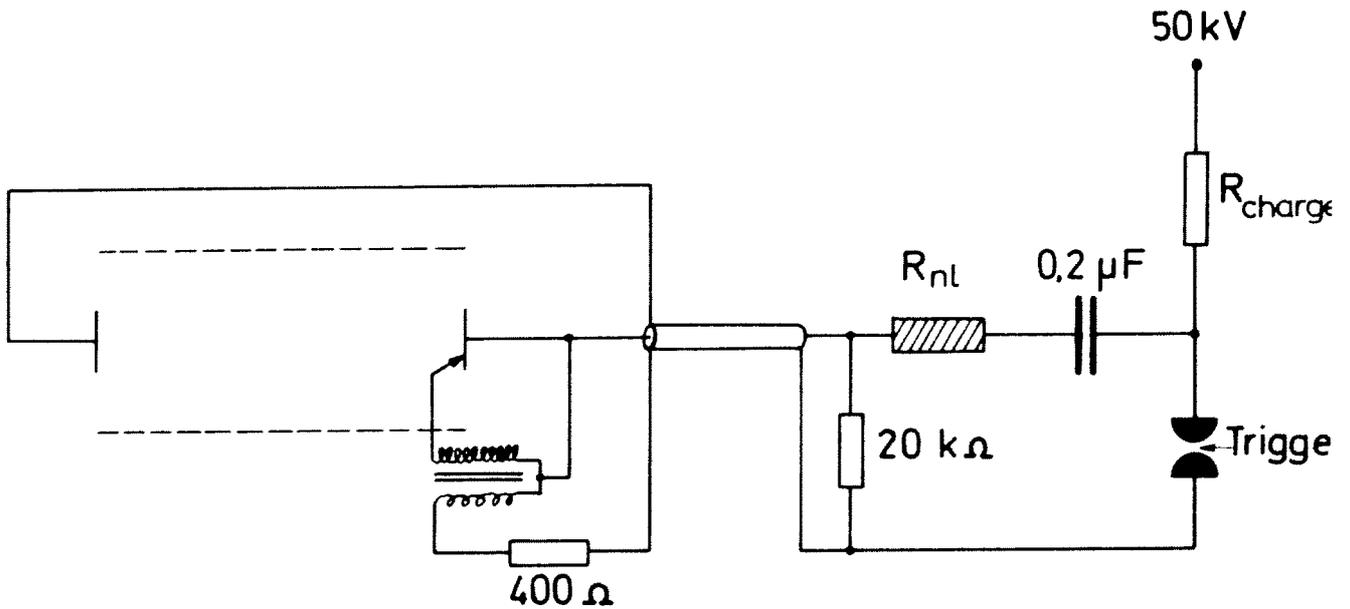


Fig. III-3 Schéma électrique du circuit de préionisation

### III-3. Le Circuit de Préionisation

La méthode généralement utilisée est la préionisation par une striction axiale (Z-Pinch) entre deux électrodes placées aux extrémités du tube de décharge /41,42,43/.

Comme la colonne de plasma devient rapidement instable, elle se contamine d'impuretés, en heurtant les parois du tube /44,45,46/, ce qui influence fortement les caractéristiques du plasma obtenu ensuite pendant la striction azimutale. Afin d'éviter cette contamination, il est nécessaire d'amortir le courant de préionisation avant la formation d'instabilités.

En utilisant une préionisation axiale de courte durée, A.A. Newton /44/ a observé que la concentration d'oxygène dans le plasma final peut être diminuée d'un ordre de grandeur. La méthode adoptée dans notre expérience sera la même.

Les électrodes de préionisation sont situées à 50 cm de part et d'autre de la bobine (Fig. III-1). Le matériau employé est le molybdène, dont la qualité est un faible "sputtering". Elles ont la forme d'un anneau fendu dont le diamètre est légèrement supérieur à celui du tube. Ainsi, l'accès est possible à toute la section du tube lors du diagnostic optique.

Le retour du courant se fait par 20 conducteurs placés symétriquement autour de la bobine.

Le schéma électrique du circuit de préionisation est montré dans la figure III-3. Un banc de condensateurs de 0.2  $\mu$ F, chargé à 50 kV, produit un courant axial  $I_z$  de 13 kA. Des résistances  $R_{n1}$  à caractéristique non-linéaire servent à amortir l'impulsion après une demi-période.

La trace inférieure de la figure III-4 montre la forme de cette impulsion, dont la durée est de 2  $\mu$ s. Le courant  $I_z$  est mesuré au moyen

d'une sonde Rogowsky /73/ étalonnée au préalable.

Le courant  $I_{\theta}$  (trace supérieure de la figure III-4) est établi  $1 \mu s$  après la fin de l'impulsion de préionisation. Dès lors, le courant axial  $I_z$  est négligeable.

Pour rendre possible le "breakdown" du gaz à basse pression, on produit just avant la décharge de préionisation, une étincelle au moyen d'une pointe trigger placée près de l'électrode côté haute tension (Fig. III-3). Grâce à ce procédé, on réduit le jitter et on rend le courant de préionisation plus reproductible.

La figure III-5 montre à gauche la différence de tension entre les électrodes de préionisation et à droite le courant  $I_z$  pour une pression de remplissage de 5 mTorr de  $D_2$ . Cinq décharges sont superposées sur la même photo et bien que le jitter soit important, on peut observer que l'impulsion de courant est très reproductible. Sans l'étincelle trigger le "breakdown" à 5 mTorr ne serait pas possible dans notre expérience. La figure III-6 montre comment, pour une pression de 10 mTorr de  $D_2$ , l'utilisation d'une étincelle trigger améliore la reproductibilité de la décharge et diminue le jitter.

Dans les figures III-5 et III-6 l'overshoot est dû à une mauvaise adaptation des résistances non-linéaires. Cet overshoot peut être éliminé par la suite (Fig. III-4 trace inférieure).

La différence de tension entre les électrodes de préionisation est mesurée à l'aide de deux sondes H.T. calibrées /74/. Après intégration les signaux sont soustraits à l'aide d'un amplificateur différentiel.

#### III-4. Réduction d'Impuretés dans le Plasma

On a fourni un grand effort lors de la construction de l'expérience dans le but de produire un plasma contenant un minimum d'impuretés. Toutes les mesures prises à cet effet sont décrites dans les sous-chapitres précédents. Voici leur énumération:

- a) Tube de décharge en quartz
- b) Section du tube de décharge élargie à l'extérieur de la bobine
- c) Préionisation par une décharge axiale de courte durée
- d) Electrodes de préionisation en molybdène
- e) Electrodes de préionisation éloignées de 50 cm de la bobine
- f) Piège à air liquide situé entre la pompe et le tube de décharge
- g) Joints en indium
- h) Diffusion de deutérium à travers une cellule à nickel chauffé
- i) Série de décharges de nettoyage avant la mesure

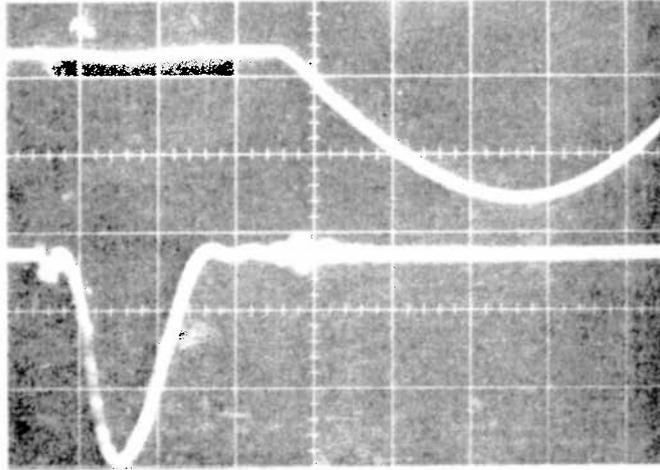


Fig. III-4 Evolution temporelle du courant de préionisation  $I_z$  (trace inférieure) et du courant  $I_\theta$  (trace supérieure) L'échelle de temps est  $1 \mu\text{s}/\text{cm}$

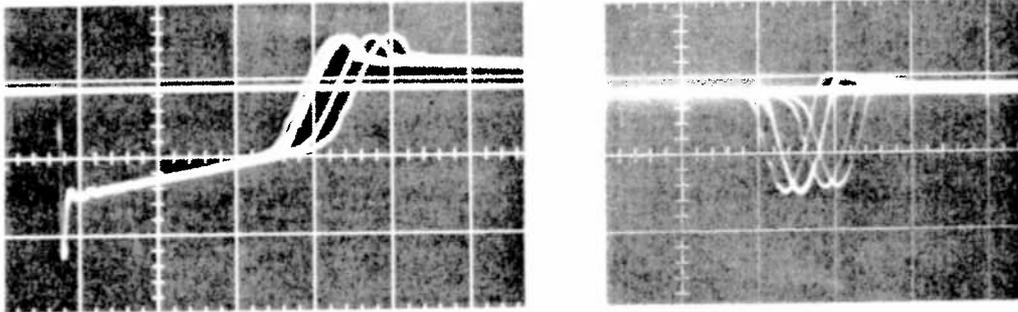


Fig. III-5 Différence de tension entre les électrodes de préionisation (gauche) et courant  $I_z$  (droite) pour 5 mTorr  $\text{D}_2$  -  $2 \mu\text{s}/\text{cm}$  - Avec étincelle trigger<sup>z</sup>

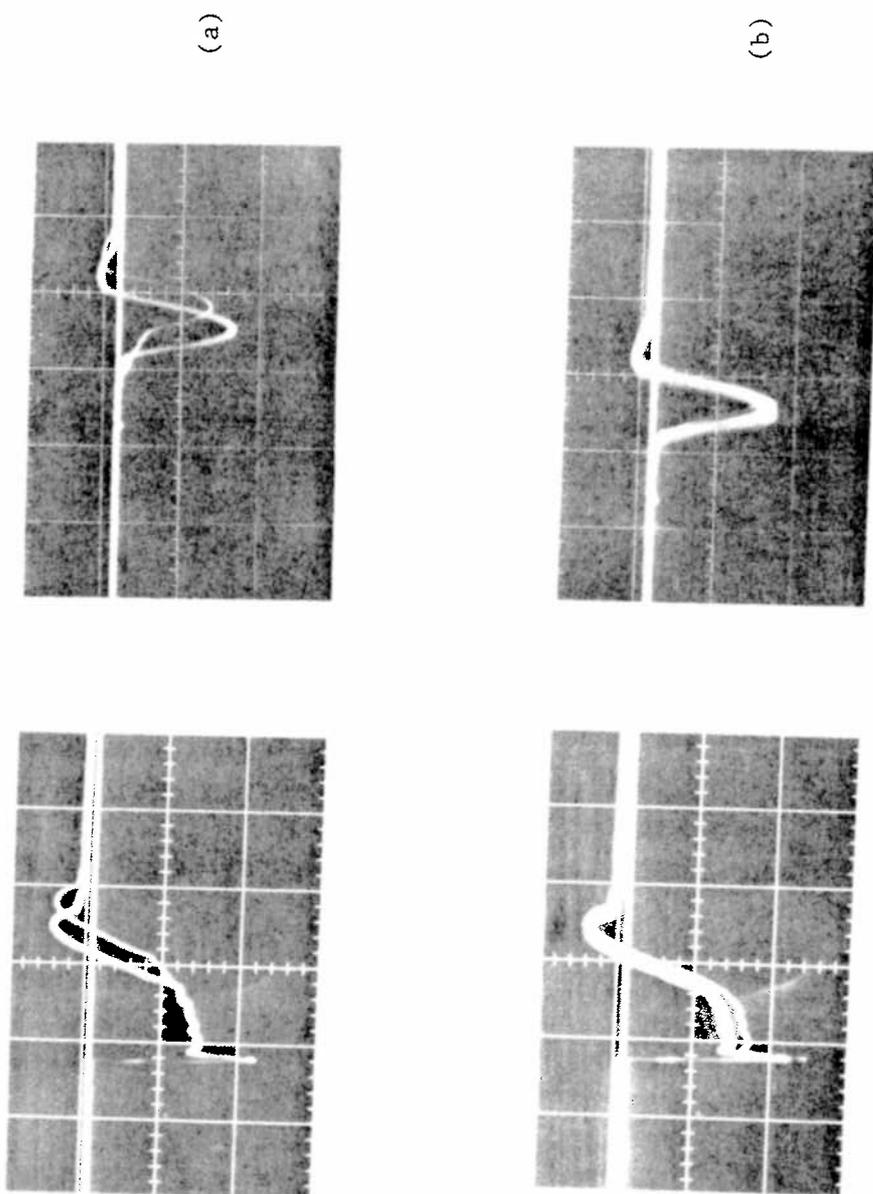


Fig. III-6 Différence de tension entre les électrodes de préionisation (gauche) et courant  $I_z$  (droite) pour 10 mTorr  $D_2$  - 2  $\mu s/cm$  -  
a) sans étincelle trigger ( 5 décharges superposées)  
b) avec étincelle trigger (15 décharges superposées)

#### IV. ETUDE DU PLASMA A L'AIDE DE LA PHOTOGRAPHIE ULTRA-RAPIDE

##### IV-1. Dispositif Expérimental

Le plasma a été photographié avec une caméra électronique (convertisseur d'images) à balayage continu /47/. Les photographies (photos streak) ont été prises à travers deux fentes de 4 mm de largeur taillées dans le plan central de la bobine (Fig. IV-1). Elles sont placées à  $90^\circ$  l'une de l'autre pour permettre d'observer simultanément le mouvement du plasma dans le plan horizontal et vertical (photo stéréoscopique).

La surface intérieure de la bobine, du côté opposé aux fentes, est noircie pour supprimer les réflexions parasites.

Un schéma simplifié de la caméra est montré dans la fig. IV-1. L'image des deux fentes est formée sur la photocathode C du tube convertisseur d'images, à travers une optique d'ouverture f:2. La photocathode (S 11), dont la sensibilité spectrale se situe entre 3500 et 6500 Å, convertit la distribution d'intensité lumineuse de l'image en une distribution identique d'émission électronique. Le faisceau résultant est accéléré par la grille positive G, focalisé par la lentille électrostatique F et balayé à l'aide des plaques P. L'image apparaît sur l'écran luminescent E, résolue dans le temps. Cette image est photographiée avec une caméra polaroïde munie d'un film de 3000 ASA.

Avec la disposition expérimentale utilisée, la résolution temporelle des photos streak est de 65 ns.

##### IV-2. Observations Préliminaires

Les figures IV-2 et IV-3 montrent l'évolution spatio-temporelle du plasma lors de la striction azimutale pour deux pressions de remplissage, soit

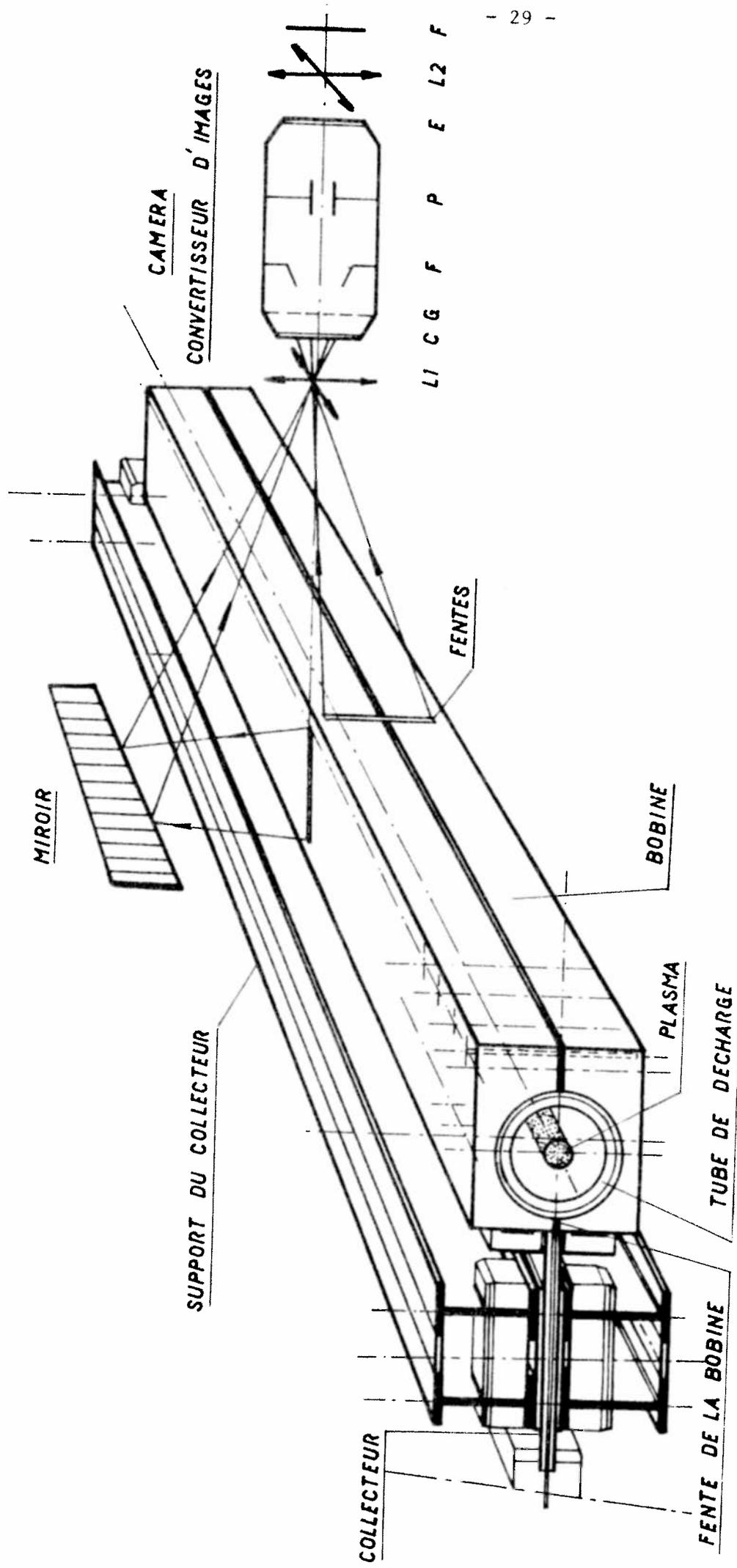


Fig. IV-1 Vue schématique de l'ensemble bobine-collecteur et du dispositif photographique

20 et 40 mTorr de  $D_2$ . A 10 mTorr, la luminosité n'était plus suffisante pour photographier la striction sans amplificateur d'image.

La partie supérieure de chaque photo correspond au mouvement du plasma dans le plan horizontal tandis que la partie inférieure correspond au mouvement dans le plan vertical.

Sur ces photos, on peut observer les différentes phases de la striction azimutale (Chapitre II):

D'abord la phase d'implosion, qui dure une fraction de microseconde. Puis les oscillations hydromagnétiques radiales; et ensuite, la phase de compression adiabatique jusqu'au maximum du champ magnétique  $B_z$  (vers  $t = 3 \mu s$ ). Le plasma se comprime encore légèrement pendant cette phase. En raison des pertes de plasma par les extrémités de la bobine (Chapitre II), on observe, et ceci au temps  $t = 4.5 \mu s$ , une diminution de la luminosité due à la diminution de la densité électronique.

Enfin, au temps  $t = 6 \mu s$ , lorsque le champ magnétique atteint la valeur zéro, le plasma n'étant plus confiné heurte les parois du tube et se contamine d'impuretés. On peut alors observer une forte augmentation de la luminosité, provoquée par l'émission de raies d'impuretés dégagées des parois.

Le plasma résiduel n'est observable que pendant la phase d'implosion. Son degré de luminosité est ensuite trop faible. L'objet de notre étude est de mesurer la densité électronique dans le plasma résiduel par une méthode d'interférométrie (Chapitre V).

Sur les photos streak présentées dans la fig. IV-2, on observe une légère dérive de la colonne de plasma vers la fente de la bobine (Fig. IV-1). On a pu établir qu'elle est due à des courants-images dans les structures métalliques de fixation de la bobine et du collecteur (Fig. IV-1).

En effet, les lignes de force magnétique, qui se ferment du côté du

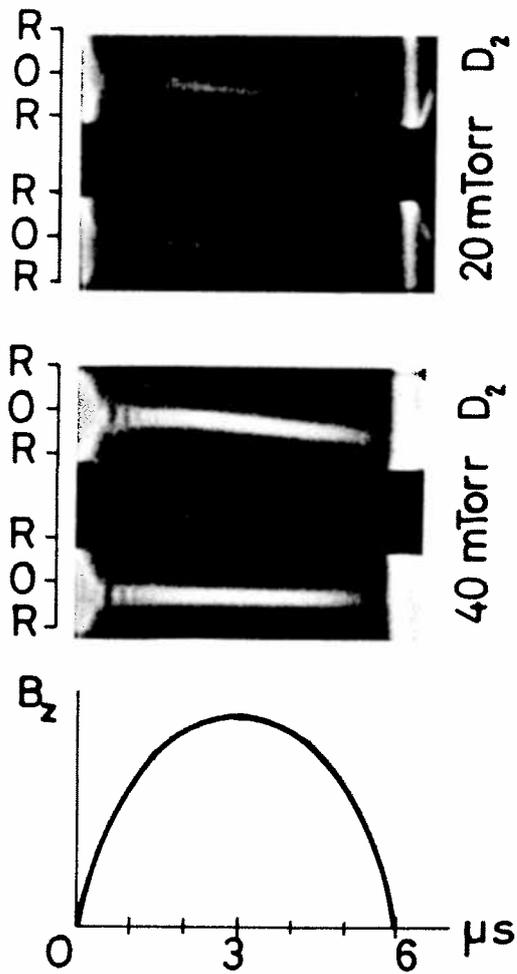


Fig. IV-2 Photo streak stéréoscopique de la décharge à 20 et 40 mTorr  $D_2$ . La dépendance temporelle du champ magnétique  $B_z$  est montrée au-dessous

collecteur, sont plus longues que celles qui se ferment du côté opposé. Il en résulte une asymétrie azimutale du champ magnétique  $B_z$  faisant dériver le plasma vers la fente de la bobine.

On a pu supprimer cet effet, comme le montre la fig. IV-3, en fixant à la bobine, du côté opposé au collecteur, une plaque d'aluminium qui allonge les lignes de force.

Plusieurs auteurs [8,43] ont mentionné une asymétrie semblable du champ magnétique  $B_z$  dans des dispositifs à striction azimutale.

On peut remarquer que pendant toute la durée de l'expérience (3  $\mu$ s), la colonne de plasma ne présente aucune instabilité majeure. Aussi demeure-t-elle au centre du tube de décharge, après cette transformation.

#### IV-3. Influence de la Préionisation sur la Stabilité du Plasma

Les photos présentées dans les figures IV-2 et IV-3 ont été prises dans le cas d'un délai  $\tau_1$  de 1  $\mu$ s entre la fin du courant  $I_z$  de la préionisation et le début du courant  $I_\theta$  de la striction azimutale (Fig. III-4). En photographiant la striction azimutale (40 mTorr de  $D_2$ ) pour différents délais ( $\tau_1 = 0.5 ; 1 ; 2 ; 3 ;$  et 4  $\mu$ s) on observe les faits suivants:

a) Pour  $\tau_1 > 1 \mu$ s, la colonne de plasma présente, au bout de 1  $\mu$ s, une oscillation du type  $m = 2$  (Chapitre II), dont l'amplitude ne croît pas avec le temps (Fig. IV-4).

b) Cette oscillation n'est pas visible sur les photos pour  $0 < \tau_1 \leq 1 \mu$ s.

c) L'amplitude maximale de l'oscillation correspond environ à un demi-rayon du plasma, pour  $\tau_1 = 4 \mu$ s (Fig. IV-4). Elle diminue progressivement au fur et à mesure que  $\tau_1$  diminue.

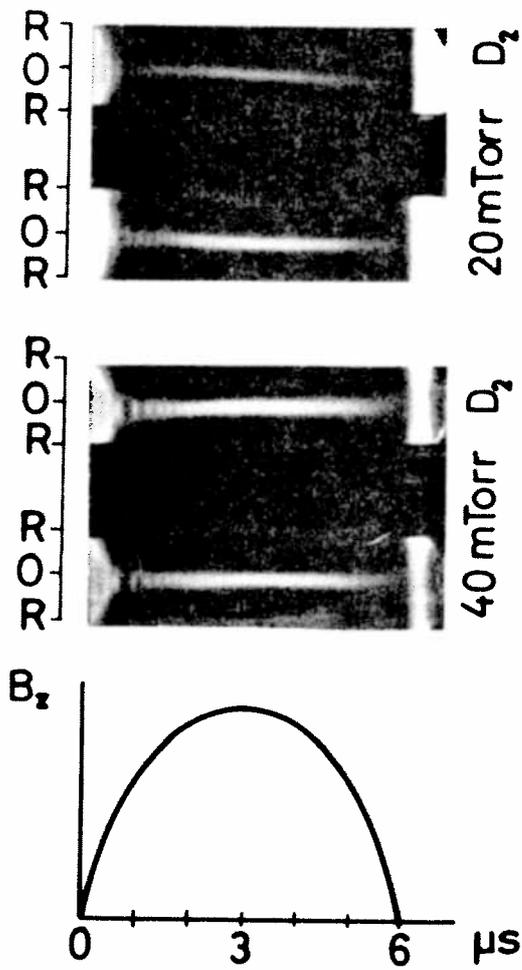


Fig. IV-3 Photo streak stéréoscopique de la décharge à 20 et 40 mTorr D<sub>2</sub> après fixation d'une plaque d'aluminium<sub>2</sub> qui allonge les lignes de force magnétique

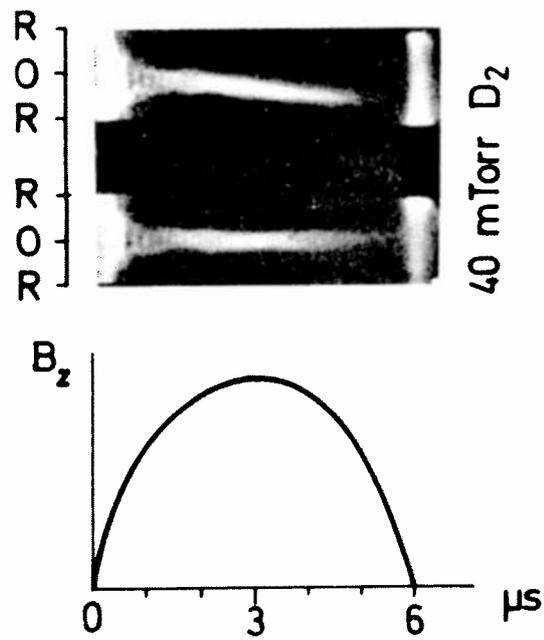


Fig. IV-4 Photo streak stéréoscopique de la décharge à 40 mTorr D<sub>2</sub> montrant une oscillation de type m = 2

d) L'oscillation, observée pour  $\tau_1 > 1 \mu\text{s}$ , s'amortit au bout de  $3 \mu\text{s}$ ; cet instant correspond au champ magnétique maximum.

e) La fréquence de l'oscillation est de 1 MHz.

Les points a) à c) nous permettent d'avancer que le mécanisme d'amortissement de cette oscillation est relié à la température du plasma.

En effet, les photos prises pendant la préionisation montrent que le plasma, en expansion libre à partir du moment où  $I_z$  est égal à zéro, heurte les parois au bout de  $1 \mu\text{s}$  et se charge d'impuretés.

Si la striction azimuthale est enclenchée avant qu'ait lieu cette contamination ( $0 < \tau_1 \leq 1 \mu\text{s}$ ), le plasma atteint une plus haute température. Ceci peut expliquer la relation amortissement-température.

Le mécanisme d'amortissement de l'oscillation est probablement relié à la viscosité du plasma, qui augmente avec la température.

Le point d) corrobore aussi cette hypothèse, puisque la température du plasma croît avec l'augmentation du champ magnétique  $B_z$ .

R.F. Gribble et al. /49/ ont observé un phénomène d'oscillation semblable dans la striction azimuthale Scylla IV-3.

Pour toutes les mesures présentées ultérieurement, le délai choisi est inférieur à  $1 \mu\text{s}$ , afin d'éviter les oscillations du type  $m = 2$  et pour obtenir un plasma peu contaminé.

#### IV-4. Mesure du Taux de Collection de Masse et de la Densité Linéaire

Le taux de collection de masse  $M/M_0$  est défini comme étant le rapport de la masse du plasma (par cm de longueur) entraînée pendant la striction, à la masse totale introduite lors du remplissage. Il peut être déduit /19/ de la fréquence des oscillations hydromagnétiques radiales

(Chapitre II), observées sur les photos streak (Fig. IV-3).

La fréquence est donnée par la relation:

$$\omega = g \sqrt{\frac{B^2}{M}} \quad (4.1)$$

(B est le champ magnétique en Gauss et M la densité linéaire de masse en  $\text{gr.cm}^{-1}$ ).

g est un facteur de correction qui dépend uniquement de la forme du profil radial de densité /20,21/. Il prend la valeur 1 dans le cas où le plasma se trouve concentré dans un anneau mince qui oscille radialement, et 1,2 dans le cas d'un profil de densité rectangulaire.

Lors du dépouillement, on a choisi  $g = 1,2$  parce que cette valeur s'approche relativement bien de celle trouvée expérimentalement /21/ pour un profil de densité diffus, avec forte concentration près de l'axe. Comme nous le verrons plus loin (Fig. V-7 et V-8), c'est ce genre de profil que nous trouverons dans la striction azimuthale.

Le taux de collection de masse s'obtient facilement en comptant le nombre d'oscillations  $N'$  entre deux époques  $t_1$  et  $t_2$  de la décharge. D'après (4.1) on trouve

$$\frac{M}{M_0} = \frac{1}{M_0} \left[ \frac{g}{2\pi N'} \int_{t_1}^{t_2} B dt \right]^2 \quad (4.2)$$

Cette formule implique que la masse linéaire M est constante entre  $t_1$  et  $t_2$ , ce qui est bien le cas dans notre expérience, à partir de la deuxième période (l'expression ci-dessus est valable dans le cas d'une variation adiabatique, c'est-à-dire lorsque  $\omega$  varie peu d'une période à l'autre).

En divisant la masse linéaire M par la masse ionique, on obtient la densité linéaire N, qui est définie par:

$$N = 2\pi \int_0^{R_t} n_e(r) r dr \quad (4.3)$$

où  $R_t$  est le rayon du tube de décharge.

Les résultats obtenus sont les suivants:

pression de remplissage	$M/M_o$	$N \text{ (cm}^{-1}\text{)}$
20 mTorr $D_2$	$0,73 \pm 0,15$	$(7,58 \pm 1,51) \cdot 10^{16}$
40 mTorr $D_2$	$0,52 \pm 0,10$	$(10,75 \pm 2,15) \cdot 10^{16}$

Le taux de collection de masse relativement faible est un phénomène observé couramment dans les strictions azimuthales rapides. Il ne peut pas être expliqué par le fait que le plasma n'est que partiellement ionisé au début de la phase d'implosion (Chapitre V-4).

La raison du faible taux de collection se trouve probablement dans une instabilité qui se produirait lors de la phase d'implosion.

On verra plus tard que, pendant la phase des oscillations radiales, le plasma est totalement ionisé.

#### IV-5. Mesure du Rayon du Plasma et de la Densité Electronique au Centre de la Colonne - Estimation de la Température

Avec l'interféromètre utilisé, il n'est pas possible de mesurer la densité jusqu'au centre de la colonne (Chapitre V). En conséquence, on

utilise une technique bien connue /50,51,46/ pour mesurer le rayon du plasma et sa densité au centre de la colonne.

Elle consiste à résoudre radialement la distribution lumineuse enregistrée sur les photos streak (Fig. IV-3).

Pour ceci, on admet que le profil de densité électronique est gaussien et le profil de température constant, dans la partie centrale de la colonne de plasma. Ces deux hypothèses sont fondées sur les résultats des mesures interférométriques et des mesures de diffusion Thomson /52/, réalisées dans plusieurs strictions azimutales /51,40,53/. La gamme des paramètres couvre ceux de notre expérience.

L'émission lumineuse d'un plasma complètement ionisé provient essentiellement du rayonnement de freinage /54/. Elle est donc proportionnelle à  $n_e^2$ , à température constante.

Puisque l'on photographie le plasma perpendiculairement à son axe, le profil radial d'émission lumineuse  $I(r)$  est obtenu par l'inversion d'Abel /55/ du profil  $I(x)$  observé expérimentalement. L'hypothèse d'un profil gaussien simplifie cette opération, car l'inversion d'Abel d'une gaussienne donne de nouveau une gaussienne de même largeur.

Soit le profil radial de densité:

$$n_e(r) = n_o e^{-r^2/r_p^2} \quad (4.4)$$

L'émission lumineuse observée a alors la forme suivante:

$$I(x) = I_o e^{-2x^2/r_p^2}$$

Le rayon du plasma correspond au rayon pour lequel la densité optique décroît de  $1/e^2$  sur les photos streak.

Pour mesurer le rayon on photographie un coin optique dont un côté est

atténué à  $1/e^2$  par un filtre optique gris. La non-linéarité du film ne jouant plus de rôle, on compare à l'aide d'un microscope, la densité optique de la photo streak du plasma avec celle de l'étalonnage. La densité électronique du plasma au centre de la colonne  $n_o$  est obtenue à partir des mesures de  $r_p$  et de la densité linéaire  $N$  (Chapitre IV-4).

Pour  $R_t \gg r_p$

$$n_o = \frac{N}{\pi r_p^2} \quad (4.5)$$

Les résultats obtenus au temps  $t = 1.8 \mu s$  de la striction azimuthale sont les suivants:

pression	$r_p$ (cm)	$n_o$ (cm <sup>-3</sup> )
20 mTorr D <sub>2</sub>	$0,96 \pm 0,08$	$(2,61 \pm 0,68) \cdot 10^{16}$
40 mTorr D <sub>2</sub>	$1,00 \pm 0,08$	$(3,24 \pm 0,89) \cdot 10^{16}$

La figure IV-5 montre le profil gaussien obtenu avec les mesures de  $n_o$  et  $r_p$ . Les points sont les résultats des mesures de la densité (Chapitre V) du plasma résiduel à l'extérieur de la colonne (20 mTorr D<sub>2</sub>,  $t = 1,8 \mu s$ ).

En intégrant le profil gaussien de  $R = 0$  à  $R = 1,8$  cm, on obtient un nombre d'électrons qui correspond à 71 % du nombre d'électrons total à la pression de 20 mTorr. L'intégration de la partie extérieure à 1,8 cm, que l'on appellera plasma résiduel, donne un nombre d'électrons correspondant à 20 % de la pression de remplissage.

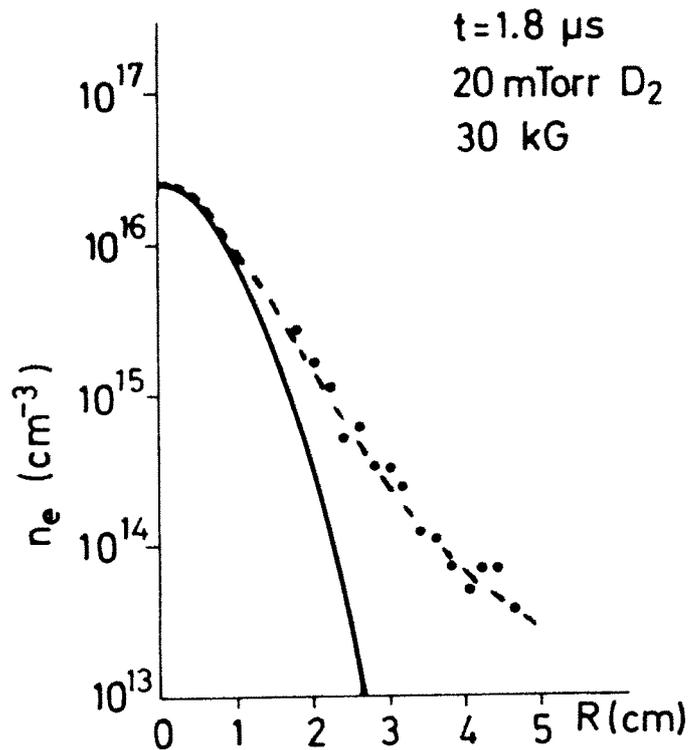


Fig. IV-5 Profil de densité électronique mesuré au temps  $t = 1.8 \mu s$ .  
Les points sont les résultats des mesures interférométriques et la courbe continue est le profil gaussien obtenu avec les mesures de  $n_o$  et  $r_p$ .  
Le profil gaussien n'est valable qu'au centre du tube ( $R \leq 1$  cm). La courbe pointillée montre le profil réel de densité obtenu par synthèse des deux mesures.

On peut affirmer que le plasma est quasi totalement ionisé, mais que 20 % de la masse se trouve à l'extérieur de la colonne, en raison d'une collection non-complète.

La température totale du plasma  $k(T_e + T_i)$  peut être estimée en admettant que  $\beta$  sur l'axe est égal à 0,8. Cette valeur de  $\beta$  est raisonnable pour les paramètres de notre expérience /56/.

De la condition de balance de pression

$$\beta \frac{B^2}{2 \mu_0} = n_0 k(T_e + T_i) \quad (4.6)$$

On obtient au temps  $t = 1,8 \mu s$  des températures suivantes:  $k(T_e + T_i) = 450 \pm 117$  eV pour 20 mTorr  $D_2$  et  $k(T_e + T_i) = 342 \pm 89$  eV pour 40 mTorr  $D_2$ .



## V. MESURE DE LA DENSITE ELECTRONIQUE

### V-1. Principe de la Mesure

L'évolution spatio-temporelle de la densité électronique du plasma  $n_e(r, t)$  est mesurée au moyen d'un interféromètre du type Mach-Zehnder.

Cette méthode de mesure se base sur la variation de l'indice de réfraction du plasma  $n$  qui, pour un plasma totalement ionisé, est donnée par la relation /57/:

$$n = \left( 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 \left(1 \pm \frac{\omega_{ce}}{\omega}\right) \left(1 + i \frac{\gamma_c}{\omega}\right)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.1)$$

$\omega$ ,  $\omega_{pe}$  et  $\gamma_c$  sont respectivement les fréquences du laser, du plasma électronique et de collision électron-ion.

$\omega_{ce}$  est la fréquence cyclotronique des électrons.

La contribution des ions à l'indice de réfraction est négligée dans cette formule, en effet  $m_i \gg m_e$  et  $n_i = n_e$ .

Les paramètres du plasma produit dans notre expérience se situent entre les limites suivantes:

$$n_e \approx 5 \cdot 10^{13} \div 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

$$T_e \approx 1 \div 500 \text{ eV}$$

$$B_z = 0 \div 30 \text{ kG}$$

Avec ces paramètres les fréquences maximales sont:

$$\omega_{pe} \sim 1.26 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$$

$$\omega_{ce} \sim 5.28 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$$

$$\gamma_c \sim 5.3 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$$

$\gamma_c$  est calculée à l'aide de la formule de Spitzer /12/.

La fréquence  $\omega$  du laser He - Ne est de  $2,98 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$  pour  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ .

Donc:  $\omega_{pe}, \omega_{ce}, \gamma_c \ll \omega$

La formule (5.1) s'écrit alors:

$$n = 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad (5.2)$$

$$\text{avec } \omega_{pe} = \left( \frac{n_e e^2}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}}$$

ce qui donne en chiffres

$$n = 1 - 4,46 \cdot 10^{-14} n_e \lambda^2 \quad (5.3)$$

( $n_e$  en  $\text{cm}^{-3}$  et  $\lambda$  en cm).

Cette relation entre l'indice de réfraction du plasma et la densité électronique permet de mesurer cette dernière à l'aide de méthodes interférométriques.

Remarque: Dans un plasma partiellement ionisé, l'indice de réfraction peut être décomposé en une somme des contributions de chaque espèce de particules

$$(n - 1)_{\text{Plasma}} = (n - 1)_{\text{Electrons}} + (n - 1)_{\text{Ions}} + (n - 1)_{\text{Atomes}}$$

La contribution électronique est donnée par la formule (5.1). Etant donné leur grande masse, la contribution des ions est négligée. Ceci demeure juste si les ions sont totalement dépourvus d'électrons. C'est toujours le cas de l'ion du deutérium. Autrement, la contribution des ions est du même ordre de grandeur que celle des atomes de la même espèce /58/.

La contribution atomique est formulée par la relation /59,60/:

$$(n - 1)_{\text{Atomes}} \approx 2 n \alpha n_a \quad (5.4)$$

$n_a$  est la densité atomique et  $\alpha$  la polarisabilité de l'atome. Cette formule est valable pour un gaz dilué et dans le domaine visible du spectre.

La polarisabilité  $\alpha$  peut être considérée comme constante dans ce domaine /58/.

Pour  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$  et pour le deutérium:

$$(n - 1)_{\text{Plasma}} = - 17,71 \cdot 10^{-23} n_e + 0,52 \cdot 10^{-23} n_a \quad (5.5)$$

On peut constater qu'à densité égale ( $n_e = n_a$ ), la contribution atomique représente seulement 3 % de la contribution électronique.

La contribution atomique est négligée dans nos mesures. A cause du signe négatif de celle-ci, les densités électroniques mesurées aux endroits où le plasma est partiellement ionisé, sont systématiquement inférieures aux densités réelles. L'erreur introduite dans les mesures sera estimée dans le chapitre V-6.

## V-2. Description de l'Interféromètre

Les mesures de la densité électronique du plasma ont été réalisées à l'aide d'un interféromètre du type Mach-Zehnder, construit en 1966 par A. Heym /61/. Cet interféromètre a été utilisé, dans le passé, pour mesurer la densité électronique dans la striction à champ magnétique tournant /62,63/.

On peut voir dans la figure III-2 un schéma de l'interféromètre.

La source de lumière est un laser à gaz continu He - Ne ( $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ ) de 90 mW de puissance.

Son faisceau, de 2 mm de diamètre, est dédoublé au moyen d'un miroir semi-transparent.

L'un des deux faisceaux traverse le tube de décharge parallèlement à son axe. Avec l'autre faisceau (faisceau de référence), il y a création d'interférences sur le miroir semi-transparent de sortie (Fig. III-1). Ce miroir est incliné légèrement par rapport aux trois autres, de façon à former un petit angle entre les deux fronts d'ondes. On obtient ainsi des franges d'interférence, dont l'image est agrandie au moyen d'une lentille et projetée sur un écran.

Le nombre de franges déplacées lors d'une variation de l'indice de réfraction du plasma s'écrit:

$$n_f = \int_0^{L_p} \frac{(n-1)}{\lambda} d\ell \quad (5.6)$$

$L_p$  est la longueur de plasma traversée par le laser et  $\lambda$  sa longueur d'onde.

Avec la relation (5.3) il vient:

$$n_f = 2,82 \cdot 10^{-18} \int_0^{L_p} n_e d\ell \quad (5.7)$$

( $n_e$  en  $\text{cm}^{-3}$  et  $L_p$  en cm).

Par mesure de l'évolution temporelle du déplacement des franges, on obtient par la relation (5.7) l'évolution de la densité électronique du plasma.

Le déplacement des franges est enregistré de la manière suivante: deux petites fentes juxtaposées, percées dans l'écran, délimitent deux régions de franges. La lumière est dirigée par un jeu des miroirs sur deux photomultiplicateurs Philips XP 1002.

L'inclinaison du miroir semi-transparent de sortie est réglée de telle manière que les franges apparaissent parallèlement aux fentes et que leurs espacements restent égaux à quatre fois la distance entre les fentes. Ainsi, lors d'une variation de la densité du plasma, les signaux transmis par les photomultiplicateurs sont déphasés de  $90^\circ$ , ce qui permet de lever l'indétermination du signe qui apparaît dans les mesures interférométriques (l'intensité lumineuse des franges est sinusoïdale dans l'espace).

Dès lors, le sens de l'évolution de la densité peut être déterminé à chaque instant de la mesure, et il suffit de considérer un des deux signaux pour obtenir la densité.

Les signaux sont transmis par des câbles coaxiaux, munis d'un blindage, vers des oscilloscopes double-trace placés dans une cage de Faraday. L'interféromètre est enfermé dans un boîte de tôle afin d'éviter les parasites provenant de la décharge.

Pour régler le déphasage des deux signaux et pour déterminer leur phase initiale, ainsi que l'amplitude d'une frange complète, on fait osciller mécaniquement l'un des quatre miroirs de l'interféromètre (Fig. III-1).

La variation de longueur du chemin optique, produit par l'oscillation du miroir, dans l'une des branches de l'interféromètre, produit sur l'écran un défilement lent des franges d'interférence. Il en résulte sur un premier oscilloscope double-trace deux sinusoïdes déphasées de  $90^{\circ}$  (Fig. V-1b), sur lesquelles s'inscrivent les signaux rapides produits par le plasma.

Les franges rapides, dues au plasma, sont enregistrées par un deuxième oscilloscope double-trace à une vitesse de balayage supérieure (Fig. V-1c).

Le déphasage de  $90^{\circ}$  est contrôlé avant chaque décharge en formant sur un oscilloscope X-Y une figure de Lissajous circulaire.

Lors du dépouillement des franges rapides, le déphasage aide à déterminer le sens d'évolution de la densité. La précision du dépouillement ne dépend pas de l'exactitude du réglage de la phase car chaque enregistrement comporte le relevé de la phase initiale et de l'amplitude d'une frange complète.

La figure V-2 montre le résultat du dépouillement des deux traces oscillographiques de la figure V-1c. L'écart entre les résultats est dû à la différence de précision de la mesure entre le moment où la trace se trouve au voisinage du zéro de la sinusoïde et le moment où la trace se rapproche d'un sommet ou d'un creux.

Près du zéro la précision est meilleure car la variation d'amplitude est maximale. La condition pour une bonne précision est remplie à tour de rôle par l'une ou l'autre trace.

Le programme de calcul utilisé pour le dépouillement effectue la moyenne des résultats des deux traces en donnant à chacun un poids qui tient compte de la précision.

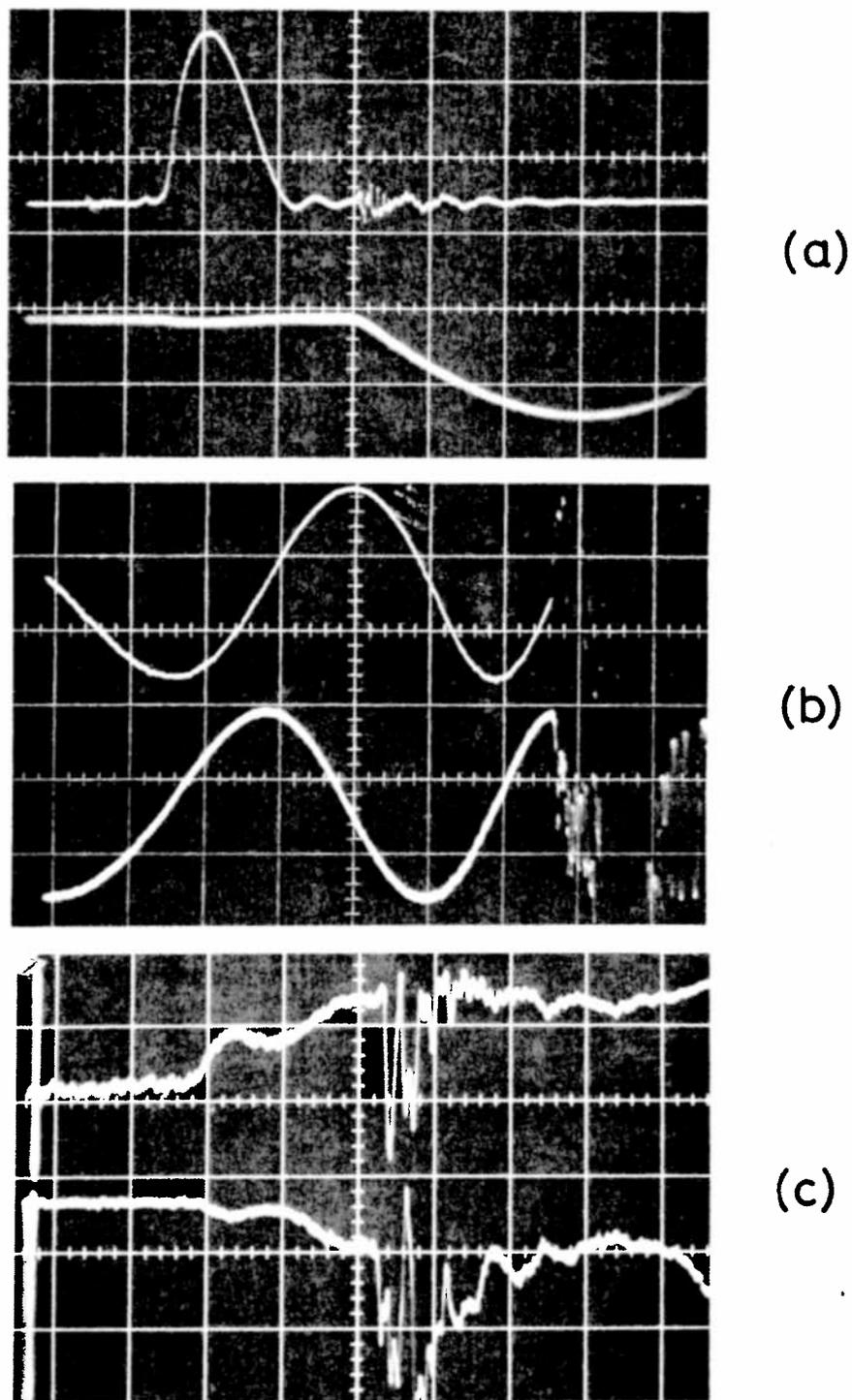


Fig. V-1 (a) Evolution temporelle des courants  $I_z$  et  $I_\theta$   
-  $1 \mu\text{s}/\text{cm}$   
(b) Défilement lent des franges d'interférence produit  
par l'oscillation du miroir -  $50 \mu\text{s}/\text{cm}$   
(c) Défilement rapide dû au plasma -  $1 \mu\text{s}/\text{cm}$  -  
Rayon = 24 mm - 20 mTorr  $\text{D}_2$  - 30 kG

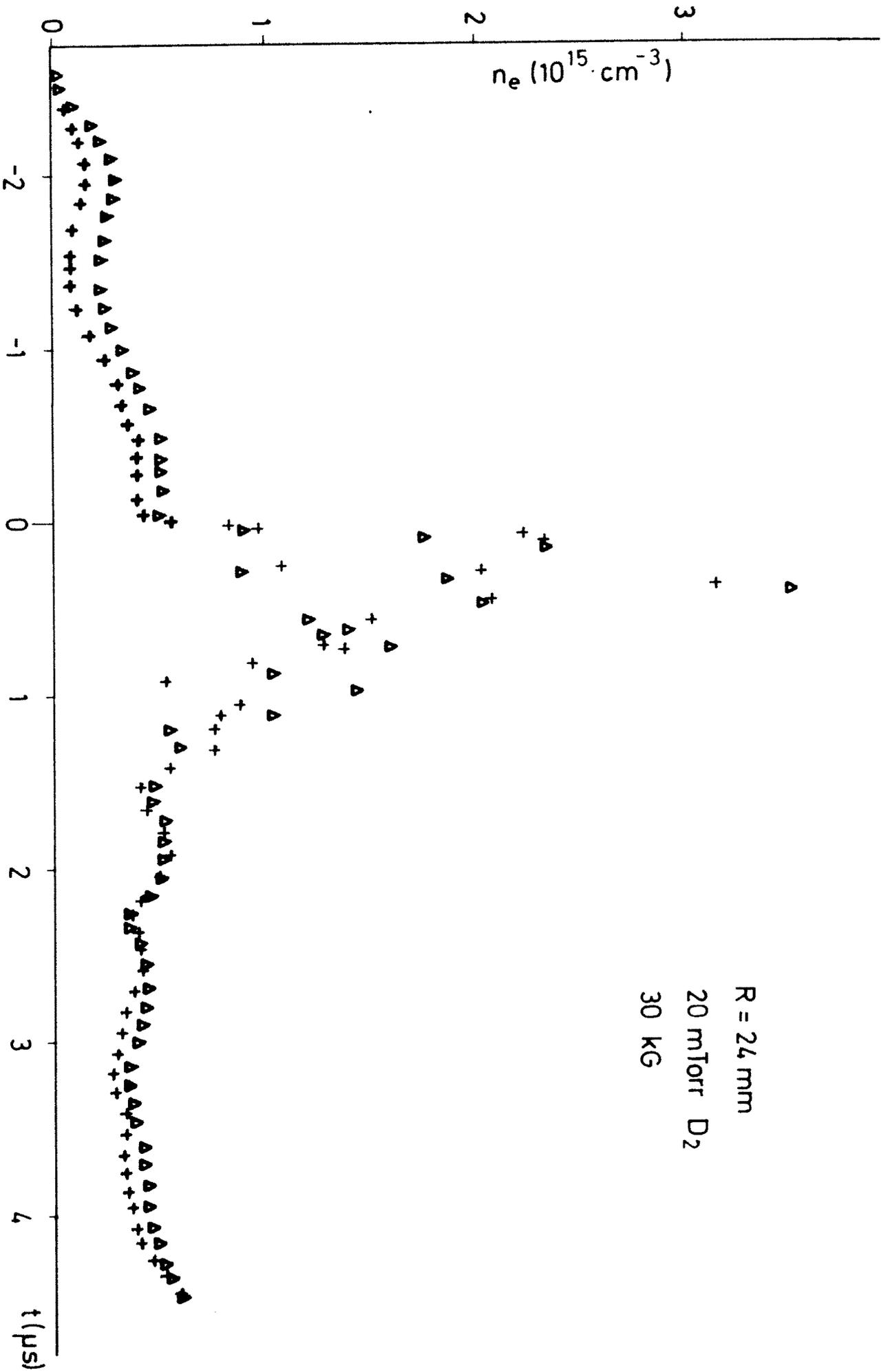


Fig. V-2 Evolution temporelle de la densité électronique - Résultats du dépouillement des deux traces oscillographiques de la figure V-1(c) -  $\Delta$  trace supérieure - + trace inférieure. La striction azimutale démarre au temps  $t = 0 \mu\text{s}$ .

Etant donné que la précision des résultats dépend du soin que l'on apporte au dépouillement des relevés oscilloscopiques, cette opération est réalisée à l'aide d'un microscope couplé à un appareil de digitalisation des mesures.

Les erreurs de la mesure seront étudiées en détail au chapitre V-6.

### V-3. Réalisation de la Mesure

L'évolution temporelle de la densité électronique du plasma intégrée le long d'une ligne parallèle à l'axe du tube de décharge, est mesurée avec le faisceau-laser localisé en un point radial fixe. Pour obtenir des profils radiaux de densité, on répète la mesure en différents points radiaux en déplaçant latéralement l'interféromètre.

Pour supprimer, dans la mesure, la contribution du plasma qui se trouve à l'extérieur de la bobine, on plonge de part et d'autre de celle-ci et jusqu'à son bord, deux tubes qu'on appelle "look-ins". Ces tubes fixent la longueur de plasma traversée par le faisceau-laser, longueur égale, dans ce cas, à celle de la bobine.

Si l'on admet que la densité du plasma est axialement homogène sur toute la longueur de la bobine  $L$ , la relation (5.7) devient

$$n_f = 2,82 \cdot 10^{-18} n_e L \quad (5.8)$$

Les fuites de plasma par les extrémités de la bobine (Chapitre II) produisent près de celles-ci, des gradients axiaux de densité. Egalement, la divergence des lignes du champ magnétique  $B_z$  près des extrémités crée des inhomogénéités de densité.

Les résultats calculés d'après (5.8) sont donc affectés d'une erreur, mais l'approximation est très bonne, car les effets des bouts n'ont qu'une petite influence sur la mesure, spécialement lors des premières phases de la décharge.

Les erreurs produites par les effets des bouts seront étudiées dans le chapitre V-6.

Les mesures de densité ont été réalisées tout d'abord avec deux "look-ins" en céramique de section rectangulaire (Fig. V-3a).

Ces "look-ins" longs de 75 cm, sont plongés entièrement dans l'enceinte à vide de part et d'autre de la bobine. L'ouverture à travers laquelle passe le faisceau-laser a 30 mm de largeur et 2 mm d'épaisseur.

Pour obtenir les profils radiaux de densité, l'interféromètre est déplacé latéralement pendant que les "look-ins" restent fixes.

La figure V-3a montre l'évolution temporelle de la densité du plasma au rayon  $R = 36$  mm ( $20$  mTorr  $D_2$ ). On observe une augmentation anormale de la densité pendant la phase de compression adiabatique, avec un maximum au temps  $t = 1,5$   $\mu$ s.

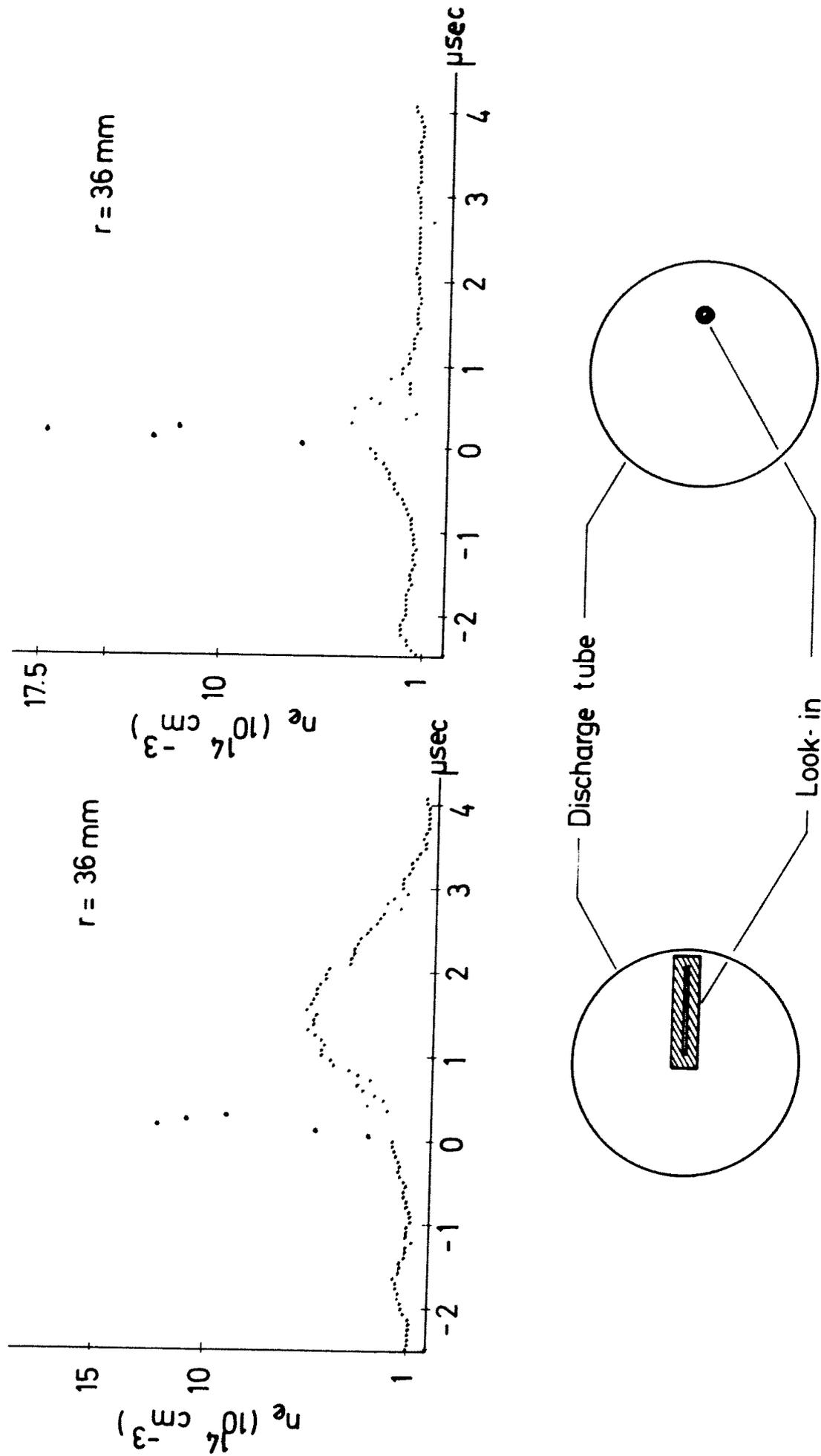
Un phénomène semblable est observé à tous les rayons où la densité est mesurée.

Avec de meilleurs "look-ins" en quartz de petite section circulaire ( $\varnothing = 3$  mm), ce phénomène disparaît (Fig. V-3b).

La cause de l'augmentation de la densité réside probablement dans la contamination du plasma produite par le bombardement des grandes surfaces frontales des "look-ins" de céramique.

Toutes les mesures présentées plus bas ont été faites avec les "look-ins" de petite section circulaire.

Ils sont fixés par des traversées flexibles étanches et fermés avec des fenêtres de quartz de très bonne qualité. Ceci permet de faire suivre les look-ins lors du déplacement de l'interféromètre.



a) b) Fig. V-3 Evolution temporelle de la densité électronique mesurée au rayon  $R = 36 \text{ mm}$ , à 20 mTorr  $D_2$ , avec deux différentes sortes de "look-ins"

#### V-4. Résultats Expérimentaux

Les résultats expérimentaux concernent les mesures de densité électronique du plasma, lors de la préionisation et la striction azimutale.

Les figures V-4 et V-5 montrent l'évolution temporelle des profils radiaux de densité, lors de la préionisation respectivement à 10 et 20 mTorr de  $D_2$ .

Le domaine de mesure s'étend de  $R = 2$  mm à 46 mm.

Le courant axial  $I_z$  atteint sa valeur maximale à  $t = 0,8$   $\mu$ s et devient zéro à partir de  $t = 2$   $\mu$ s. Le courant azimutal  $I_\theta$  démarre à  $t = 2,8$   $\mu$ s.

Le délai  $\tau_1$  (Chapitre IV-3) est, dans ce cas, de 0,8  $\mu$ s.

Pendant la phase de préionisation, l'évolution des profils de densité montre l'implosion du plasma vers le centre du tube de décharge. Le maximum de la densité est atteint au bout de 1,1  $\mu$ s à 10 mTorr et de 1,36  $\mu$ s à 20 mTorr. L'instant du maximum ne coïncide pas avec celui du courant  $I_z$  ( $t = 0,8$   $\mu$ s) à cause de l'inertie du plasma. En effet, l'implosion continue au-delà de 0,8  $\mu$ s. On peut observer qu'au moment  $t = 0,8$   $\mu$ s, le profil de densité à 20 mTorr présente encore une forme annulaire.

La densité électronique près de la paroi du tube de décharge reste tout au long de la préionisation au-dessous de  $10^{14}$   $\text{cm}^{-3}$ . Le plasma se dirige vers la paroi après l'implosion mais le courant  $I_\theta$  démarre avant qu'il l'ait heurté.

Les conditions mentionnées au chapitre III-3, nécessaires à l'obtention d'un plasma peu contaminé, sont donc bien remplies dans notre expérience.

Les fluctuations radiales observées dans le cas de 10 mTorr entre 0 et 0,8  $\mu$ s et entre 2 et 2,8  $\mu$ s, sont dues au jitter de la décharge de préionisation (Fig. III-6).

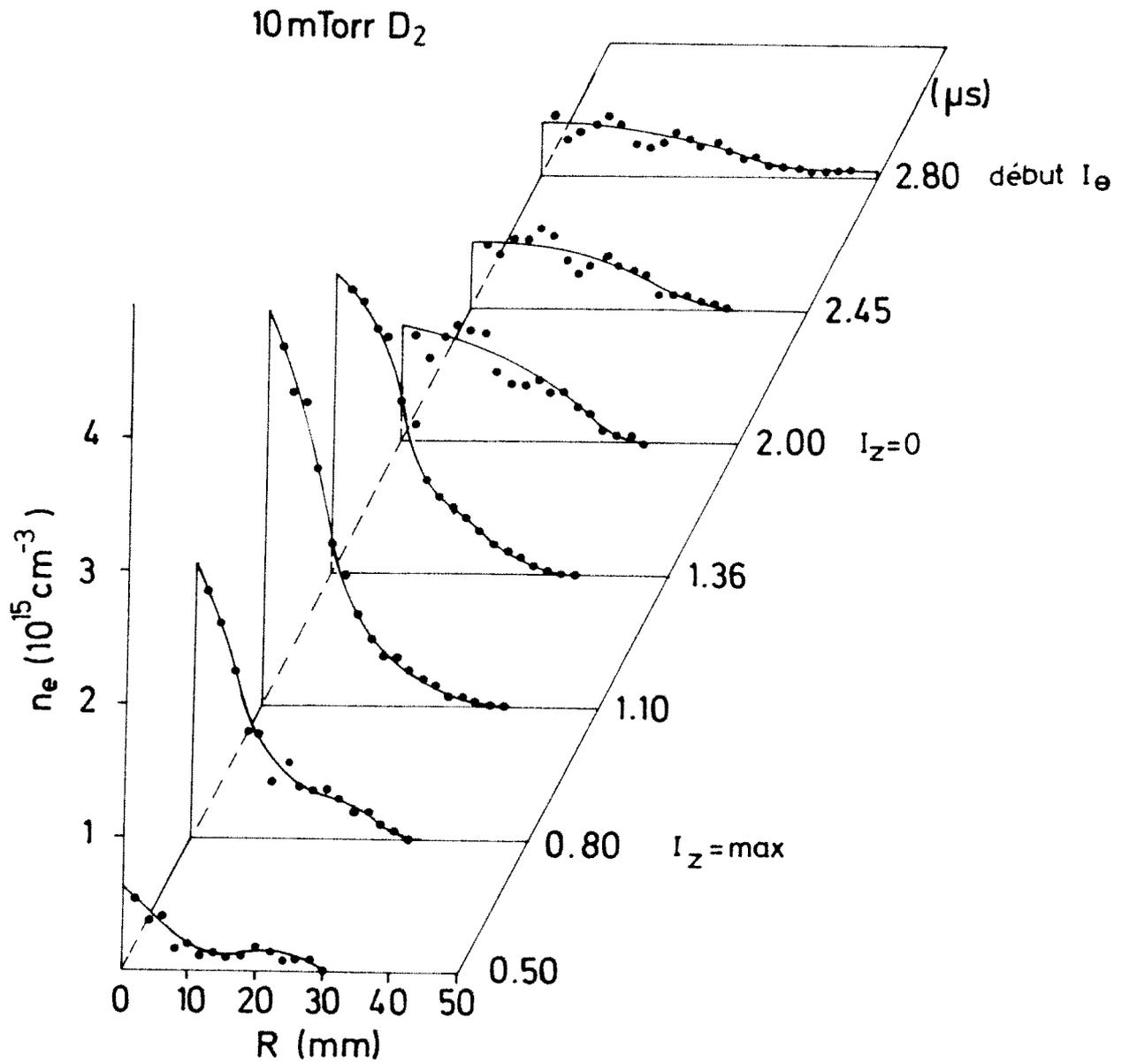


Fig. V-4 Evolution temporelle du profil radial de densité mesuré lors de la préionisation - 10 mTorr D<sub>2</sub>

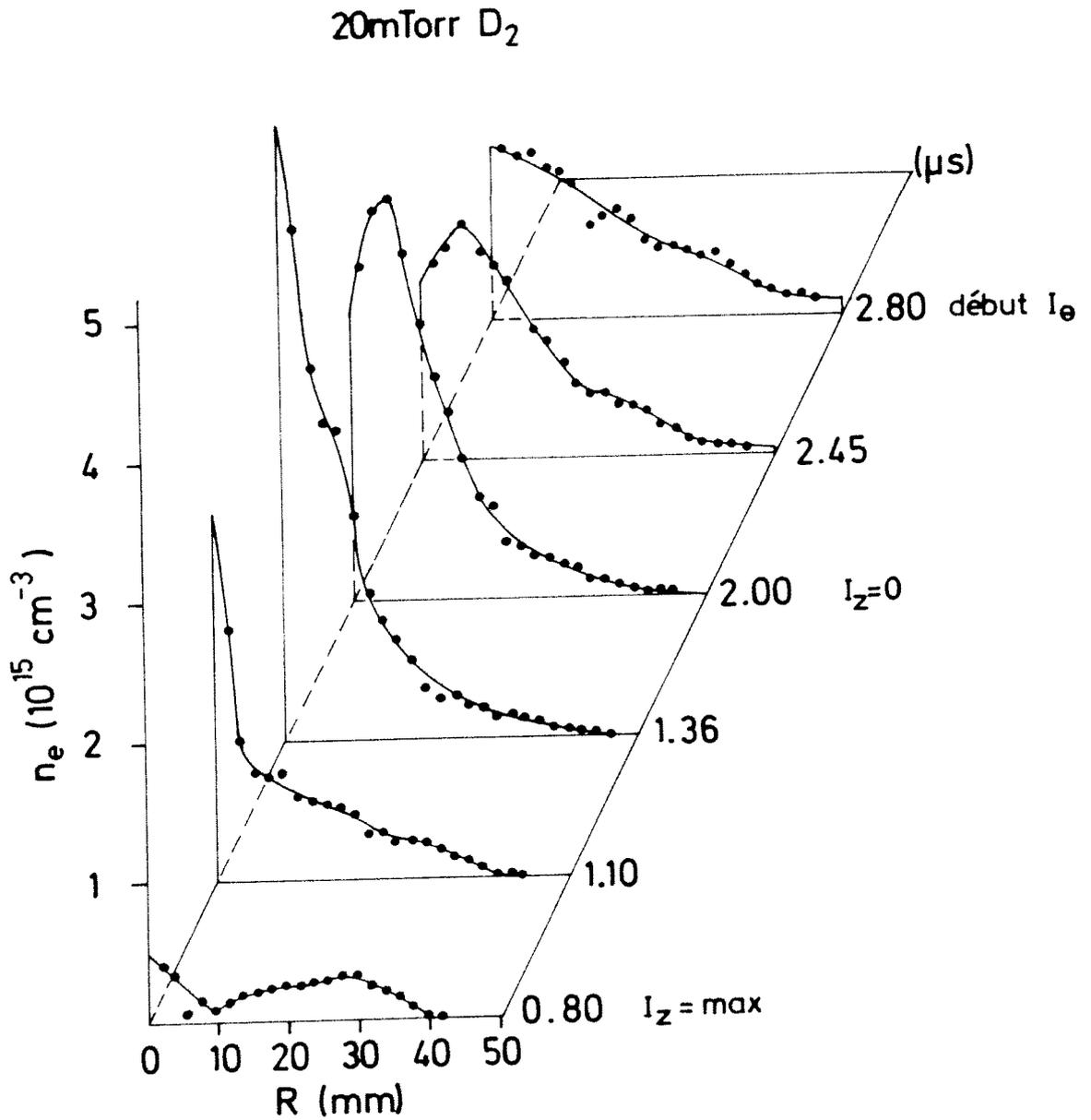


Fig. V-5 Evolution temporelle du profil radial de densité mesuré lors de la préionisation - 20 mTorr  $\text{D}_2$

La figure V-6 montre l'évolution du taux d'ionisation  $\alpha$ , lors de la préionisation. Au début de la striction azimutale ( $t = 2,8 \mu\text{s}$ )  $\alpha$  est de 20 % à 10 mTorr et de 26 % à 20 mTorr.

Le faible taux d'ionisation est la conséquence d'une préionisation axiale rapide /44,45/ et est le prix payé pour obtenir un plasma peu contaminé.

Les figures V-7 et V-8 montrent l'évolution des profils radiaux de densité lors de la striction azimutale, respectivement à 10 et à 20 mTorr de  $D_2$ .

Les mesures sont prises tous les 2 mm, de  $R = 6 \text{ mm}$  à  $R = 44 \text{ mm}$  avec 10 mTorr, et de  $R = 18 \text{ mm}$  à  $R = 46 \text{ mm}$  avec 20 mTorr.

A chaque rayon la densité résulte d'une moyenne de trois décharges successives. La reproductibilité est assez bonne, dans les limites de ce qu'on peut espérer d'un plasma influencé par le dégazage des parois (voir plus loin), par des instabilités (Chapitre VII) et par les conditions initiales variables (préionisation, vide initial, taux d'impuretés, etc...).

Avec l'interféromètre utilisé, il n'était pas possible de mesurer la densité jusqu'au centre du tube de décharge. La forte densité dans cette zone, ajoutée au mouvement rapide du plasma (phases d'implosion et d'oscillation) produit un défilement des franges trop rapide pour que les traces de l'oscilloscope puissent être résolues (voir Chapitre V-5).

A 10 mTorr on a pu mesurer la densité plus près du centre qu'à 20 mTorr à cause de la densité moins élevée et de l'amortissement plus rapide des oscillations hydromagnétiques radiales (l'amortissement est dû à la viscosité du plasma qui est plus grande à 10 mTorr à cause de la température plus élevée).

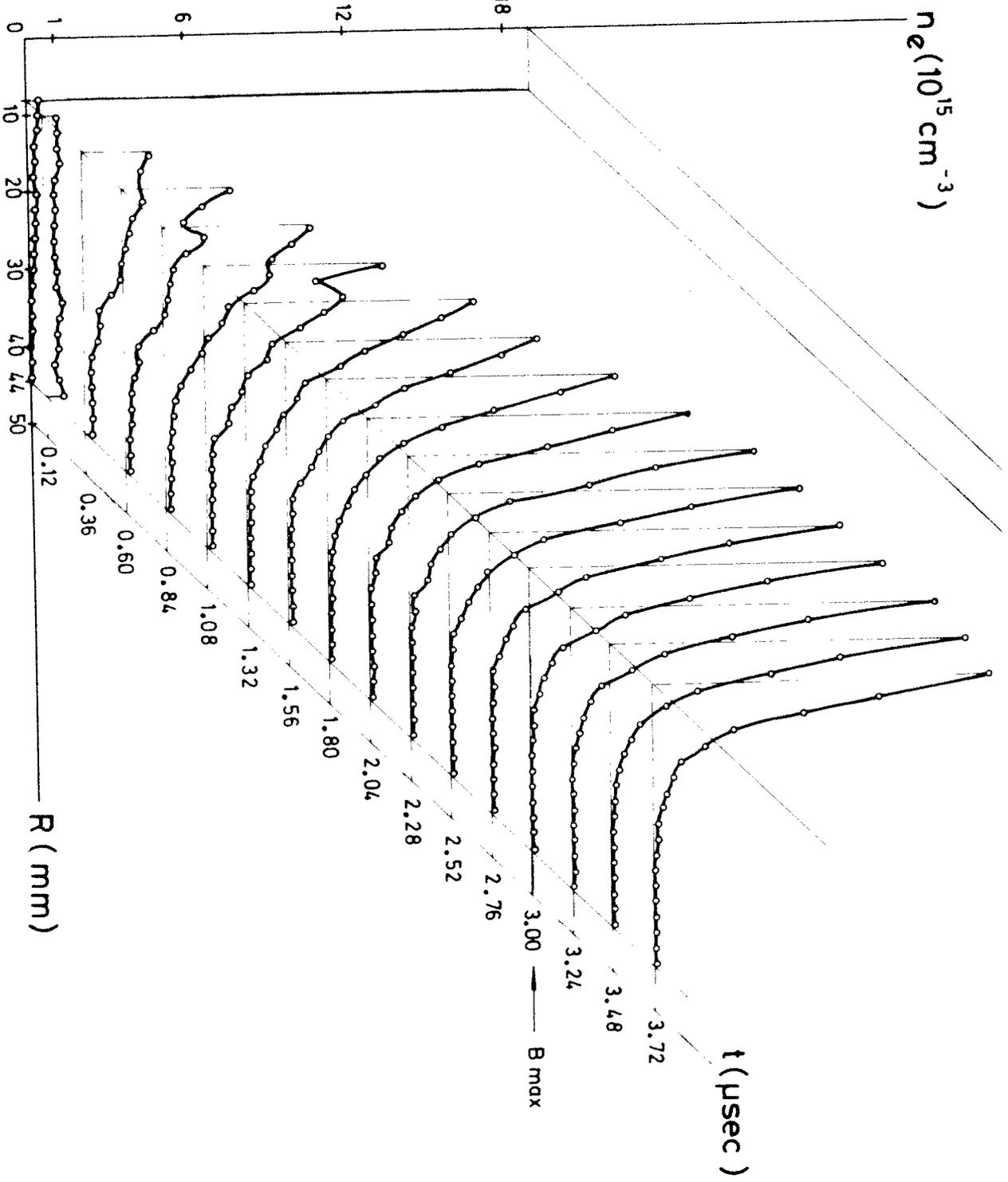


Fig. V-7 Evolution temporelle du profil radial de densité mesuré lors de la striction azimutale - 10 mTorr  $D_2$

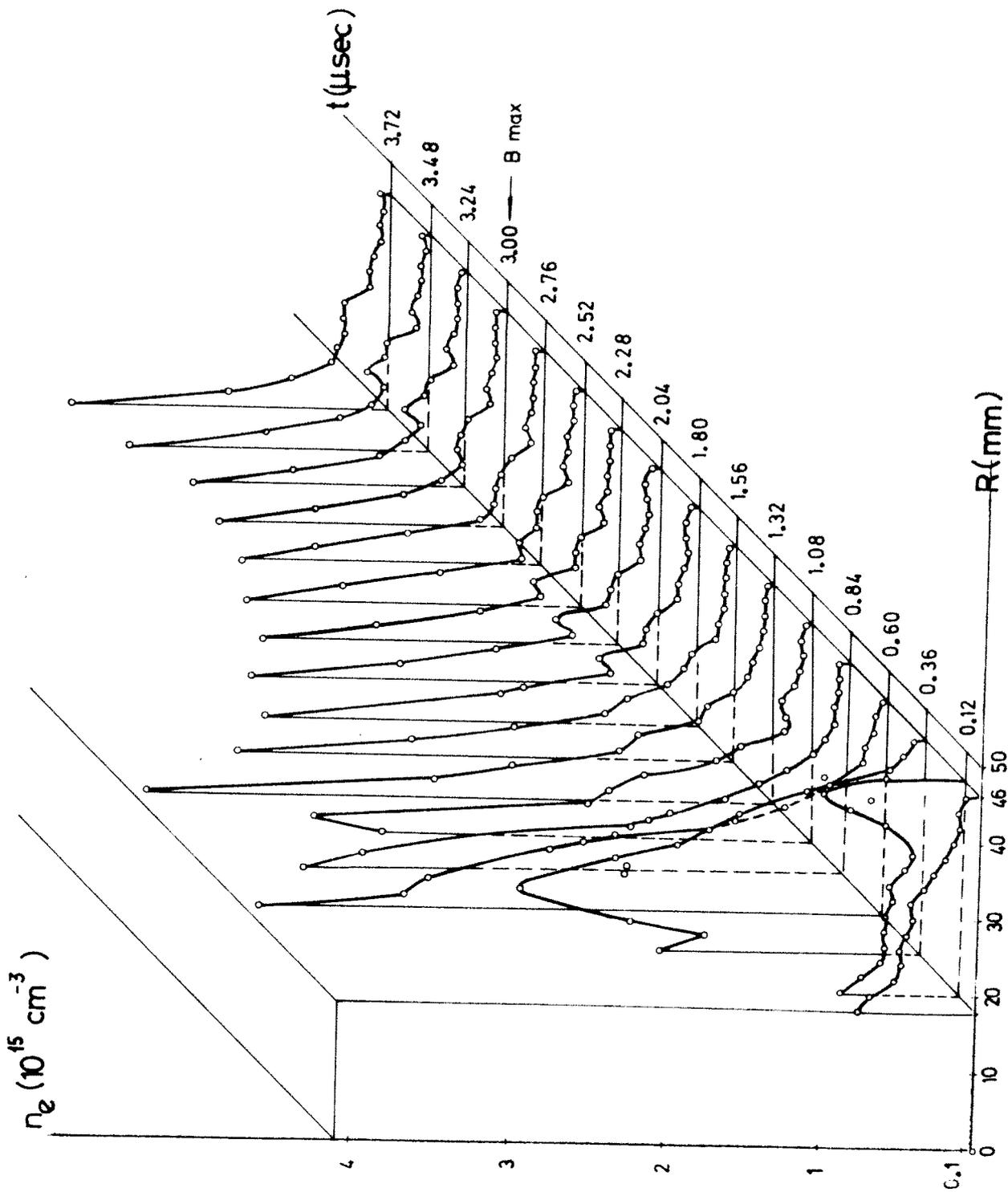


Fig. V-8 Evolution temporelle du profil radial de densité mesuré lors de la striction azimutale - 20 mTorr  $D_2$

On observe qu'immédiatement après la phase d'implosion ( $t = 0,4 \mu\text{s}$  à 10 mTorr et  $t = 0,6 \mu\text{s}$  à 20 mTorr), la colonne centrale de plasma se trouve entourée d'un plasma de basse densité, qu'on appelle plasma résiduel.

La densité du plasma résiduel décroît régulièrement au fur et à mesure qu'on s'approche de la paroi du tube ( $R = 50 \text{ mm}$ ). Contrairement aux mesures mentionnées par H. Herold et al. /1/, les profils de densité mesurés dans notre expérience ne comportent pas un deuxième maximum à l'extérieur de la colonne centrale.

Après la phase d'implosion, la densité du plasma résiduel près de la paroi ( $R > 40 \text{ mm}$ ) reste toujours au-dessous de  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  dans le cas de 20 mTorr et au-dessous de  $3,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  dans le cas de 10 mTorr.

On observe aussi que la densité du plasma résiduel ne présente pas des grandes variations et reste presque constante jusqu'au maximum du champ magnétique ( $t = 3 \mu\text{s}$ ).

La figure V-9 représente les densités du plasma résiduel, mesurées au temps  $t = 1,8 \mu\text{s}$ , pour les deux pressions soit 10 et 20 mTorr.

Les profils de densité mesurés à différents moments de la striction azimutale, sont aussi montrés en échelle logarithmique dans les figures IV-5, VII-1 et VII-2.

La figure V-10 montre l'évolution du taux d'ionisation lors de la striction azimutale pour une pression de 10 mTorr. Les valeurs de la densité entre  $R = 0$  et  $R = 6 \text{ mm}$  sont obtenues par extrapolation des valeurs mesurées.

Le taux d'ionisation atteint 100 % au bout de  $0,45 \mu\text{s}$ . Il continue de croître jusqu'à  $2,2 \mu\text{s}$  où il est d'environ 150 %. Le surplus d'élec-

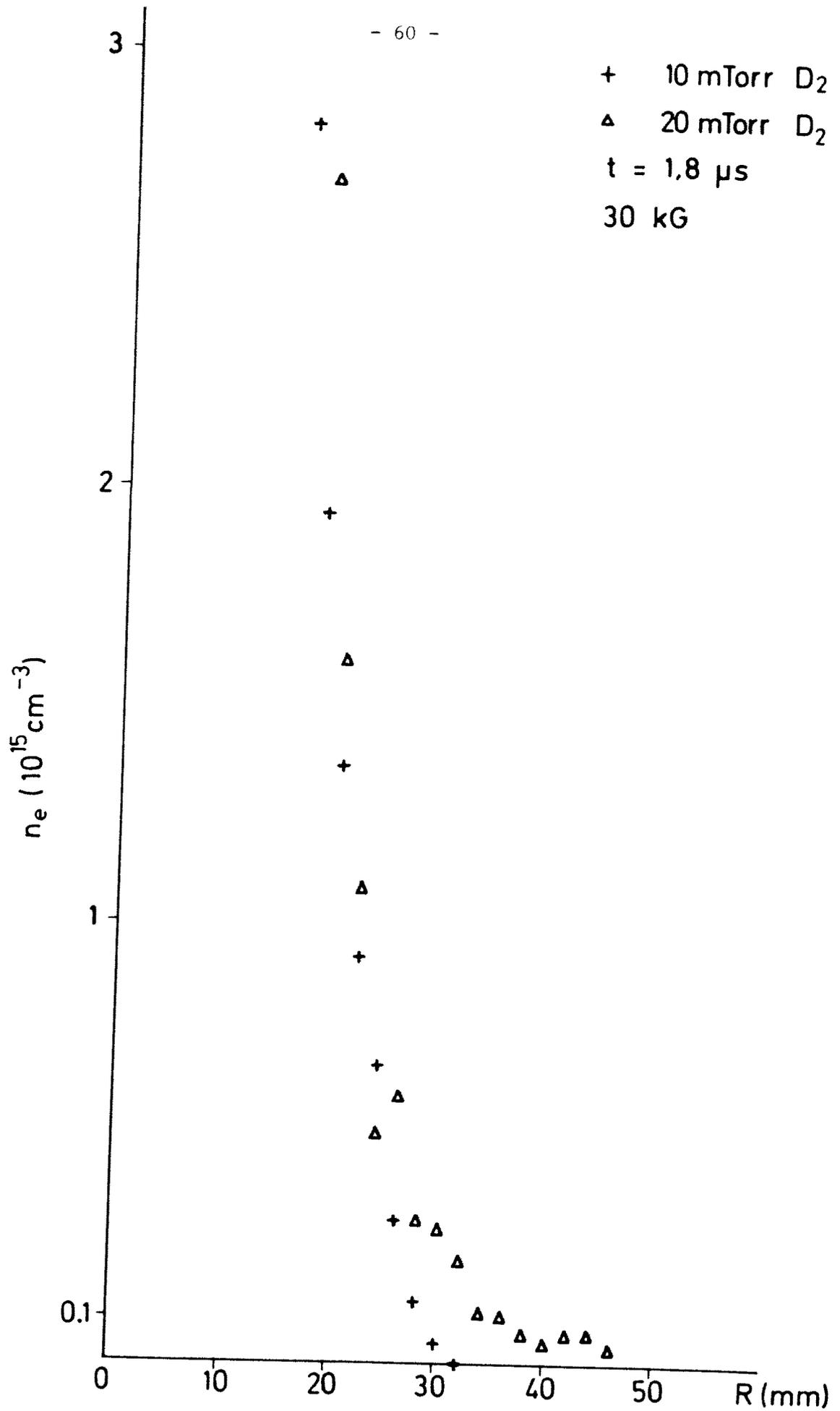


Fig. V-9 Densités du plasma résiduel, mesurées au temps  $t = 1.8 \mu s$  pour 10 et 20 mTorr D<sub>2</sub>

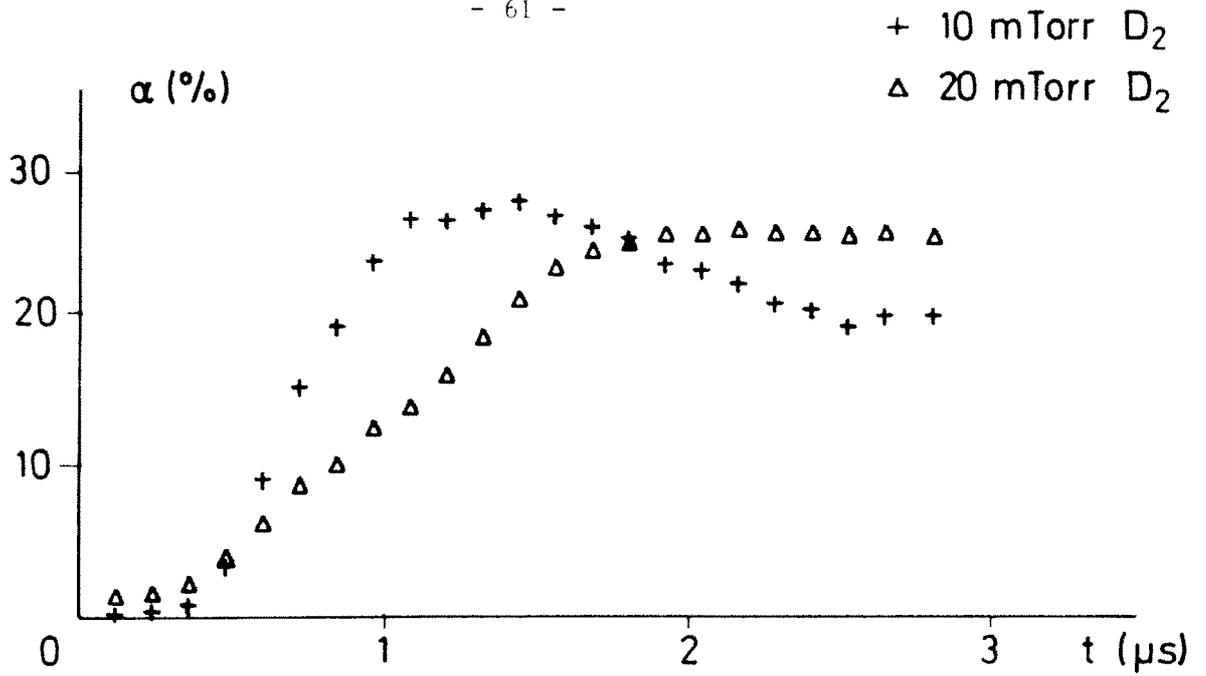


Fig. V-6 Evolution temporelle du taux d'ionisation  $\alpha$  mesuré lors de la préionisation, pour 10 et 20 mTorr  $\text{D}_2$

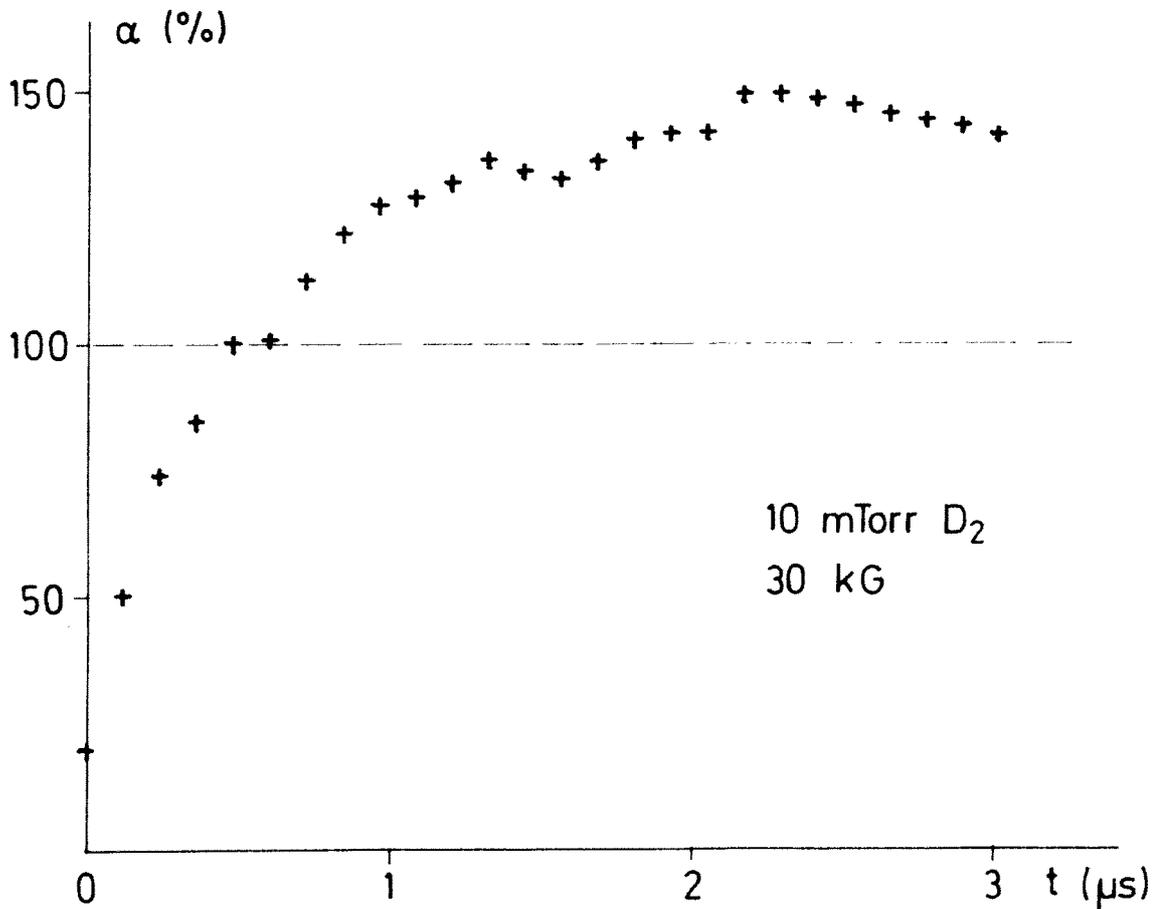


Fig. V-10 Evolution temporelle du taux d'ionisation  $\alpha$  mesuré lors de la striction azimutale pour 10 mTorr  $\text{D}_2$

trons (5 mTorr) est probablement dû au dégazage des parois.

Pour 20 mTorr, les résultats des mesures de densité, à eux seuls, ne permettent pas de calculer le taux d'ionisation. Avec les résultats obtenus des mesures de  $n_p$  et  $r_p$  (Chapitre IV-5) on a vu que le taux d'ionisation est d'environ 100 % au temps  $t = 1,8 \mu s$ .

#### V-5. Les Limites de la Mesure

La densité la plus petite qui peut être mesurée avec l'interféromètre décrit plus haut, est d'environ  $3,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . Cette limite est déterminée par le bruit des photomultiplicateurs (Fig. V-1c). En effet, la précision de la mesure de l'amplitude d'une fraction de frange est limitée par l'amplitude du bruit qui dépasse la largeur de la trace d'oscilloscope (Fig. V-1c). Cette amplitude est de l'ordre de 0,5 mm, soit 1/100 de frange, ce qui correspond d'après (5.8) à une densité de  $3,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  pour une longueur de 100 cm.

La densité la plus grande, qui peut être mesurée, dépend de la possibilité de résoudre temporellement les traces. Lorsque le plasma a une densité élevée ( $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) et qu'il effectue des mouvements rapides (phases d'implosion et d'oscillations hydromagnétiques) les signaux résultants des déplacements des franges ont des fréquences de l'ordre de 10 à 20 MHz. A ces fréquences, les petits défauts d'alignement et de synchronisation de deux traces empêchent totalement de suivre le sens d'évolution de la densité.

Cette limitation a empêché d'obtenir la densité du plasma près du centre du tube de décharge (Chapitre V-4).

On a observé systématiquement une modulation gênante de l'amplitude des franges (voir par exemple Fig. V-1c).

Les points suivants ont été relevés:

- a) La modulation apparaît principalement lors des phases d'implosion et d'oscillations hydromagnétiques.
- b) Elle est plus importante à 20 mTorr qu'à 10 mTorr.
- c) Elle est grande près du centre du tube et devient négligeable lorsqu'on s'approche de la paroi.

On en déduit que la modulation est due, soit à la détection d'une variation rapide de la densité  $dn_e/dt$ , soit à un fort gradient de densité  $dn_e/dr$ .

Considérons la détection des signaux rapides:

La trace inférieure de la figure V-1c montre une diminution d'amplitude de 25 % au premier passage par le minimum de la sinusoïde. La vitesse de variation de la phase est à cet endroit de  $9 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ . Pour enregistrer cette variation, la bande passante du système de détection doit être plus large que 14 MHz, ce qui est vérifié dans le cas de l'oscilloscope employé (Type Tektronix 551) dont la bande passante est de 22 MHz à 3 dB. On en conclut que la cause de cette modulation ne réside pas dans la détection des signaux rapides.

Considérons maintenant l'effet du gradient de densité:

Un faisceau-laser qui traverse un plasma de longueur L avec un gradient de densité  $dn_e/dr$  constant sur toute la longueur et perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau, subit une déflexion angulaire  $\epsilon$  /57/:

$$\epsilon \approx 4,46 \cdot 10^{-14} \lambda^2 L \frac{dn_e}{dr} \quad (5.9)$$

(unités c.g.s.)

Au moment où se produit la diminution d'amplitude de 25 % citée plus haut, ( $t = 0,4 \mu\text{s}$ ) le gradient de densité mesuré au rayon  $R = 24 \text{ mm}$  est d'environ  $9 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-4}$ . Cela nous conduit à une déflexion angulaire de 0,16 miliradians. Au miroir de sortie (Fig. III-1) la déviation du faisceau est alors de 0,4 mm.

Le diamètre du faisceau ( $1/e^2$  du maximum d'intensité) est de 2 mm à la sortie du laser, avec une divergence de 0,7 miliradians.

Dans sa trajectoire, il est diaphragmé par les deux "look-ins" ( $\emptyset = 3 \text{ mm}$ ). Son diamètre au miroir de sortie est alors plus petit que 3 mm. Ensuite, il est agrandi dix fois par la lentille et projeté sur l'écran où se trouvent les deux fentes de 0,8 mm de largeur et 2 mm de longueur, distantes de 5 mm (Chapitre V-2). Ces fentes sont bien centrées au maximum d'intensité du faisceau.

Une déviation de 0,4 mm au miroir de sortie produit à l'endroit des fentes une diminution d'intensité lumineuse d'environ 20 %.

L'intensité des franges étant proportionnelle au produit des intensités des deux faisceaux, on trouve ainsi une explication pour la modulation observée.

Dans les mesures où, à partir de la trace déphasée de  $90^\circ$  on peut déterminer le sens d'évolution de la densité, la modulation est corrigée automatiquement par le programme de calcul. Elle ne cause ainsi aucune erreur de mesure.

Près du centre du tube, où les gradients sont plus importants ( $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-4}$ ), la modulation de l'amplitude des franges, ajoutée aux défauts de synchronisation et d'alignement, rend impossible le dépouillement des mesures.

La résolution spatiale de la mesure est limitée par la divergence du faisceau-laser (0,7 miliradians). Elle est d'environ 1,5 mm.

#### V-6. Les Sources d'Erreurs

Les principales sources d'erreurs dans les mesures de densité sont les suivantes:

- a) Les erreurs dans la mesure des fractions de frange.
- b) L'incertitude dans la détermination du centre du tube de décharge.
- c) L'influence des atomes neutres dans l'indice de réfraction du plasma.
- d) Les effets des bouts.

Ces erreurs peuvent varier fortement selon le rayon et le moment de la décharge considérés. Pour cette raison, il nous a semblé raisonnable d'estimer chaque effet séparément et de présenter les résultats des mesures (Chapitre V-4) sans barres d'erreurs.

a) On a vu au chapitre V-5 que le bruit des photomultiplicateurs limite les mesures à environ  $3,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

L'utilisation d'un microscope pour le dépouillement permet de positionner un réticule croisé au centre de la trace photographique. La position du réticule est lue automatiquement et transférée dans une mémoire électronique auxiliaire d'où elle est transcrite sur cartes perforées. L'erreur d'une telle lecture est déterminée par l'épaisseur de la trace photographique par rapport à l'amplitude d'une frange complète. Elle est d'environ  $\pm 1/70$  de frange, ce qui correspond à  $\pm 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . L'erreur relative est négligeable pour les mesures près du centre du tube et devient importante près de la paroi.

b) Le tube de décharge est placé concentriquement dans la bobine à l'aide d'un laser d'alignement, qui fixe l'axe du système. L'interféromètre est ensuite aligné à l'aide de deux diaphragmes, placés dans le

tube. Les rayons sont déterminés en mesurant le déplacement latéral de l'interféromètre par rapport à sa position centrale. On estime que l'erreur totale d'un tel procédé est d'environ  $\pm 1$  mm.

c) La relation (5.5) donne l'indice de réfraction du plasma en fonction des densités électroniques et atomiques. On a vu que la présence d'atomes neutres dans le plasma produit une erreur systématique dans les mesures de densité électronique.

Le signe négatif de la partie atomique implique que les densités  $n_e$  mesurées, sont systématiquement plus petites que les densités réelles.

L'évolution temporelle du taux d'ionisation pour 10 mTorr montre que l'ionisation reste inférieure à 100 % seulement pendant la phase d'implosion.

C'est aussi le cas, lors de la préionisation où l'ionisation reste inférieure à 30 %.

Pour pouvoir estimer l'erreur, il faudrait connaître les profils de densité atomique,  $n_a(r)$ , faute de quoi nous nous limiterons à donner une estimation basée sur les calculs numériques réalisés à l'aide d'un code MHD (Chapitre VI).

Considérons l'endroit où le rapport  $n_a/n_e$  est le plus grand lors de la striction azimutale. Il correspond au plasma résiduel laissé derrière le plasma central lors de l'implosion. Le code numérique donne à cet endroit un rapport  $n_a/n_e$  d'environ 10 (10 mTorr  $D_2$ ). L'erreur systématique de la mesure de  $n_e$  serait alors à cet endroit de 30 %.

Dans le chapitre VII on verra que les densités du plasma résiduel, mesurées lors de l'implosion, sont nettement supérieures à celles obtenues par les calculs, d'où on peut déduire que l'erreur due à la contribution atomique est, pendant cette phase, toujours inférieure à 30 %.

Après la phase d'implosion, le plasma est totalement ionisé; néanmoins, il peut contenir des petites concentrations atomiques, formées par échange des charges ou par dégazage des parois; leur contribution à l'indice de réfraction est complètement négligeable.

d) L'utilisation des "look-ins" (Chapitre V-3) ainsi que d'un tube de décharge évasé à l'extérieur de la bobine (Chapitre III-2) permet d'éliminer les effets des bouts concernant le plasma qui se trouve à l'extérieur de la bobine.

A l'intérieur de celle-ci, deux effets des bouts sont importants:

Le premier est l'inhomogénéité axiale du plasma, produite près des extrémités de la bobine par l'élargissement des profils de densité. Cet élargissement est dû à la divergence des lignes de champ magnétique.

Par les mesures interférométriques on obtient l'intégrale de la densité  $\int n_e dl$  le long d'une ligne parallèle à l'axe du tube. La densité  $n_e$  est ensuite obtenue en admettant qu'elle est homogène sur toute la longueur de la bobine ( $L = 100$  cm).

Une erreur systématique est donc introduite dans les résultats, les valeurs de  $n_e$  mesurées tendent à être plus grandes que les valeurs réelles.

On a estimé cette erreur à partir des valeurs du champ magnétique à vide  $B_z(r, z)$  d'une bobine données dans la référence /64/. L'inhomogénéité de  $B_z$  est importante sur une profondeur égale au rayon de la bobine (6 cm). On calcule à partir des valeurs de  $B_z(r, z)$  les trajectoires des lignes de force magnétique en tenant compte de la conservation du flux. On en déduit l'élargissement des profils de densité et on refait l'intégrale  $\int n_e dl$  en tenant compte de l'augmentation de  $n_e$  près des extrémités de la bobine.

Si l'on considère, par exemple, le profil  $n_e(r)$  mesuré au temps

$t = 1,8 \mu\text{s}$  pour 10 mTorr (Fig. V-9), l'erreur systématique introduite dans les mesures est de 1 % au rayon  $R = 1 \text{ cm}$ , de 3 % au rayon  $R = 2 \text{ cm}$  et de 9 % au rayon  $R = 3 \text{ cm}$ .

Le deuxième effet de bout important est l'inhomogénéité axiale produite par les pertes de plasma par les extrémités de la bobine (Chapitre II). Cet effet introduit dans les mesures une erreur systématique de signe opposé à l'erreur produite par la divergence des lignes de force magnétique. Les densités  $n_e$  mesurées tendent à être inférieures aux densités réelles.

La relation (2.5) donne la vitesse à laquelle se propage l'onde de raréfaction venant des deux extrémités.

La vitesse de l'onde dépend de la température  $k(T_e + T_i)$  et du  $\beta$  du plasma. Ces deux paramètres sont fonctions de  $r$ ,  $z$  et  $t$  pour un plasma avec symétrie azimutale, de même l'est la vitesse de l'onde de raréfaction. Les pertes les plus rapides ont lieu aux rayons intermédiaires où la température est relativement grande et le  $\beta$  petit.

L'erreur est calculée approximativement, pour les rayons intermédiaires, en prenant un  $\beta$  et une température moyens dans le temps respectivement de 0,4 et 200 eV.

La vitesse moyenne de l'onde de raréfaction est alors de  $10 \text{ cm}/\mu\text{s}$ . Si l'on prend comme départ le moment correspondant à la première implosion, l'onde arrive à 15 cm des extrémités au temps  $t = 2 \mu\text{s}$  et à 25 cm au temps  $t = 3 \mu\text{s}$ .

En conséquence, les densités mesurées sont inférieures aux densités réelles, respectivement de 15 et 25 %.

Près de l'axe du tube et près des parois, les vitesses sont inférieures, de même que les erreurs des mesures.



## VI. SIMULATION NUMERIQUE

### VI-1. Le Code MHD Uni-Dimensionnel

La striction azimutale a été simulée sur ordinateur à l'aide d'un code MHD uni-dimensionnel (r, t) /65/.

Ce code a déjà été utilisé pour analyser les expériences suivantes: la striction à champ magnétique tournant /66,63,67/, la striction azimutale de 8-m de Culham /68/, le "screw-pinch" de Jutphaas /68/ et les "belt-pinch" de Garching et de Lausanne /69,70/.

On présente dans ce sous-chapitre un bref aperçu du modèle magnétohydrodynamique utilisé dans le code. Une description détaillée du modèle ainsi que des méthodes numériques sont données dans la référence /65/. Dans le sous-chapitre suivant on présente les différentes modifications apportées à ce code pour l'adapter à notre expérience.

Le modèle décrit un plasma partiellement ionisé, donc composé d'électrons, d'ions et d'atomes neutres. Pour l'hydrogène et le deutérium, le modèle est dit "à trois fluides", car il comporte une seule classe d'ions.

Le traitement des équations à une dimension se justifie premièrement par le fait que l'on présume une symétrie cylindrique du plasma, et deuxièmement parce que l'on considère que pendant la durée de l'expérience (3  $\mu$ s), le plan central de la colonne de plasma n'est pas influencé par les pertes de plasma par les extrémités (Chapitres II et V-6).

Cependant, l'effet de diffusion de chaleur vers les extrémités froides de la striction azimutale, est beaucoup plus rapide. Il influence le

plan central de la colonne de plasma pendant toute la durée de l'expérience (Chapitre II).

Cet effet est introduit dans le modèle en y incluant la conductivité thermique axiale du plasma (Chapitre VI-2).

Dans le modèle MHD, le plasma est considéré comme un gaz idéal, macroscopiquement neutre.

Pour chacun des trois fluides: électrons, ions et atomes, on écrit les équations de bases suivantes:

1) Equation de continuité:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + (n \vec{v}) = S \quad (6.1)$$

$n$  et  $\vec{v}$  sont respectivement la densité et la vitesse du plasma.  $S$  est un terme-source qui décrit la création et destruction des particules par ionisation et recombinaison.

2) Equation du mouvement:

$$\rho \left[ \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right] = - \nabla \left[ p + \frac{2}{3} \mu (\nabla \cdot \vec{v}) \right] + \nabla \left[ \mu (\nabla \cdot \vec{v} + \vec{v} \cdot \nabla) \right] + \vec{F} \quad (6.2)$$

$\rho$  est la densité de masse,  $p$  la pression et  $\mu$  la viscosité.  $\vec{F}$  contient les forces de Lorentz et les forces provenant du frottement entre les différents fluides (ionisation, recombinaison, échange des charges, collisions élastiques et résistivité).

Les termes de viscosité sont négligeables dans l'équation électronique.

3) Equation d'énergie:

$$\frac{3}{2} n \left[ \frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) T \right] = - p (\nabla \cdot \vec{v}) + \nabla \cdot (Q \nabla T) + W \quad (6.3)$$

T est la température du plasma définie comme  $p/n$ . Q est la conductivité thermique divisée par la constante de Boltzmann k. W décrit le transfert d'énergie lié à des phénomènes tels que: l'équipartition, le chauffage par frottement (chauffage ohmique inclu), l'ionisation, la recombinaison et le chauffage par viscosité des ions et des atomes.

4) Equations de Maxwell:

$$\nabla \wedge \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (6.4)$$

$$\nabla \wedge \vec{B} = \mu_0 \vec{J} \quad (6.5)$$

Une loi d'Ohm "généralisée" qui relie la densité de courant  $\vec{J}$  aux champs électrique  $\vec{E}$  et magnétique  $\vec{B}$  est obtenue à partir de l'équation du mouvement des électrons. Le système d'équations est ainsi fermé.

Les différents coefficients de transport et les sections efficaces pour les différents phénomènes de collisions sont exprimés à chaque moment du calcul en fonction des paramètres locaux du plasma.

Les conditions aux limites sont décrites dans la référence /65/.

La densité minimale permise dans le calcul est fixée à 1 % de la pression de remplissage. Si à un moment du calcul elle descend au-dessous de cette valeur, elle est remontée artificiellement à la valeur limite.

VI-2. Utilisation du Code MHD Uni-Dimensionnel pour la Striction Azimutale

Les modifications suivantes ont été apportées au code pour mieux l'appliquer à notre striction azimutale:

VI-2.1 Les pertes d'énergie par conduction thermique axiale

On a introduit les pertes axiales d'énergie dans le code en transformant le terme axial  $\frac{\partial}{\partial z} \left( Q \frac{\partial T_e}{\partial z} \right)$  de la partie électronique de l'équation (6.3) en un terme local.

La transformation est réalisée de la manière suivante:

On admet que le profil axial de la température électronique  $T_e(r, z)$  est stationnaire et donné par la relation /22/

$$T_e^{7/2}(r, z) = T_e^{7/2}(r) \left[ 1 - \left( \frac{z}{L} \right)^2 \right] \quad (6.6)$$

L est la demi-longueur de la bobine et  $T_e(r)$  le profil radial de température dans le plan central ( $z = 0$ ).

Avec la valeur de Spitzer /12/ pour la conductivité thermique

$$Q(r, z) \sim T_e^{5/2}(r, z) \quad (6.7)$$

on obtient:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( Q(r, z) \frac{\partial T_e(r, z)}{\partial z} \right) = - \frac{4}{7} \frac{Q(r) T_e(r)}{L^2} \quad (6.8)$$

Ce terme peut maintenant être introduit dans l'équation radiale d'énergie du modèle uni-dimensionnel.

La figure VI-1 montre l'évolution temporelle de la température électronique au centre du tube calculée à l'aide du code MHD, avec et sans conduction thermique axiale, pour une pression de 10 mTorr. Sans conductivité axiale, la température croît jusqu'au maximum du champ magnétique ( $t = 3 \mu s$ ). Avec conductivité axiale, le terme donné par la relation (6.8) rend  $\partial T_e / \partial t$  négatif, au bout de 2,5  $\mu s$ .

#### VI-2.2 Le champ magnétique

L'évolution temporelle mesurée du champ magnétique  $B_z$  est introduite dans les calculs comme condition au bord du tube de décharge.

#### VI-2.3 Les conditions initiales

Au moment de l'enclenchement de la striction azimuthale, le plasma produit par la préionisation n'est que partiellement ionisé. Aussi, sa densité est-elle radialement inhomogène.

Le profil de densité électronique mesuré à ce moment (Chapitre V-4) est introduit comme condition initiale dans les calculs.

Les températures initiales du plasma sont supposées être:

$$T_e = T_i = T_a = 1 \text{ eV.}$$

#### VI-2.4 Le dégazage des parois

Pour simuler le dégazage des parois, on introduit dans les conditions aux bords, un terme qui représente un flux d'ions ou d'atomes injectés dans le plasma depuis la paroi /65/.

Pour étudier notre striction azimutale, nous avons testé deux sortes de flux: le premier constant pendant la durée de l'expérience et le deuxième, beaucoup plus important au début de la décharge, mais décroissant exponentiellement (Chapitre VII).

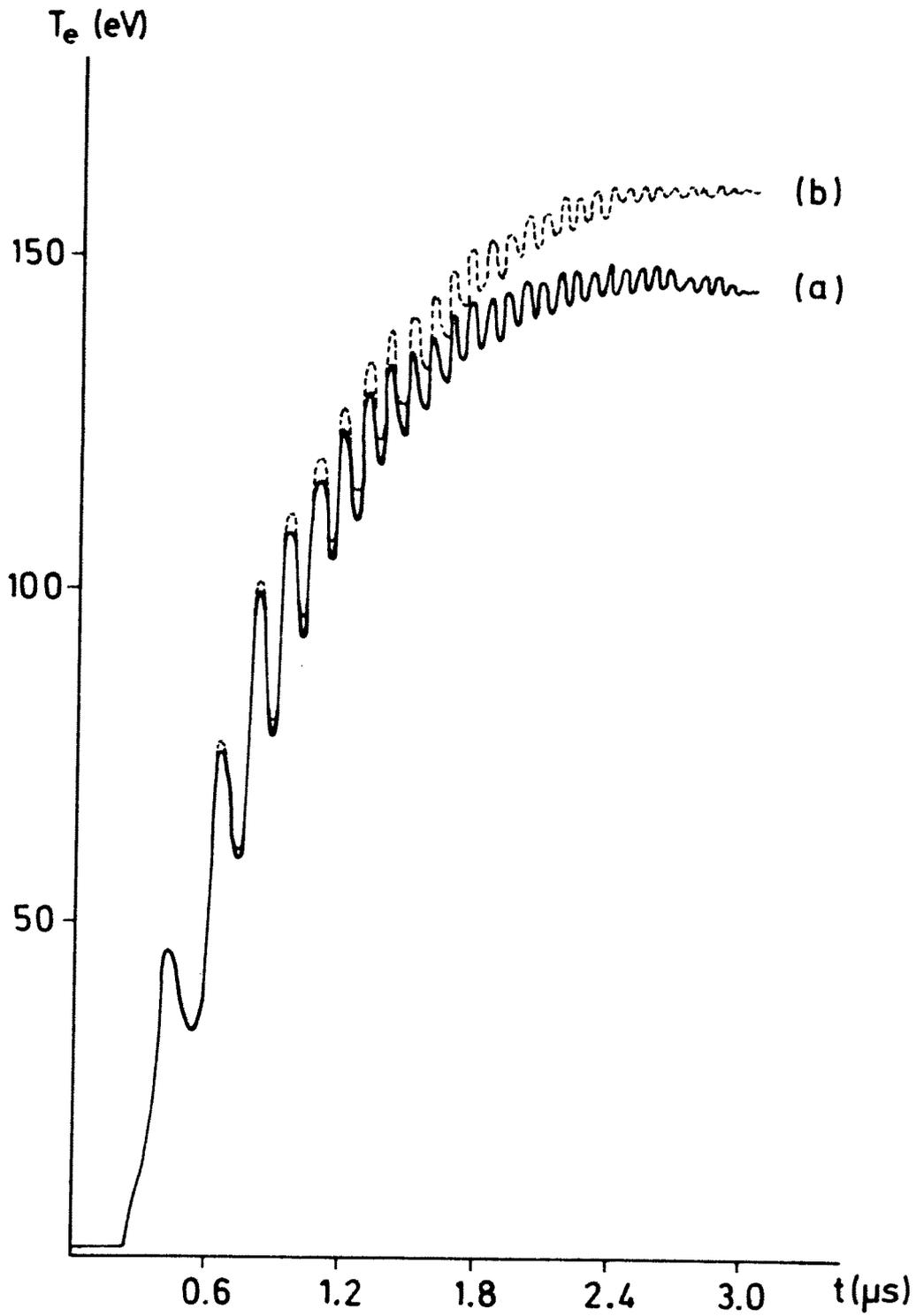


Fig. VI-1 Evolution temporelle de la température électronique calculée à l'aide du code MHD - 10 mTorr  $D_2$

(a) avec conduction thermique axiale

(b) sans conduction thermique axiale

## VII. ANALYSE COMPARATIVE DES RESULTATS DE CALCUL ET DE MESURE

---

Les résultats de mesures de densité électronique sont comparés aux résultats obtenus par le code MHD décrit au chapitre VI.

Deux paramètres sont variés dans les calculs, soit: la résistivité du plasma et le flux des particules qui simule un dégazage des parois.

### VII-1. Résistivité

Pour introduire la résistivité du plasma dans le code, on suit la méthode décrite par F. Hofmann /66/.

La résistivité est décrite sous la forme suivante:

$$\eta = \eta_{cl} + \alpha \frac{v_D}{v_{th}} \eta_{an} \quad (7.1)$$

$\eta_{cl}$  est la résistivité classique d'un plasma partiellement ionisé, composé par la somme du terme de Spitzer /12/ et du terme des collisions électrons-atomes, soit:

$$\eta_{cl} = \eta_{Spitzer} + \frac{\gamma_{ea} m_e}{n_e c^2} \quad (7.2)$$

$\eta_{an}$  est la résistivité anormale et  $\alpha$  un facteur arbitraire. C'est le facteur  $\alpha$  que nous avons varié dans nos calculs.

$\frac{v_D}{v_{th}}$  est le rapport entre les vitesses de dérive et thermique des électrons.

Ce rapport est introduit pour tenir compte du fait que la résistivité anormale est principalement due aux différents types de micro-instabilités

excitées dans le plasma lorsque la vitesse de dérive des électrons devient grande par rapport à la vitesse thermique des ions /10/.

Dans les strictionnements azimutaux, le rapport  $v_D/v_{th}$  est important seulement pendant la phase initiale de la décharge, devenant par la suite négligeable. Par ce fait, la relation (7.1) simule bien les résultats trouvés expérimentalement par H.A.B. Bodin et al. /10/, à savoir que la résistivité du plasma dans une strictionnement azimutal est anormale pendant la phase initiale et classique par la suite.

Dans les figures présentées dans ce chapitre, les cercles représentent les valeurs expérimentales de la densité.

Les temps choisis dans ces figures correspondent successivement à la phase d'implosion, au moment de la première implosion, à la phase de compression adiabatique et au moment du champ magnétique maximum.

Les rayons  $R = 0$  et  $R = 5$  correspondent respectivement au centre et à la paroi du tube de décharge.

Les figures VII-1 et VII-2 montrent respectivement pour 10 et 20 mTorr de deutérium, la comparaison entre les mesures de densité et les résultats des calculs obtenus avec trois différentes résistivités, soit: la résistivité classique ( $\alpha = 0$ ) et la résistivité anormale du type Bohm /71/ ( $\eta_{an} = \eta_{Bohm} = \frac{B}{16 e n_e}$ ), avec  $\alpha = 1$  et  $\alpha = 10$ .

Dans les trois cas, le dégazage est considéré comme étant négligeable.

Dans le cas de la résistivité classique ( $\alpha = 0$ ) les densités du plasma résiduel obtenues par les calculs sont de deux ordres de grandeur inférieure à celle obtenue par les mesures, et ceci surtout pendant la phase initiale de la décharge.

La résistivité anormale produit une diffusion anormale du plasma allant de la colonne centrale vers les zones externes, mais on constate que cette diffusion n'est pas suffisante pour reproduire les densités élevées du plasma résiduel mesurées pendant la phase initiale de la décharge.

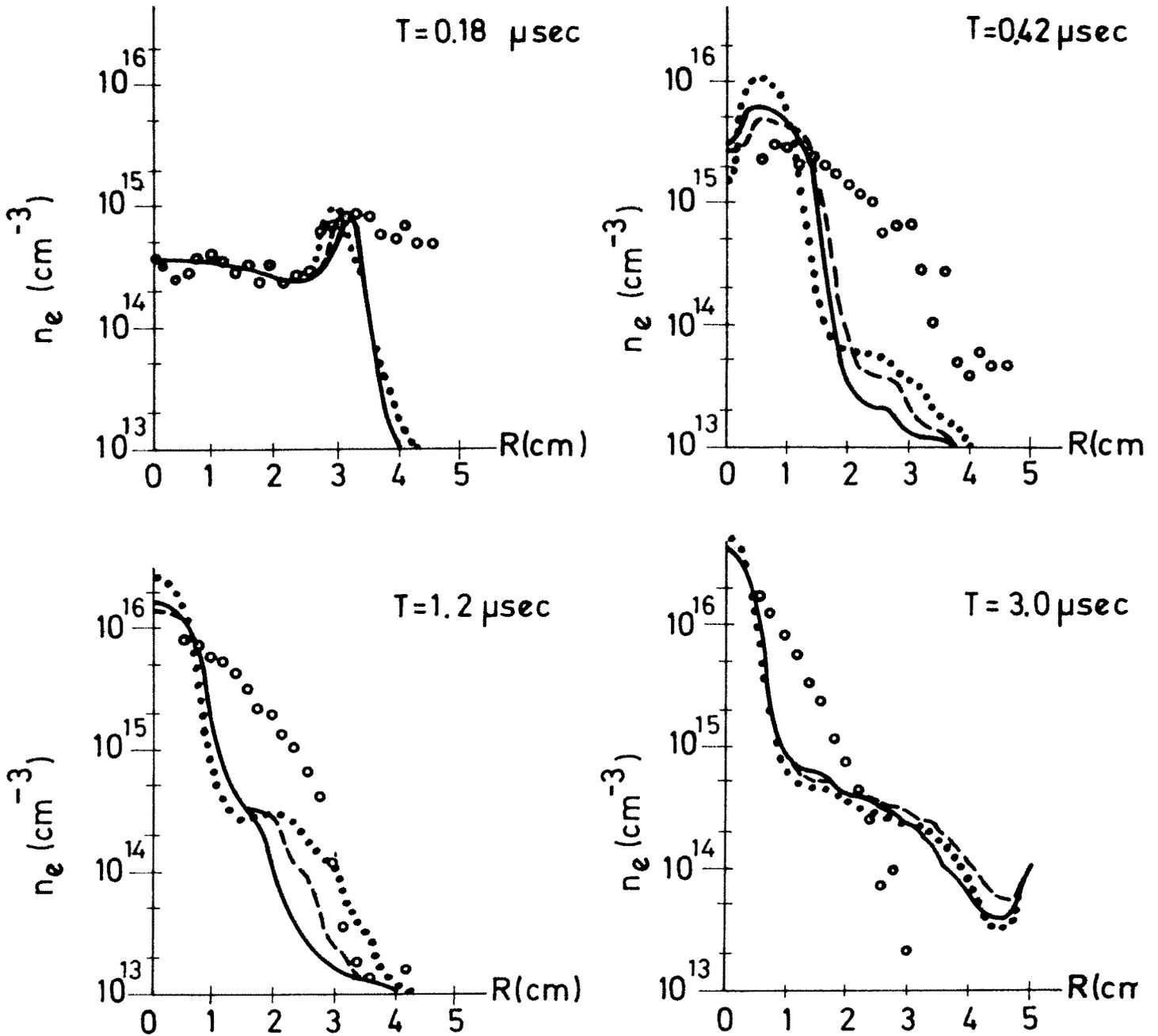


Fig. VII-1 Pour 10 mTorr  $D_2$ , comparaison entre les mesures de densité et les résultats des calculs obtenus avec trois différentes résistivités

- Cercles : mesures
- Lignes continues : calculs avec résistivité classique  $\alpha = 0$
- Lignes discontinues: calculs avec résistivité anormale  $\alpha = 1$
- Lignes pointillées : calculs avec résistivité anormale  $\alpha = 10$

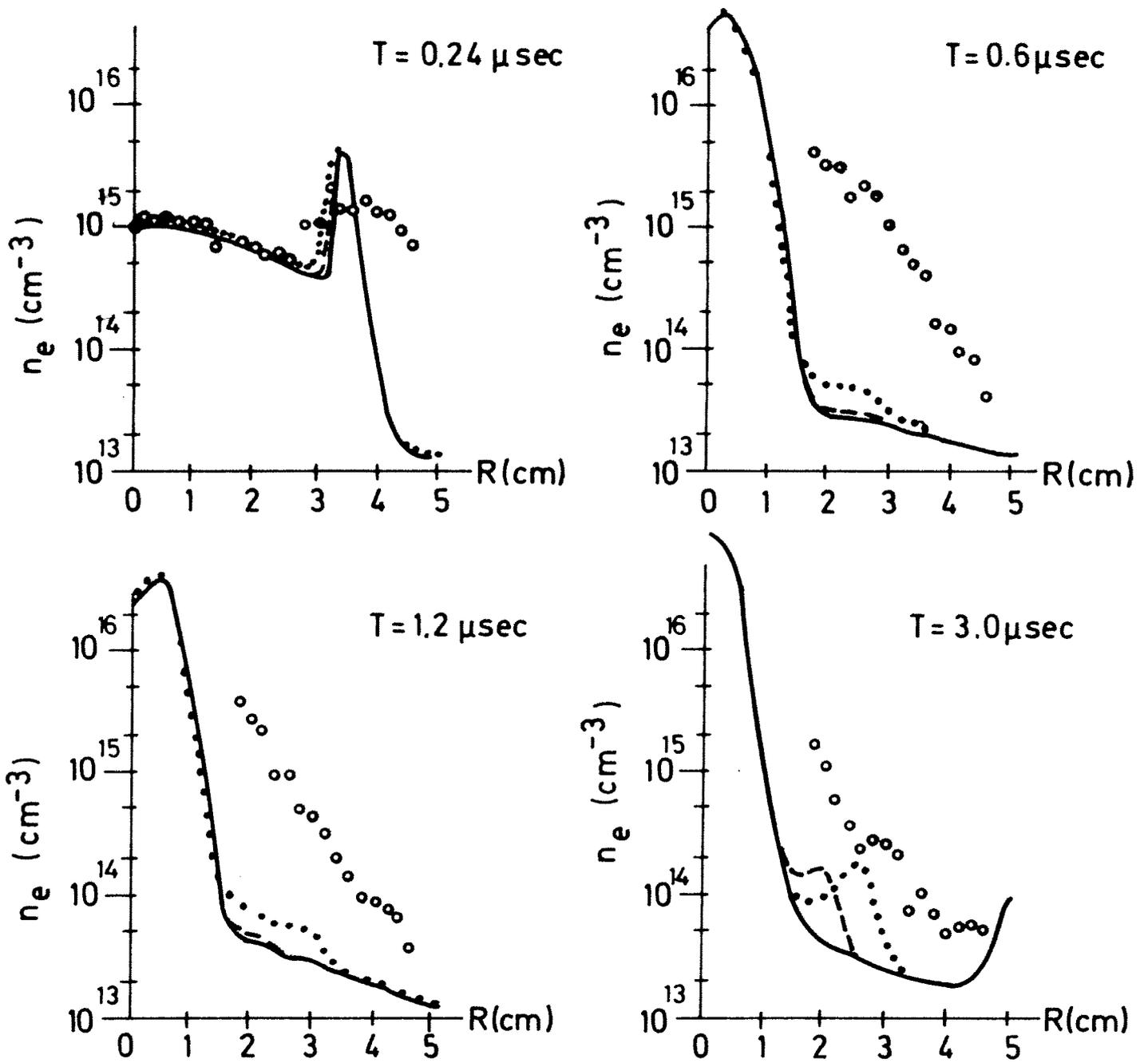


Fig. VII-2 Pour 20 mTorr  $D_2$ , comparaison entre les mesures de densité et les résultats des calculs obtenus avec trois différentes résistivités

Cercles : mesures  
 Lignes continues : calculs avec résistivité classique  $\alpha = 0$   
 Lignes discontinues : calculs avec résistivité anormale  $\alpha = 1$   
 Lignes pointillées : calculs avec résistivité anormale  $\alpha = 10$

On a également effectué des calculs avec un autre type de résistivité anormale, en l'occurrence une résistivité du type Buneman /72/. Les résultats sont pratiquement identiques à ceux qui ont été calculés avec une résistivité de Bohm.

On peut affirmer que la résistivité anormale n'est pas la cause de la haute densité du plasma résiduel mesurée à l'extérieur de la colonne centrale.

#### VII-2. Flux des Particules

Le deuxième paramètre varié dans les calculs est le flux des particules qui simule un dégazage des parois.

On a montré dans la figure V-10 que, vers la fin de l'expérience, le nombre d'électrons contenus dans le tube est, malgré les pertes de plasma par les bouts, plus grand que le nombre d'électrons introduits lors du remplissage.

En effet, on a vu que pour 10 mTorr le taux d'ionisation atteint 100 % au bout de 0,45  $\mu$ s et qu'il continue à croître jusqu'à atteindre 150 % au temps  $t = 2,2 \mu$ s.

Du moment que le taux d'impuretés est petit dans notre expérience (Chapitre III-4), on peut admettre qu'une grande partie du surplus d'électrons est produite par la désorption du deutérium absorbé par les parois. Ces atomes sont ionisés par les courants de surface, par la radiation du plasma et par collisions.

Deux différentes formes de dégazage ont été essayées dans les calculs: la première consiste en un flux de plasma constant pendant toute la durée de la décharge. Dans la deuxième, le flux décroît exponentiellement avec une constante de temps beaucoup plus petite que la durée de la décharge. Dans les deux cas, la résistivité du plasma est sup-

posée anormale avec  $\alpha = 1$ .

a) Flux constant

Les figures VII-3 et VII-4 montrent, respectivement pour 10 et 20 mTorr, la comparaison entre les mesures et les résultats des calculs obtenus avec un flux constant.

On observe qu'avec un flux de  $2 \cdot 10^{15}$  électrons-ions/cm<sup>2</sup>.  $\mu$ s, l'implosion calculée est trop lente, d'où on peut déduire que le flux doit être inférieur à  $2 \cdot 10^{15}$  pendant cette phase.

En diminuant le flux ( $2 \cdot 10^{14}$  et  $2 \cdot 10^{13}$  électrons-ions/cm<sup>2</sup>.  $\mu$ s) on arrive à faire correspondre la vitesse d'implosion avec les mesures, mais on n'arrive pas à reproduire les densités élevées du plasma résiduel.

Lors de la phase de compression adiabatique, le flux constant (Fig. VII-3 et VII-4) augmente considérablement la densité du plasma résiduel, jusqu'à produire des gradients de signe opposé aux gradients mesurés et un taux d'ionisation beaucoup plus grand comparé aux mesures.

La figure VII-3 montre qu'à partir de la fin de l'implosion ( $t = 0,42$   $\mu$ s), le flux doit être inférieur à  $2 \cdot 10^{15}$  électrons-ions/cm<sup>2</sup>.  $\mu$ s et qu'il doit ensuite décroître rapidement pendant la compression adiabatique pour atteindre une valeur inférieure à  $2 \cdot 10^{13}$  électrons-ions/cm<sup>2</sup>.  $\mu$ s, au temps  $t = 3$   $\mu$ s.

b) Flux exponentiel

La figure VII-5 montre, pour 10 mTorr, la comparaison entre les mesures et les résultats des calculs obtenus avec un flux qui décroît exponentiellement avec le temps, de la forme:  $F(t) = F_0 e^{-t/\tau}$ . La constante de temps  $\tau$  est choisie comme paramètre libre tandis que le flux initial  $F_0$  est calculé d'après le taux d'ionisation mesuré (Fig. V-10).

On observe qu'avec  $\tau = 0,25$   $\mu$ s on arrive à reproduire approximativement

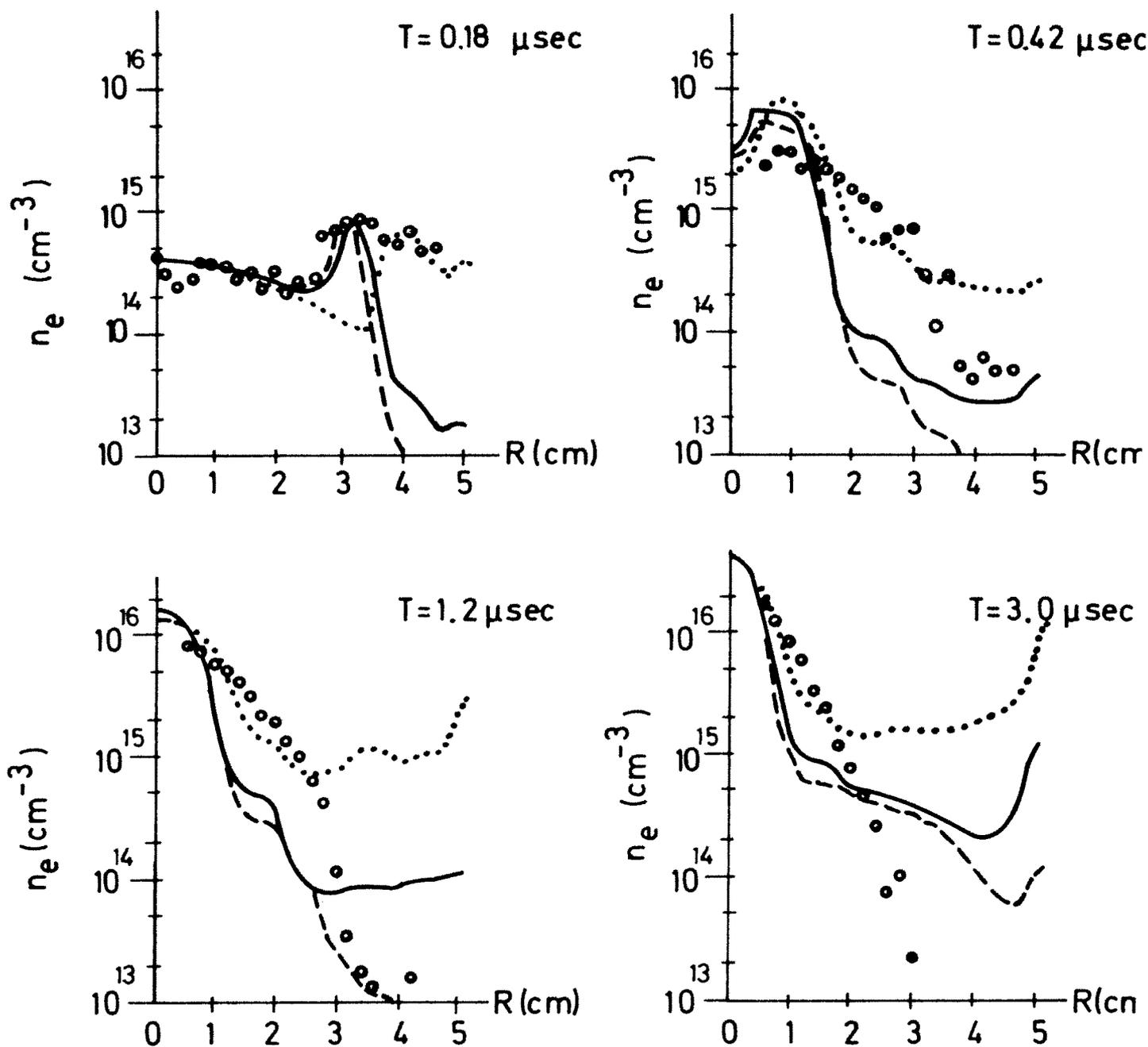


Fig. VII-3 Pour 10 mTorr  $D_2$ , comparaison entre les mesures de densités et les résultats des calculs obtenus avec un flux constant et une résistivité anormale ( $\alpha = 1$ )

Cercles	:	mesures	
Lignes discontinues	:	flux = $2 \cdot 10^{13}$	électrons-ions/ $\text{cm}^2 \cdot \mu\text{s}$
Lignes continues	:	flux = $2 \cdot 10^{14}$	électrons-ions/ $\text{cm}^2 \cdot \mu\text{s}$
Lignes pointillées	:	flux = $2 \cdot 10^{15}$	électrons-ions/ $\text{cm}^2 \cdot \mu\text{s}$

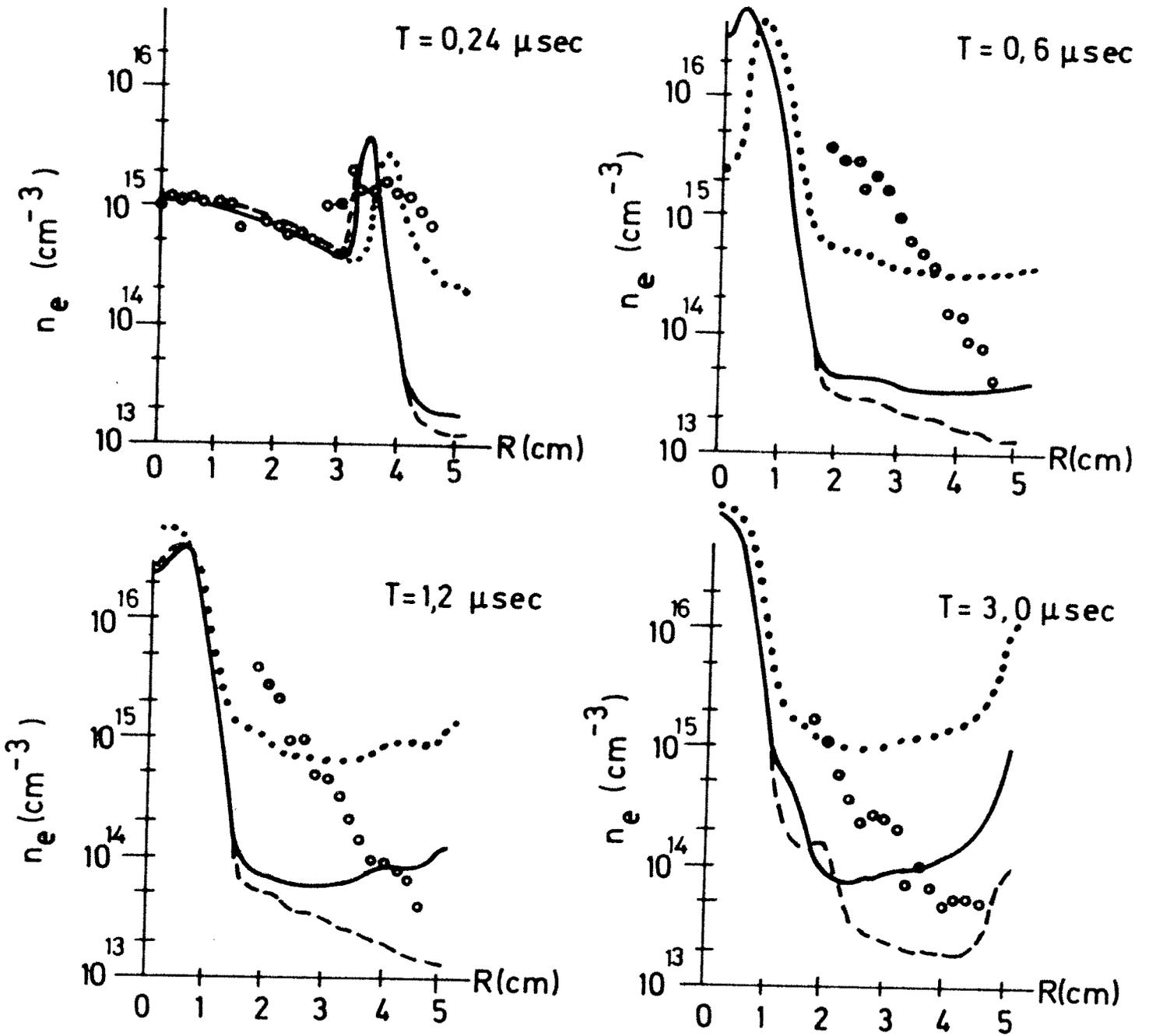


Fig. VII-4 Pour 20 mTorr  $D_2$ , comparaison entre les mesures de densités et les résultats des calculs obtenus avec un flux constant et une résistivité anormale ( $\alpha = 1$ )

Cercles : mesures  
 Lignes discontinues: flux =  $2 \cdot 10^{13}$  électrons-ions/ $\text{cm}^2 \cdot \mu\text{s}$   
 Lignes continues : flux =  $2 \cdot 10^{14}$  électrons-ions/ $\text{cm}^2 \cdot \mu\text{s}$   
 Lignes pointillées : flux =  $2 \cdot 10^{15}$  électrons-ions/ $\text{cm}^2 \cdot \mu\text{s}$

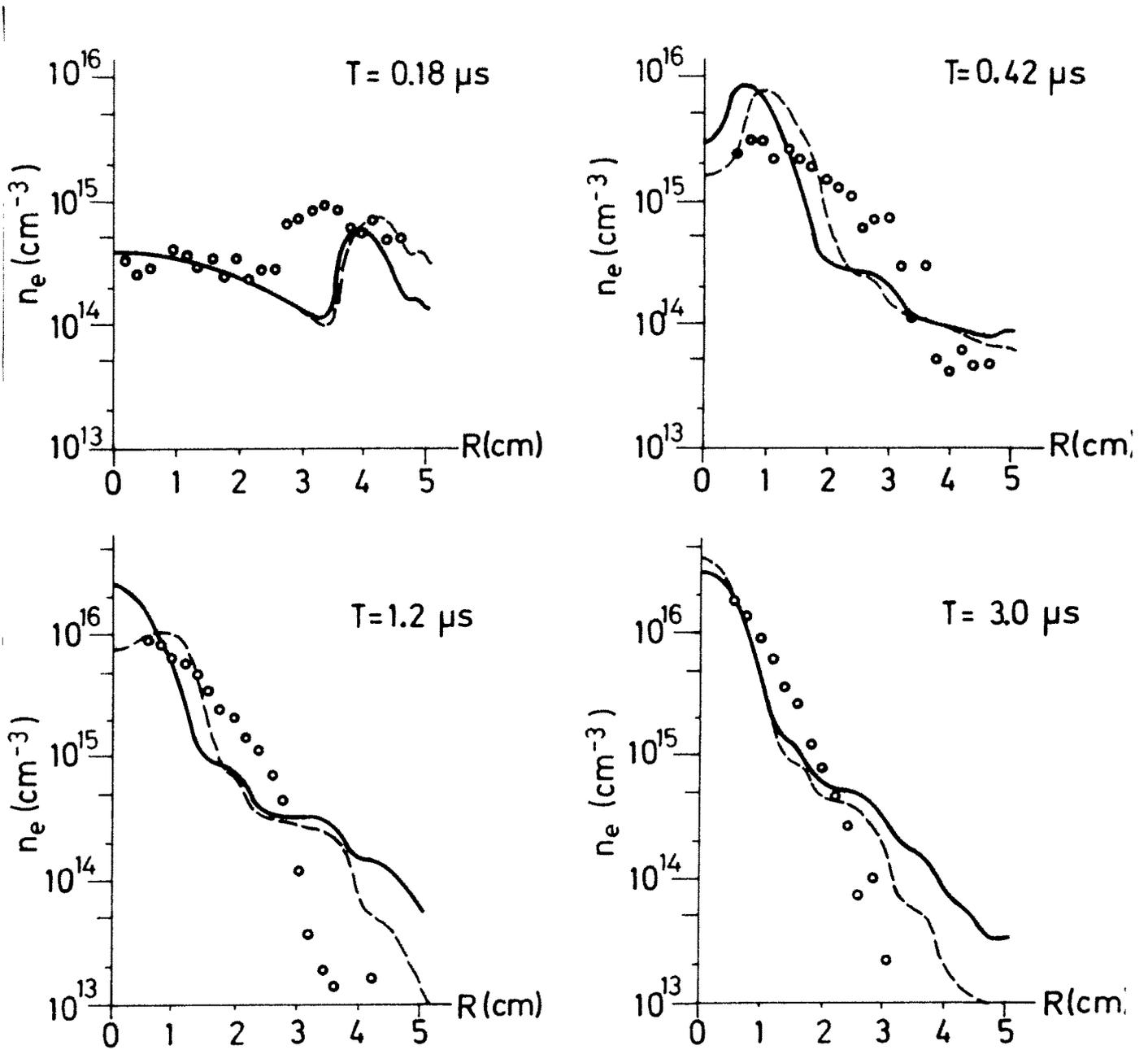


Fig. VII-5 Pour 10 mTorr  $D_2$ , comparaison entre les mesures de densités et les résultats des calculs obtenus avec un flux décroissant exponentiellement ( $F = F_0 e^{-t/\tau}$ ) et une résistivité anormale ( $\alpha = 1$ )

Cercles : mesures  
 Lignes continues :  $F_0 = 1,645 \cdot 10^{15}$  électrons-ions/ $\text{cm}^2 \cdot \mu\text{s}$  ;  $\tau = 0.5 \mu\text{s}$   
 Lignes discontinues :  $F_0 = 3,29 \cdot 10^{15}$  électrons-ions/ $\text{cm}^2 \cdot \mu\text{s}$  ;  $\tau = 0.25 \mu\text{s}$

les profils de densité mesurés pendant la compression adiabatique, mais qu'à nouveau, l'implosion calculée est plus lente que l'implosion mesurée.

On en déduit que le flux produit par le dégazage doit avoir qualitativement l'évolution temporelle suivante: au début de la phase d'implosion il est très faible, puis il croît très rapidement pour atteindre un maximum avant la fin de l'implosion. Le flux décroît ensuite exponentiellement jusqu'à la fin de l'expérience.

Pourtant on remarque que cette évolution temporelle du flux ne permet pas d'expliquer la forte densité du plasma résiduel mesurée lors de l'implosion.

L'analyse comparative des résultats de calcul et de mesure présentée dans ce chapitre, nous permet de déduire que le plasma résiduel mesuré pendant la phase d'implosion n'est formé ni par la diffusion anormale, ni par le dégazage des parois, mais plutôt par un phénomène qui permet à une partie du plasma produit par l'onde de choc de s'écouler très rapidement vers la paroi du tube.

Ce phénomène est probablement une instabilité macroscopique du type "flûte" (Chapitre II), due à l'accélération du plasma. Elle provoque une rupture de la surface de séparation champ magnétique-plasma, laissant une densité élevée du plasma résiduel derrière elle.

Ceci confirme les résultats des mesures du taux de collection mentionnées dans le chapitre IV.

### VIII. RESUME DU TRAVAIL ET CONCLUSIONS

On a construit une expérience dans laquelle on a réalisé les premières mesures précises de la densité électronique du plasma résiduel dans une striction azimutale droite. Les dimensions géométriques de l'expérience ont été choisies de façon à pouvoir, avec l'énergie du banc de condensateurs disponible, produire un plasma chaud ( $\sim 500$  eV), tout en gardant un diamètre du tube de décharge (12 cm) comparable à la plupart des strictions azimutales existantes, et une longueur (100 cm) permettant d'éviter l'influence des effets des bouts pendant la durée de l'expérience (3  $\mu$ s).

On a fourni un grand effort lors de la construction de l'expérience dans le but de produire un plasma contenant un minimum d'impuretés afin d'éviter leur influence dans l'étude des paramètres du plasma résiduel.

La colonne centrale de plasma a été étudiée à l'aide de techniques photographiques afin d'observer son évolution spatio-temporelle. Ces observations ont permis d'étudier la stabilité du plasma et de corriger certains effets qui auraient pu gêner les mesures, en l'occurrence une dérive de la colonne de plasma vers la fente de la bobine et une oscillation de type  $m = 2$ .

La densité linéaire du plasma et le taux de collection de masse ont été obtenus à partir des oscillations hydromagnétiques radiales observées sur les photos streak.

En résolvant radialement la distribution lumineuse enregistrée sur les photos streak on a mesuré le rayon du plasma.

Ces mesures nous ont permis également d'obtenir la densité du plasma au centre de la colonne et d'estimer sa température.

L'évolution spatio-temporelle de la densité électronique du plasma résiduel a été mesurée au moyen d'un interféromètre de type Mach-Zehnder

permettant de couvrir une vaste gamme de densité soit de  $3,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  à  $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , avec une bonne résolution temporelle (30 ns) et spatiale (1,5 mm).

L'utilisation des "look-ins" ainsi que d'un tube de décharge évasé à l'extérieur de la bobine ont permis d'éliminer des mesures de densité les effets des bouts dus au plasma qui se trouve à l'extérieur de la bobine.

Les résultats de mesures de densité électronique ont été comparés aux résultats obtenus à l'aide d'un code MHD uni-dimensionnel (r, t). Ce code traite l'évolution spatio-temporelle du plasma et inclue en outre des phénomènes tels que la diffusion anormale, la conductivité thermique axiale et radiale, l'ionisation du gaz neutre et le dégazage des parois.

Deux paramètres ont été variés dans les calculs, soit: la résistivité du plasma et le flux de particules qui simule un dégazage des parois (constant ou décroissant exponentiellement dans le temps).

Cette étude du plasma résiduel d'une striction azimutale droite permet de faire les conclusions suivantes:

- Le plasma résiduel est formé tout au début de la décharge, pendant la phase d'implosion. Ensuite la densité du plasma ne présente pas de grandes variations et reste presque constante jusqu'au maximum du champ magnétique.
- La densité du plasma résiduel décroît de manière monotone vers la paroi où elle reste inférieure à  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  (20 mTorr) ou à  $3,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  (10 mTorr).

On n'observe pas de halo, c'est-à-dire un deuxième maximum de densité dans le plasma résiduel.

- Le dégazage produit par la désorption du deutérium absorbé par les parois est important à 10 mTorr où le taux d'ionisation est de 150 % vers la fin de la décharge. A 20 mTorr, le taux d'ionisation mesuré ne dépasse pas le 100 % vers la fin de la décharge.
- Ni la résistivité anormale, ni le dégazage des parois ne peuvent donner une explication satisfaisante pour la formation du plasma résiduel comme le montre l'analyse comparative des résultats de calcul et de mesure.
- Le phénomène qui permet à une partie du plasma produit lors de l'implosion de s'écouler très rapidement vers la paroi du tube doit donc être une instabilité macroscopique, probablement du type "flûte" due à l'accélération du plasma.

Cette instabilité, dite aussi de "Rayleigh-Taylor", se produit quand l'accélération est dirigée du fluide moins dense (champ magnétique) vers le fluide plus dense (plasma), soit pendant la première compression (phase d'implosion) et pendant les compressions consécutives lors de la phase d'oscillation.

L'instabilité provoque une rupture de la surface de séparation champ magnétique-plasma et des filaments radiaux de très faible densité apparaissent. Cette structure filamentaire a été prédite par les calculs de C.R. Schonk et R.L. Morse /8/ réalisés numériquement à l'aide de la technique PIC (Particle in Cell), pour le cas d'un cylindre de plasma en implosion sous l'influence d'une onde de choc. Elle a été par la suite observée photographiquement par F. Söldner /9/ dans une striction azimutale à basse densité.

Ces deux travaux ont montré que le nombre d'onde azimutale est très élevé ( $m \sim 50$ ).

D'après la relation (2.7) le taux de croissance pour  $m=50$  est d'environ 30 ns, ce qui permet d'expliquer la haute densité du plasma résiduel au début de la phase d'implosion.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier cordialement mon directeur de thèse, Monsieur le Docteur F. Hofmann de l'intérêt qu'il a témoigné pour mon expérience et de m'avoir dirigé tout au long de ce travail.

C'est également un plaisir d'exprimer ma gratitude à Monsieur le Professeur E.S. Weibel de m'avoir donné la possibilité de la mener à bien au Centre de Recherches en Physique des Plasmas.

Je remercie également Monsieur le Professeur R. Keller de m'avoir assisté de ses conseils et d'avoir lu et corrigé attentivement mon manuscrit.

Il me reste encore à dire ma reconnaissance au Docteur A. Heym pour son aide précieuse dans toute la partie expérimentale, au Docteur F. Troyon pour d'utiles discussions, Monsieur R. Gruber de m'avoir conseillé pour le calcul numérique et à tous ceux qui ont participé à la construction de l'expérience, à son bon fonctionnement et au dépouillement des mesures, particulièrement à Messieurs H. Ripper, K. Hruska, A. Simik et J.P. Perotti.

D'autre part, je remercie chaleureusement Mademoiselle N. Marendaz de s'être aimablement chargée de dactylographier le manuscrit.



REFERENCES

- / 1/ H. Herold et al., Report Los Alamos, LASL 4075-MS, 69 (1968)
- / 2/ R. Wilhelm et H. Zwicker, Zeitschrift für Physik 240, 295 (1970)
- / 3/ J. Freund, Report Garching IPP 1/125 (1972)  
Zeitschrift für Physik 258, 108 (1973)
- / 4/ P. Hafner et F. Hofmann, Report Lausanne LRP 85/74 (1974)
- / 5/ R.F. Gribble et al., Proc. Second Topical Conf. on Pulsed High-Beta Plasmas, G1, (1972)
- / 6/ M. Kaufmann, Third Int.Symposium on Toroidal Plasma Confinement, Garching, A2-I (1973)
- / 7/ E.G. Harris, Phys. Fluids 5, 1057 (1962)
- / 8/ C.R. Schonk et R.L. Morse, Proc. of the APS Topical Conf. on Numerical Simulation of Plasma LA-3990 (1968)
- / 9/ F. Söldner, Report Garching IPP 1/141 (1974)
- /10/ H.A.B. Bodin et al., Proc. Third Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research, Novorsibirsk CN-24/k-1, IAEA (1968)
- /11/ I.R. Jones, Physical Review Letter, 28, 3, 135 (1972)
- /12/ L. Spitzer Jr., Physics of Fully Ionized Gases, Interscience Publishers Inc, New York (1956)

- /13/ M. Rosenbluth et R. Garwin, Report Los Alamos LA-1850 (1954)
  
- /14/ H. Kever, Report Jülich - 2 - PP (1960)  
Nuclear Fusion Suppl. Pt 2, 613 (1962)
  
- /15/ T.S. Green et al., Nuclear Fusion 6, 223 (1966)
  
- /16/ R. Wilhelm, Report Garching IPP 1/87 (1968)
  
- /17/ R. Mewe, Zeitschrift für Naturforschung 25a, 12, 1803 (1970)
  
- /18/ R. Keller, Report Lausanne LRP 78/74 (1974)
  
- /19/ G.B.F. Niblett et T.S. Green, Proc. Phys. Soc. London  
74, 737 (1959)
  
- /20/ J.B. Taylor, Proc. Conf. on Theoretical Aspects of Contr. Fusion  
Research, Gatlinburg, Tennessee, TID-7582 (1959)
  
- /21/ H.A.B. Bodin et B. McNamara, Plasma Physics 9, 505 (1967)
  
- /22/ T.S. Green et al., Phys. Fluids 10, 1663 (1967)
  
- /23/ E.M. Little et al., Phys. Fluids 8, 1168 (1965)
  
- /24/ J.B. Taylor et S.A. Wesson, Nuclear Fusion 5, 159 (1965)
  
- /25/ A.A. Newton, Nuclear Fusion 8, 93 (1968)
  
- /26/ R.L. Morse, Phys. Fluids 11, 1558 (1968)
  
- /27/ W. Engelhardt et al., Proc. Sec. Top. Conf. on Pulsed High-Beta  
Plasmas, Garching, IPP 1/127 (1972)

- /28/ R.L. Morse, Phys. Fluids 16, 545 (1973)
- /29/ Methods of Experimental Physics, Part A. Edited by R.H. Lovberg  
et H.R. Griem. Part 10 by H.A.B. Bodin  
Academic Press - New York (1971)
- /30/ K. Appert et al., Report Lausanne LRP 87/74 (1974)  
submitted to Computer Phys. Communications
- /31/ M.N. Rosenbluth et al., Nuclear Fusion Suppl. 1, 143 (1962)
- /32/ M.G. Haines, Phys. Letters 6, 313 (1963)
- /33/ E. Hintz et A.C. Kolb, Phys. Fluids 8, 1347 (1966)
- /34/ K.S. Thomas, Phys. Review Letters 23, 746 (1969)
- /35/ M. Kaufmann et al., Report Garching IPP 1/123 (1971)
- /36/ T.S. Green et G.B. Niblett, Nuclear Fusion 1, 42 (1960)
- /37/ G. Zangirolanni, Report Padova, UPee - 68/09 (1968)
- /38/ Construit au laboratoire de Culham UKAEA (England)
- /39/ Plasma Diagnostic Techniques, edited by R.H. Huddleston  
et S.L. Leonard - Part 3 by R.H. Lovberg  
Academic Press - New York (1965)
- /40/ K.S. Thomas et al., Proc. Sec. Top. Conf. on Pulsed High-Beta  
Plasmas, IPP 1/127, Garching (1972)  
Phys. Fluids 17, 1314 (1974)

- /41/ H.A.B. Bodin et al., Proc. Sec. Conf. on Plasma Physics and  
Controlled Nuclear Fusion Research  
Culham, I, 193, IAEA (1965)
- /42/ L.M. Goldman et al., Phys. Fluids 8, 522 (1965)
- /43/ C. Andelfinger et al., Proc. Sec. Conf. on Plasma Physics and  
Controlled Nuclear Fusion Research  
Culham I, 249, IAEA (1965)
- /44/ A.A. Newton, Report Culham CLM-R-62 (1966)
- /45/ A. Eberhagen et al., Proc. of the APS Topical Conf. on Pulsed  
High-Density Plasmas, LA-3770 (1967)
- /46/ A. Pochelon et R. Keller, Report Lausanne LRP 86/74 (1974)
- /47/ Modèle Garching EL 085
- /48/ J.W. Mather, Nuclear Fusion 1, 233 (1961)
- /49/ R.F. Gribble et al., Phys. Fluids 14, 2042 (1971)
- /50/ I.K. Pasco, Electron Diffusion Measurements in High Energy  
Discharges. M.Sc.Thesis, London University (1968)
- /51/ A.D. Beach et al., Nuclear Fusion 9, 215 (1969)
- /52/ D.E. Evans et J. Katzenstein, Rep. Progr. Phys. 32, 207 (1969)
- /53/ E.M. Little et al., Proc. Third Conf. on Plasma Phys. and  
Controlled Nuclear Fusion Research,  
Novorsibirsk CN-24/K-2, IAEA (1968)

- /54/ H.R. Griem, Plasma Spectroscopy, Mc Graw-Hill Book Company  
New York (1964)
- /55/ R.W.P. McWhirter, Plasma Diagnostic Techniques, Academic Press  
New York (1965)
- /56/ A.A. Newton, Report Culham CLM-P 347 (1973)
- /57/ V. Ascoli-Bartoli, Lectures presented at a Seminar, Trieste  
p. 287 (1965)
- /58/ R.A. Alpher et D.R. White, Phys. Fluids 2, 162 (1959)
- /59/ G. Joos, Lehrbuch der theoretischen Physik,  
Akademische Verlagsgesellschaft, Francfort (1959)
- /60/ R.A. Alpher et D.R. White, Phys. Fluids, 2, 153 (1959)
- /61/ A. Heym, Plasma Physics 10, 1069 (1968)
- /62/ A. Berney et al., Plasma Physics 13, 611 (1971)
- /63/ D.W. Ignat et al., Plasma Physics 15, 959 (1973)
- /64/ F. Pohl et H. Herold, Report Garching IPP 1/31 (1964)
- /65/ F. Hofmann, Report Lausanne, LRP 46/71 (1971)
- /66/ F. Hofmann, Proc. Fourth Conf. on Plasma Physics and Controlled  
Nuclear Fusion Research, Madison, I, 267, IAEA (1971)
- /67/ Z.A. Pietrzyk et al., ZAMP 25, 717 (1974)

- /68/ F. Hofmann, private communication
- /69/ F. Hofmann, Nuclear Fusion 13, 297 (1973)
- /70/ D.W. Ignat et F. Hofmann, Report Lausanne LRP 61/73 (1973)
- /71/ H.A.B. Bodin et A.A. Newton, Phys. Fluids 12, 2175 (1969)
- /72/ O. Buneman, Phys. Review 115, 503 (1959)
- /73/ Methods of Experimental Physics, Part B, edited by R.H. Lovberg  
et H.R. Griem. Part 16 by R.H. Lovberg  
Academic Press - New York (1971)
- /74/ R. Keller, Report Lausanne LRP 2/63 (1963)