

ORSAY  
n° d'ordre :

UNIVERSITE DE PARIS-SUD  
CENTRE D'ORSAY

# THESE

présentée

Pour obtenir

Le .....titre..... de DOCTEUR .....3<sup>ème</sup>.....cycle

PAR

.....Emil DERVISEVIC.....

---

**SUJET :** DECHARGES MICROONDES DANS DES TUBES CAPILLAIRES

soutenu le .....9 Février 1984..... devant la Commission d'examen

MM. ....DESAINTFUSCIEN..... Président

Mme .....POINTU.....

M. ....CATHERINOT.....

M. ....MAREC.....

---



Cette thèse a été préparée dans le Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas d'Orsay. Je remercie le Directeur, Monsieur le Professeur J.L. DELCROIX de m'y avoir accueilli.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Messieurs Ph. LEPRINCE et J. MAREC qui ont dirigé ce travail en me faisant bénéficier de leur expérience et de leurs conseils avec une grande disponibilité.

Je remercie Monsieur M. DESAINTFUSCIEN qui m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse.

J'exprime également toute ma reconnaissance aux membres du jury : Madame A.M. POINTU, Monsieur A. CATHERINOT et Monsieur J. MAREC pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail.

Je remercie vivement Emile BLOYET pour son aide précieuse dans la réalisation des expériences, ainsi que Monsieur Carlos FERREIRA, Michel POUHEY, Caroline LAPORTE, Serge SAADA, Agnès LAYE et Zine-Eddine RAKEM pour les discussions nombreuses et enrichissantes que nous avons eues.

Il me reste à remercier tous les membres du personnel du Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas pour l'amitié qu'ils m'ont témoignée et tous ceux qui de près ou de loin ont aidé à la réalisation de ce travail, en particulier Madame CLAUDON et Madame VERGAND qui ont assuré la réalisation matérielle de ce mémoire.

\* \*  
\*



## LISTE DES NOTATIONS UTILISEES

$\bar{X}$	: valeur moyenne sur la section droite de la grandeur X.
$\omega$	: fréquence angulaire de l'onde de surface.
$\omega_p$	: fréquence plasma électronique.
$\nu$	: fréquence de collisions effective électrons-neutres pour le transfert de la quantité de mouvement.
$\theta$	: puissance moyenne nécessaire pour maintenir une paire électron-ion dans le plasma.
$P_{inc}$	: puissance transportée par l'onde.
$P_{inc1}$	: puissance incidente de l'onde au niveau du coupleur.
$P_{abs}$	: puissance absorbée dans le plasma.
a	: rayon interne du tube à plasma.
b	: rayon externe du tube à plasma.
d	: rayon du guide métallique.
$\epsilon_0$	: permittivité diélectrique du vide.
$\epsilon_p$	: permittivité relative du plasma.
$\epsilon_v$	: permittivité relative du tube à plasma.
$n_e$	: densité électronique.
$n_i$	: densité des ions.
$n_c$	: densité de coupure.
$N_e$	: nombre total d'électrons dans la décharge.
$\vec{T}_z$	: vecteur unitaire parallèle à l'axe du tube.
z	: coordonnée longitudinale.
r	: coordonnée radiale.
E	: champ électrique.
$E_z$	: composante longitudinale du champ électrique.
$E_r$	: composante radiale du champ électrique.
$E_{eff}$	: champ électrique "effectif".
H	: champ magnétique.
$k=\beta+j\alpha$	: module du vecteur d'onde de l'onde de surface.
$\alpha$	: coefficient d'atténuation de l'onde.
$\beta=2\pi/\lambda$	: partie réelle du vecteur d'onde.
$\lambda$	: longueur d'onde.
m	: masse de l'électron.
e	: charge de l'électron.
$W_T$	: énergie totale.
$W_E$	: énergie électrique.

.../...

$W_M$  : énergie magnétique.  
 $W_k$  : énergie cinétique des électrons dans le plasma.  
 $S$  : surface d'une section droite du plasma.  
 $V_g$  : vitesse de groupe de l'onde.  
 $V_\varphi$  : vitesse de phase.  
 $p$  : pression du gaz.  
 $N=N_0$  : densité de neutres.  
 $T_e$  : température des électrons.  
 $T_i$  : température des ions.  
 $T_n$  : température des neutres.  
 $V_r$  : vitesse de dérive radiale.  
 $C_j$  : coefficient d'excitation du niveau  $j$ .  
 $\sigma_D$  : largeur de la raie à mi-hauteur.  
 $\sigma_i$  : largeur spectrale libre.  
 $I$  : intensité lumineuse d'une raie.  
 $\Lambda$  : longueur de diffusion.

## SOMMAIRE

INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE 1 : MODELISATION DE LA DÉCHARGE.....	4
1.1. INTRODUCTION : EQUATIONS FONDAMENTALES DECRIVANT LA DECHARGE.....	4
1.2. PROPAGATION DE L'ONDE DE SURFACE.....	6
1.2.1. Etude des caractéristiques dispersives de l'onde.....	6
1.2.2. Le champ électrique.....	12
a) Région électromagnétique ( $\omega \ll \omega_p$ ).....	14
b) Région intermédiaire.....	14
c) Région quasi-statique ( $\beta \rightarrow \infty$ ).....	14
1.2.3. L'énergie.....	14
1.2.4. L'atténuation.....	18
1.2.5. Conclusion.....	23
1.3. ETUDE RADIALE.....	23
1.3.1. Hypothèses et équations de base.....	24
a) Les équations du champ électrique.....	24
b) Les équations du plasma.....	25
c) L'équation locale de conservation d'énergie.....	26
1.3.2. Principaux résultats.....	28
a) Profils radiaux : $n_e(r)$ , $T_e(r)$ , $E(r)$ ... ..	28
b) Evolution des caractéristiques du plasma.....	35
c) Les lois de similitude.....	37
1.3.3. Conclusion .....	42
1.4. ETUDE LONGITUDINALE.....	42
1.4.1. Calcul de la densité électronique.....	44
1.4.2. Evolution longitudinale des grandeurs relatives à l'onde.....	47
1.4.3. Conclusion.....	49
CHAPITRE 2 : DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX.....	51
2.1. DISPOSITIFS DE CREATION DU PLASMA.....	51
a) Le tube à plasma.....	51
b) La structure excitatrice.....	53
c) Le gaz utilisé.....	54

2.2.	TECHNIQUES DE MESURE.....	54
2.2.1.	Mesures électriques.....	56
	a) Mesure de la densité électronique.....	56
	b) Calcul des caractéristiques de la décharge.....	58
2.2.2.	Mesures optiques.....	58
	a) Variation de l'intensité des raies en fonction de z.....	58
	b) Mesure de largeur de raie.....	59
2.3.	INFORMATISATION DU TRAITEMENT DES RESULTATS.....	61
2.3.1.	Principe.....	61
2.3.2.	Réalisation - choix du matériel.....	63
CHAPITRE 3 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS.....		65
3.1.	ETUDE LONGITUDINALE D'UNE DECHARGE.....	65
3.1.1.	Résultats des mesures électriques.....	66
	a) Densité électronique.....	66
	b) Fréquence de collisions effective et $\theta$ .....	66
3.1.2.	Résultats théoriques.....	69
	a) Puissance transportée par l'onde.....	69
	b) Distribution du champ électrique dans le plasma.....	72
3.1.3.	Résultats de l'étude spectroscopique.....	75
	a) Variations longitudinales des intensités des raies.....	75
	b) Distribution longitudinale de la température de gaz et ses conséquences....	80
3.2.	INFLUENCE DES PARAMETRES p et a.....	84
3.2.1.	Variation de $\bar{n}_e$ , $\nu$ , $\theta$ et $\bar{E}$ avec p et a....	84
	a) Densité électronique.....	84
	b) Fréquence des collisions.....	87
	c) Théta.....	89
	d) Le champ électrique.....	93
3.2.2.	La constante du système ( $E_{eff} \cdot a$ ).....	96
3.2.3.	Etude spectroscopique.....	97
	a) Influence de p et a sur le spectre d'émission.....	97
	b) Variation de l'intensité des raies en fonction de $\bar{E}$ .....	97
	c) Température des neutres.....	101

3.3. CONCLUSION.....	104
CONCLUSION.....	107
APPENDICE I : COMPOSANTES DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE DE L'ONDE.....	109
REFERENCES.....	111

\* \*  
\*



## INTRODUCTION

Depuis quelques années on a montré qu'il était possible de produire de longues colonnes de plasma (à faible pression) en utilisant l'énergie microonde, grâce à la propagation d'une onde de surface [16,17,18]. L'énergie microonde est couplée au plasma par une structure (Surfaguide) située à l'extérieur du tube de plasma.

L'onde de surface est un mode propre du plasma et elle ne peut pas se propager en l'absence de ce dernier. La création et l'entretien d'une décharge par une onde de surface constituent un ensemble de phénomènes complexes, où l'onde crée son propre milieu de propagation. Les caractéristiques du plasma dépendent donc étroitement de celles de l'onde, et inversement, la distribution de la densité électronique dans le plasma détermine la répartition du champ électromagnétique et la propagation de l'onde.

Ces décharges ont été l'objet d'un certain nombre d'études, compte tenu des applications (traitement de surfaces, excitation laser, source d'ions, chimie des plasmas, etc...), que laissent prévoir leurs caractéristiques (bonne stabilité et reproductibilité, absence d'électrodes en contact avec le plasma et donc de pollution, possibilité de travailler avec de nombreux gaz ou mélanges de gaz).

Le travail que je vais présenter est une contribution à l'étude des décharges créées par onde de surface. Il a pour objet, d'une part l'étude de décharges d'argon dans des tubes capillaires (diamètres inférieurs à 6 mm), d'autre part la description macroscopique de ces décharges compte tenu des résultats déjà obtenus pour des diamètres plus élevés.

Un modèle théorique a été proposé [2,11] en considérant d'une part que le plasma est froid, radialement homogène et faiblement collisionnel (fréquence de collisions électron-neutre  $\nu$  négligeable devant  $\omega$ , et permittivité relative du plasma  $\epsilon_p \approx 1 - \omega_p^2 / \omega^2$ ), et en supposant d'autre part que la puissance absorbée dans le plasma est proportionnelle au nombre total d'électrons ( $P_{abs} = \theta N_e$ ). Ce modèle donne l'évolution longitudinale des principales grandeurs caractéristiques de la décharge. Il a fait l'objet de vérifications expérimentales dans des tubes de diamètres compris entre 6 et 12 mm. Comme l'hypothèse de base de ce modèle repose sur l'indépendance de  $\theta$  avec la densité électronique  $n_e$ , impliquant des processus d'ionisation directe qui ne sont pas forcément compatibles avec les densités élevées obtenues dans des tubes capillaires, une étude de décharges "capillaires" s'imposait.

Par analogie avec la théorie de la colonne positive, Ferreira [10] a développé un modèle basé sur l'équilibre d'une tranche de plasma. Ce modèle donne les variations radiales des caractéristiques du plasma et du champ électrique dans le plasma. En utilisant ce modèle on peut calculer les valeurs de  $\theta$  et de  $\nu$ .

L'ensemble de ces deux modèles conduit à une description macroscopique complète de la décharge.

Le premier chapitre est consacré à la modélisation de la décharge. On commence par décrire les conditions de propagation de l'onde (dispersion et atténuation de l'onde, distribution de l'énergie et du champ électromagnétique). On présente ensuite le modèle radial (équations du plasma, etc...) et les grandeurs macroscopiques qu'on peut en déduire. Enfin on décrira le modèle longitudinal et on indiquera comment la grandeur  $\theta$  permet de les coupler.

Dans le second chapitre, on présente :

- le dispositif expérimental,
- les techniques de mesure de la densité électronique, de la température des neutres et des intensités de raies d'Ar I et d'Ar II,

- la méthode mise au point pour le traitement informatique de l'expérience (acquisition des données, traitement, calculs).

Le troisième chapitre expose les résultats et les interprétations :

- description macroscopique de la décharge (en particulier, mise en évidence des lois de similitude),

- détermination des processus de peuplement des niveaux excités de l'Ar I et de l'Ar II,

- influence de la température des neutres.

\* \*  
\*



## CHAPITRE I

### MODELISATION DE LA DECHARGE

Ce chapitre est consacré à l'étude théorique de la décharge microonde par une onde de surface. La difficulté de modéliser ce type de décharge vient du fait que l'onde de surface est un mode propre de plasma et que, d'autre part, le plasma est créé par l'onde.

Nous allons présenter dans les pages qui suivent les connaissances théoriques actuelles de ce type de décharge. On présentera d'abord un modèle radial décrivant l'équilibre d'une tranche de plasma et on étudiera ensuite le transfert de l'énergie de l'onde au plasma et l'évolution des caractéristiques de la décharge le long de la colonne.

#### 1.1. INTRODUCTION : EQUATIONS FONDAMENTALES DECRIVANT LA DECHARGE

Pour décrire la décharge il faut, d'une part, connaître la répartition de l'énergie, c'est-à-dire les conditions de propagation de l'onde de surface, et d'autre part, savoir comment se répartit la puissance absorbée par les électrons. Autrement dit, il faut résoudre les équations de propagation de l'onde et les équations d'équilibre du plasma.

Une théorie complète et self-consistante de la décharge pourrait être formulée en utilisant :

a) Les équations de propagation de l'onde de surface, c'est-à-dire les équations de Maxwell et les équations aux li-

mites des différentes interfaces. La résolution de ces équations nécessite la connaissance des caractéristiques du plasma, en particulier la densité électronique  $n_e(r,z)$ .

b) Les équations décrivant le transfert d'énergie au plasma et l'équilibre entre la création, le transport et la perte des particules chargées dans le plasma. Ce sont par exemple, les équations de continuité pour les électrons et les ions, les équations de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement pour les électrons et l'équation de la puissance microonde totale absorbée par le plasma. La résolution de ces équations nécessite la connaissance du champ électrique  $E(r,z)$ .

On a donc un système d'équations couplées dont on ne connaît pas de solution actuellement.

Toutefois, la répartition d'énergie peut être obtenue en considérant que le plasma est homogène radialement. Des études [1,2] ont montré que l'influence du profil radial de la densité sur les caractéristiques de l'onde est négligeable. En conséquence, dans un premier temps, nous allons calculer les propriétés de l'onde de surface en considérant le plasma comme un diélectrique homogène. Ce calcul permet d'avoir une relation entre le champ électrique et la densité électronique moyenne.

Connaissant cette relation, il est possible de résoudre les équations décrivant l'équilibre du plasma. Compte tenu de la double hétérogénéité (radiale et axiale) du plasma, le problème a été résolu de la manière suivante :

a) Etude de l'équilibre d'une tranche de plasma comme on le fait pour la description d'une colonne positive.

b) Etude du profil longitudinal des caractéristiques du plasma compte tenu de l'absorption de l'onde.

## 1.2. PROPAGATION DE L'ONDE DE SURFACE

Pour comprendre les mécanismes impliqués dans la propagation de l'onde de surface et la création du plasma, il faut étudier la courbe de dispersion de l'onde et la répartition du champ électromagnétique, de l'énergie et de l'atténuation.

Un calcul numérique est effectué pour connaître la variation de ces grandeurs en fonction de  $\omega/\omega_p$ . On montre qu'en chaque point de la colonne de plasma la propagation de l'onde est bien décrite par la courbe de dispersion.

L'équation de dispersion d'une onde de surface a été calculée dès 1958 par Trivelpiece et Gould [3] qui avaient fait des études de propagation du mode à symétrie azimutale dans une colonne positive. Depuis, de nombreux articles sont paru sur le sujet [4] ; dans les paragraphes qui suivent on donnera les principales caractéristiques de l'onde de surface en insistant principalement sur les points qui sont nécessaires à la compréhension des décharges créées par cette onde.

### 1.2.1. Etude des caractéristiques dispersives de l'onde

Il n'est pas possible d'obtenir l'équation de dispersion de l'onde de surface  $f(\omega, k) = 0$  dans le cas le plus général et en tenant compte du profil radial réel de la densité électronique ( $n_e(r)$ ), sauf si l'on fait d'autres hypothèses (par exemple, l'hypothèse quasi-statique) qui ne peuvent pas se justifier dans nos expériences. Il est donc préférable de résoudre l'équation de dispersion en faisant l'hypothèse simplificatrice que le plasma est homogène radialement, et justifier après cette approximation en montrant par un calcul variationnel l'influence du profil radial de la densité  $n_e(r)$ .

De plus, comme les expériences sont faites dans le domaine des décharges à basse pression, on peut faire l'hypothèse, dans le calcul de la courbe de dispersion, que le plasma est faiblement collisionnel ( $\nu \ll \omega$ ), et en déduire l'atténuation de l'onde à l'aide du théorème des variations.

La géométrie du problème présente une symétrie cylindrique avec l'axe  $z$  comme axe de symétrie. L'onde de surface se propage dans un système à trois milieux entourés d'un guide métallique. La figure (1.2.1) montre le schéma de la section droite. Nous avons donc un tube diélectrique (milieu 2 de permittivité  $\epsilon_v$ ) qui contient le gaz ionisé (milieu 1 de permittivité  $\epsilon_p$ ) et qui est entouré d'un guide métallique coaxial délimitant ainsi un milieu 3 (l'air de permittivité  $\epsilon_0$ ). Le guide est considéré comme un conducteur parfait.

La configuration du champ électrique au niveau de l'excitateur favorise l'excitation du mode principal ( $m = 0$ ) à symétrie azimutale. Ce point a été vérifié expérimentalement par l'absence de variation de phase du champ électrique dans une rotation autour de l'axe.

Le calcul de l'équation de dispersion est fait avec les hypothèses suivantes :

- 1) La densité électronique est constante sur une section droite du tube.
- 2) Le plasma est faiblement collisionnel ( $\nu \ll \omega$ ) et donc l'atténuation de l'onde est faible ( $\alpha \ll \beta$ ). Il n'y a pas de pertes dans le diélectrique entourant le plasma.
- 3) Le plasma est froid, c'est-à-dire que la vitesse de phase de l'onde est très supérieure à la vitesse d'agitation thermique.
- 4) Le plasma est globalement neutre ;  $n_e = n_i = n$ .

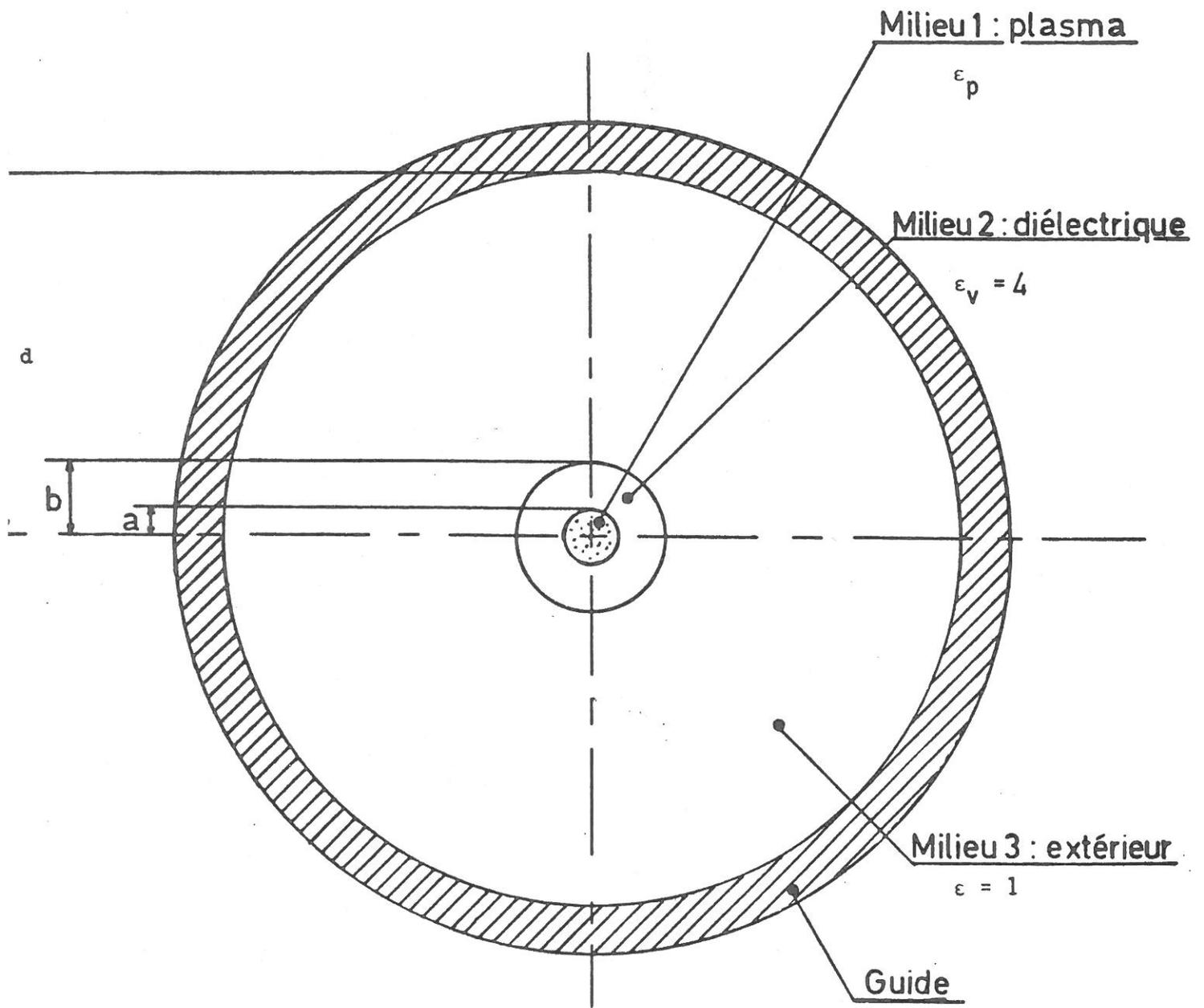


FIGURE (1.2.1) : Structure utilisée échelle 3.

5) Les ions sont considérés comme immobiles dans le champ de l'onde.

Pour obtenir l'équation de dispersion, on écrit d'abord les expressions des composantes du champ électromagnétique dans les divers milieux en résolvant les équations de Maxwell. On écrit alors les conditions de continuité des composantes des champs E et H aux interfaces des différents milieux, et on obtient un système homogène d'équations qui ne sont compatibles que si le déterminant du système est nul. Cette dernière condition nous donne l'équation de dispersion de l'onde. Les détails du calcul sont donnés dans la référence [2].

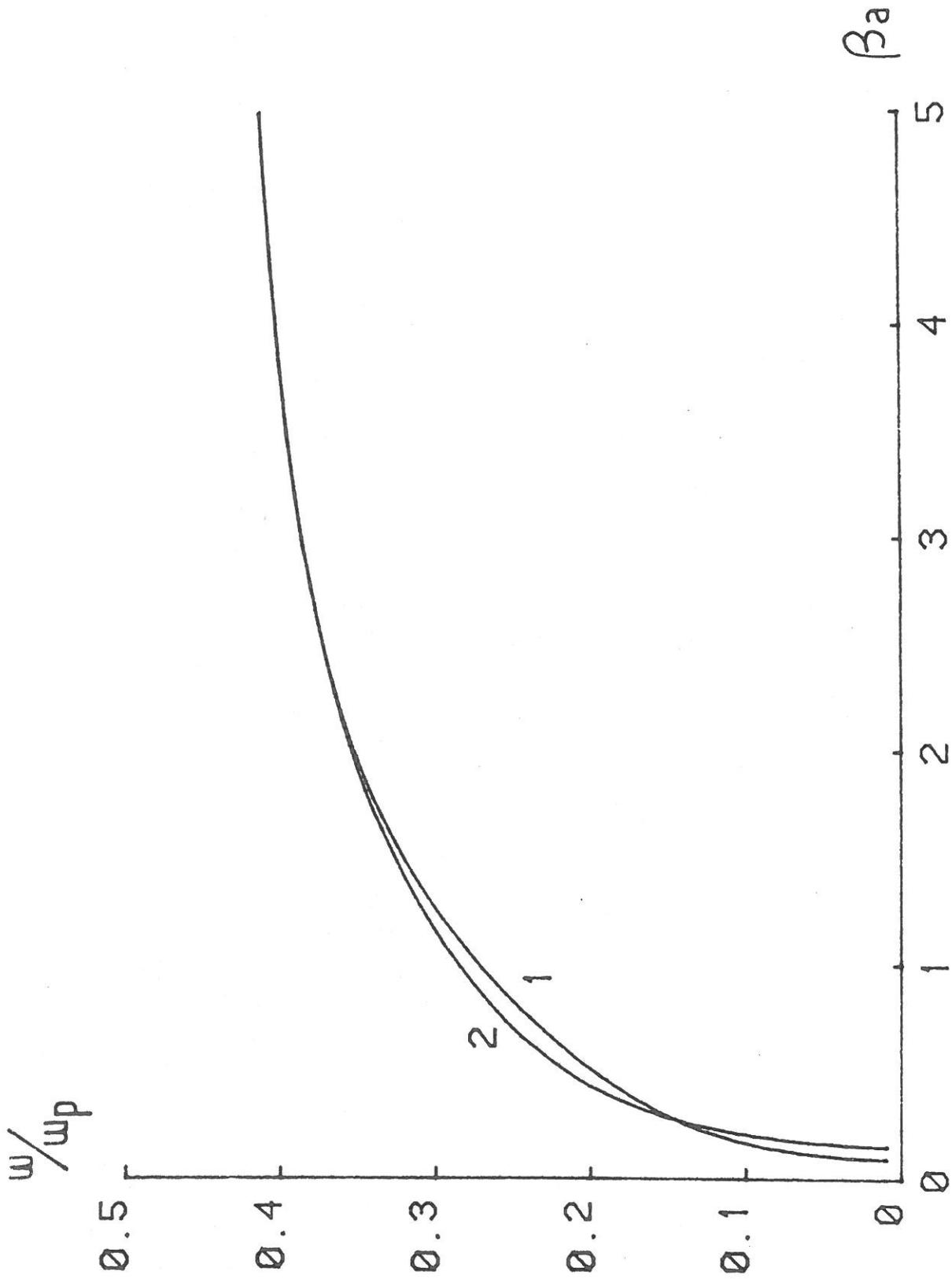
Dans une décharge créée par une onde de surface, la fréquence de l'onde  $\omega$  est fixe et la fréquence plasma  $\omega_p$  varie le long de la décharge. Le vecteur d'onde  $\beta$  est une fonction de la densité électronique et donc de  $\omega_p$  aussi. Par conséquent, on est intéressé par la courbe de phase :

$$\frac{\omega}{\omega_p} (\omega = \text{cte}) = f(\beta a) \quad (1.2.1)$$

qui est plus commode à utiliser que la courbe de dispersion  $f(\omega, \beta) = 0$ . Dans la suite, nous utiliserons uniquement la courbe de phase mais, par abus de langage nous l'appellerons indifféremment courbe de phase ou courbe de dispersion.

Sur la figure (1.2.2) on a représenté la courbe de phase pour une fréquence d'excitation de 2450 MHz et pour différents diamètres de plasma. On y distingue deux limites importantes qui correspondent à :

- La région à forte densité électronique ( $\omega/\omega_p \rightarrow 0$ ). C'est la région électromagnétique où les énergies électrique et magnétique sont pratiquement égales et sont presque entièrement à l'extérieur du plasma. La description du comportement de l'onde dans cette région est proche de celle d'une onde dans un coaxial.



FIGURE(1.2.2) : Courbe de phase  $\tilde{\omega} = 2,54$  GHz ; courbe 1 -  $a = 1,5$  mm, courbe 2 -  $a = 2,5$  mm.

- La région à faible densité électronique ( $\beta \rightarrow \infty$ ). La vitesse de phase est très petite devant la vitesse de la lumière et on se trouve dans les conditions de l'approximation quasi-statique. La représentation de  $\omega/\omega_p$  en fonction de  $\beta a$  est universelle et ne dépend pas de la densité électronique.  $\omega/\omega_p$  tend vers une limite qui est  $1/(1+\epsilon_v)^{1/2}$ . Cette dernière relation définit une densité de coupure  $n_c$

$$n_c = \frac{\omega^2 m \epsilon_0}{e^2} (1 + \epsilon_v) \quad (1.2.2)$$

soit pour la fréquence de  $f = 2450$  MHz,  $n_c = 3,71 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ .

En-dessous de la densité de coupure, l'onde de surface ne peut plus se propager. Cette densité critique ne dépend que de la fréquence de l'onde  $\omega$  et du diélectrique ( $\epsilon_v$ ). Plus la fréquence est basse et plus l'onde pourra se propager vers les basses densités.

Le calcul de la courbe de dispersion a été fait en supposant que le plasma est homogène radialement. Pour savoir si cette approximation est justifiée, nous devons étudier comment un profil radial non constant modifie la courbe de dispersion.

D'après le théorème de variations [1,2], si la densité électronique varie localement de  $dn_e$ , la variation du vecteur d'onde  $\beta$  est donnée par :

$$\delta\beta = \frac{\omega \int_S W_k(S) \frac{d\omega_p^2(S)}{\omega_p^2} dS}{P} \quad (1.2.3)$$

où  $P$  est le flux de puissance à travers une section droite  $S$  du plasma  $P = \frac{1}{2} \text{Re} \int_S \vec{E} \times \vec{H}^* \cdot \vec{i}_z dS$  et  $W_k$  est la densité d'énergie cinétique par unité de longueur,  $\omega_p^2$  la valeur moyenne dans la section  $S$  et  $d\omega_p^2$  la variation locale de la fréquence plasma correspondant à  $dn_e$ .

Sur la figure (1.2.3) nous avons comparé la courbe de phase pour un profil radial homogène (courbe en trait plein) à celle obtenue pour un profil du type Bessel  $J_0$ , analogue à ceux qu'on trouve dans les colonnes positives (courbe en traits interrompus). La densité électronique s'écrit

$$n(r) = n \cdot J_0\left(2,4 \frac{r}{a}\right) \quad (1.2.4)$$

On remarque que l'influence du profil radial se fait sentir uniquement pour les faibles densités électroniques et reste relativement faible. On peut donc faire l'approximation d'un plasma homogène dans le calcul de la courbe de dispersion.

### 1.2.2. Le champ électrique

Le modèle du plasma homogène radialement permet d'obtenir la distribution du champ électromagnétique dans les trois milieux (plasma, diélectrique, extérieur) pour chaque point de la courbe de dispersion  $\left(\frac{\omega}{\omega_p}, \beta\right)$ . Pour le mode principal ( $m = 0$ ), à symétrie azimutale, les composantes non nulles du champ sont  $E_z$ ,  $E_r$  et  $H_\varphi$ . Les champs sont parfaitement définis si on connaît la puissance incidente.

Les expressions des composantes du champ électromagnétique sont données dans l'appendice (I). Ce sont des combinaisons des fonctions de Bessel d'argument  $\Gamma r$ . Dans le plasma, ce dernier est égal à  $\Gamma^2 = \beta^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_p$ .

Le champ magnétique joue très peu de rôle et ne sera pas décrit ici.

Voyons quelle est la répartition du champ électrique dans les régions caractéristiques de la courbe de dispersion.

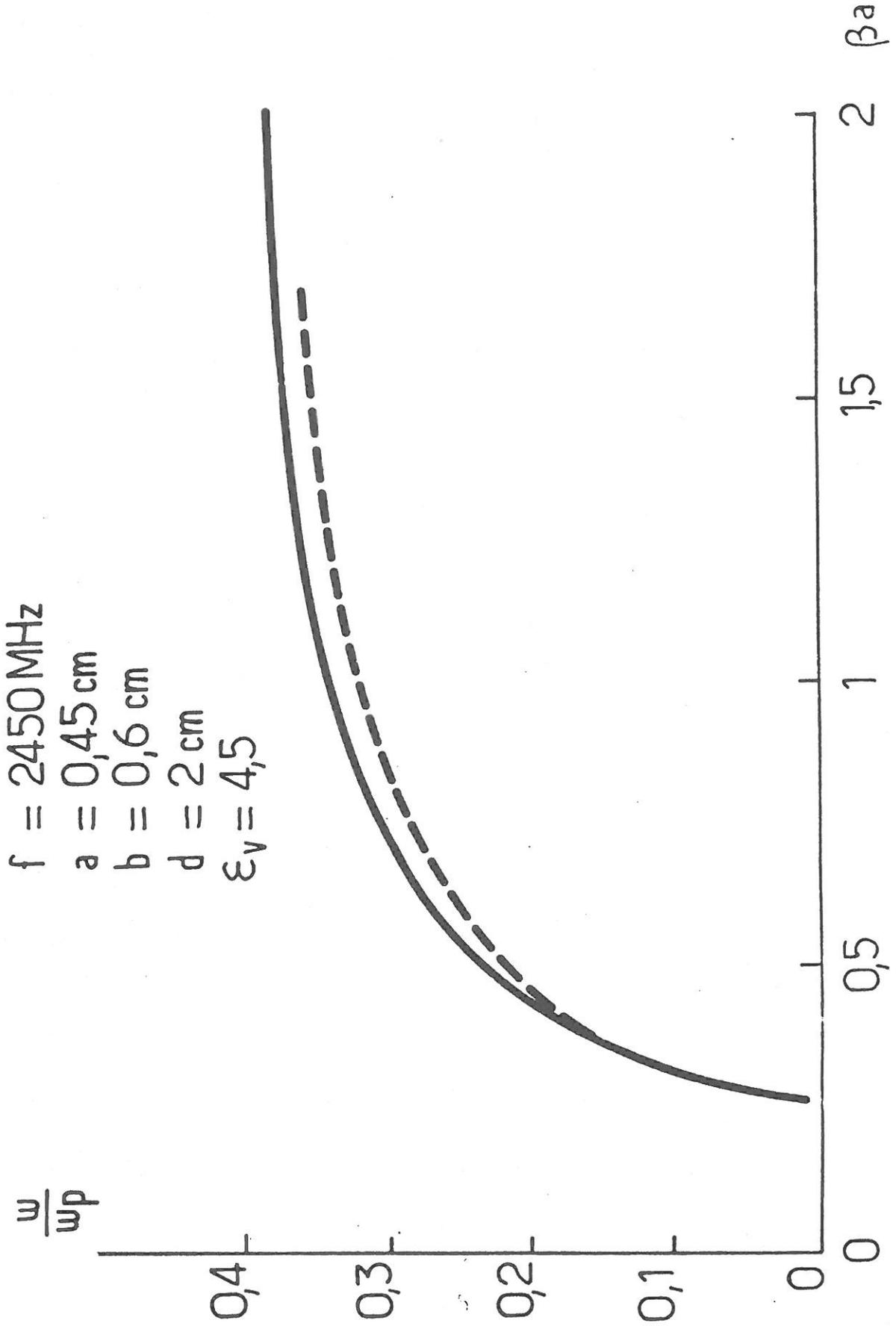


FIGURE (1.2.3) : Courbe de phase pour une distribution électronique plate (trait plein) et une distribution de densité en forme de Bessel  $J_0$  (-----)

a) Région électromagnétique ( $\omega \ll \omega_p$ )

La figure (1.2.4) montre la répartition radiale des composantes axiale et radiale du champ électrique dans les différents milieux pour  $\omega/\omega_p = 0,025$ . On voit que le champ électrique pénètre très peu à l'intérieur du plasma et s'étend loin à l'extérieur. La composante radiale  $E_r$  est négligeable devant la composante axiale  $E_z$  dans le plasma. A l'intérieur du plasma par contre,  $E_r$  est plus grande que  $E_z$ . D'autre part, la composante axiale est continue dans les trois milieux, alors que la composante radiale est discontinue aux interfaces, avec en plus un changement de signe à la frontière du plasma.

b) Région intermédiaire

La figure (1.2.5) montre la distribution radiale du champ électrique pour  $\omega/\omega_p = 0,1$ . On voit que le champ électrique pénètre plus dans le plasma. La différence d'intensité entre les composantes  $E_z$  et  $E_r$  diminue, de même que la discontinuité de  $E_r$  aux interfaces.

c) Région quasi-statique ( $\beta \rightarrow \infty$ )

La figure (1.2.6) montre la répartition du champ électrique dans différents milieux pour  $\omega/\omega_p = 0,4$ . Le champ électrique est concentré à l'interface plasma-diélectrique. Les composantes  $E_z$  et  $E_r$  sont comparables.

### 1.2.3. L'énergie

L'énergie totale  $W_t$  est la somme de l'énergie électrique  $W_E$ , de l'énergie magnétique  $W_M$  et de l'énergie cinétique des électrons dans le plasma  $W_k$  [11]. Les valeurs moyennes dans le temps et par unité de longueur de ces énergies s'expriment par

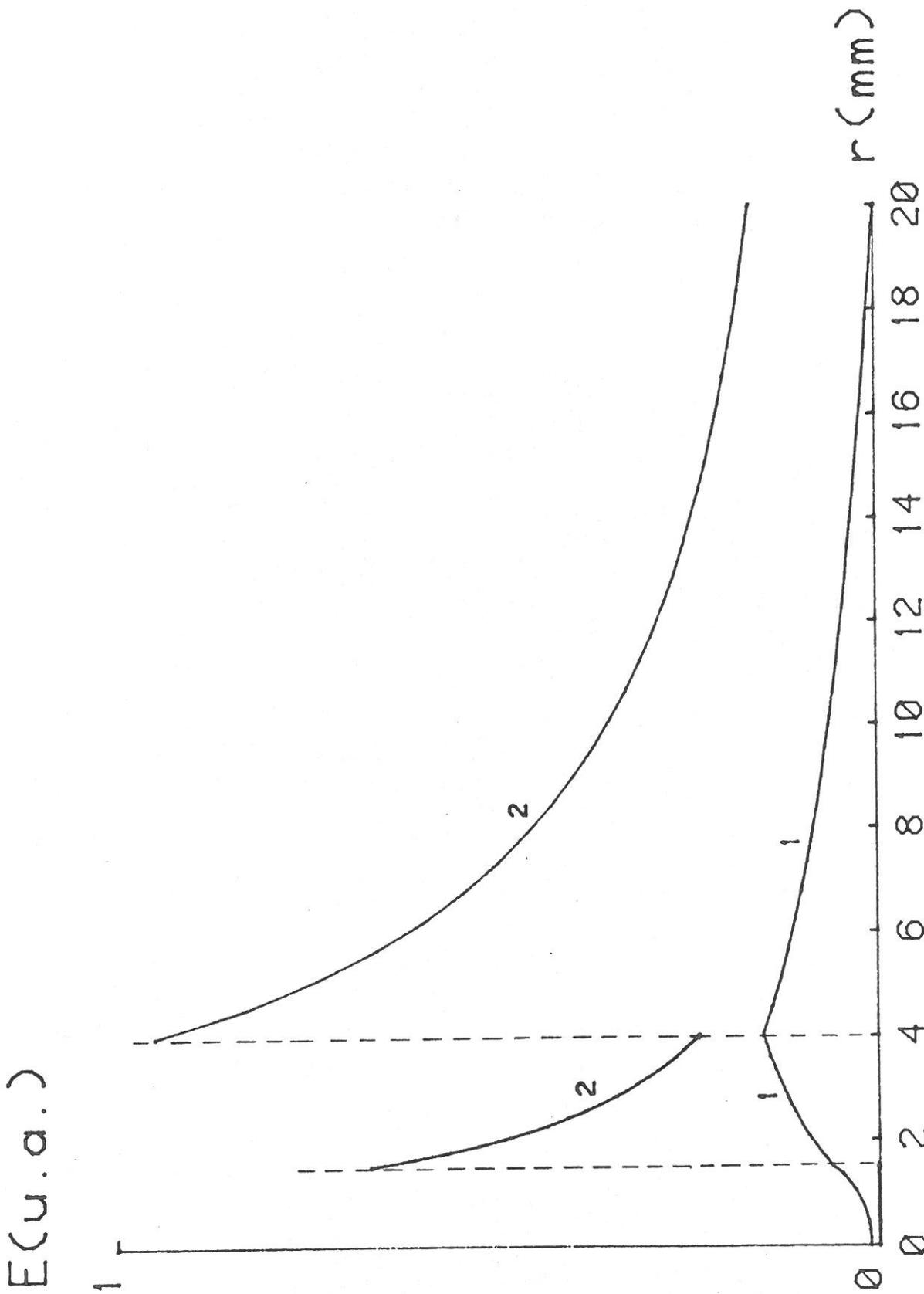


FIGURE (1.2.4) : Profils radiaux des composantes axiale (courbe 1) et radiale (courbe 2) du champ électrique pour  $\omega/\omega_p = 0,025$  (tube 3-8-40 mm).

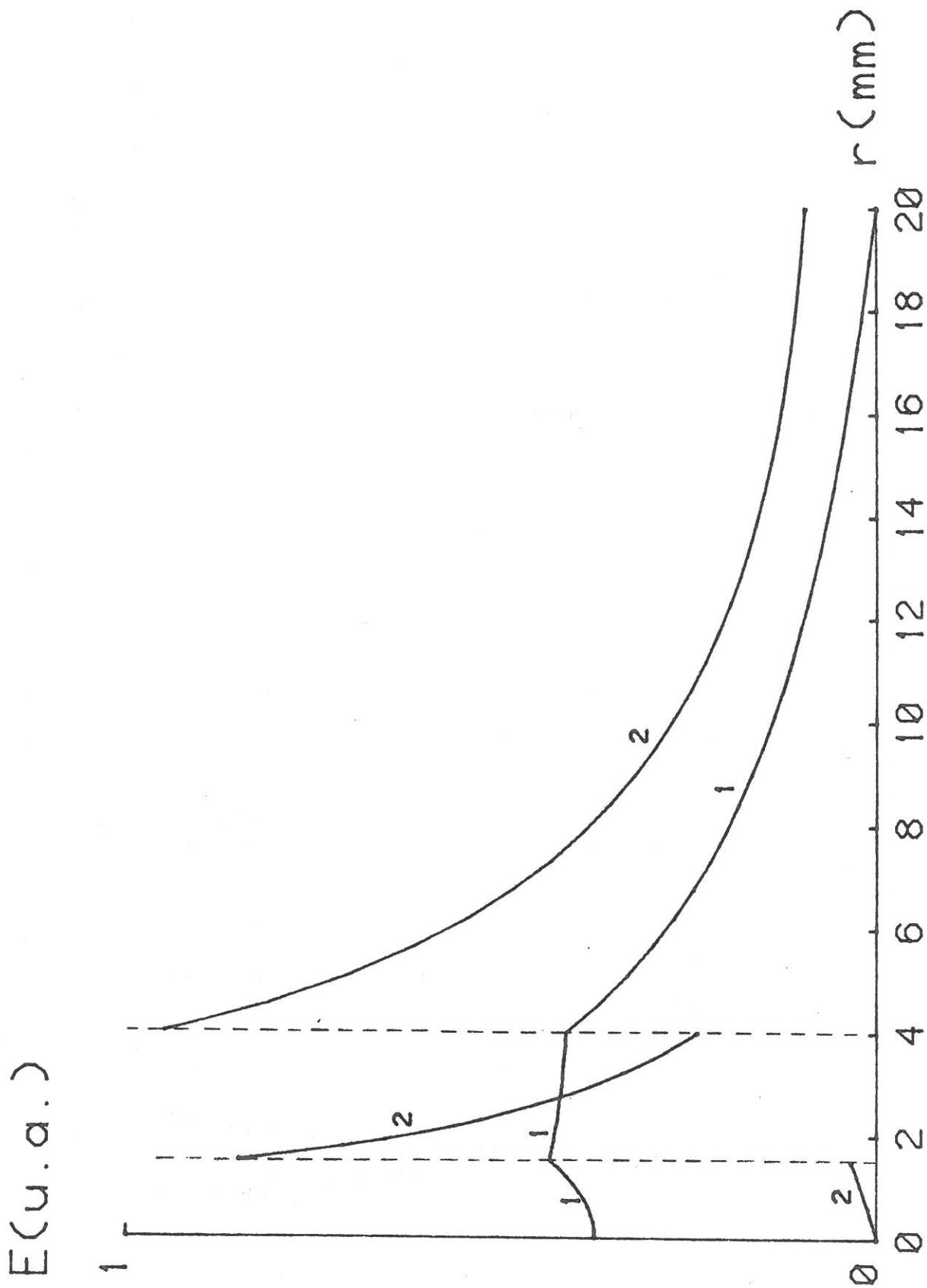


FIGURE (1.2.5) : Profils radiaux des composantes axiale (courbe 1) et radiale (courbe 2) du champ électrique pour  $\omega/\omega_p = 0,1$ .

E(u. a.)

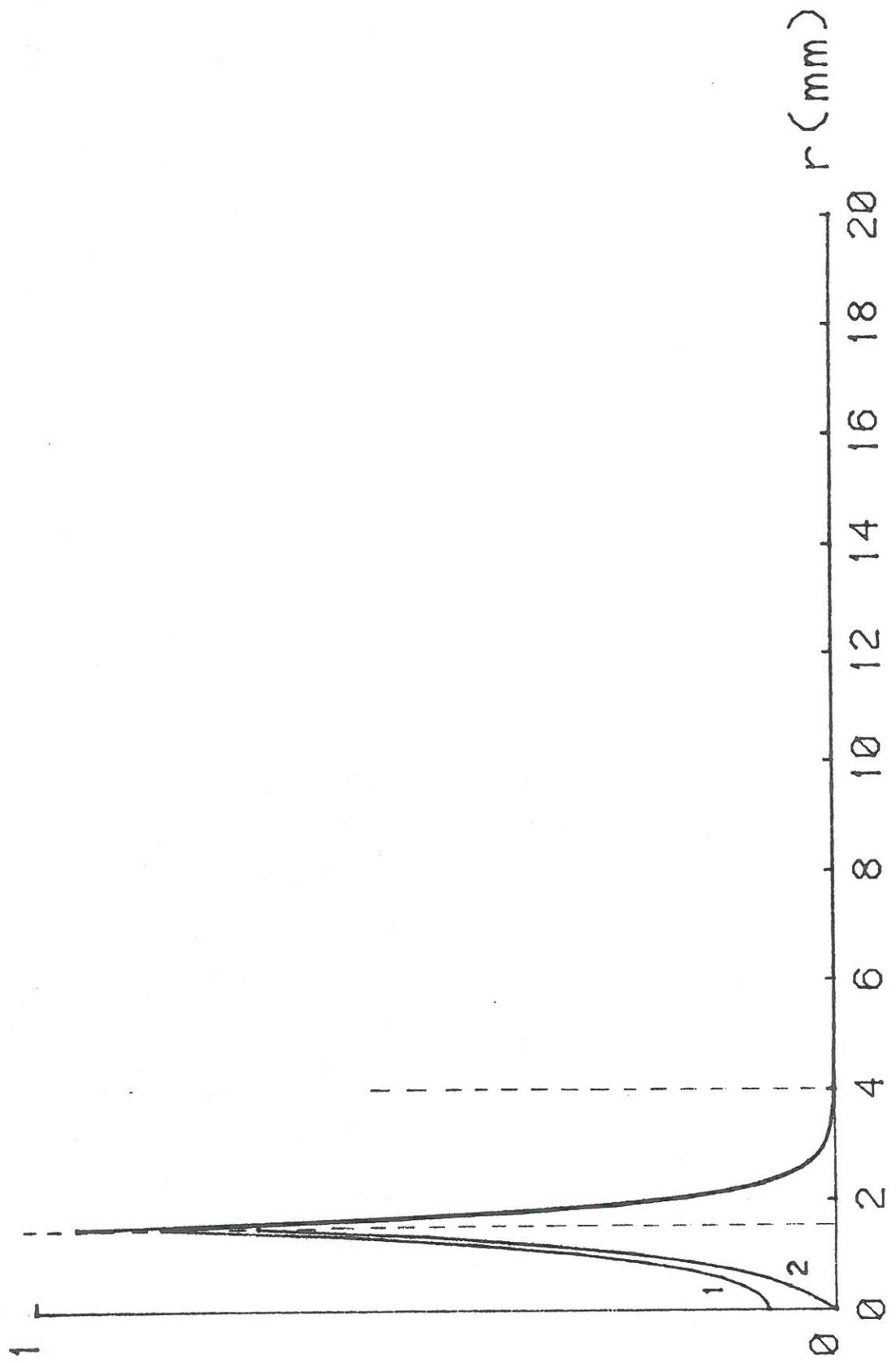


FIGURE (1.2.6) : Profils radiaux des composantes axiale (courbe 1) et radiale (courbe 2) du champ électrique pour

$$\omega/\omega_p = 0,4.$$

$$W_E = \int_S \frac{1}{4} \epsilon_0 \epsilon' |E|^2 dS \quad (1.2.5)$$

$$W_M = \int_S \frac{1}{4} \mu_0 |H|^2 dS \quad (1.2.6)$$

$$W_k = \int_S \frac{1}{4} \epsilon_0 \frac{\omega_p^2}{\omega^2} |E|^2 dS \quad (1.2.7)$$

$\epsilon' = 1$  pour l'extérieur et le plasma et  $\epsilon' = \epsilon_v$  pour le diélectrique. L'intégration est faite sur toute la section droite du milieu étudié.

L'étude des champs nous a donné un aperçu de la distribution des énergies. Nous allons donc dans cette partie étudier la répartition entre les énergies en fonction de la densité électronique (ou  $\omega/\omega_p$ ) (figure (1.2.7)).

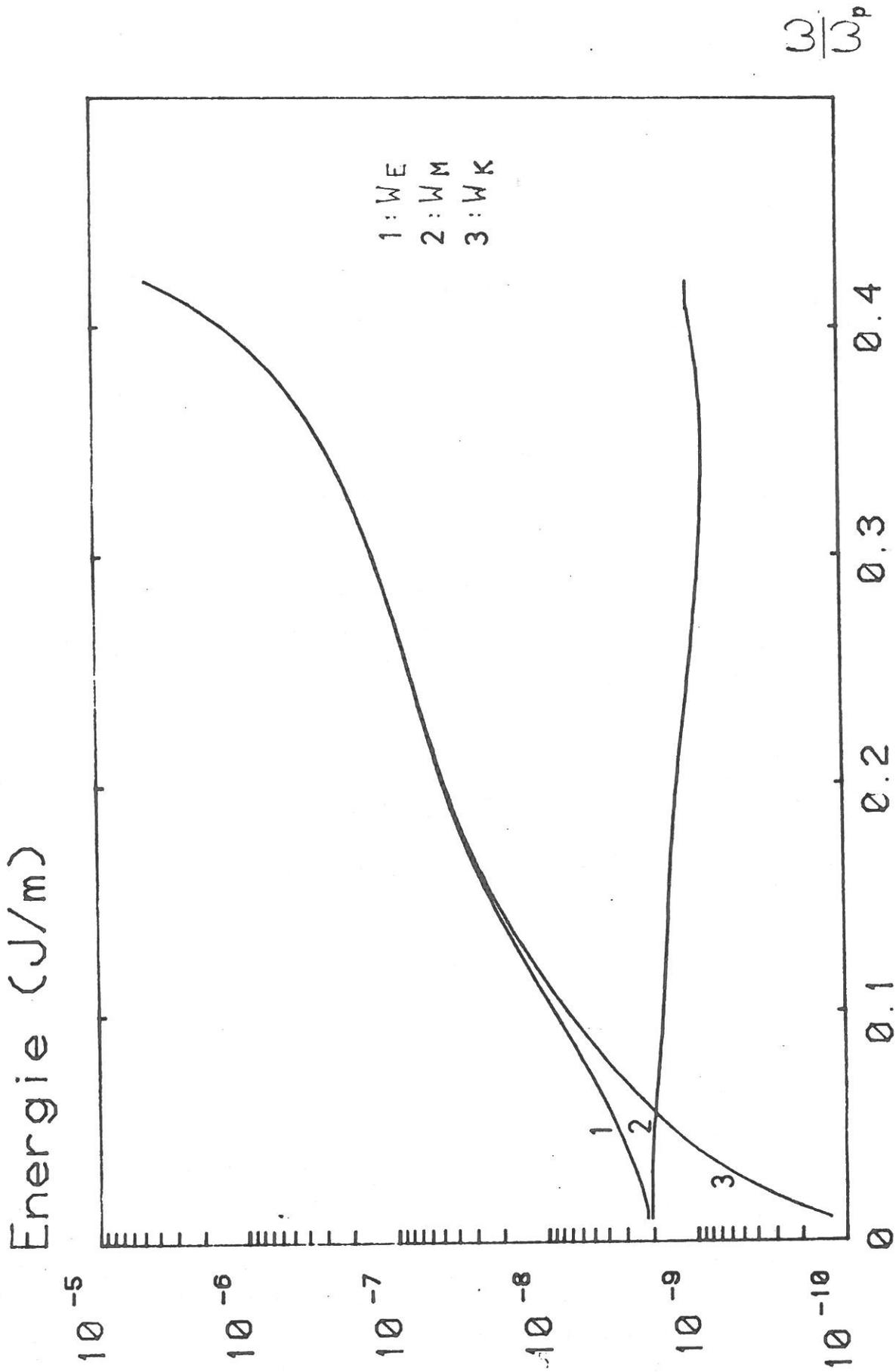
Dans la région électromagnétique ( $\omega/\omega_p \rightarrow 0$ ), l'énergie est, comme nous l'avons vu, concentrée principalement à l'extérieur du plasma. L'énergie cinétique est négligeable et l'énergie électrique est sensiblement égale à l'énergie magnétique.

Dans la région quasi-statique ( $\beta \rightarrow \infty$ ), l'énergie est en grande partie dans le plasma et le diélectrique. L'énergie magnétique est négligeable devant l'énergie électrique et l'énergie cinétique qui sont donc comparables.

#### 1.2.4. L'atténuation

Les calculs précédents ont été faits en négligeant l'atténuation de l'onde. Cependant, si on veut connaître l'évolution des caractéristiques de l'onde, en particulier de la puissance, il faut introduire l'atténuation  $\alpha$ .

On peut considérer que le plasma est le seul milieu dissipatif et que les pertes dans le diélectrique sont négligeables devant celles dans le plasma. D'après le théorème de



FIGURE(1.2.7) : variations des différents termes de l'énergie électromagnétique totale en fonction de  $\omega / \omega_p$ .

Poynting, le coefficient d'atténuation  $\alpha$  est donné par la relation [5,6]

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{dP_{abs}/dz}{V_g W_t} \quad (1.2.8)$$

où  $V_g$  est la vitesse de groupe et  $dP_{abs}/dz$  la puissance absorbée moyenne au cours du temps et par unité de longueur.

Dans un plasma homogène et faiblement collisionnel, cette dernière est donnée par la relation [7]

$$\frac{dP_{abs}}{dz} = \frac{\bar{v}_e}{2} \left( \frac{\bar{\omega}_p}{\omega} \right)^2 \int_0^a E^2 2\pi r dr \quad (1.2.9)$$

Si les pertes dans le plasma sont dues essentiellement aux chocs entre les électrons et les neutres, le coefficient d'atténuation  $\alpha$  peut s'exprimer [11] sous la forme

$$\alpha = \frac{v}{2V_g} \frac{W_k}{W_t} = \frac{v}{2V_g} \left( 1 - \frac{W_M}{W_E} \right) \quad (1.2.10)$$

La figure (1.2.8) représente  $\alpha/v$  l'atténuation normalisée à la fréquence de collision en fonction de  $\omega/\omega_p$ . On voit que l'atténuation est très faible dans la région électromagnétique et qu'elle croît quand la densité électronique diminue. Dans la région quasi-statique,  $\alpha/v$  tend vers  $1/2V_g$  qui tend vers l'infini.

Quand le rayon du plasma a diminué l'atténuation augmente pour un  $\omega/\omega_p$  donné.

En examinant la courbe  $\alpha/v = f(n_e)$  (figure (1.2.9)), on trouve pour  $\alpha$  l'expression analytique approchée suivante :

$$\frac{\alpha}{v} = \gamma(\omega, a) \bar{n}_e^{-s} \quad (1.2.11)$$

valable partout sauf pour  $n_e$  proche de la densité critique. La valeur de  $s$  est ajustée pour une gamme de densités.

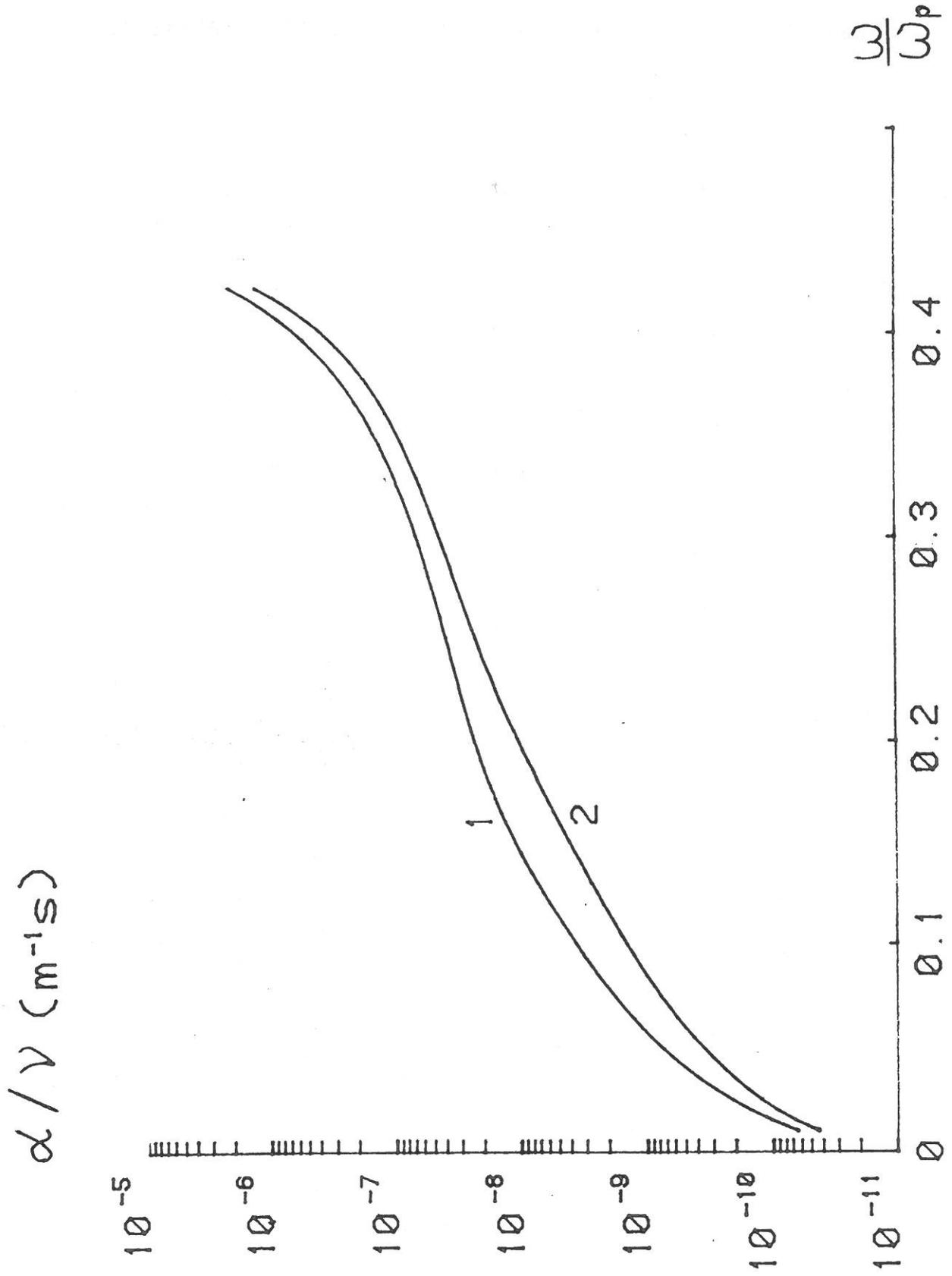


FIGURE (1.2.8) : Atténuation normalisée par rapport à la fréquence de collisions en fonction de  $\omega/\omega_p$ . Paramètre : rayon du tube (1 - a = 1,5 mm, 2 - a = 2,5 mm).

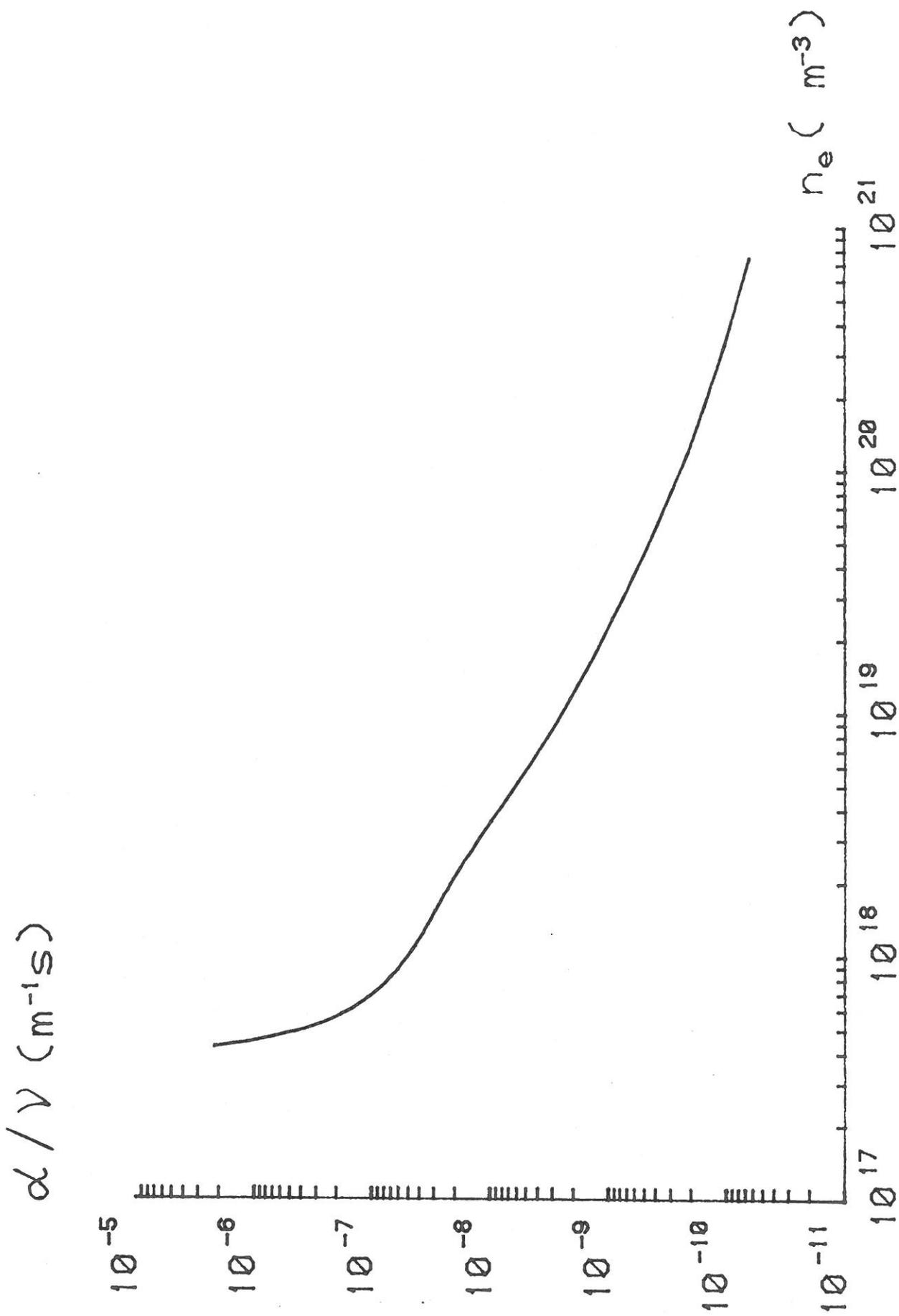


FIGURE (1.2.9) : Atténuation normalisée par rapport à la fréquence de collisions en fonction de la densité électronique dans le tube de rayon  $a = 1,5 \text{ mm}$ .

Entre quelques  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  et  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ,  $s$  demeure très proche de 1. Le produit  $\alpha.n_e$  est une constante et on a

$$\frac{d\bar{n}_e}{dz} \propto \nu \quad (1.2.12)$$

#### 1.2.5. Conclusion

Le modèle du plasma froid, faiblement collisionnel et homogène radialement permet donc d'obtenir de façon satisfaisante la plupart des caractéristiques de propagation, nécessaires à la description d'une décharge produite par une onde de surface.

Les calculs ne correspondent qu'à une structure et un jeu de paramètres donnés, mais la description du comportement de l'onde est générale. En particulier, les différentes conclusions relatives aux variations des grandeurs électromagnétiques restent valables.

### 1.3. ETUDE RADIALE

Le modèle présenté dans ce paragraphe a été développé par C.M. Ferreira [8], selon une méthode analogue à celle utilisée dans les colonnes positives, pour déterminer les conditions d'équilibre d'une tranche d'épaisseur  $\Delta z$  de la colonne de plasma. Ce modèle permet d'obtenir les distributions radiales de la densité électronique, du champ électrique dans le plasma, de la température électronique et de la densité des atomes excités, en fonction des paramètres de la décharge (pression de gaz  $p$ , fréquence d'excitation  $\omega$  et la puissance microonde absorbée  $P$ ). Après avoir précisé les hypothèses et donné les équations de base, nous indiquerons les principaux résultats obtenus dans le cas d'une décharge d'argon.

### 1.3.1. Hypothèses et équations de base

On considère un plasma cylindrique produit par une onde de surface à symétrie azimutale (mode principal  $m = 0$ ). Le plasma est faiblement collisionnel ( $\nu \ll \omega$ ) et l'atténuation de l'onde est faible ( $\alpha \ll \beta$ ). Le modèle théorique est donc valable à basse pression.

On suppose que l'énergie microonde absorbée par les électrons est dissipée uniquement lors des collisions électron-neutre, et on néglige la conduction thermique électronique. On suppose de plus que la partie isotrope de la fonction de distribution électronique est maxwellienne.

La principale source d'ionisation sont les électrons libres à travers les collisions ionisantes avec les neutres. La perte des particules chargées se fait par diffusion vers les parois où elles se recombinaison (la recombinaison en volume est négligeable). La situation est qualitativement la même que dans une colonne positive.

Les équations de base du système sont les équations de l'onde, les équations d'équilibre du plasma et les équations d'énergie. Elles forment un système d'équations couplées qu'il faut résoudre.

#### a) Les équations du champ électrique

Ce sont les équations qui donnent le champ électrique de l'onde dans le plasma [9]

$$\frac{d^2 E_z}{dr^2} + \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{\epsilon_p} \frac{d\epsilon_p}{dr} \frac{\beta^2}{\beta_o^2 \epsilon_p - \beta^2} \right) \frac{dE_z}{dr} + \left( \beta_o^2 \epsilon_p - \beta^2 \right) E_z = 0 \quad (1.3.1)$$

$$E_r = - \frac{\beta^2}{\beta_o^2 \epsilon_p - \beta^2} \frac{dE_z}{dr} \quad (1.3.2)$$

où  $\beta_0 = \omega/c$ ,  $c$  étant la vitesse de la lumière. On peut facilement trouver les solutions des équations (1.3.1) et (1.3.2) si on suppose que le plasma est homogène radialement. On obtient alors les profils radiaux des champs que nous avons décrits dans le paragraphe (1.2). Par contre, si l'on tient compte de l'inhomogénéité radiale du plasma, ces équations différentielles doivent être résolues avec une permittivité  $\epsilon_p$  variable radialement. Or la fonction  $\epsilon_p(r)$  ne peut être connue que si la variation de la densité électronique est calculée simultanément. Les équations du champ électrique sont donc couplées aux équations du plasma.

Pour être tout à fait rigoureux, on devrait calculer  $\beta$  en tenant compte du profil radial du plasma. Or celui-ci n'est pas connu a priori et il faudrait donc faire le calcul de la dispersion de l'onde en même temps que le calcul précédent, ce qui rendrait le problème insoluble. Heureusement, nous avons vu que l'erreur commise sur le calcul de  $\beta$ , en supposant que le plasma est homogène radialement, est faible (paragraphe (1.2)). On utilisera donc les valeurs de  $\beta$  calculées dans la section (1.2).

#### b) Les équations du plasma

Ce sont les équations macroscopiques de continuité et de transfert de la quantité de mouvement pour les électrons et les ions, à savoir :

- l'équation de continuité pour les électrons et les ions

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (n V_r r) = \nu_I n \quad (1.3.3)$$

où  $n = n_e = n_i$  est la densité de particules chargées,  $V_r$  la vitesse de dérive radiale qui est la même pour les électrons et pour les ions du fait de la neutralité du plasma et  $\nu_I$  la fréquence d'ionisation.

- L'équation donnant la vitesse de dérive radiale  $V_r$ , dérivée de l'équation de Boltzmann, lorsqu'on arrête au premier ordre le développement en harmoniques sphériques de la fonction de distribution électronique :

$$V_r = D_e \left( \frac{e}{kT_e} \frac{d\varphi}{dr} - \frac{d}{dr} (\log n) - \frac{\tau_e T_e}{D_e n} \frac{d}{dr} (\log T_e) \right) \quad (1.3.4)$$

où  $D_e = \langle v_e^2 \rangle / 3\nu_c$  est le coefficient de diffusion libre pour les électrons et  $\varphi$  est le potentiel correspondant au champ ambipolaire dû à la séparation des charges  $E_A = -\nabla\varphi$ .  $\tau_e$  est le coefficient de diffusion thermique pour les électrons.

- L'équation de conservation de la quantité de mouvement pour les ions

$$V_r \frac{dV_r}{dr} = - \frac{e}{M} \frac{d\varphi}{dr} - \frac{kT_i}{M} \frac{d}{dr} (\log n) - (\nu_I + \nu_{in}) V_r \quad (1.3.5)$$

où  $T_i$  est la température des ions,  $M$  leur masse,  $\nu_{in}$  est une fréquence de collision efficace ion-neutre.

Si la température électronique  $T_e$  était constante radialement, le système d'équations précédent pourrait être résolu. Dans notre cas, à cause de la variation radiale du champ électrique dans le plasma, la température électronique, et donc aussi la fréquence d'ionisation sont fonctions du rayon, et il faut ajouter une équation de conservation d'énergie au système précédent.

c) L'équation locale de conservation d'énergie

pour les électrons relie la valeur locale de la température électronique  $T_e$  et l'intensité du champ électrique de l'onde. Les équations du champ (1.3.1) et (1.3.2) et les équations du plasma (1.3.3), (1.3.4) et (1.3.5) sont donc couplées à travers cette équation. Elle s'exprime par :

$$\frac{1}{2} \frac{(eE)^2}{m\bar{v}} \left(\frac{\bar{v}}{\omega}\right)^2 = \frac{3m}{M} kT_e \bar{v} + \left(\frac{8}{\pi}\right)^{1/2} N_0 m \left(\frac{kT_e}{m}\right)^{3/2} \sum_j E_j C_j \left(2 + \frac{E_j}{kT_e}\right) \exp\left(-\frac{E_j}{kT_e}\right) \quad (1.3.6)$$

où  $E_j$  est l'énergie d'excitation du niveau  $j$ ,  $E = (E_z^2 + E_r^2)^{1/2}$  est l'intensité du champ électrique microonde,  $N_0$  est la densité des neutres,  $C_j$  est le coefficient d'excitation du niveau  $j$ .

Le membre de gauche représente la puissance microonde absorbée par unité de volume et les deux termes du membre de droite sont respectivement la puissance dissipée par unité de volume dans les collisions élastiques et inélastiques.

Dans l'équation (1.3.6) on a négligé la conduction thermique électronique devant les pertes d'énergie dans les collisions électron-neutre. Comme dans nos conditions de pression et de densité de plasma la conductibilité thermique des électrons est assez élevée, cette approximation ne se justifie que si les gradients de la température électronique sont suffisamment faibles. Nous verrons que les résultats sont compatibles avec cette hypothèse.

Pour compléter le système, il faut encore ajouter l'équation donnant la puissance microonde absorbée par le plasma, ce qui permet de déterminer la valeur absolue de la densité électronique en fonction de la puissance absorbée. Cette détermination est nécessaire car le profil radial du champ dépend fortement de la densité électronique.

- La puissance absorbée dans la tranche du plasma est donnée par l'équation :

$$P_{abs} = \pi \Delta z \int_0^a \frac{(eE)^2}{m\bar{v}} \left(\frac{\bar{v}}{\omega}\right)^2 n r dr \quad (1.3.7)$$

### 1.3.2. Principaux résultats

Cette théorie a été appliquée au cas d'une décharge produite par une onde de surface dans l'argon avec les conditions expérimentales suivantes : fréquence d'excitation  $f = 600$  MHz, tube en pyrex ( $\epsilon_v = 4,52$ ) de diamètres interne  $2a = 2,5$  cm et externe  $2b = 2,98$  cm, et pour des pressions variant de 0,05 Torr à 1 Torr.

Le modèle de l'atome d'argon utilisé et l'ensemble des sections efficaces, sont les mêmes que ceux décrits par Delcroix et Ferreira [10]. Le modèle tient compte de l'état fondamental de l'ion ArII ainsi que des 18 autres niveaux excités y compris les niveaux métastables.

Le système d'équations précédent doit être résolu numériquement. Le calcul permet de déterminer de façon self-consistante les distributions radiales des principales grandeurs physiques de la décharge : la densité électronique  $n_e(r)$ , la température électronique  $T_e(r)$ , le champ électrique  $E(r)$  et la densité des atomes excités  $n^*(r)$ . On obtient également les valeurs de la fréquence de collisions  $\nu$  et du coefficient  $\theta$ .

#### a) Profils radiaux : $n_e(r)$ , $T_e(r)$ , $E(r)$

La figure (1.3.1) montre le profil radial de la densité électronique pour différentes valeurs de la densité moyenne  $\bar{n}_e$ , à une pression  $p = 0,1$  Torr donnée. La densité est maximale au centre du plasma et elle décroît quand on s'en éloigne. Elle est minimale aux bords du plasma. Cette décroissance est cependant d'autant plus faible que la densité moyenne  $\bar{n}_e$  est grande. Ce comportement est lié à l'augmentation du champ électrique, et donc de l'ionisation sur les bords du plasma. Il est d'autant plus prononcé que le gradient radial du champ est plus grand, c'est-à-dire que le caractère onde de surface est davantage marqué (grandes valeurs de  $\bar{n}_e$ ).

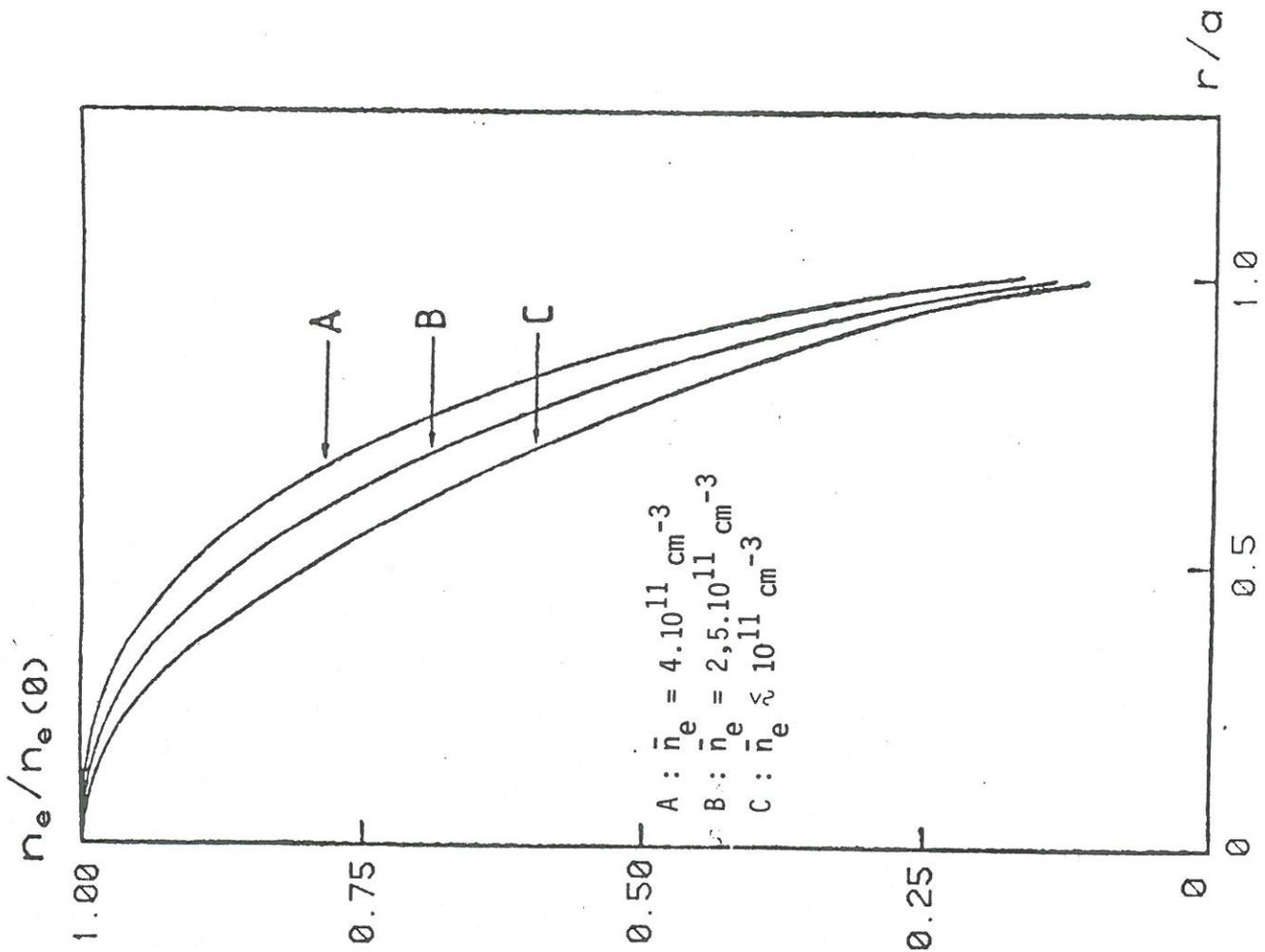


FIGURE (1.3.1) : Profils de densité électronique obtenus pour la pression de 0,1 Torr et pour différentes valeurs de la densité électronique moyenne  $\bar{n}_e$ .

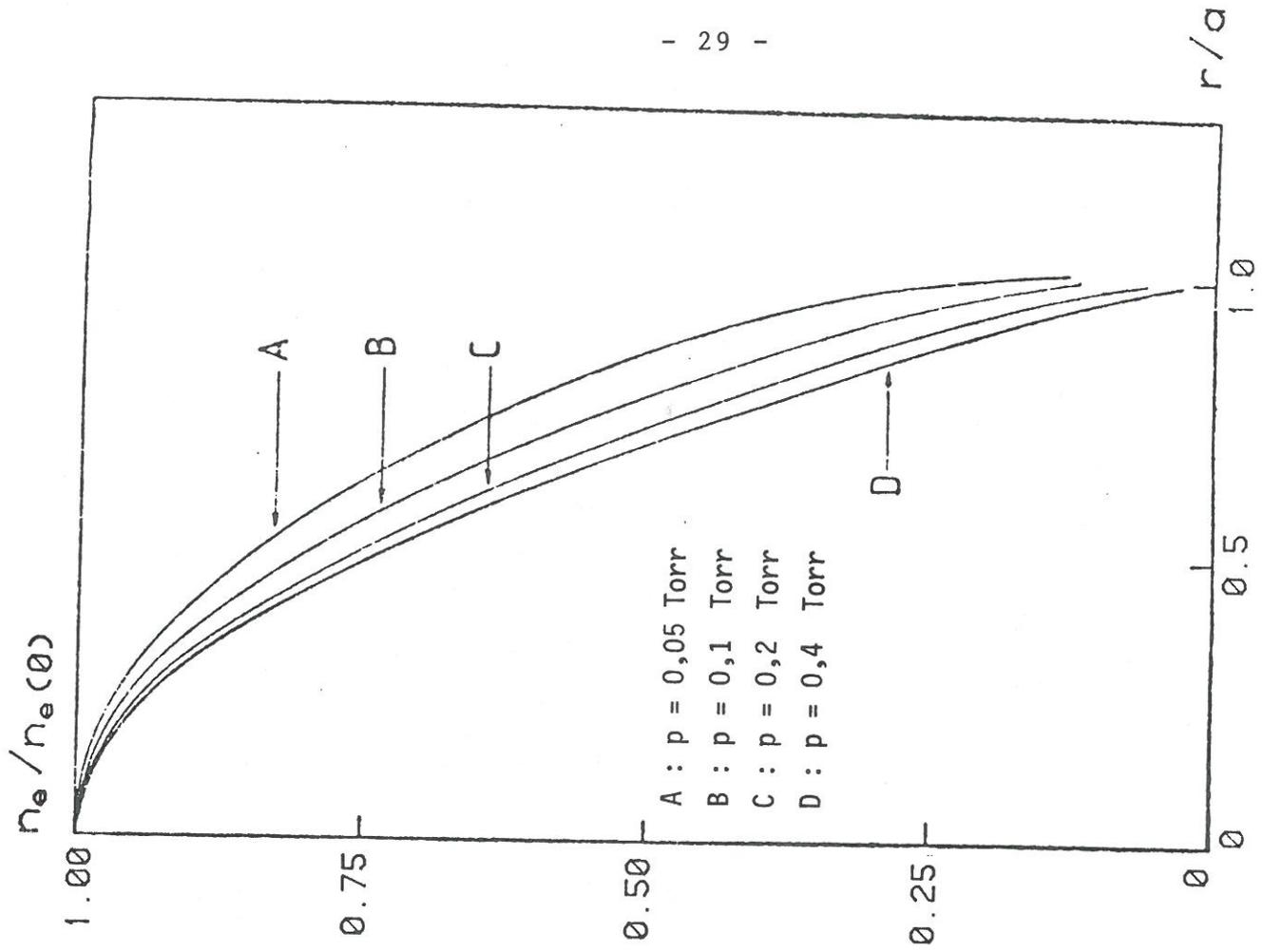


FIGURE (1.3.2) : Profils de densité électronique obtenus pour une densité moyenne  $\bar{n}_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  et pour différentes pressions.

La figure (1.3.2) montre l'évolution du profil radial de la densité électronique avec la pression  $p$  pour une densité moyenne  $\bar{n}_e$  fixée. On remarque que le profil de la densité s'applatit au centre quand la pression diminue.

La figure (1.3.3) montre l'évolution du profil de la densité électronique à une puissance absorbée par unité de longueur de  $30 \text{ W.m}^{-1}$  et pour des pressions de 0,05 Torr, 0,1 Torr, 0,2 Torr et 0,4 Torr. Les valeurs correspondantes de la densité moyenne  $\bar{n}_e$  du plasma et de la température électronique sur l'axe  $T_{e0}$  sont respectivement  $8.10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ,  $1,3.10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ,  $2.10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ,  $3,4.10^{11} \text{ cm}^{-3}$  et 2,52 eV, 2,1 eV, 1,74 eV, 1,48 eV.

Sur la figure (1.3.4) est représenté le profil radial de la température électronique  $T_e(r)$  pour les mêmes conditions expérimentales que celles de la figure (1.3.3). On peut remarquer que la variation de la température électronique est toujours très petite, quel que soit le profil du champ électrique. Ce résultat justifie a posteriori l'hypothèse faite dans le modèle sur la conductibilité thermique des électrons.

La figure (1.3.5) donne le profil radial des deux composantes du champ électrique  $E_r$  et  $E_z$ . On note que le profil radial des deux composantes est d'autant plus plat que la densité électronique moyenne  $\bar{n}_e$  est petite. On constate également que la composante radiale  $E_r$  est négligeable devant la composante longitudinale  $E_z$  partout sauf peut-être aux bords du plasma (comme dans le cas du plasma homogène radialement).

Sur la figure (1.3.6) on a comparé le profil radial du champ électrique calculé à partir du modèle radial avec celui obtenu en supposant que le plasma est homogène radialement. Il est clair que l'hétérogénéité radiale du plasma modifie le profil radial du champ électrique. En général, on peut retenir que la variation radiale du champ  $E$  est plus importante dans un plasma inhomogène que dans un plasma homogène radialement.

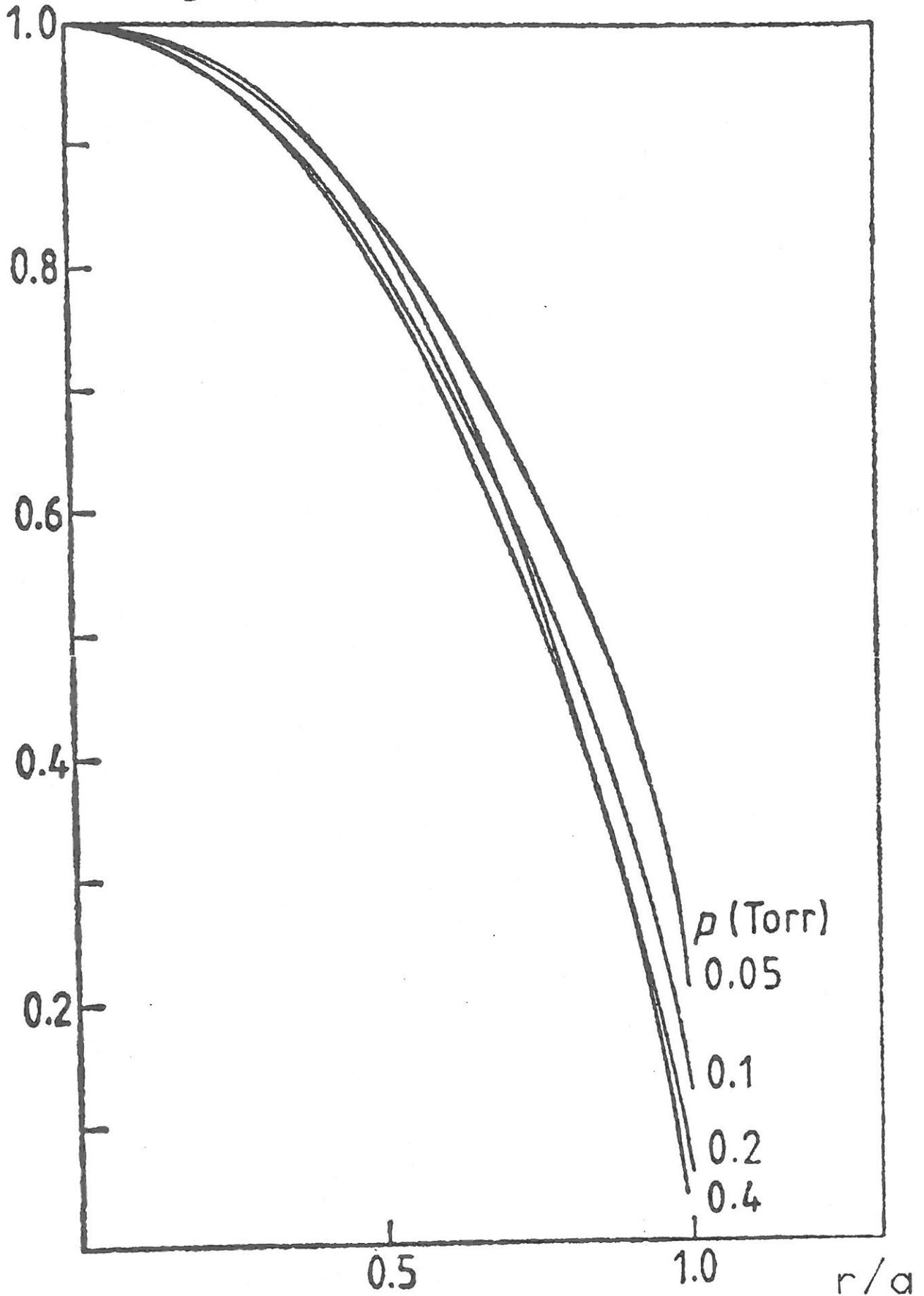


FIGURE (1.3.3) : Profils radiaux de la densité électronique obtenus pour une puissance absorbée par unité de longueur  $P_{\text{abs}} = 30 \text{ W m}^{-1}$  et pour différentes valeurs de pression.

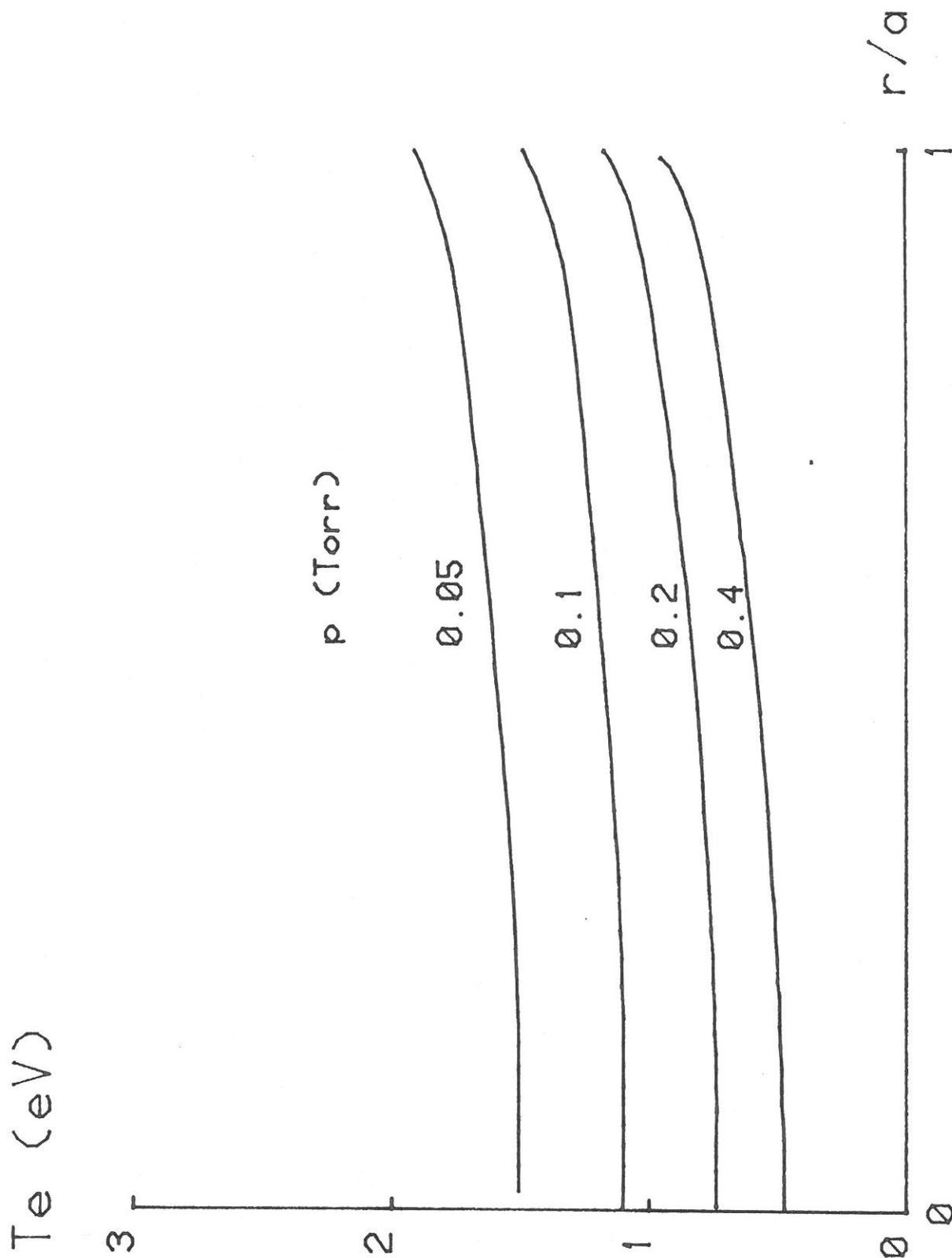


FIGURE (1.3.4) : Variation radiale de la température électronique  $T_e(r)$ .  
Paramètre : pression.

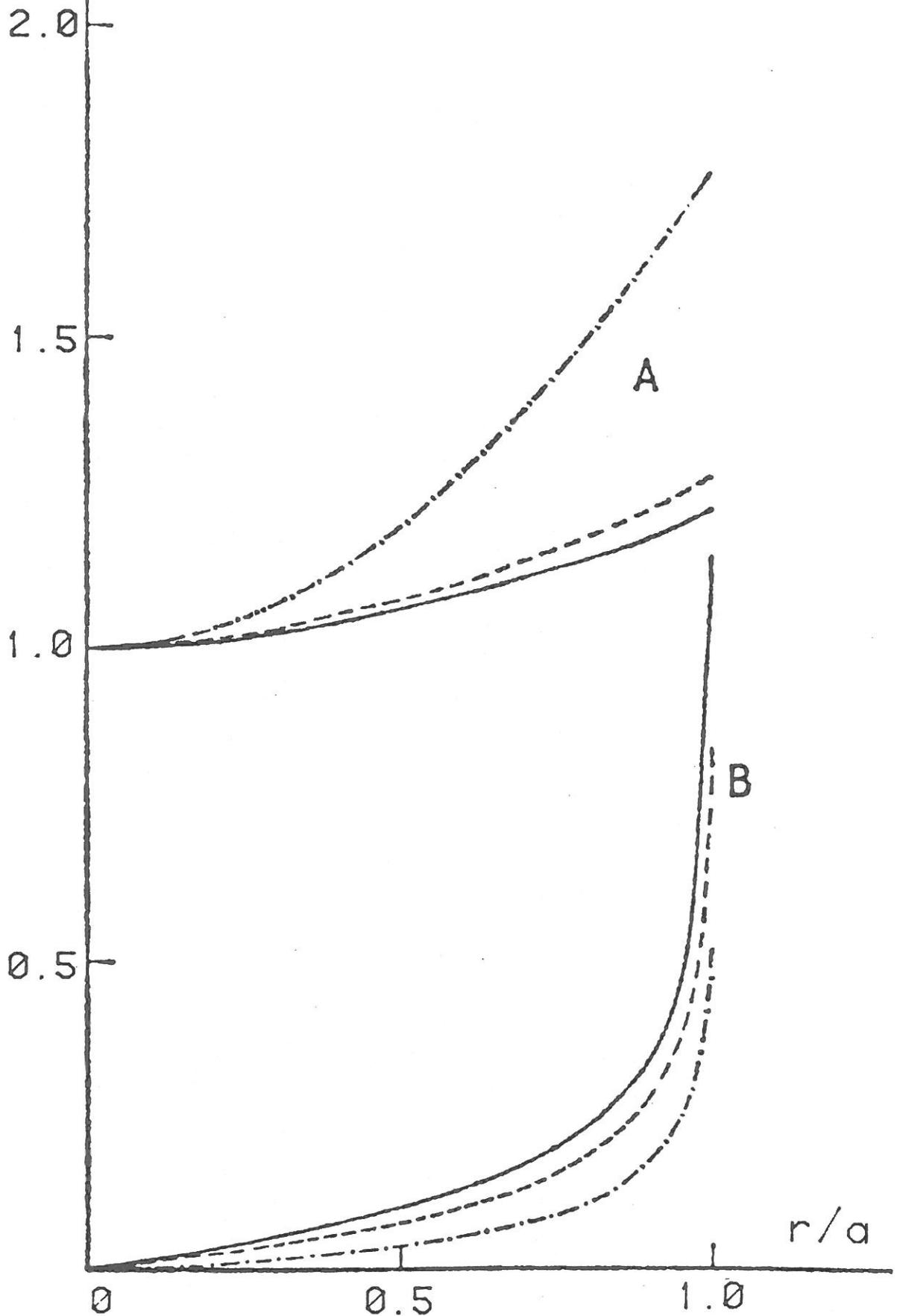


FIGURE (1.3.5) : Profils radiaux des composantes axiale  $E_z/E(0)$  (courbe A) et radiale  $E_r/E(0)$  (courbe B) du champ électrique pour la pression de 0,1 Torr et pour des densités électroniques moyennes de  $7,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  (—),  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$  (---) et  $2,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  (- · -).

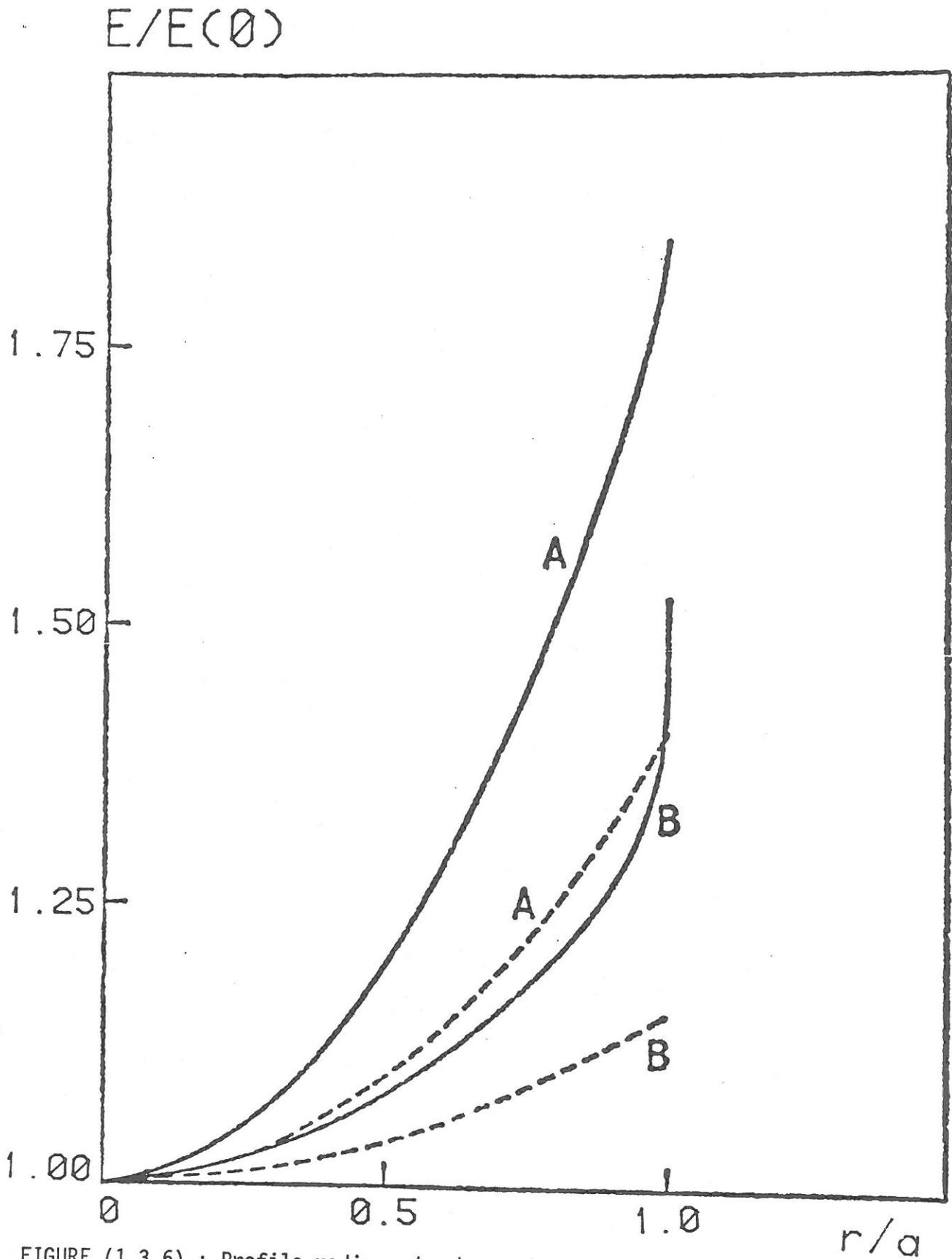


FIGURE (1.3.6) : Profils radiaux du champ électrique dans un plasma inhomogène radialement (—) et dans un plasma homogène ayant la même densité moyenne (---).  
Courbes A :  $\bar{n}_e = 2,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , courbes B :  $\bar{n}_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ .

Il faut cependant remarquer que tous les champs sur la figure (1.3.6) sont normalisés par rapport à leur valeur sur l'axe. Il ne faut donc pas en déduire que les valeurs moyennes du champ E dans un plasma homogène soient très différentes de celles obtenues dans un plasma inhomogène de même densité moyenne. Nous verrons d'autre part que la valeur moyenne du champ E ne varie pratiquement pas avec la densité moyenne  $\bar{n}_e$  dans une décharge donnée.

b) Evolution des caractéristiques du plasma

Le modèle radial permet de calculer les valeurs des deux grandeurs physiques importantes qui sont le lien entre la description radiale et la description longitudinale de la décharge :

- La fréquence de collisions effective entre les électrons et les neutres pour le transfert de la quantité de mouvement

$$\bar{\nu} = \int_0^{\infty} -\nu \frac{\partial f}{\partial V_e} \frac{4\pi}{3} V_e^3 dV_e \quad (1.3.8)$$

- La puissance moyenne nécessaire pour avoir une paire électron-ion dans la décharge  $\theta$  définie par

$$\frac{dP_{abs}}{dz} = \theta \int_0^a n_e(r) 2\pi r dr \quad (1.3.9)$$

Sur la figure (1.3.7) on a représenté la variation de la puissance absorbée par unité de longueur en fonction de la densité électronique moyenne  $\bar{n}_e$ , pour différentes valeurs de la pression. La pente de cette courbe nous donne  $\theta \times S$  où S est la section droite du tube.

On peut remarquer que pour une puissance absorbée constante la densité moyenne  $\bar{n}_e$  est une fonction croissante de la pression.

$dP_{abs}/dz$  ( $Wm^{-1}$ )

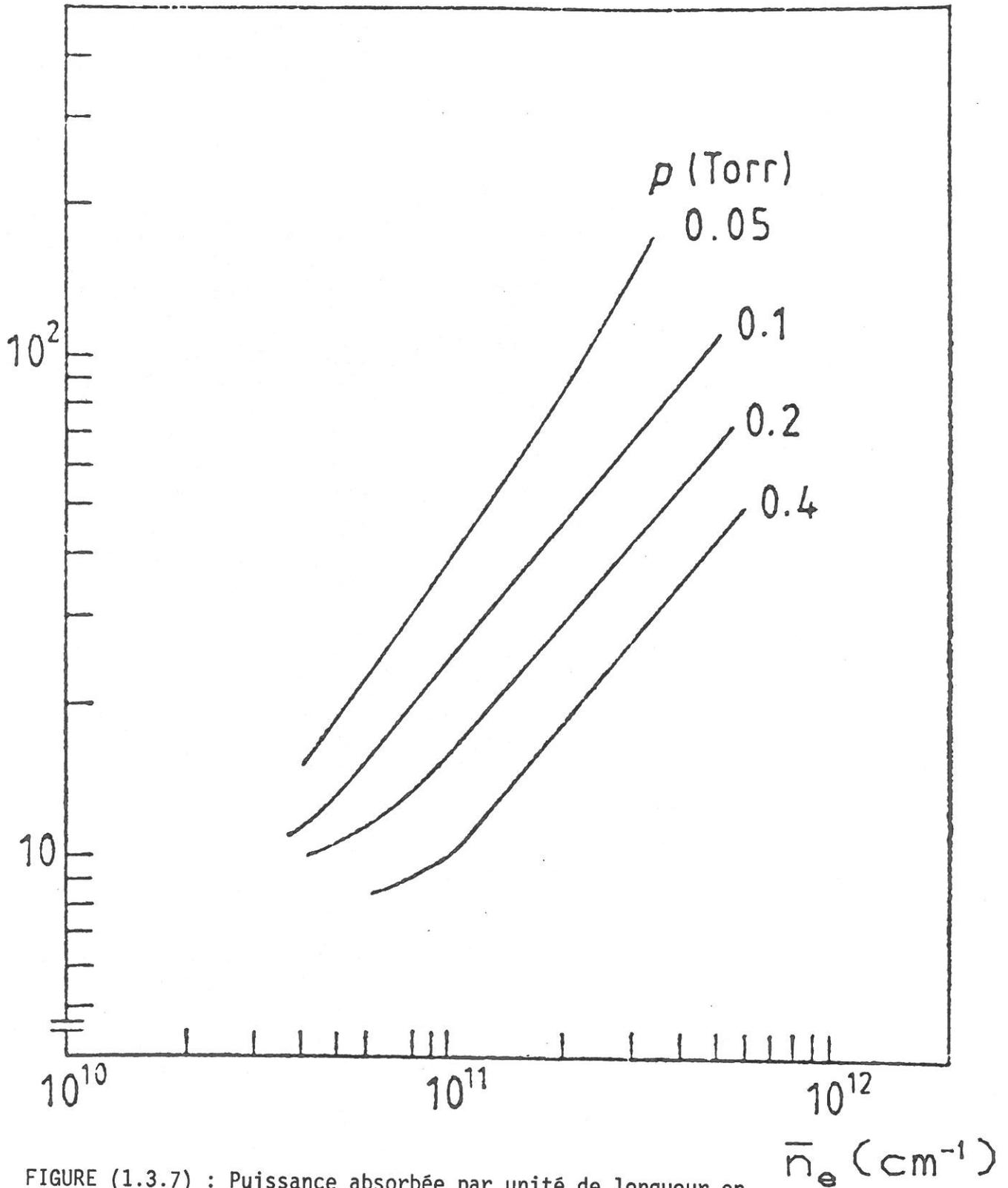


FIGURE (1.3.7) : Puissance absorbée par unité de longueur en fonction de la densité électronique moyenne pour différentes valeurs de la pression.

La figure (1.3.8) montre la variation de la fréquence de collisions  $\nu$  avec la pression. Cette courbe est calculée avec la distribution radiale de la température électronique  $T_e(r)$  donnée par le modèle radial.

c) Les lois de similitude

On voit que si  $\omega_p^2 \gg \omega^2$  alors  $\Gamma = \left( \beta^2 - \frac{\omega^2}{c^2} + \frac{\omega_p^2}{c^2} \right)^{1/2}$  est grand devant  $\beta$  et  $\Gamma$  tend vers  $\omega_p/c$ . En pratique, dès que  $\bar{\omega}_p$  dépasse légèrement la valeur de coupure qui est  $\omega(1+\epsilon_\nu)^{1/2}$ , le rapport  $\bar{\omega}_p^2/\omega^2$  est suffisamment grand pour que :

$$\Gamma a = \bar{\omega}_p \frac{a}{c} \quad (1.3.10)$$

Avec cette approximation, l'examen de l'ensemble des équations radiales montre que les quantités  $n_e(x)/\bar{n}_e$ ,  $E_z(x)/E(o)$ ,  $E(x)/E(o)$ ,  $T_e(x)$  et  $E(o)/\omega$  sont fonctions de deux paramètres seulement :

$$Na \quad \text{et} \quad \bar{\omega}_p \frac{a}{c}$$

$N$  est la densité des neutres,  $x = r/a$ , et  $E(o)$  est la valeur du champ électrique au centre (pour  $r = 0$ ).

On peut donc écrire par exemple que

$$\frac{n_e(x)}{\bar{n}_e} = f_n \left( Na, \bar{\omega}_p \frac{a}{c} \right) \quad (1.3.11)$$

et ainsi de suite pour chacune des quantités précédentes [12]. Ces relations constituent les lois de similitude dans une décharge créée par une onde de surface, analogues à celles qui existent dans une colonne positive et que nous citons à titre de comparaison [7]

$$\frac{E}{N_o} = f_1 (Na, T_n) \quad (1.3.12)$$

$$T_e = f_2 (Na, T_n) \quad (1.3.13)$$

$$n_e(o) = \frac{i_e}{a} f_3 (Na, T_n) \quad (1.3.14)$$

où  $i_e$  est le courant.

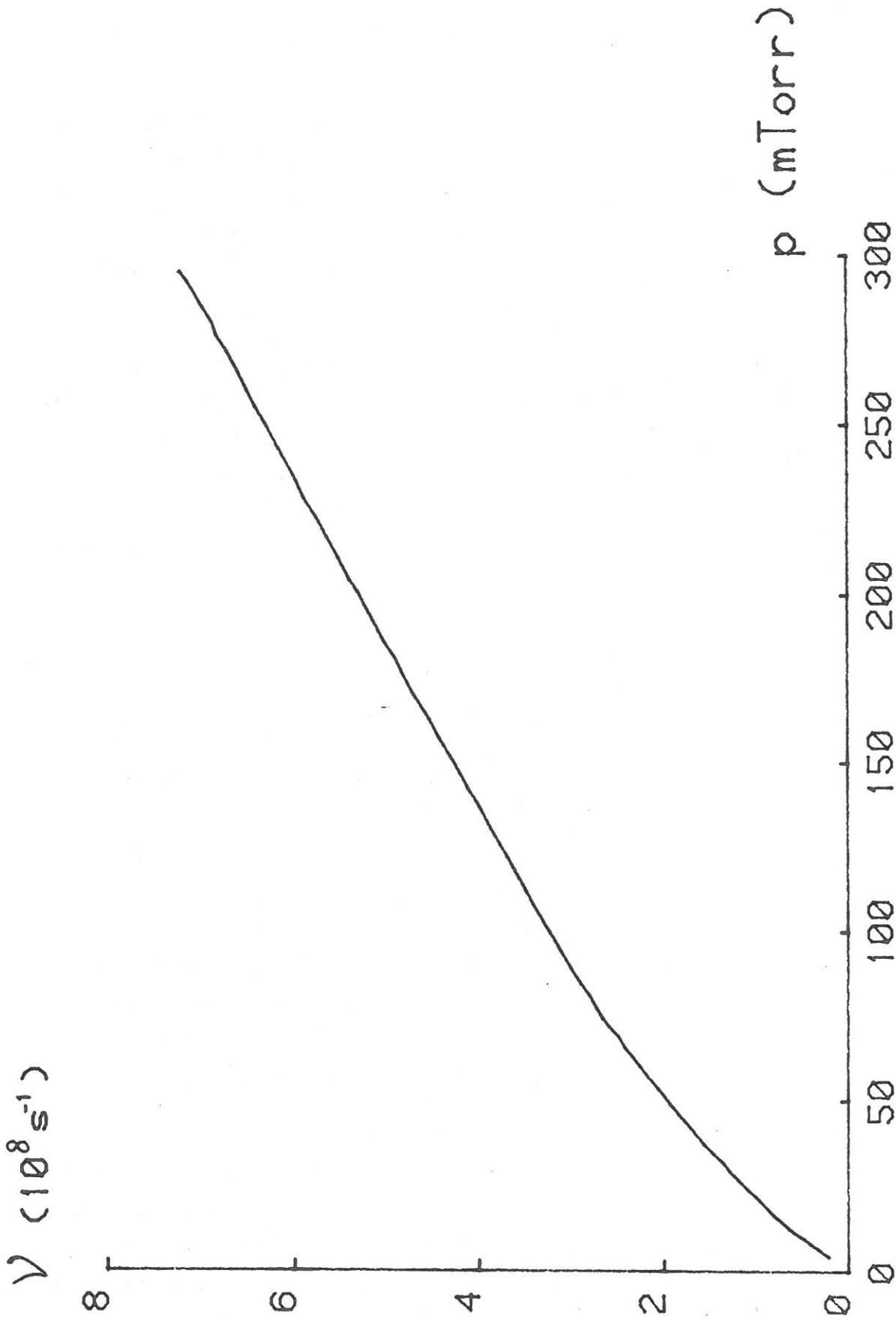


FIGURE (1.3.8) : Variations de la fréquence de collisions  $\nu$  avec la pression.

Les lois de similitude ont un grand intérêt pratique puisqu'elles permettent de passer d'une combinaison de paramètres de la décharge à une autre, sans refaire à chaque fois les mêmes calculs. Nous pouvons donc étendre les résultats présentés dans ce chapitre aux autres valeurs de paramètres en remplaçant  $p$  et  $\bar{n}_e$  par  $Na$  et  $\bar{\omega}_p a/c$ .

Il est intéressant de regarder maintenant le cas particulier de la fréquence de collisions  $\nu$  et de  $\theta$ . Comme  $\bar{\nu}/N$  ne dépend que de  $T_e(x)$ , et que ce dernier est fonction de deux variables  $\bar{\omega}_p a/c$  et  $Na$  seulement, on en déduit que :

$$\frac{\bar{\nu}}{N} = f_{\nu} \left( \bar{\omega}_p \frac{a}{c}, Na \right) \quad (1.3.15)$$

De même, on établit que :

$$\frac{\theta}{N} = f_{\theta} \left( \bar{\omega}_p \frac{a}{c}, Na \right) \quad (1.3.16)$$

En réalité, la variation de  $\bar{\nu}/N$  et  $\theta/N$  avec  $\bar{\omega}_p \frac{a}{c}$  est très faible, et on a les lois de similitude approchées pour  $\bar{\nu}$  et  $\theta$  :

$$\bar{\nu} \approx N f_{\nu} (Na) \quad (1.3.17)$$

$$\theta \approx N f_{\theta} (Na) \quad (1.3.18)$$

$\theta$  et  $\nu$  sont pratiquement indépendants de la densité électronique dans une décharge donnée. On peut donc considérer qu'ils sont constants le long de la colonne du plasma. Ce résultat sera à la base du modèle longitudinal exposé dans le paragraphe suivant.

Sur les figures (1.3.9) et (1.3.10) on a représenté les courbes théoriques de  $\theta/p$  en fonction de  $pa$  et de  $\nu/p$  en fonction de  $pa$ . Nous verrons que ces lois de similitude sont vérifiées d'une façon satisfaisante pour différents diamètres du plasma et différentes fréquences d'excitation.

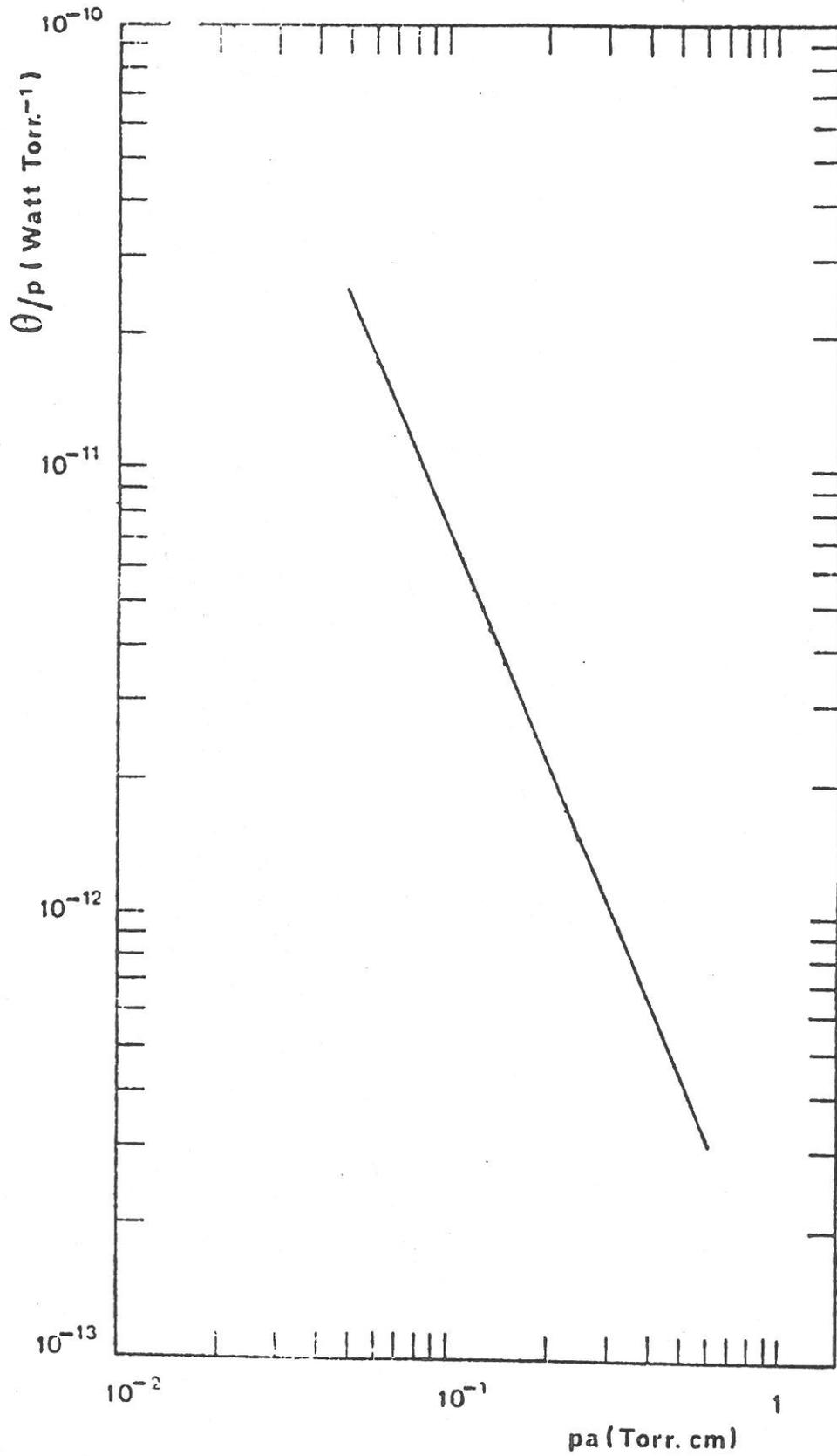


FIGURE (1.3.9) : Variation de  $\theta/p$  en fonction de  $p_a$ .

$\nu/p$  ( $10^9 \text{ Torr}^{-1} \text{ s}^{-1}$ )

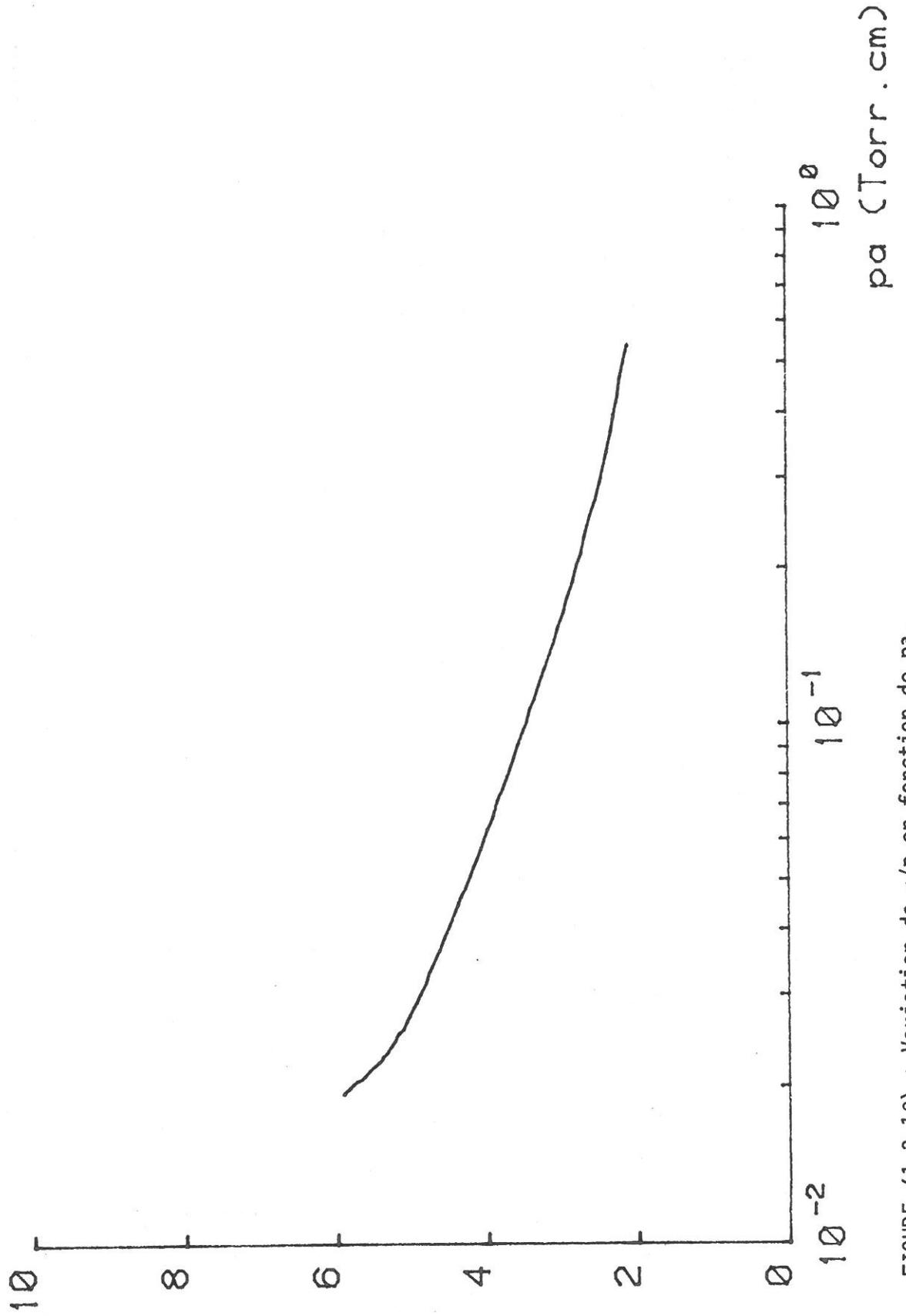


FIGURE (1.3.10) : Variation de  $\nu/p$  en fonction de  $p$ .

### 1.3.3. Conclusion

La principale caractéristique de ce modèle radial est qu'il permet un calcul self-consistant des principales grandeurs de la décharge. En particulier, il tient compte de l'influence mutuelle des profils radiaux de la densité électronique et du champ électrique.

Par contre, le nombre d'onde  $\beta$  est déterminé séparément avec l'approximation que le plasma est homogène radialement.

Les résultats théoriques sont en bon accord avec les résultats expérimentaux disponibles. Le modèle radial donne une bonne description physique des principaux mécanismes de la décharge.

De plus, on démontre l'existence des lois de similitude simples, qui permettent de passer d'un jeu de paramètres de la décharge à un autre sans avoir à refaire de longs calculs.

Le fait que  $v$  et  $\theta$  sont pratiquement indépendants de  $\bar{n}_e$  et sont donc constants le long de la décharge, constitue un résultat important qui nous permettra de faire une étude longitudinale simple de la décharge.

## 1.4. ETUDE LONGITUDINALE

Pour que l'étude théorique d'une décharge créée par une onde de surface soit complète et pratiquement self-consistante, il faut encore étudier les variations des caractéristiques de l'onde et du plasma le long de la colonne. Ce sera l'objet de ce paragraphe de présenter un modèle longitudinal dont la validité sera contrôlée par les expériences effectuées dans des tubes capillaires (cf. chapitre 3).

On garde les mêmes hypothèses que dans le paragraphe (1.2), c'est-à-dire que le plasma est faiblement collisionnel ( $\nu \ll \omega$ ), froid et homogène radialement. Les grandeurs physiques sont représentées par leurs valeurs moyennes sur la section droite et on s'intéresse à leur évolution le long de la décharge.

Au cours de sa propagation le long de la colonne de plasma, l'onde de surface perd de l'énergie qui sert à entretenir la décharge. A une distance  $z$  de l'excitateur, la puissance incidente transportée par l'onde s'écrit :

$$P_{inc}(z) = P_{inc_1} \exp \left[ -2 \int_0^z \alpha(z) dz \right] \quad (1.4.1)$$

$P_{inc_1}$  étant la puissance incidente au niveau de l'excitateur.

La puissance absorbée dans une tranche  $\Delta z$  du plasma située à une distance  $z$  est donnée par :

$$P_{abs}(z, \Delta z) = P_{inc}(z) \left[ 1 - \exp \left( -2 \int_z^{z+\Delta z} \alpha(z) dz \right) \right] \quad (1.4.2)$$

L'onde de surface étant la seule source énergétique pour le plasma, les profils longitudinaux des caractéristiques de ce plasma sont déterminés essentiellement par la propagation de l'onde et le transfert de l'énergie qu'elle transporte au plasma. Il nous faut donc une information concernant ce transfert, c'est-à-dire une relation entre la puissance absorbée dans le plasma  $P_{abs}$  et la densité électronique. Nous faisons l'hypothèse que la puissance absorbée dans une tranche de plasma d'épaisseur  $\Delta z$  est proportionnelle au nombre d'électrons dans cette tranche

$$P_{abs}(z, \Delta z) = \theta N_e(z, \Delta z) = \theta \int_z^{z+\Delta z} \bar{n}_e(z) \pi a^2 dz \quad (1.4.3)$$

où  $N_e$  est le nombre total d'électrons dans la tranche. Le facteur  $\theta$  représente la puissance absorbée moyenne par

électron de la décharge. Il est par définition constant le long de la colonne du plasma.  $\theta$  peut être déterminé expérimentalement ou calculé théoriquement à partir du modèle radial.

En comparant la relation (1.4.3) avec la relation (1.2.9), on obtient l'expression suivante de  $\theta$  :

$$\theta = \frac{e^2 \nu}{m\omega^2} \bar{E}^2 \quad (1.4.4)$$

L'étude de la propagation de l'onde (paragraphe (1.2)), permet de déterminer la relation entre l'atténuation de l'onde  $\alpha_1$  la densité électronique et  $\nu$ , qu'on peut écrire d'une façon formelle :

$$\frac{\alpha}{\nu} = f(n_e) \quad (1.4.5)$$

Il suffit donc de connaître la distribution longitudinale de la densité électronique  $\bar{n}_e(z)$  et la fréquence de collisions  $\nu$  pour déterminer l'évolution longitudinale de la puissance de l'onde, de la puissance absorbée dans le plasma et des grandeurs caractéristiques de l'onde.

#### 1.4.1. Calcul de la densité électronique

Si l'épaisseur  $\Delta z$  de la tranche est suffisamment petite, l'équation (1.4.2) s'écrit :

$$P_{abs}(z, \Delta z) = 2 \alpha(z) P_{inc}(z) \Delta z \quad (1.4.6)$$

En identifiant les expressions de  $P_{abs}$  (1.4.3) et (1.4.6), on obtient :

$$2 \alpha(z) P_{inc}(z) = \theta n_e(z) S \quad (1.4.7)$$

La dérivée de cette équation par rapport à  $z$  s'écrit :

$$2 \frac{d\alpha}{dz} P_{inc}(z) - 4 \alpha^2 P_{inc}(z) = \theta \frac{dn_e}{dz} S \quad (1.4.8)$$

et en combinant les deux dernières équations on obtient :

$$\boxed{\frac{dn_e}{dz} = \frac{-2\alpha n_e}{1 - \frac{n_e}{\alpha} \frac{d\alpha}{dn_e}}} \quad (1.4.9)$$

qui est l'équation du gradient longitudinal de la densité électronique.

L'équation (1.4.9) montre que le profil longitudinal de la densité électronique ne dépend que de la relation entre l'atténuation  $\alpha$  et la densité  $n_e$ , et est donc indépendant de la puissance incidente (puisque, d'après le modèle radial,  $v$  est indépendant de  $n_e$ ). On peut donc connaître le profil de la densité sans connaître la puissance incidente fournie par l'excitateur.

Remarquons que si le produit  $\alpha.n_e$  est constant, alors  $dn_e/dz = \text{cte}$ , c'est-à-dire que la variation de la densité est linéaire le long de la colonne. D'après (1.2.4) cette condition est vérifiée sur la majeure partie de la colonne.

La distribution longitudinale de la densité électronique  $n_e(z)$  peut être obtenue à partir des équations (1.4.7) et (1.4.9) en utilisant les valeurs calculées de  $\alpha$  (paragraphe (1.2)) et de  $\theta$  et  $v$  (paragraphe (1.3)). On peut, soit intégrer numériquement ces équations, soit trouver, moyennant quelques approximations, une expression analytique de  $\bar{n}_e(z)$  [12].

Nous avons trouvé au paragraphe (1.2.4) une expression approchée pour l'atténuation  $\alpha$  (1.2.11), valable partout sauf près de la fin de la colonne du plasma. En utilisant cette approximation on peut facilement intégrer l'équation (1.4.9), ce qui donne :

$$\boxed{\frac{\bar{n}_e(z)}{\bar{n}_e(0)} = \left[ 1 - \frac{2s}{1+s} \alpha_0 z \right]^{\frac{1}{s}}} \quad (1.4.10)$$

où  $\bar{n}_e(0)$  et  $\alpha_0$  sont les valeurs de la densité et de l'atténuation au niveau de l'excitateur. La distance  $z$  est mesurée à partir de l'excitateur. L'équation (1.4.10) est l'expression analytique cherchée. Elle donne une idée assez précise du comportement du profil de la densité électronique. Vers la fin de la colonne, l'hypothèse (1.2.11) est fautive et l'expression (1.4.10) n'est plus valable.

Nous allons utiliser une autre méthode pour déterminer la densité électronique le long de la colonne. Au lieu de résoudre l'équation (1.4.9) nous allons résoudre numériquement le système d'équations (1.4.2), (1.4.3) et (1.4.5).

On divise la colonne de plasma en tranches d'épaisseur égales  $\Delta z$  et on pose que  $\chi_i$  est la valeur moyenne de la grandeur  $\chi$  dans la tranche  $i$ .

Les valeurs de  $\theta$  de la puissance incidente et de la densité électronique dans la première tranche  $P_{inc1}$  et  $n_1$  ne sont pas indépendantes (relation 1.4.3).  $P_{inc1}$  et  $n_1$  sont donc pris comme paramètres extérieurs car ils sont facilement déterminés expérimentalement.

Dans la première tranche, on effectue les calculs

courbe de dispersion

$$P_{inc1}, n_1 \xrightarrow{\text{courbe de dispersion}} \alpha_1 \xrightarrow{\text{courbe de dispersion}} P_{abs1} \xrightarrow{\text{courbe de dispersion}} \theta = \frac{P_{abs1}}{n_1 S \Delta z}$$

Le calcul est alors fait de proche en proche. Dans chaque tranche d'indice  $i$  on a :

courbe de dispersion

$$P_{inc_i}, \theta, \alpha_{i-1} \xrightarrow{\text{courbe de dispersion}} P_{abs_i} \xrightarrow{\text{courbe de dispersion}} \bar{n}_{e_i} \xrightarrow{\text{courbe de dispersion}} \alpha_i$$

itérations

Les itérations servent à calculer  $\alpha_i$  et  $\bar{n}_{e_i}$  à partir de leurs valeurs dans la tranche précédente.

Le calcul s'arrête lorsque la densité électronique dans la tranche courante est de l'ordre de la densité critique.

La figure (1.4.1) donne un exemple du profil longitudinal de la densité électronique, obtenu par le calcul théorique ( $p = 1$  Torr,  $P_{inc1} = 390$  watt, tube de diamètres 3-8-40 mm).

La densité est maximale au niveau de l'excitateur. Elle décroît régulièrement le long de la colonne jusqu'à la valeur critique où le plasma s'arrête.

Il faut noter que le calcul du profil longitudinal de la densité est fait avec une valeur arbitraire de la fréquence de collisions  $\nu$ . La bonne valeur de  $\nu$  est obtenue après, en comparant le profil théorique de la densité avec le profil expérimental.

Enfin, on peut prévoir l'influence des principaux paramètres de la décharge sur le profil longitudinal de la densité électronique.

D'après la relation (1.2.11) on peut écrire :

$$\frac{d\bar{n}_e}{dz} = - \nu F(\bar{n}_e) \quad (1.4.11)$$

La pente de la courbe de densité augmente quand la fréquence de collisions augmente. La densité décroît plus vite et le plasma est plus court pour une même densité de départ  $n_1$ .

Quand le diamètre du plasma diminue, l'atténuation de l'onde augmente pour une fréquence de collisions donnée (figure (1.2.8)). La pente de la courbe de densité est plus grande et la décroissance de la densité est par conséquent plus forte.

#### 1.4.2. Evolution longitudinale des grandeurs relatives à l'onde

Dans le paragraphe (1.2) le calcul de la dispersion de l'onde a permis de trouver l'évolution des principales ca-

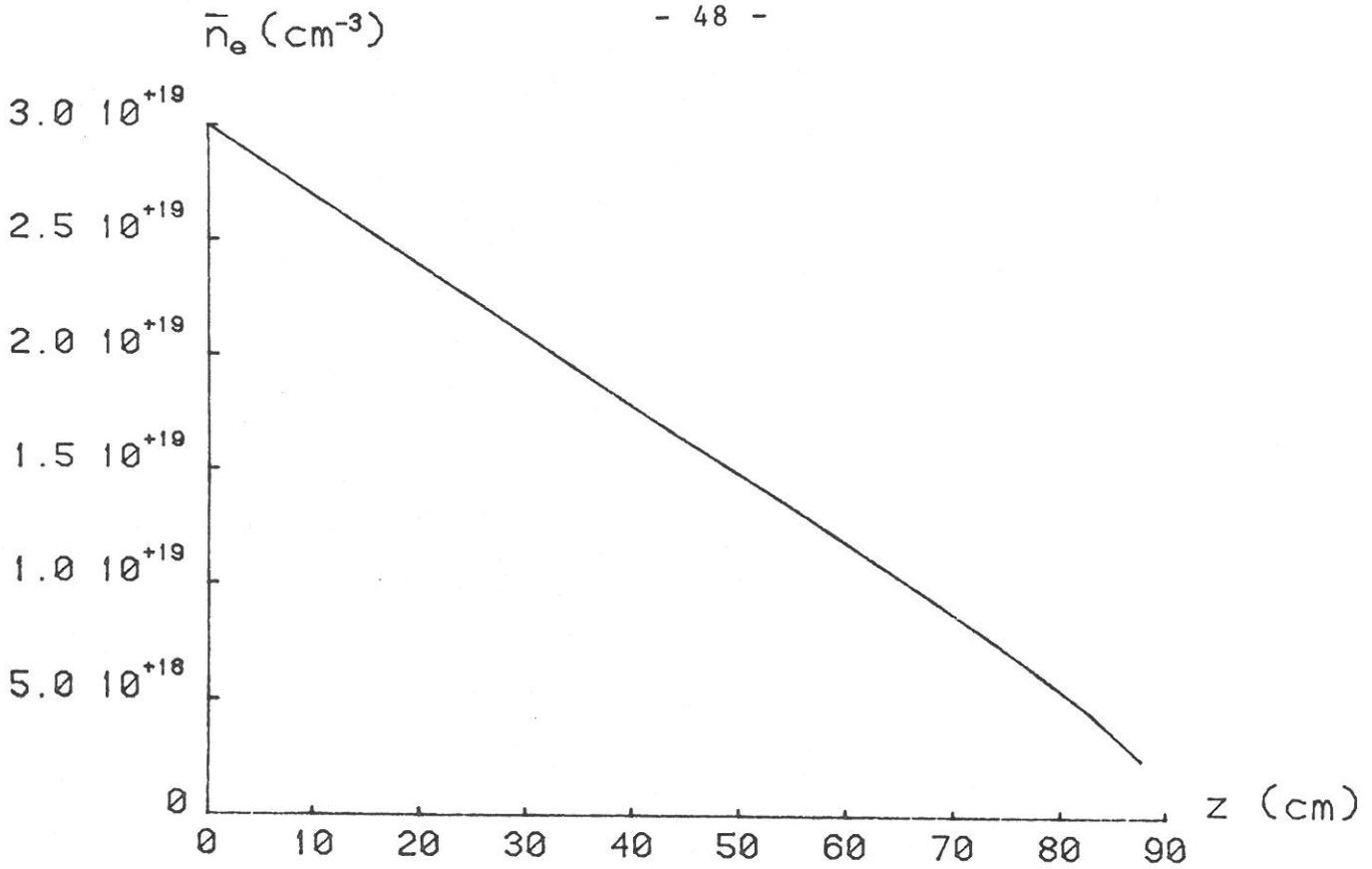


FIGURE (1.4.1) : Distribution longitudinale de la densité électronique  
( $a = 1,5 \text{ mm}$ ,  $\nu = 1,35 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ ,  $P_{inc} = 390 \text{ W}$ ).

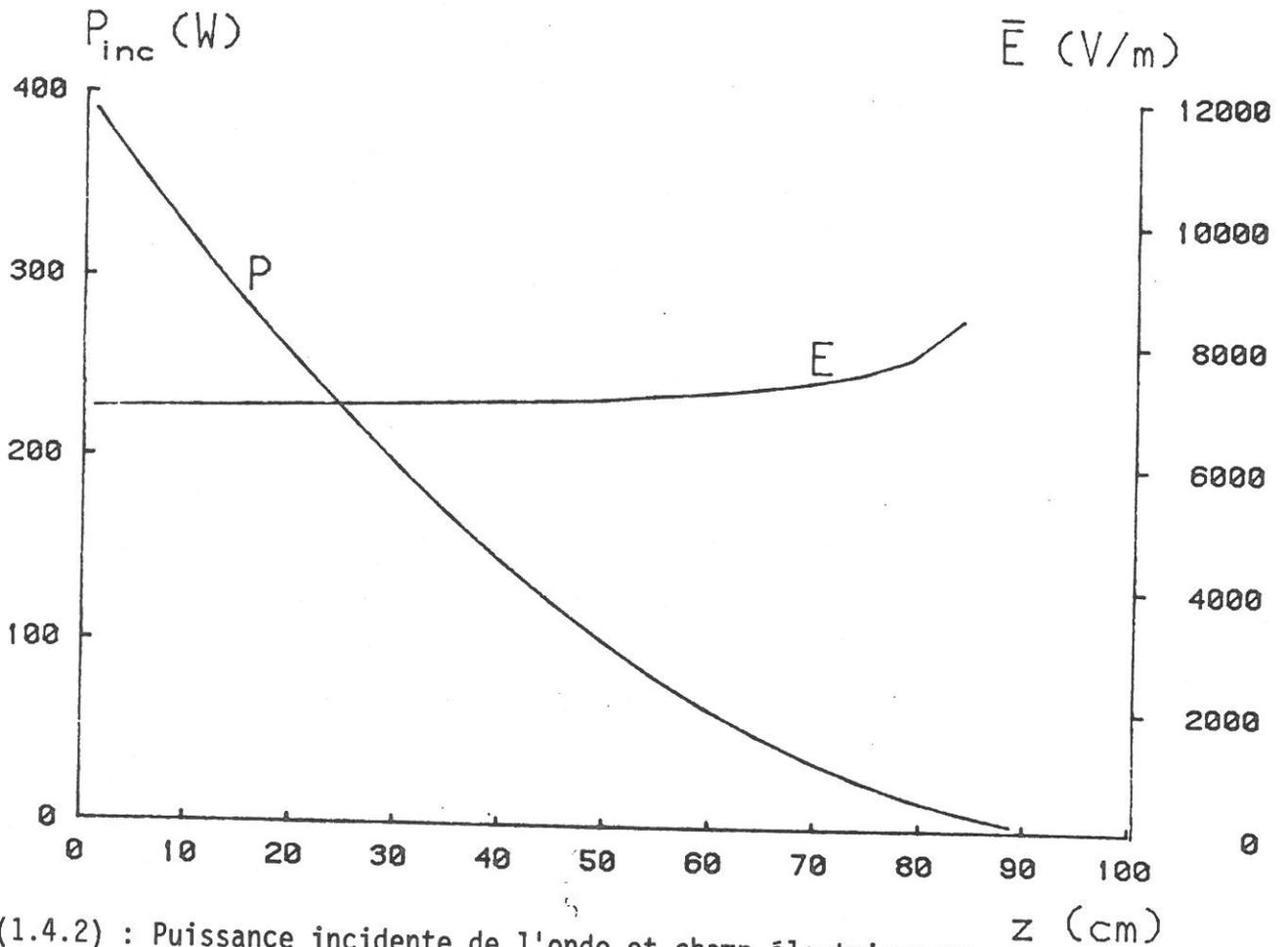


FIGURE (1.4.2) : Puissance incidente de l'onde et champ électrique moyen dans le plasma en fonction de  $z$ .

ractéristiques de l'onde de surface en fonction de  $\omega/\omega_p$ . Ayant calculé la distribution longitudinale de la densité électronique, il est possible de déterminer les variations des grandeurs caractéristiques de l'onde en fonction de  $z$ .

Nous avons vu que la particularité de ce type de décharges est que l'énergie nécessaire à l'entretien du plasma est fournie par l'onde de surface. Cette dernière perd donc son énergie au fur et à mesure de sa propagation le long de la colonne du plasma.

Sur la figure (1.4.2) on a tracé la courbe de la puissance de l'onde qui traverse un plan perpendiculaire à l'axe  $P_{inc}$  en fonction de  $z$ , et la courbe du champ électrique moyen dans le plasma  $\bar{E}$  en fonction de  $z$ . La puissance de l'onde est maximale au niveau du coupleur, décroît régulièrement le long de la colonne et s'annule en fin de colonne.

Le champ  $\bar{E}$  par contre, reste sensiblement constant le long de la décharge. Il est donc indépendant de la densité électronique et de la puissance de l'onde. Il est déterminé essentiellement par l'équilibre entre la création et les pertes des particules chargées dans le plasma. Nous verrons que sa valeur dépend des paramètres fixés par l'expérimentateur, comme le diamètre du plasma  $a$ , la pression et la nature du gaz, etc...

### 1.4.3. Conclusion

Le modèle longitudinal permet de déterminer l'évolution de la densité électronique le long de la décharge. La connaissance de  $\alpha$  en fonction de  $n_e$  suffit alors pour décrire les variations longitudinales de toutes les caractéristiques de la décharge.

La connaissance de  $\theta$  et de  $\bar{v}$  est nécessaire pour déterminer la densité initiale et la longueur de la colonne. Ces

deux grandeurs peuvent être déterminées soit expérimentalement, soit par le calcul à partir du modèle radial.

Néanmoins, il n'est pas nécessaire de connaître les valeurs de  $\theta$  et  $\bar{v}$  pour pouvoir déterminer les variations relatives des caractéristiques de la décharge le long de la colonne.

La détermination du paramètre  $\theta$  est importante car il caractérise le bilan énergétique à l'équilibre de la décharge. L'expression (1.4.4) représente l'énergie moyenne acquise par un électron dans le champ électrique de l'onde ( $\bar{E}$ ). Cette énergie est dissipée dans les collisions élastiques et inélastiques (excitations et ionisations) avec les atomes. On peut donc écrire :

$$\theta = \frac{3m}{M} v k\bar{T}_e + v_i eV_i + \sum_j \bar{v}_j eV_j \quad (1.4.12)$$

\* \*  
\*



## CHAPITRE 2

### DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

Ce chapitre décrit le dispositif utilisé pour créer le plasma, les techniques de mesure et l'informatique utilisée pour l'acquisition et le traitement des données expérimentales.

#### 2.1. DISPOSITIF DE CREATION DU PLASMA

La figure (2.1.1.) montre le schéma du dispositif expérimental.

##### a) Le tube à plasma

Le plasma est créé dans un tube de quartz de longueur  $L = 2$  m et de diamètre interne  $1 \text{ mm} \leq 2a \leq 5 \text{ mm}$ . Une des extrémités du tube est scellée, l'arrivée du gaz et le pompage se faisant par l'autre extrémité. La décharge fonctionne donc en statique, ce qui évite les gradients de pression que créerait un flux dans un tube capillaire.

Le tube à plasma est entouré sur toute sa longueur d'un guide métallique de diamètre  $2d = 40$  mm. Ce guide, d'une part, supprime les problèmes de rayonnement, d'autre part, sert de support mécanique au système de mesures électriques et optiques. Son influence sur le fonctionnement de la décharge est négligeable tant que son diamètre est au moins

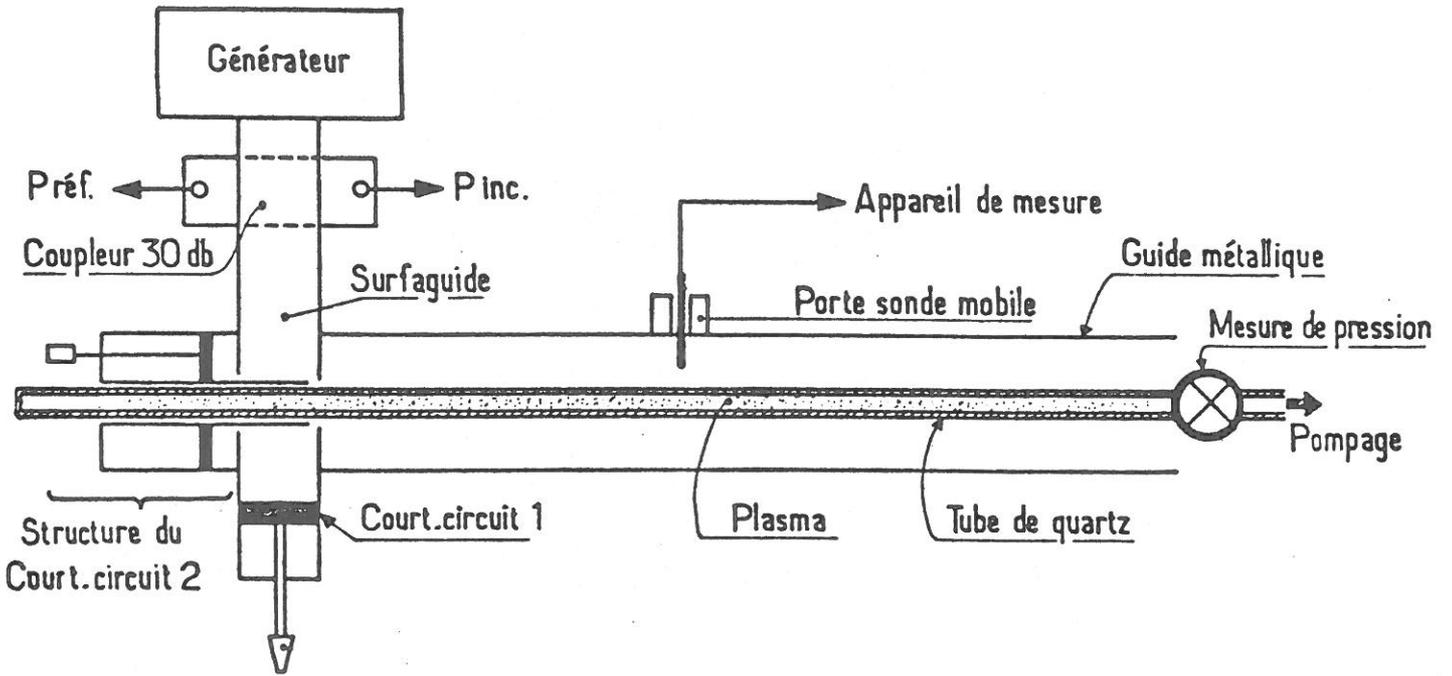


FIGURE (2.1.1) : Dispositif expérimental.

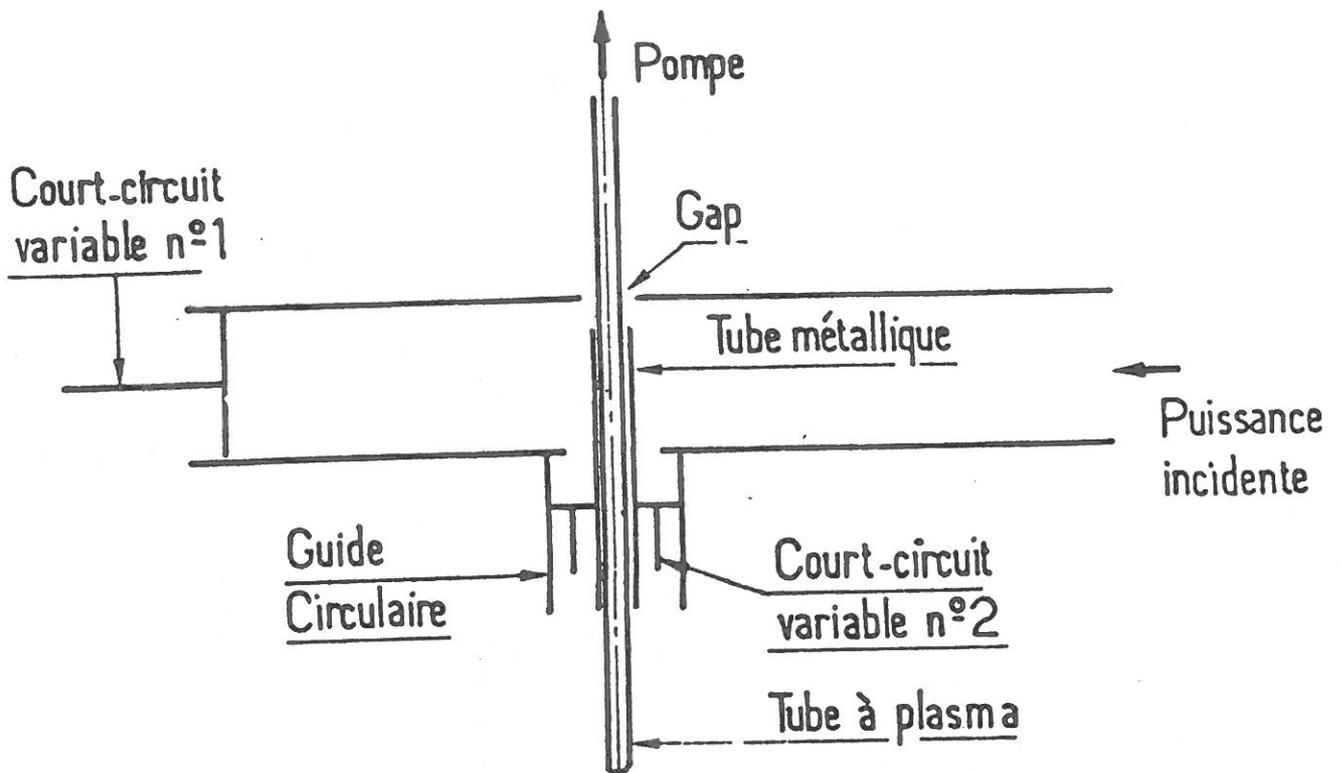


FIGURE (2.1.2) : Schéma du surfaguide.

trois fois plus grand que le diamètre du plasma.

b) La structure excitatrice

Pour exciter l'onde de surface et créer le plasma, on utilise le coupleur appelé "surfaguide", dont le schéma est représenté sur la figure (2.1.2). C'est un tronçon de guide d'onde rectangulaire relié d'un côté au générateur et fermé de l'autre côté par un court-circuit variable (court-circuit n°1) permettant l'adaptation. Pour que la décharge ne s'établisse que d'un seul côté du surfaguide, on a disposé un deuxième court-circuit (court-circuit variable n°2) qui stoppe l'onde de surface.

La configuration du champ électrique au niveau du gap favorise l'excitation d'une onde de surface, qui se propage à partir de ce point le long de la colonne de plasma.

L'énergie microonde est fournie par un générateur fonctionnant à 2450 MHz. La puissance a été limitée à la gamme 80 W - 500 W, hors de laquelle on se heurte soit à des problèmes de stabilité (extinction du plasma) soit à des problèmes thermiques.

Le transfert de l'énergie microonde au plasma est caractérisé par le couplage que nous définissons comme le rapport de la puissance absorbée dans le plasma à la puissance incidente fournie par le générateur. Il est mesuré avec un milliwattmètre, en prélevant à travers un coupleur 30 dB une partie de la puissance incidente et une partie de la puissance réfléchie vers le générateur.

Etant donné que l'impédance du système "coupleur-plasma" est complexe, il faut avoir deux réglages pour réaliser l'adaptation avec le générateur. C'est le rôle des court-circuits n°1 et n°2, qui permettent d'obtenir un couplage toujours supérieur à 90 %.

c) Le gaz utilisé

Nous avons choisi l'argon comme gaz de décharge, car on y dispose d'un ensemble complet et "self-consistant" de sections efficaces permettant de faire les calculs théoriques présentés au paragraphe (1.3) et offrant des possibilités de comparaison avec le cas des colonnes positives.

Les pressions étudiées varient entre 0,1 et 10 Torr pour rester dans le domaine des plasmas faiblement collisionnels.

2.2. TECHNIQUES DE MESURE

Pour caractériser la décharge, nous avons mesuré les différentes grandeurs caractéristiques le long de la colonne de plasma. Deux types de mesures ont été faites :

- Les mesures électriques, c'est-à-dire essentiellement les mesures de la phase  $\varphi$  de l'onde le long de la colonne. La connaissance de  $\varphi(z)$  permet de calculer ensuite les distributions longitudinales de la densité électronique et du champ électrique, l'atténuation de l'onde,  $\theta$  et  $\nu$ , etc...

- Les mesures optiques concernent principalement les variations longitudinales de l'intensité des raies d'émission de l'argon I et de l'argon II et l'élargissement de la raie 696,5 nm de l'argon I. Elles nous permettent de déterminer les lois de peuplement des niveaux excités de l'atome et de l'ion et de mesurer la température du gaz.

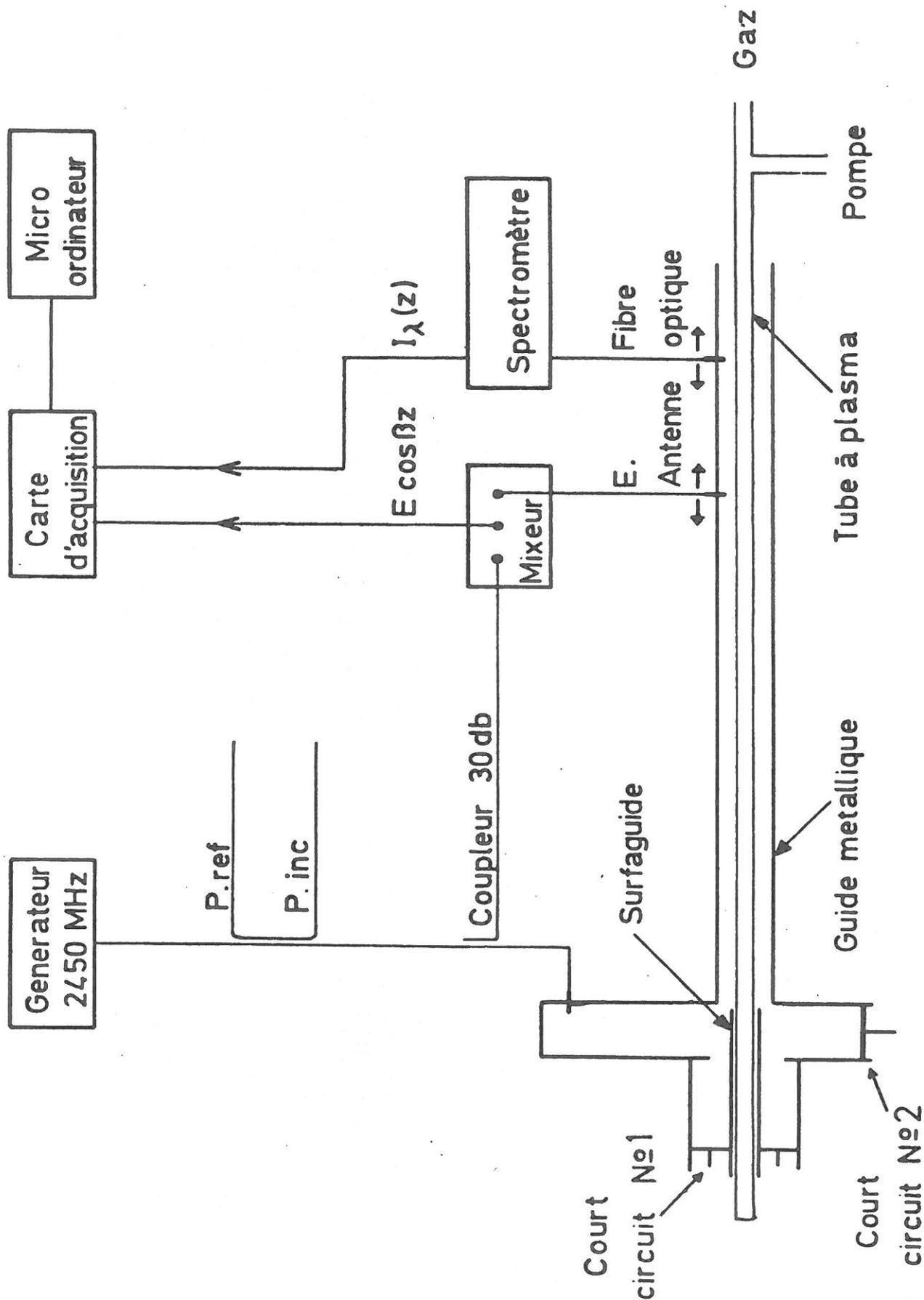


FIGURE (2.2.1) : Schéma du montage pour les mesures de l'onde de l'intensité lumineuse en fonction de z.

### 2.2.1. Mesures électriques

La figure (2.2.1) montre le principe de la mesure de la phase. Une antenne mobile se déplace à vitesse constante sur une ligne de mesure parallèle au tube à plasma. Sa position est repérée par la tension prise aux bornes d'un potentiomètre. Elle est constituée par un câble coaxial semi-rigide, dénudé à son extrémité.

Le signal capté par l'antenne est comparé à un signal de référence (par exemple le signal capté à la sortie du générateur) au moyen d'un mélangeur qui délivre un signal qui conserve la phase. On obtient ainsi des courbes de la forme  $A(z) \cos(\beta z - \varphi_0)$ , comme celle présentée sur la figure (2.2.2).

#### a) Mesure de la densité électronique

De la variation de phase de l'onde en fonction de  $z$  (figure (2.2.2)) on déduit la longueur d'onde  $\lambda$ , distance entre deux maxima consécutifs, et on attribue cette valeur moyenne au point équidistant des deux maxima.

Le calcul de la dispersion de l'onde nous donne d'autre part une relation entre la longueur d'onde  $\lambda$  et la densité électronique moyenne  $\bar{n}_e$ . Sur la figure (2.2.3) on a représenté les courbes  $\bar{n}_e = f(\lambda)$  pour trois diamètres différents.

Nous avons donc là un moyen simple de mesurer la densité électronique le long de la colonne de plasma, en mesurant la phase de l'onde qui crée le plasma. L'avantage de la méthode est qu'elle ne perturbe pas le plasma et qu'elle ne nécessite pas de dispositifs compliqués. Par contre, elle présente l'inconvénient de devenir imprécise pour les hautes densités ( $n_e \geq 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ). En effet, la courbe  $n_e(\lambda)$  devient presque verticale et  $\lambda$  ne varie pratiquement plus quand  $n_e$  augmente.

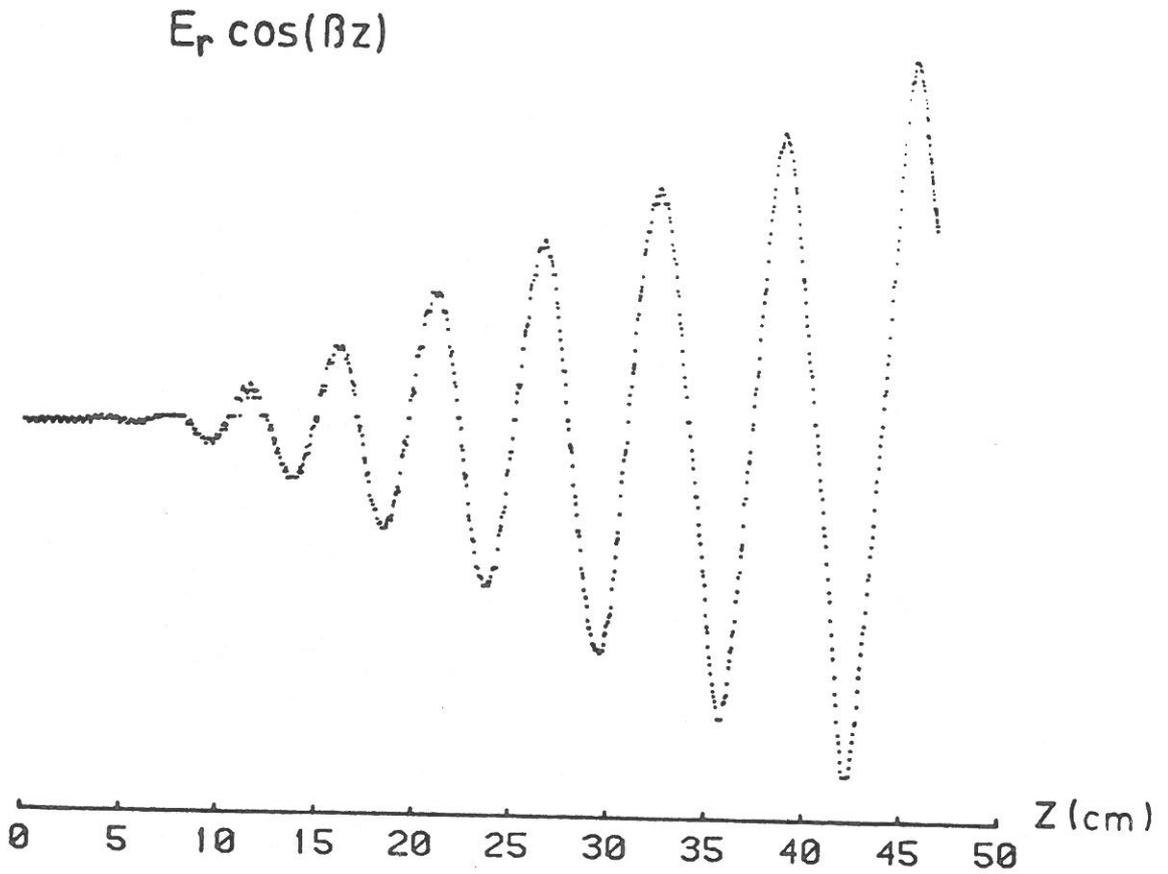


FIGURE (2.2.2) : Exemple de résultats de la mesure de la phase,  $z = 0$  représente la fin de la colonne.

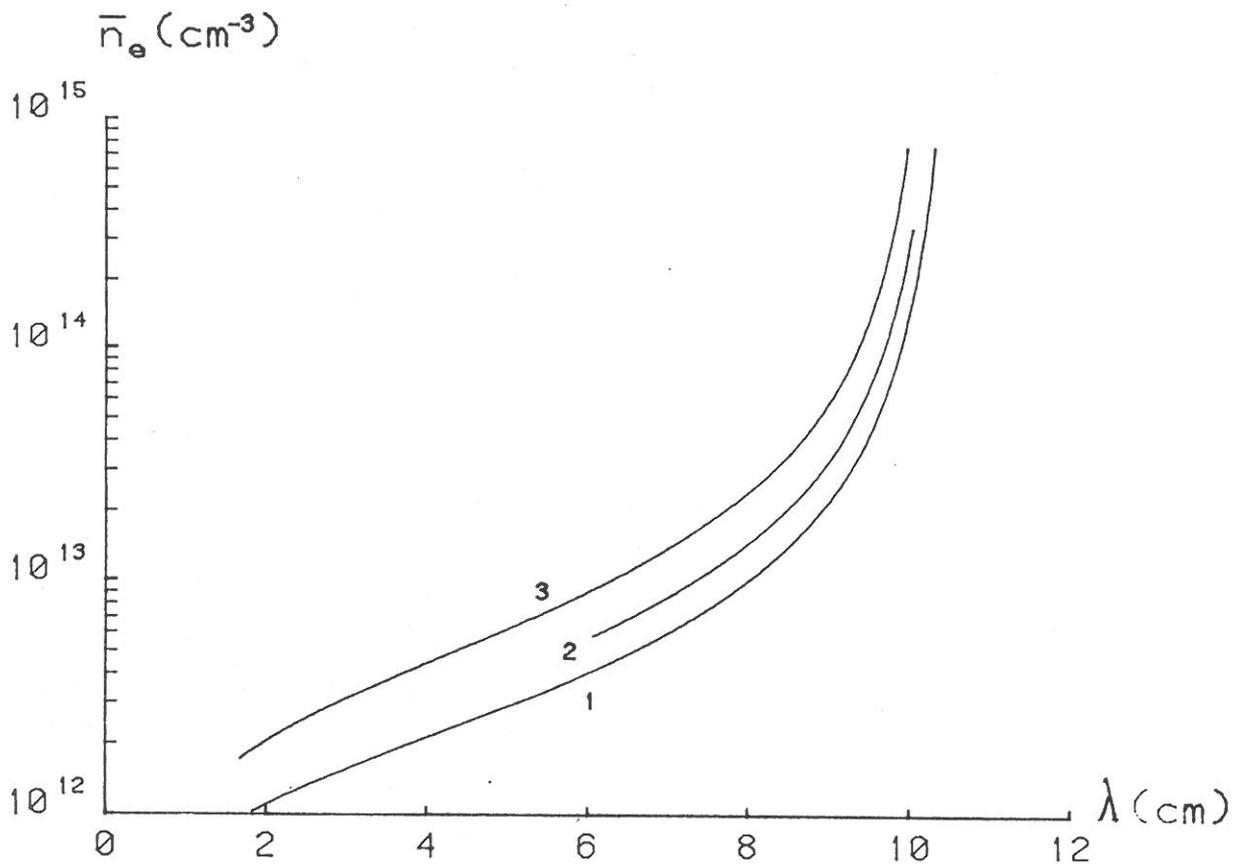


FIGURE (2.2.3) : Variation de la densité électronique en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$ . 1 :  $a = 2,5$  mm, 2 :  $a = 2$  mm, 3 :  $a = 1,5$  mm).

Une façon de pallier cet inconvénient est d'utiliser la méthode de "l'onde de mesure". Il s'agit d'exciter une deuxième onde, de puissance négligeable devant la puissance de l'onde créatrice, à une fréquence supérieure de l'onde qui permet de mesurer les densités plus élevées [2].

b) Calcul des caractéristiques de la décharge

A partir du profil longitudinal de la densité électronique on peut calculer la fréquence de collisions effective  $\nu$ . En prenant  $\nu$  comme paramètre, on calcule théoriquement le profil longitudinal de la densité électronique, puis on ajuste la valeur de  $\nu$  pour obtenir le meilleur "fit" entre les profils théoriques et expérimentaux.

Connaissant  $\nu$ , le modèle théorique longitudinal permet de calculer l'évolution de l'atténuation de l'onde, de la puissance et des champs, ainsi que le coefficient  $\theta$ .

2.2.2. Mesures optiques

On étudie le spectre d'émission du plasma et son évolution en fonction des paramètres de la décharge (pression du gaz, diamètre de plasma, puissance) d'une part, et en fonction de  $z$  d'autre part. On mesure également l'élargissement d'une raie d'argon I pour déterminer la température du gaz.

a) Variation de l'intensité des raies en fonction de  $z$

Il s'agit de déterminer la variation longitudinale de l'intensité pour différentes raies du spectre d'émission du plasma d'argon. Le schéma du montage expérimental est représenté sur la figure (2.2.1). Une fibre optique souple sert de guide de lumière entre le plasma et la fente d'entrée du spectromètre. Cette fibre optique, portée par le chariot de la ligne de mesure, permet de suivre la lumière émise le

long de la colonne. Le spectromètre fonctionne en filtre. Un photomultiplicateur (PM) est placé sur sa fente de sortie.

L'ensemble fibre + spectromètre + PM n'est pas étalonné et seules des mesures relatives sont possibles. Cependant, l'intervalle spectral étudié est suffisamment restreint pour que la fonction de l'appareil puisse être considérée comme identique pour toutes les raies. On peut donc comparer les mesures faites sur les différentes raies.

b) Mesure de largeur de raie

Le montage expérimental est représenté sur la figure (2.2.4). La lumière émise par le plasma est amenée par une fibre optique au foyer d'une lentille qui la transforme en un faisceau parallèle. Ce faisceau traverse les miroirs de Fabry-Pérot et un filtre interférentiel qui permet d'isoler la raie étudiée. Le faisceau est ensuite refocalisé sur l'entrée d'un PM.

L'un des deux miroirs de Fabry-Pérot repose sur des céramiques piézoélectriques, qu'un générateur de rampe peut faire vibrer. On obtient ainsi un balayage en longueur d'onde d'une partie du spectre.

L'amplitude du générateur de rampe est réglée pour obtenir deux ordres successifs du Fabry-Pérot (figure (2.2.5)). A partir d'un enregistrement semblable à celui de la figure (2.2.5), et en supposant que l'élargissement de la raie est essentiellement dû à l'effet Doppler, on peut déterminer la température par la formule :

$$T \approx 42\,000 \left( \frac{\Delta\sigma_D}{\Delta\sigma_i} \right)^2 \quad (2.2.1)$$

pour un écartement moyen entre les miroirs de  $e = 1,5$  cm et pour la raie  $\lambda = 696,5$  nm,  $\Delta\sigma_i$  étant la "largeur spectrale libre".

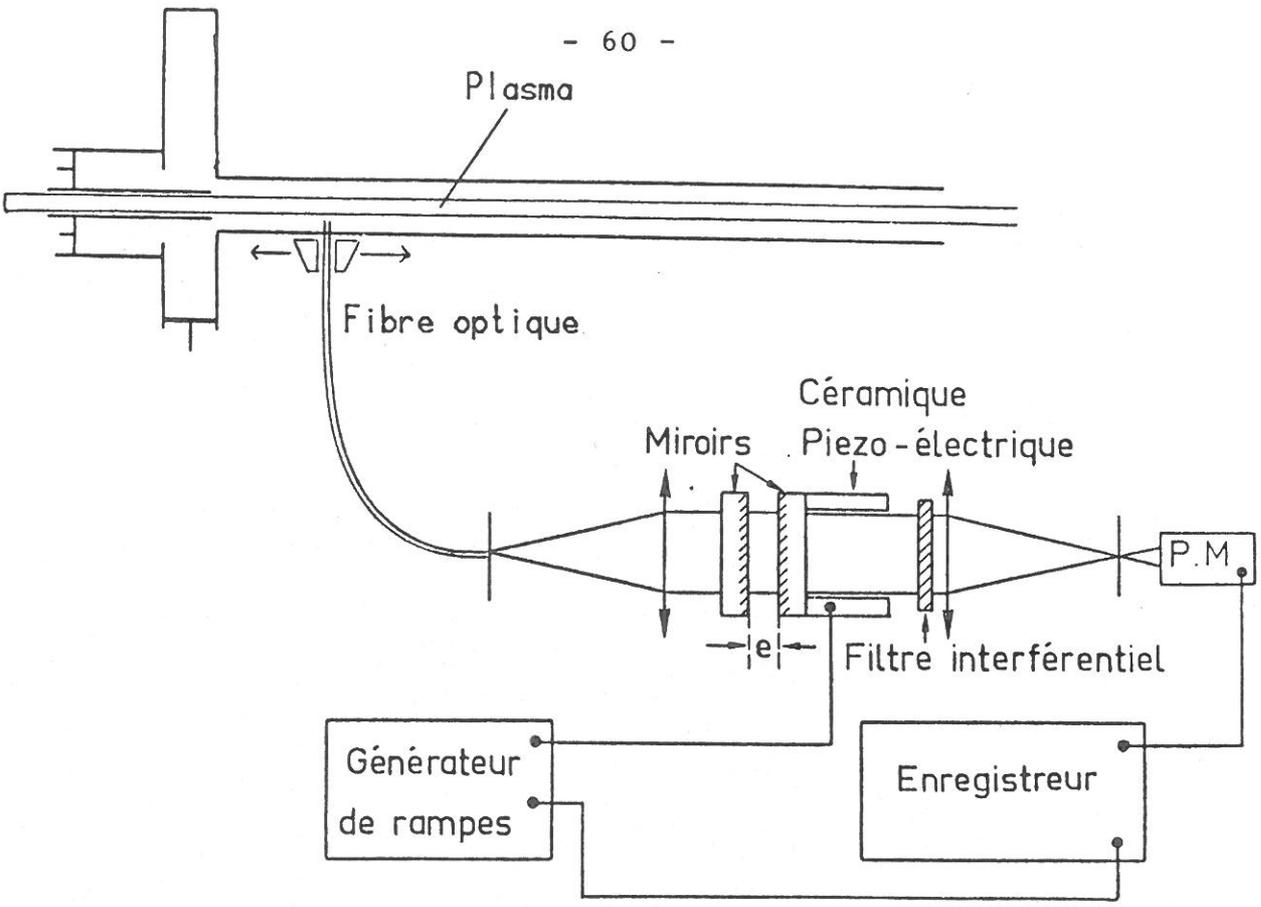


FIGURE (2.2.4) : Schéma du montage pour la mesure de largeur de raies.

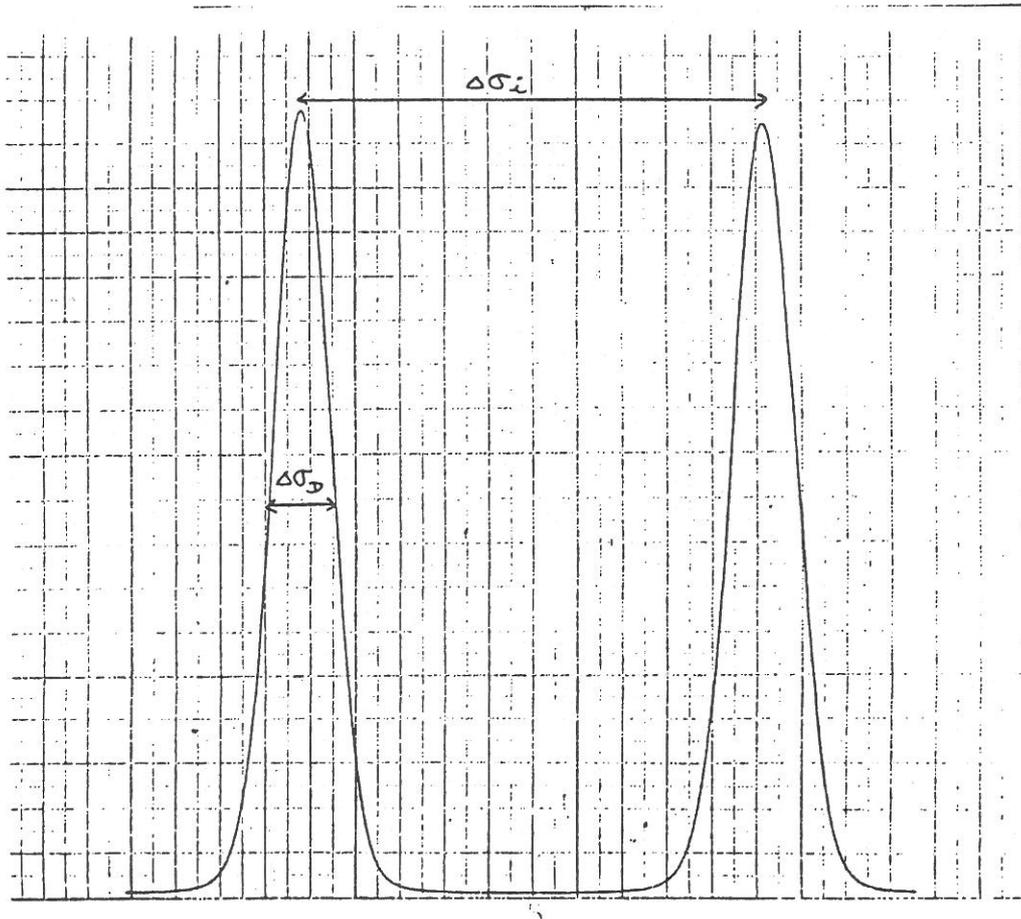


FIGURE (2.2.5) : Exemple d'enregistrement de largeur de raie.

### 2.3. INFORMATISATION DU TRAITEMENT DES RESULTATS

L'exploitation de nos résultats expérimentaux nécessitant des tracés de courbes point par point et de nombreux calculs numériques, nous avons mis au point une chaîne informatique de traitement des résultats et de contrôle. Les principaux avantages en sont la diminution du temps de traitement et du risque d'erreur, et l'augmentation de la précision.

#### 2.3.1. Principe

La figure (2.3.1) indique comment s'effectue le traitement des données. La première étape est celle de l'acquisition des résultats. Les valeurs mesurées des différentes grandeurs sont transmises à un ordinateur sous la forme de nombres binaires au moyen d'un convertisseur analogique-numérique (CAN).

Toutes les mesures faites sur la décharge sont mises sous forme de tableaux des données et sont soit immédiatement traitées, soit stockées en mémoire permanente.

Les étapes suivantes consistent à traiter et analyser les résultats, à faire des calculs théoriques et ensuite à faire des comparaisons entre les deux.

A titre d'exemple, regardons le cas de la mesure de la densité électronique le long de la colonne. La courbe de phase  $\cos(\beta(z).z)$  est digitalisée et enregistrée dans la mémoire de l'ordinateur et ensuite son graphe est tracé sur l'écran vidéo. Un curseur mobile sur la courbe permet à l'utilisateur de localiser les extréma et les zéros de la courbe. Ces données mémorisées dans l'ordinateur, celui-ci calcule la longueur d'onde en fonction de la position  $z$ . Il appelle ensuite le fichier contenant la courbe  $n_e(\lambda)$  pour le tube considéré, et calcule la distribution longitudinale de la densité  $n_e(z)$ .

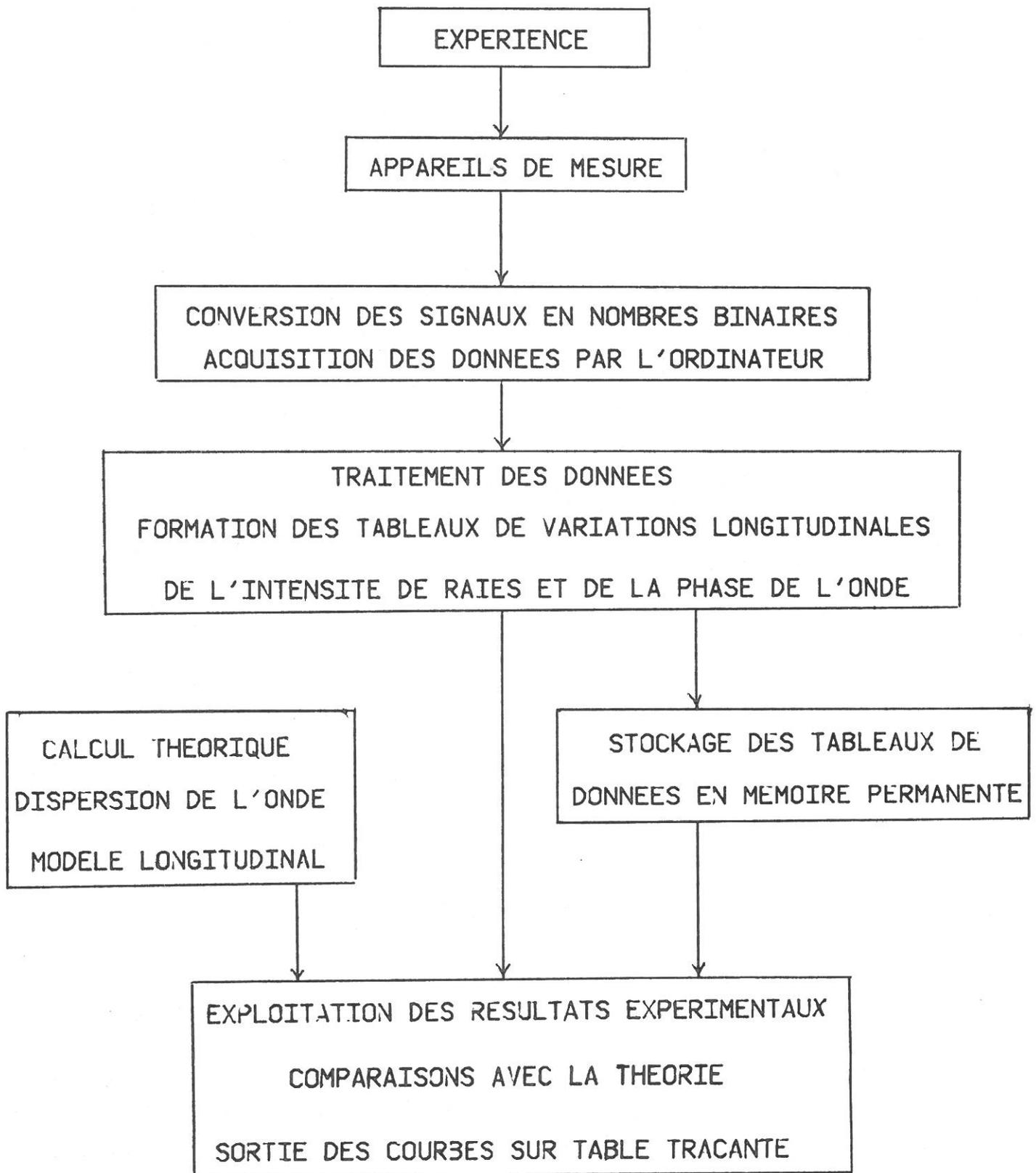


FIGURE (2.3.1) : Schéma du traitement informatique de l'expérience.

### 2.3.2. Réalisation - choix du matériel

La figure (2.3.2) représente le schéma du dispositif de traitement des résultats. On peut le diviser en deux parties :

- acquisition des résultats,
- traitement et analyse.

La première partie est prise en charge par un micro-ordinateur Apple II avec ses périphériques (carte analogique-numérique, lecteur de disquettes souples et un écran vidéo). Avec son microprocesseur 8-bits et ses 48000 octets de mémoire, il peut aisément manipuler les tableaux de quelques milliers d'éléments.

Les calculs théoriques, l'analyse et les comparaisons des résultats sont effectués sur le microordinateur Tektronix 4052. Grâce à son unité centrale 16-bits bi-polaire, travaillant à 10 MHz, il a une vitesse de calcul suffisante, et son basic évolué (32 k ROM) est spécialement adapté au graphisme, ce qui est précieux pour l'étude des courbes.

\*       \*  
\*       \*

ACQUISITION

TRAITEMENT

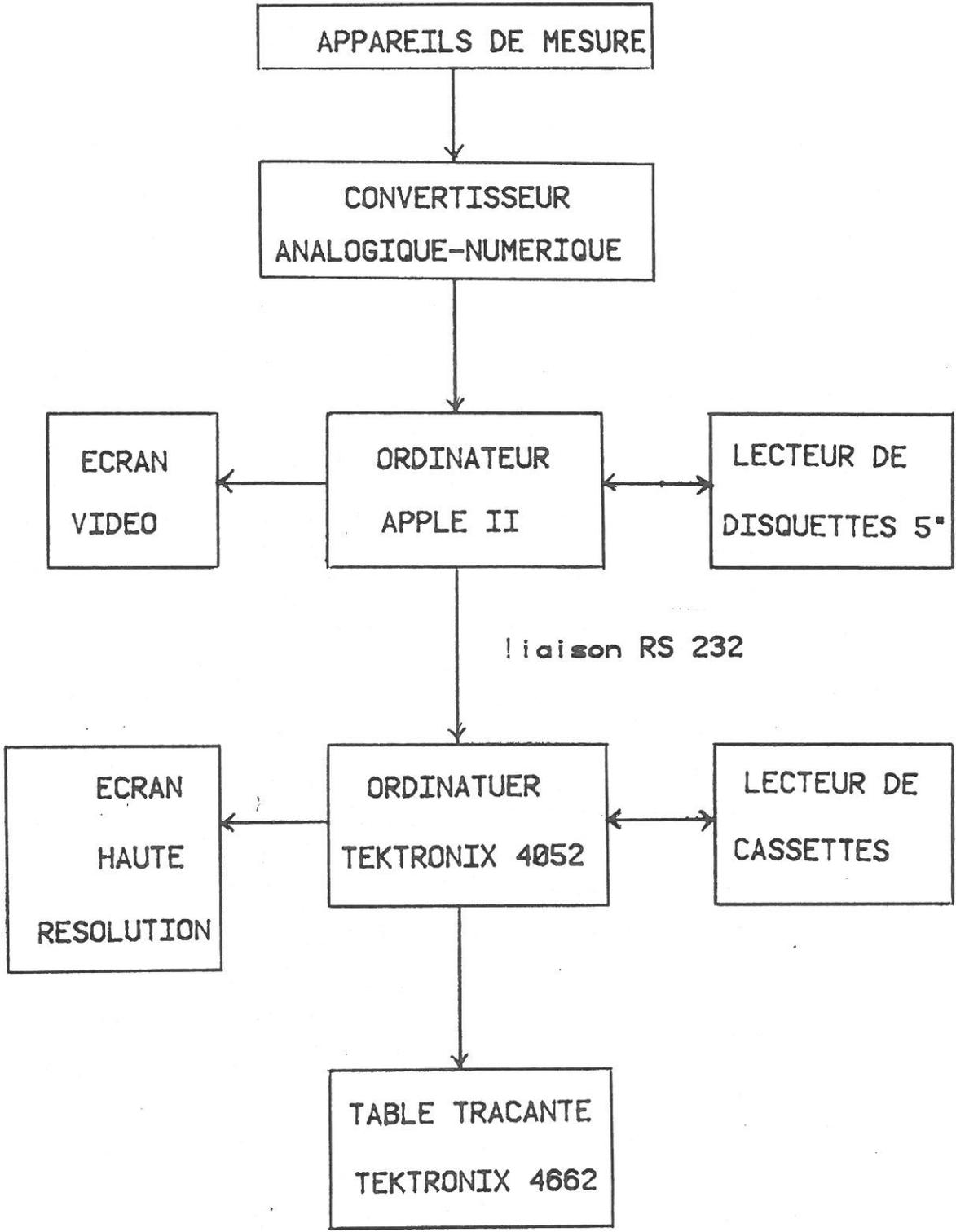


FIGURE (2.3.2) : Schéma du dispositif informatique de traitement de résultats.

## CHAPITRE 3

### RESULTATS ET INTERPRETATIONS

Dans ce chapitre sont présentés les résultats de l'étude théorique et expérimentale de la décharge microonde par une onde de surface dans les tubes capillaires.

Dans la première partie sont présentés les résultats de l'étude longitudinale de la décharge et la validité du modèle théorique est testée. Dans la seconde partie, l'influence des paramètres est examinée.

#### 3.1. ETUDE LONGITUDINALE D'UNE DECHARGE

Nous allons présenter ici les résultats qu'on peut obtenir à partir d'une seule expérience. Les paramètres de la décharge sont fixés et ont les valeurs suivantes :

- pression  $p = 1$  Torr
- dimensions géométriques caractéristiques  
 $a = 1,5$  mm,  $b = 4$  mm,  $d = 20$  mm
- tube en quartz ( $\epsilon_v = 4$ )
- générateur de fréquence  $f = 2450$  MHz.

L'étude de la décharge concerne essentiellement l'étude des variations des caractéristiques de la décharge en fonction de  $z$ .

### 3.1.1. Résultats des mesures électriques

#### a) Densité électronique

Sur la figure (3.1.1) on a représenté la distribution longitudinale de la densité électronique mesurée par la méthode décrite au paragraphe (2.2.1) et la courbe théorique calculée par le modèle longitudinal (paragraphe 1.4). L'accord entre les mesures expérimentales et la courbe théorique est très bon. La dispersion des points est faible et se situe dans les limites de l'erreur estimée à 10 %.

Pour une pression et un ensemble des conditions expérimentales (a, b, d,  $\omega$ ) donnés le profil de la densité est déterminé et il ne dépend pas de la puissance incidente de l'onde. On constate en effet que les profils de la densité obtenus pour différentes puissances incidentes se superposent si on prend la fin de la colonne comme origine. Quand la puissance incidente augmente, la densité initiale  $n_1$  augmente mais la longueur du plasma augmente aussi de façon à ce que le profil de la densité reste le même. Conformément à l'usage, on place sur la courbe de la densité le signe ( $\leftarrow$ ), qui indique la densité initiale et la position du coupleur pour la puissance incidente correspondante.

La densité électronique varie pratiquement linéairement en fonction de z. Nous sommes donc dans le cas où le produit  $\alpha \cdot \bar{n}_e$  est constant et la pente de la courbe  $\bar{n}_e(z)$  nous donne la fréquence de collisions  $\nu$ . En effet, d'après (1.2.12), on a :

$$\frac{d\bar{n}_e}{dz} \propto -\nu \quad (3.1.1)$$

#### b) Fréquence de collisions effective et $\theta$

Sur la figure (3.1.2) on a tracé les profils de la densité pour différentes valeurs de  $\nu$ . Le profil théorique qui passe le mieux par les points expérimentaux est le profil n°2.

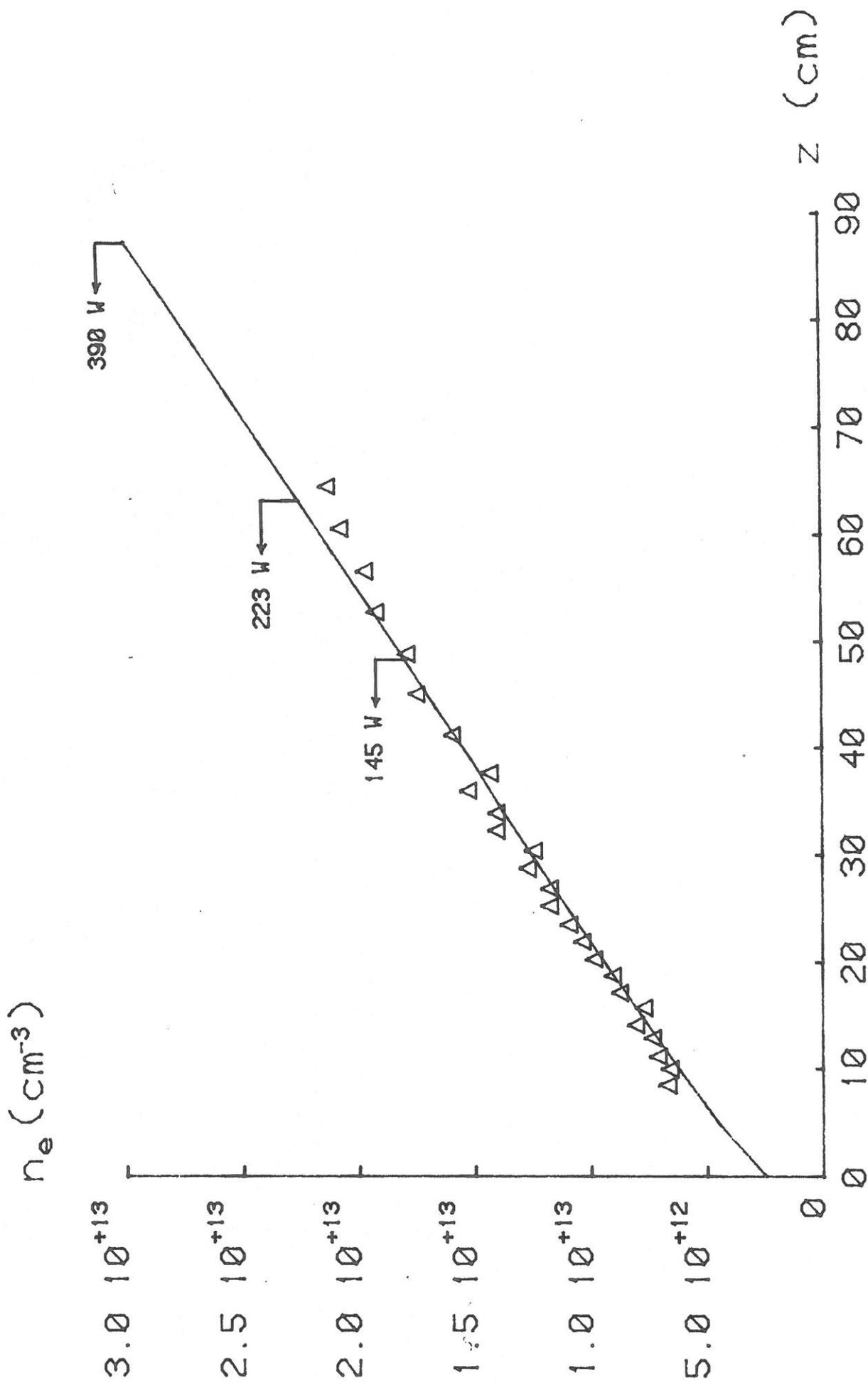


FIGURE (3.1.1) : Distribution longitudinale de la densité électronique.  
Courbe théorique (—) ; points expérimentaux ( $\Delta$ ).

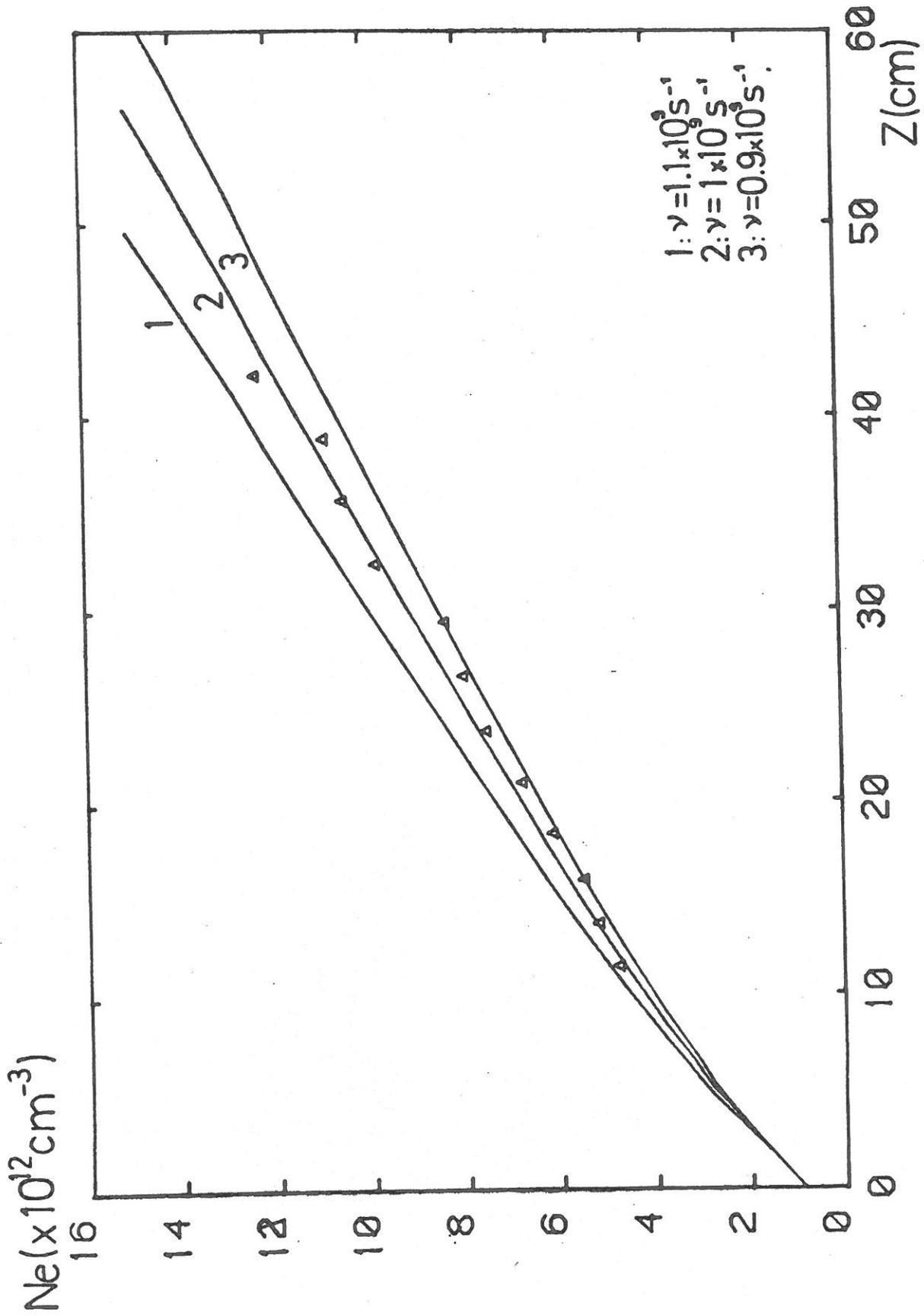


Figure (3.1.2) :  
Détermination de la fréquence de collision effective par ajustement du profil théorique de densité électronique sur les points expérimentaux :  $p = 0,5$  Torr, Argon :

La fréquence de collisions est donc  $\nu = 1.10^9 \text{ s}^{-1}$ . De plus, on voit que l'erreur sur  $\nu$  est inférieure à 10 %.

Après la détermination de la distribution longitudinale de la densité et l'évaluation de la fréquence de collisions, le modèle longitudinal nous donne  $P_{\text{abs}}(z, \Delta z)$  et  $\bar{E}(z)$ .  $\theta$  est alors calculé soit à partir de la relation (1.4.3), soit à partir de la relation (1.4.4). Les résultats concordent, ce qui montre la cohérence interne du modèle. On obtient la valeur de  $\theta = 3,6.10^{-12} \text{ watt}$ .

Sur la figure (3.1.3) on a représenté la distribution longitudinale de la densité et de la puissance absorbée par unité de longueur. On voit que la densité électronique est proportionnelle à la puissance absorbée avec un coefficient de proportionnalité constant en fonction de  $z$ .

La figure (3.1.4) représente la courbe de  $\theta$  en fonction de  $z$ , qui résume les résultats obtenus sur  $\theta$ .

### 3.1.2. Résultats théoriques

Ayant déterminé  $\bar{n}_e(z)$  et connaissant la puissance incidente  $P_{\text{inc}1}$ , le modèle théorique permet de calculer l'évolution des caractéristiques de la décharge en fonction de  $z$  ( $\alpha(z)$ ,  $P_{\text{inc}}(z)$ ,  $P_{\text{abs}}(z)$ ,  $E(r,z)$ , etc...). Nous allons regarder plus en détails deux d'entre elles qui ont une importance particulière pour la compréhension de la décharge :

- le profil longitudinal de la puissance transportée par l'onde,
- la distribution du champ électrique dans le plasma.

#### a) Puissance transportée par l'onde

Sur la figure (3.1.5) on a représenté les distributions longitudinales de la puissance transportée par l'onde  $P_{\text{inc}}(z)$  et de la puissance absorbée dans le plasma par unité de longueur  $P_{\text{abs}}(z)$ . Au cours de la propagation de l'onde, une partie

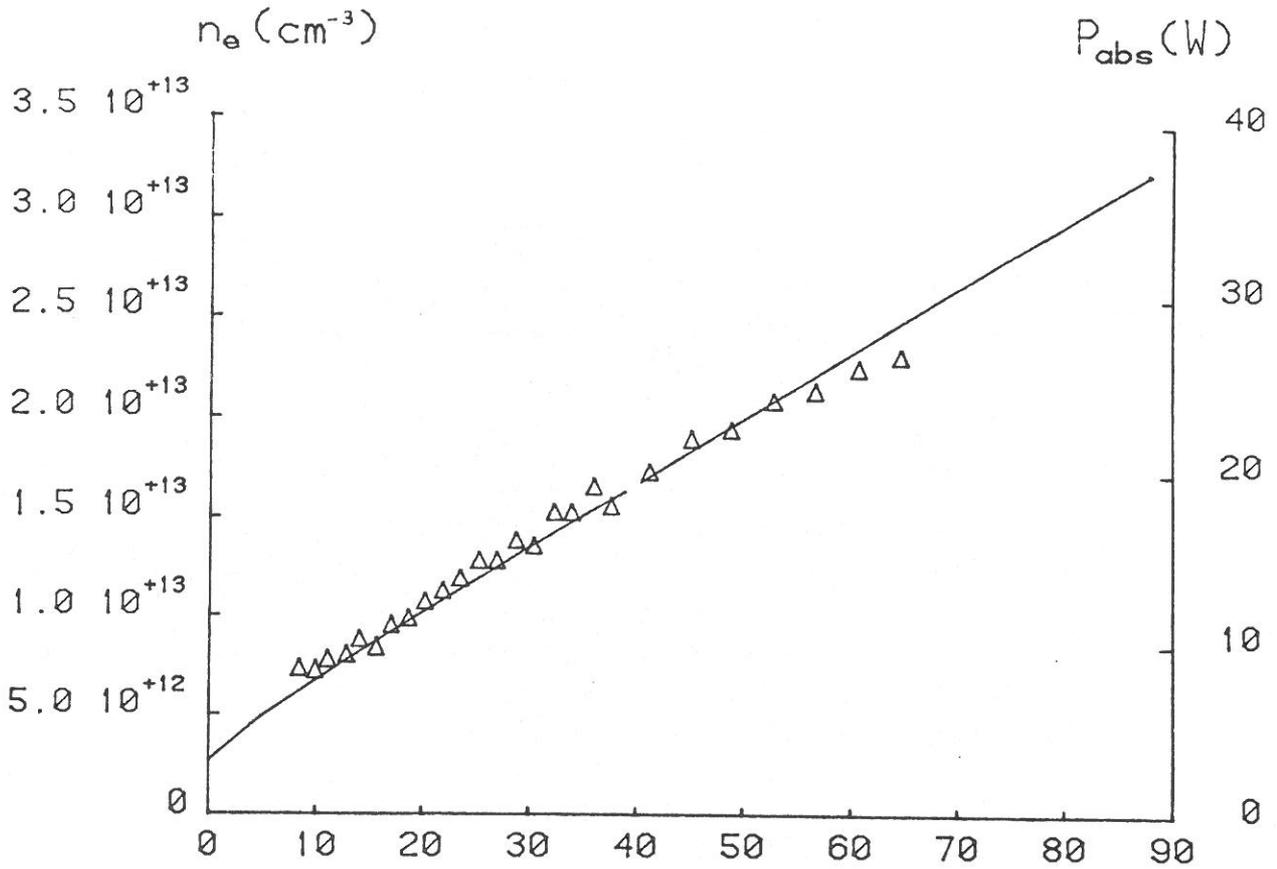


FIGURE (3.1.3) : Distributions longitudinales de la puissance absorbée (courbe théorique : —) et de la densité électronique (points expérimentaux :  $\Delta$ ).

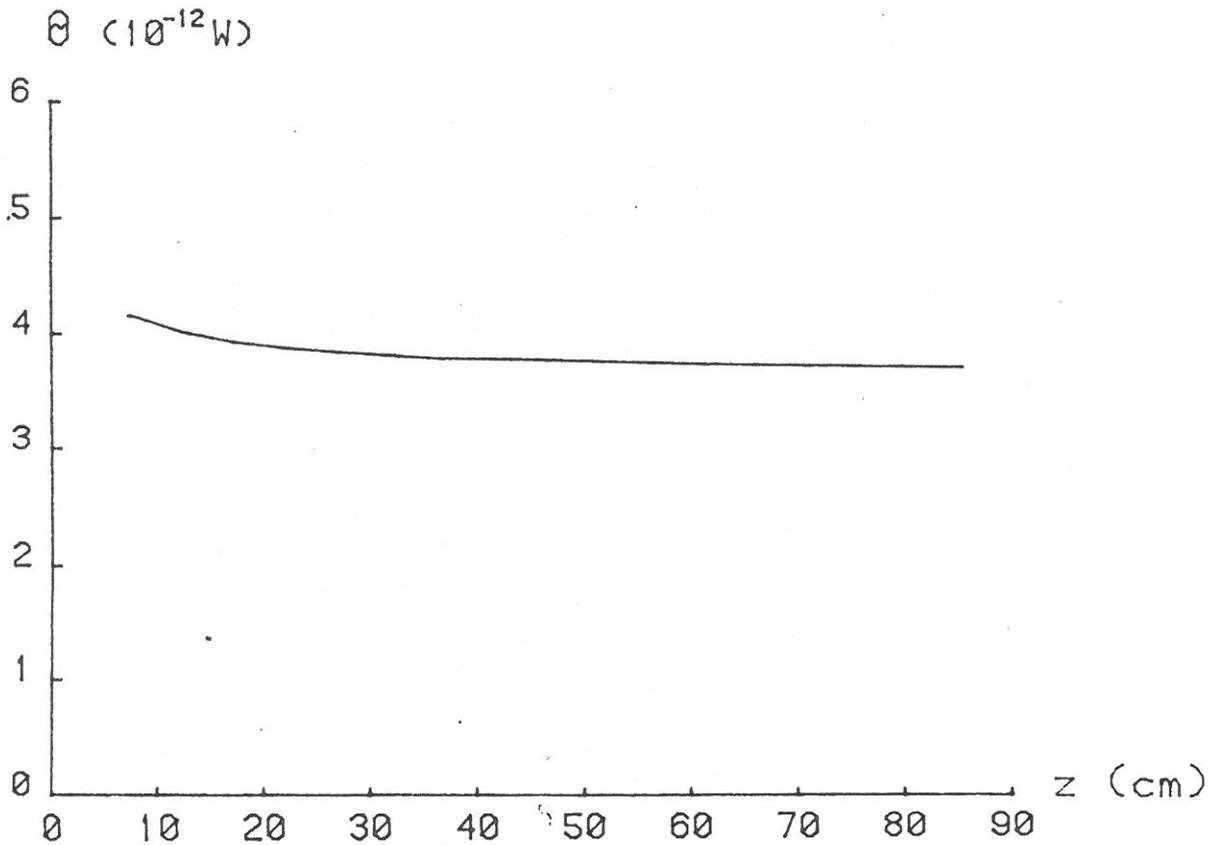


FIGURE (3.1.4) :  $\theta$  en fonction de  $z$ .

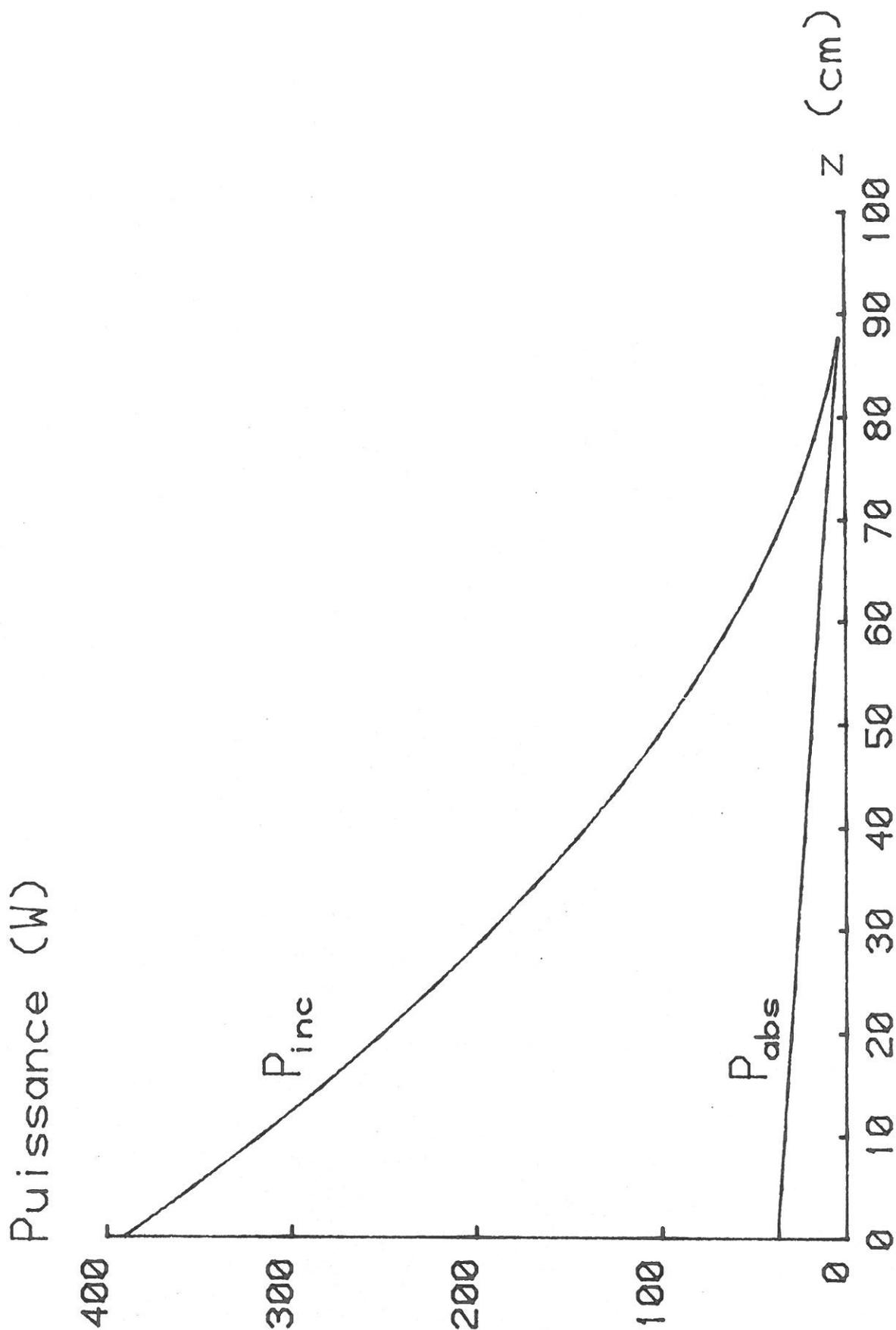


FIGURE (3.1.5) : Distributions longitudinales des puissances incidente et absorbée.

de la puissance qu'elle transporte est utilisée pour maintenir la décharge. La puissance incidente est donc maximale au niveau de l'excitateur et elle décroît le long de la colonne. Au bout du plasma, pratiquement toute la puissance de l'onde est absorbée et on n'observe aucune réflexion.

La puissance absorbée dans le plasma est proportionnelle à la densité électronique. Elle décroît donc linéairement en fonction de  $z$ , ce qui fait que la décroissance de la puissance incidente diminue en fonction de  $z$ .

b) La distribution du champ électrique dans le plasma

Les figures (3.1.6) et (3.1.7) montrent les profils radiaux des composantes longitudinale et radiale du champ électrique aux différents endroits de la colonne du plasma. On observe que :

- Le champ axial  $E_z$  est dominant devant le champ radial  $E_r$  partout dans le plasma.

- La variation radiale de  $E_z$  est beaucoup plus petite que celle de  $E_r$ .

- Le gradient radial des composantes du champ électrique diminue avec la densité électronique. Le rapport  $E(r=a)/E(r=0)$  diminue donc le long de la colonne à partir de l'excitateur.

La figure (3.1.8) montre le profil radial du champ électrique total  $E = (E_z^2 + E_r^2)$  et son évolution le long de la colonne. La variation radiale du champ  $E$  est relativement faible et elle diminue quand la densité moyenne  $\bar{n}_e$  décroît. On peut donc considérer que le champ électrique en un point du plasma a une valeur pratiquement égale à la valeur moyenne du champ ( $\bar{E}$ ) sur la section droite correspondante (les points  $\Delta$  sur la figure (3.1.8)).

Sur la figure (3.1.9) on a représenté la variation longitudinale du champ moyen  $\bar{E}$ . On constate qu'il est pratiquement

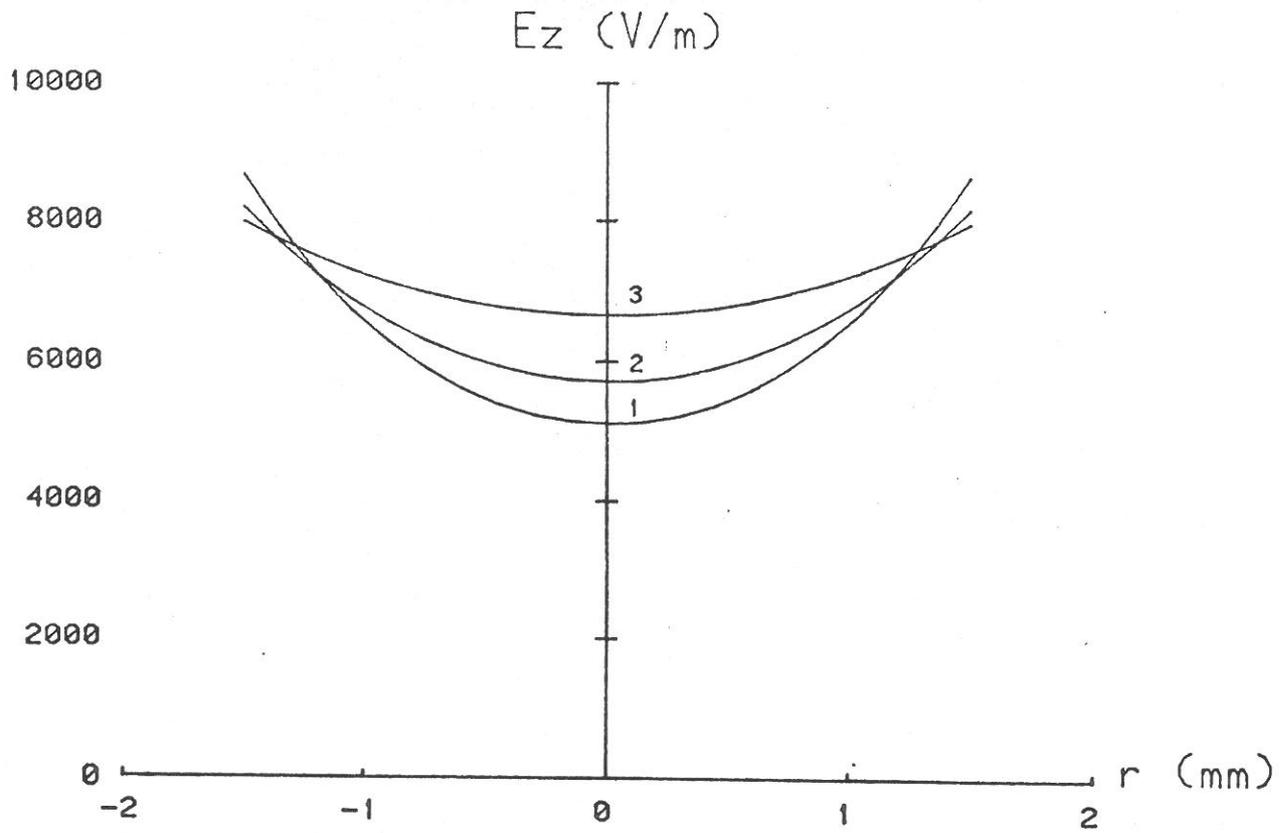


FIGURE (3.1.6) : Profil radial de  $E_z$ .

- 1 - Près de l'excitateur
- 2 - Au milieu de la colonne
- 3 - Au bout de la colonne

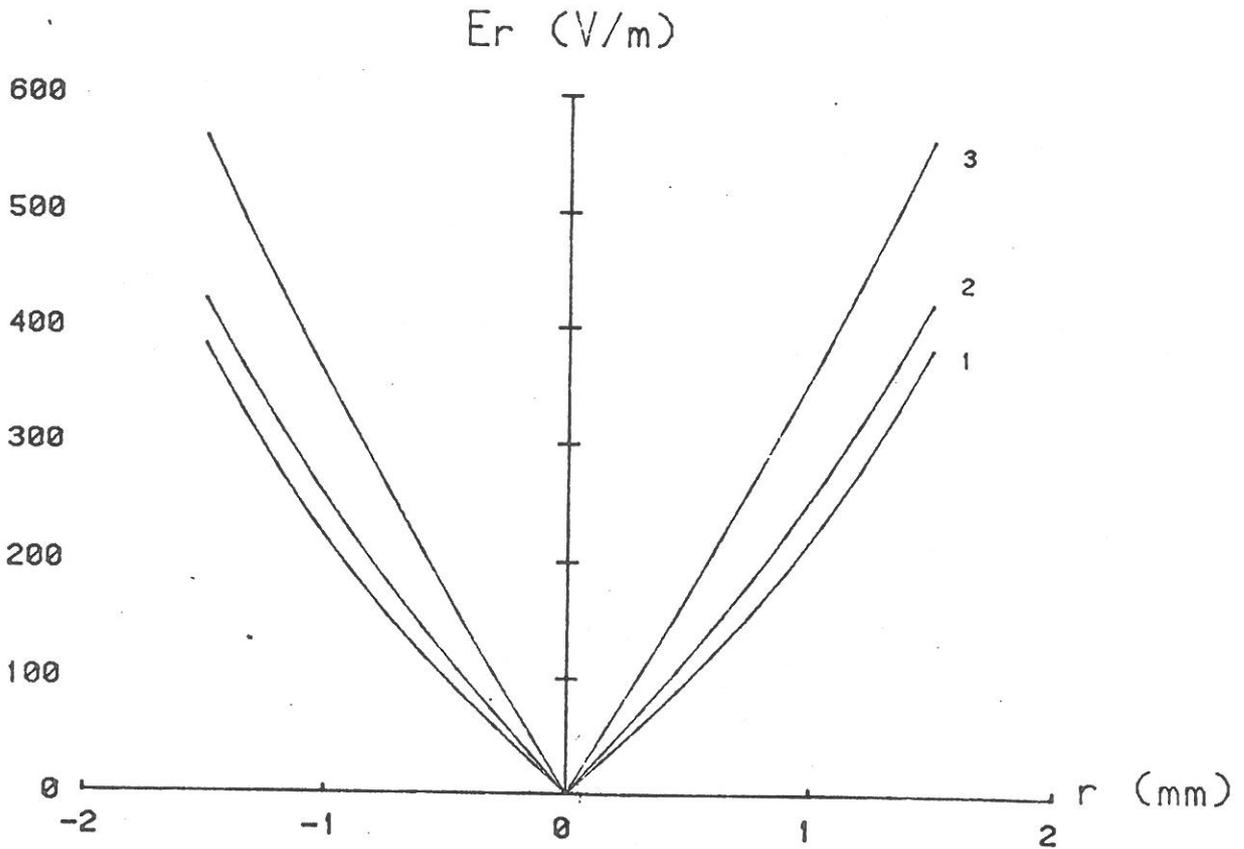


FIGURE (3.1.7) : Profil radial de  $E_r$ .

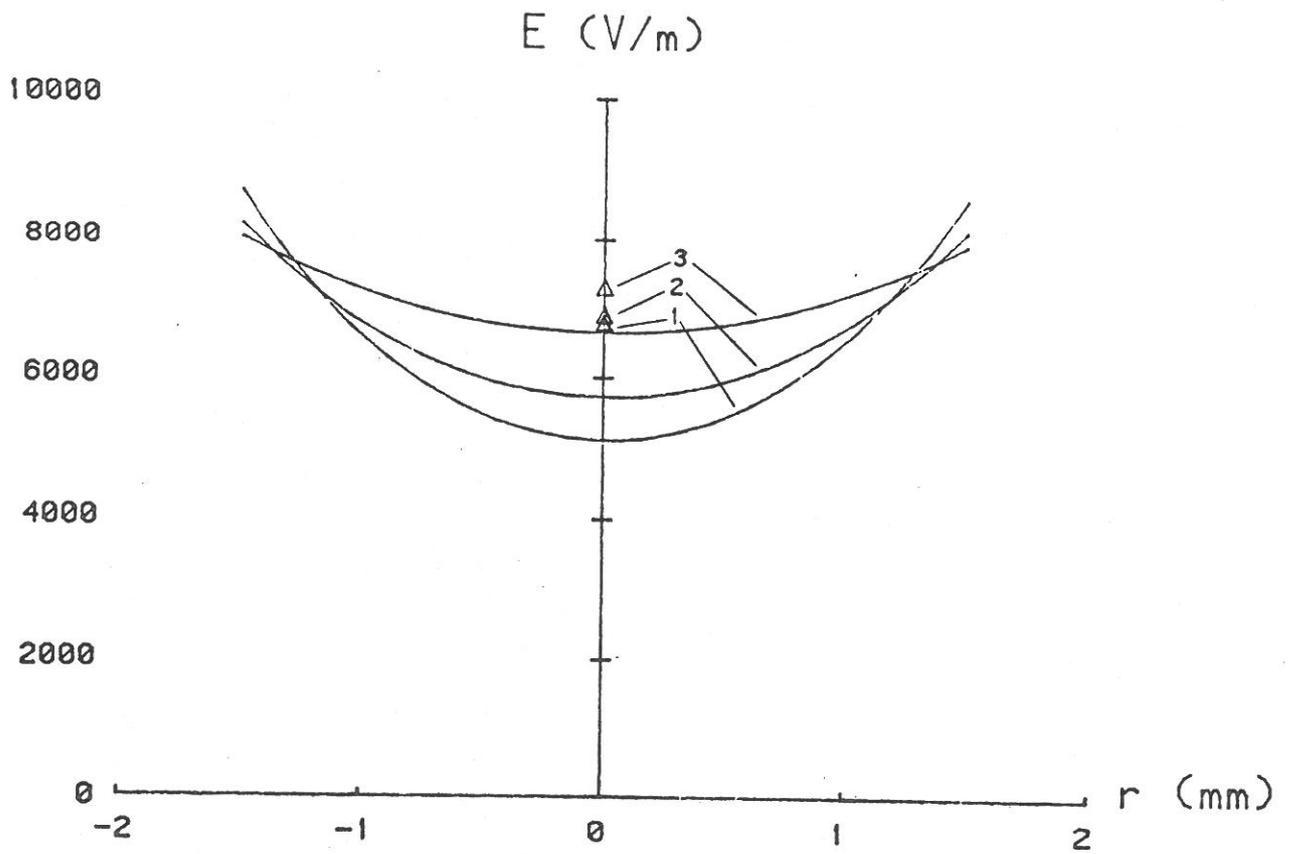


FIGURE (3.1.8) : Profil radial du champ électrique total (—) et champ moyen sur le rayon ( $\Delta$ ).

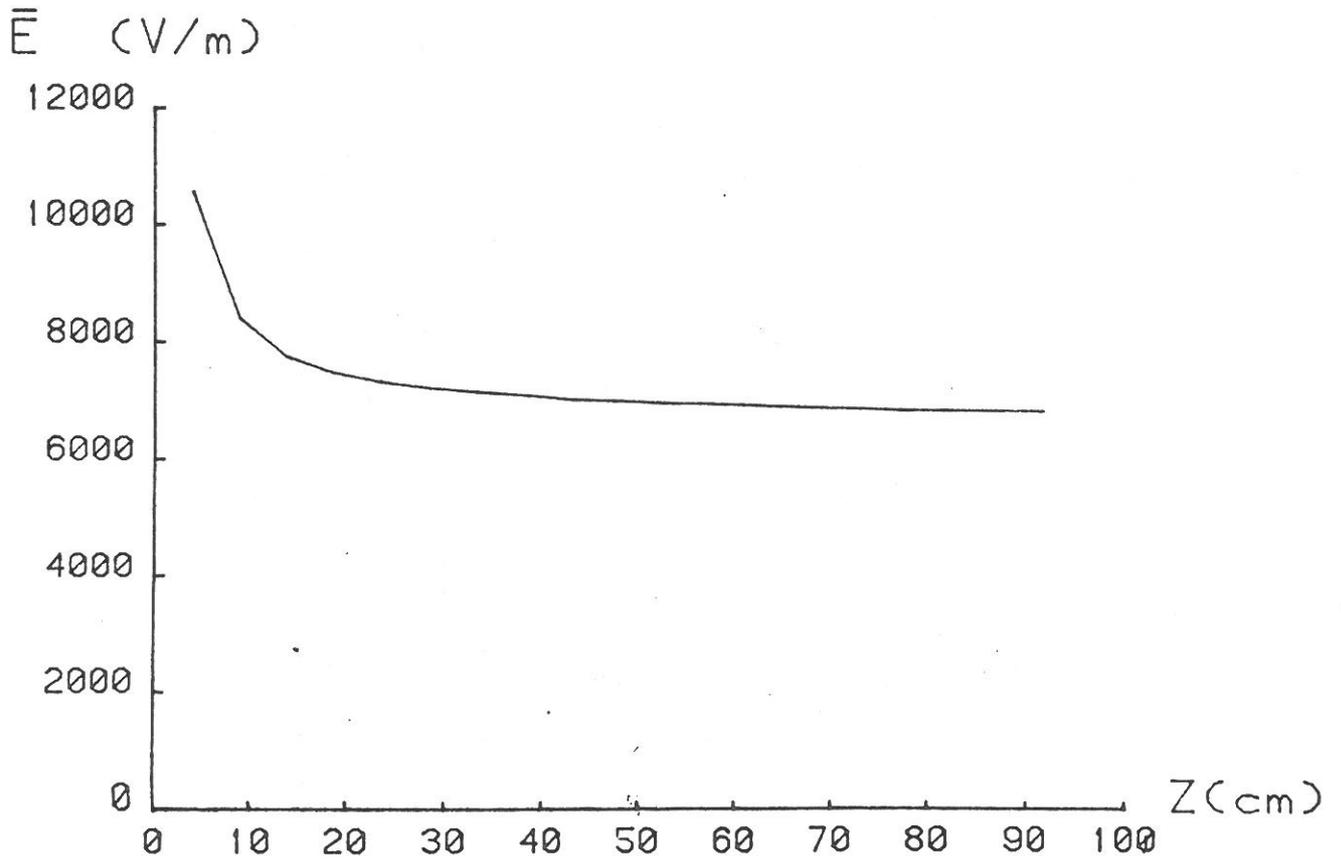


FIGURE (3.1.9) : Profil longitudinal du champ électrique moyen.

constant le long de la colonne, c'est-à-dire, qu'il est indépendant de la densité électronique et de la puissance de l'onde. Sa valeur dépend de paramètres de la décharge ( $p$ ,  $a$ ,  $\omega$ , etc...).

### 3.1.3. Résultats de l'étude spectroscopique

Sur la figure (3.1.10) on a représenté une partie du spectre d'émission du plasma d'argon créé par une onde de surface. Entre 100 et 500 nm ce spectre est très riche en raies de l'argon I et de l'argon II.

En fait, la présence des raies ioniques (raies d'argon II) dans le spectre est une caractéristique des tubes capillaires ( $2 \text{ à } \lesssim 4 \text{ mm}$ ). On ne les observe pas dans les tubes de diamètre plus grand.

#### a) Variations longitudinales des intensités des raies

Nous allons étudier dans ce paragraphe l'évolution de l'intensité des raies le long de la colonne de plasma. Cette étude nous permettra de trouver la variation de l'intensité en fonction de la densité électronique, et de déterminer ainsi les mécanismes de peuplement du niveau supérieur des transitions observées.

Dans le domaine du spectre étudié, les raies observées correspondent à des transitions entre les niveaux  $3p^5 5p \rightarrow 3p^5 4s$  pour l'argon I, et des transitions entre les niveaux  $3p^4 4p' \rightarrow 3p^4 4s'$  et  $3p^4 4p \rightarrow 3p^4 4s$  pour l'argon II (figure (3.1.11)).

On s'aperçoit que toutes les raies de l'argon I ont le même profil longitudinal dans une décharge donnée. Il en est de même pour les raies de l'argon II. Ceci a été vérifié pour l'ensemble des raies dont l'intensité est suffisante pour permettre des mesures précises. La figure (3.1.12) donne deux

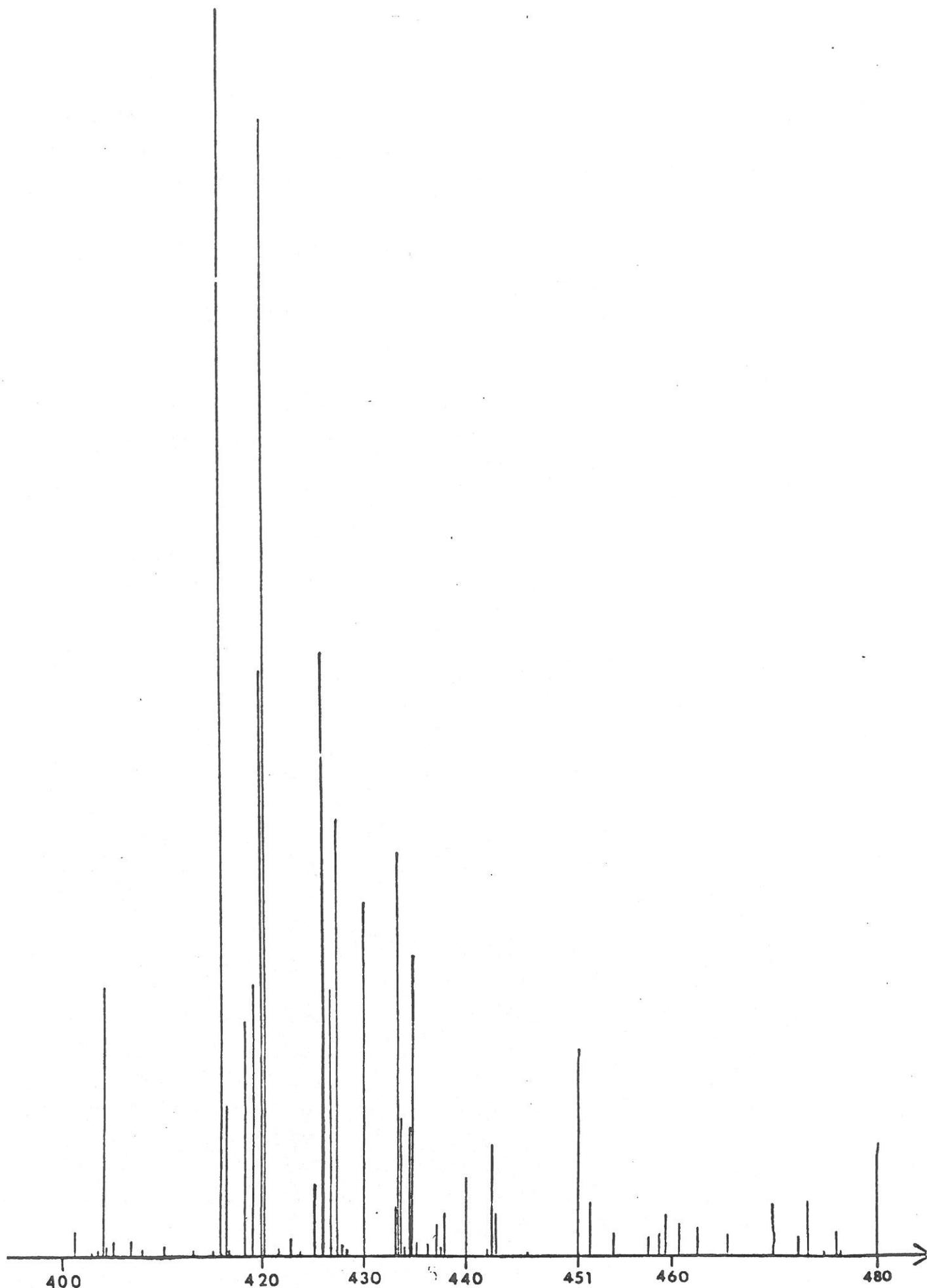


Figure (3.1.10) Spectre d'émission de la décharge entre 400 nm et 480 nm.  $\lambda$  (nm)

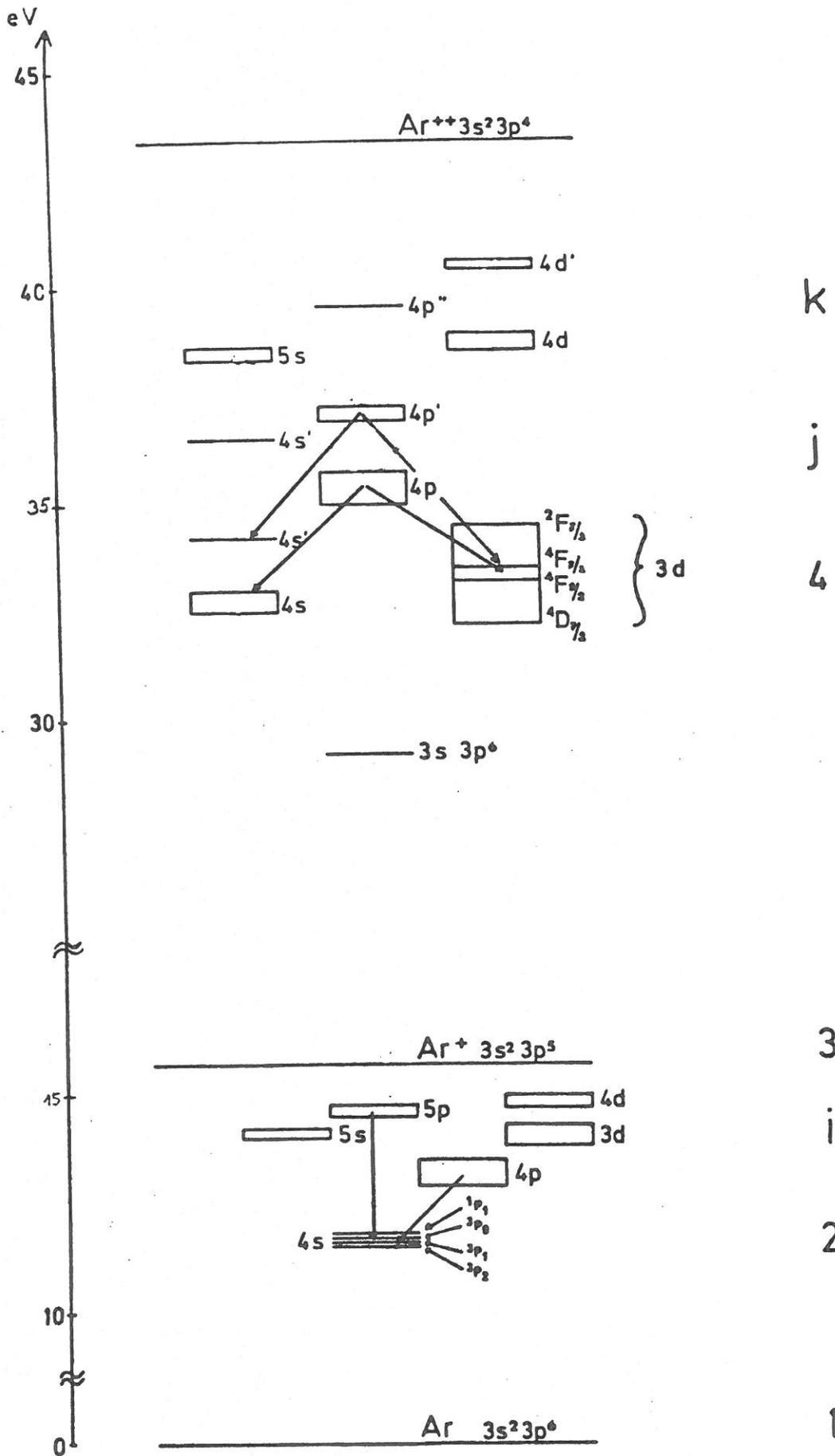


FIGURE (3.1.11) : Schéma des niveaux excités d'argon I et d'argon II.

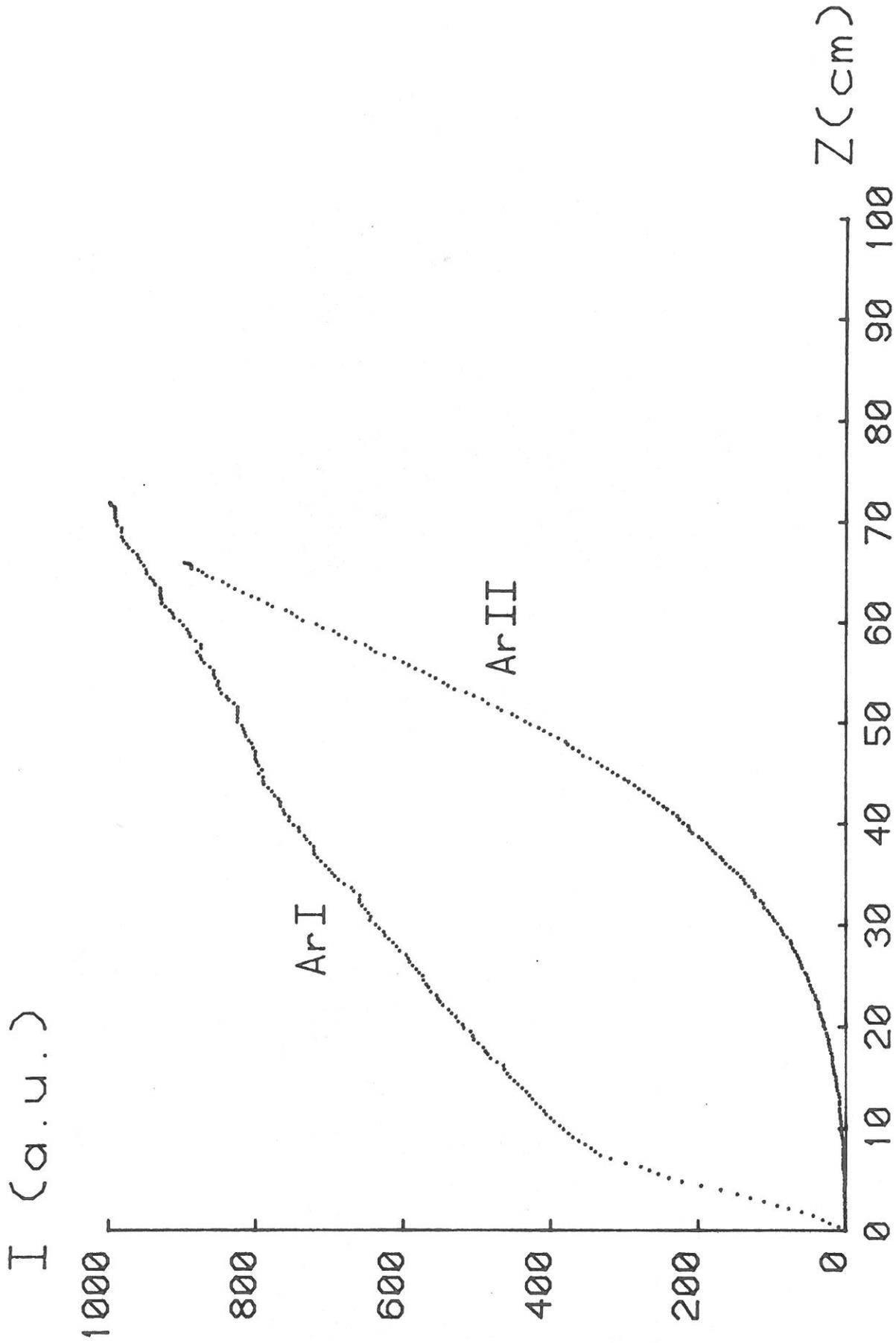


FIGURE (3.1.12) : Variations d'intensité de raies 425,9 nm d'argon I et 434,8 nm d'argon II en fonction de z.

exemples du profil longitudinal : la raie 425,9 nm pour l'argon I et la raie 434,8 nm pour l'argon II.

Comme on connaît  $\bar{n}_e(z)$  et que le champ  $\bar{E}$  moyen dans le plasma est pratiquement constant, on peut paramétrer l'intensité de la raie en fonction de la densité électronique.

On obtient que l'intensité des raies d'argon I est proportionnelle à la densité électronique.

$$I(\text{ArI}) = A \bar{n}_e \quad (3.1.2)$$

où A est une constante qui dépend du champ électrique, du coefficient d'Einstein, de l'énergie  $h\nu'$ , etc.

Comme on s'y attendait, le niveau supérieur de la transition est peuplé directement à partir du fondamental de l'atome par collisions électroniques.

Pour les raies de l'argon II, nous trouvons une dépendance en troisième puissance de la densité électronique  $\bar{n}_e$ .

$$I(\text{ArII}) = B \bar{n}_e^3 \quad (3.1.3)$$

Les niveaux  $3p^4 4p'$  et  $3p^4 4p$  sont donc peuplés par un processus en trois étapes, en passant par le fondamental de l'ion et le métastable de l'ion (figure 3.1.11). Le rôle de métastable de l'ion peut être joué par un grand nombre des niveaux de la configuration  $3p^4 3d$  qui sont détruits principalement par collisions électroniques [14] et qui peuvent servir de niveaux intermédiaires pour l'excitation des niveaux  $3p^4 4p$  et  $3p^4 4p'$ .

La population des niveaux métastables de l'argon I est indépendante de la densité, ces niveaux étant saturés. Ce processus de peuplement en trois étapes a été proposé par Gordon [15]. Jusqu'à présent, il n'a jamais été observé expérimentalement comme étant un processus dominant. Il semble bien que dans notre décharge ce soit le processus prépondérant.

b) Distribution longitudinale de la température du gaz et ses conséquences

Le but de cette étude est de mesurer la température des atomes dans la décharge, d'en déterminer la variation le long de la colonne de plasma, et d'en examiner les conséquences.

Dans les précédents travaux sur la décharge microonde, on avait supposé que la température des ions et des neutres était voisine de la température ambiante. Dans les tubes capillaires, cette hypothèse est sûrement fausse. Nous avons mesuré la température des neutres par l'élargissement Doppler de la raie 699,5 nm. Il aurait été intéressant de mesurer la température des ions. A défaut, nous supposons qu'elle n'est pas très différente de celle des neutres.

La figure (3.1.13) montre la distribution de la température des neutres le long de la colonne, dans le tube de diamètre  $2a = 3$  mm et pour la pression de  $p = 1$  Torr. Avec une puissance incidente de 390 watt on atteint au niveau de l'excitateur une température d'environ 1200°K. La température  $T_n$  décroît régulièrement le long de la colonne. Pour des colonnes typiques de  $\sim 60$  cm de long, elle varie de 10 à 50 %, selon la pression et le diamètre du tube.

L'erreur sur la mesure de la température des neutres est inférieure à 10 %. Cependant, le fait que le tube à plasma est refroidi par une circulation d'air et que le refroidissement est plus efficace au niveau de l'excitateur que plus loin, implique que les résultats dépendent fortement des conditions expérimentales.

Voyons maintenant quelles sont les conséquences de la variation de la température le long de l'axe de la colonne. Comme la pression du gaz à l'état stationnaire est la même partout, un gradient de la température introduit un gradient de la densité des neutres  $N_0$ .

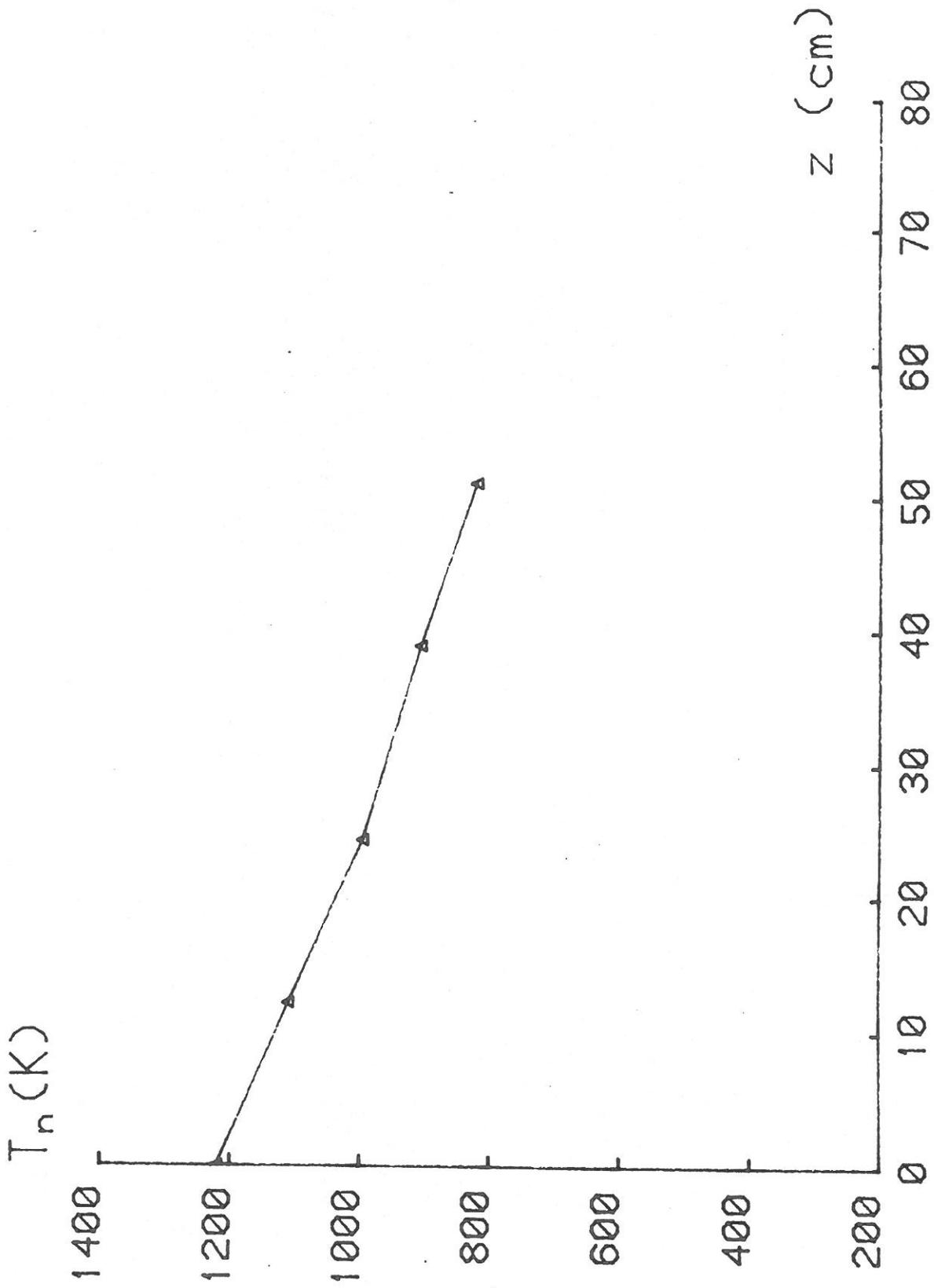


FIGURE (3.1.13) : Distribution longitudinale de la température des neutres.

La fréquence de collisions  $\nu$ , qui est proportionnelle à  $N_0$ , varie donc le long de la colonne. Il en résulte que le profil longitudinal de la densité électronique est modifié par rapport au profil à  $\nu$  constant.

Nous allons donc introduire la variation de  $\nu$  dans le calcul du profil longitudinal de la densité électronique. En partant des équations (1.4.2), (1.4.3) et (1.4.5) on obtient si  $\nu$  est constant :

$$\frac{dn_e}{dz} = \left( \frac{-2 n_e f(n_e)}{1 - \frac{n_e}{f(n_e)} \frac{df}{dn_e}} \right) \nu \quad (3.1.4)$$

et si on tient compte de la variation de  $\nu$

$$\frac{dn_e}{dz} = \left( \frac{-2 n_e f(n_e)}{1 - \frac{n_e}{f(n_e)} \frac{df}{dn_e}} \right) \nu (1 + \epsilon) \quad (3.1.5)$$

avec

$$\epsilon = \frac{1}{2\nu^2} \frac{1}{f(n_e)} \frac{d\nu}{dz} = - \frac{1}{2\alpha\nu} \frac{d\nu}{dz} \quad (3.1.6)$$

Soit  $\nu = K/T_n$ , alors

$$\epsilon = \frac{1}{2\alpha} \frac{1}{T_n} \frac{dT_n}{dz} \quad (3.1.7)$$

et donc :

$$\frac{dn_e}{dz} = \left( \frac{-2 n_e f(n_e)}{1 - \frac{n_e}{f(n_e)} \frac{df}{dn_e}} \right) \nu_1 \frac{T_{n1}}{T_n} \left( 1 - \frac{1}{2\alpha} \frac{1}{T_n} \left| \frac{dT_n}{dz} \right| \right) \quad (3.1.8)$$

où  $\nu_1$  et  $T_{n1}$  sont les valeurs de  $\nu$  et  $T_n$  au niveau de l'excitateur.

La figure (3.1.14) montre la modification du profil longitudinal de la densité électronique quand la variation de la température  $\Delta T_n/T_n$  augmente. Les paramètres de la décharge sont :

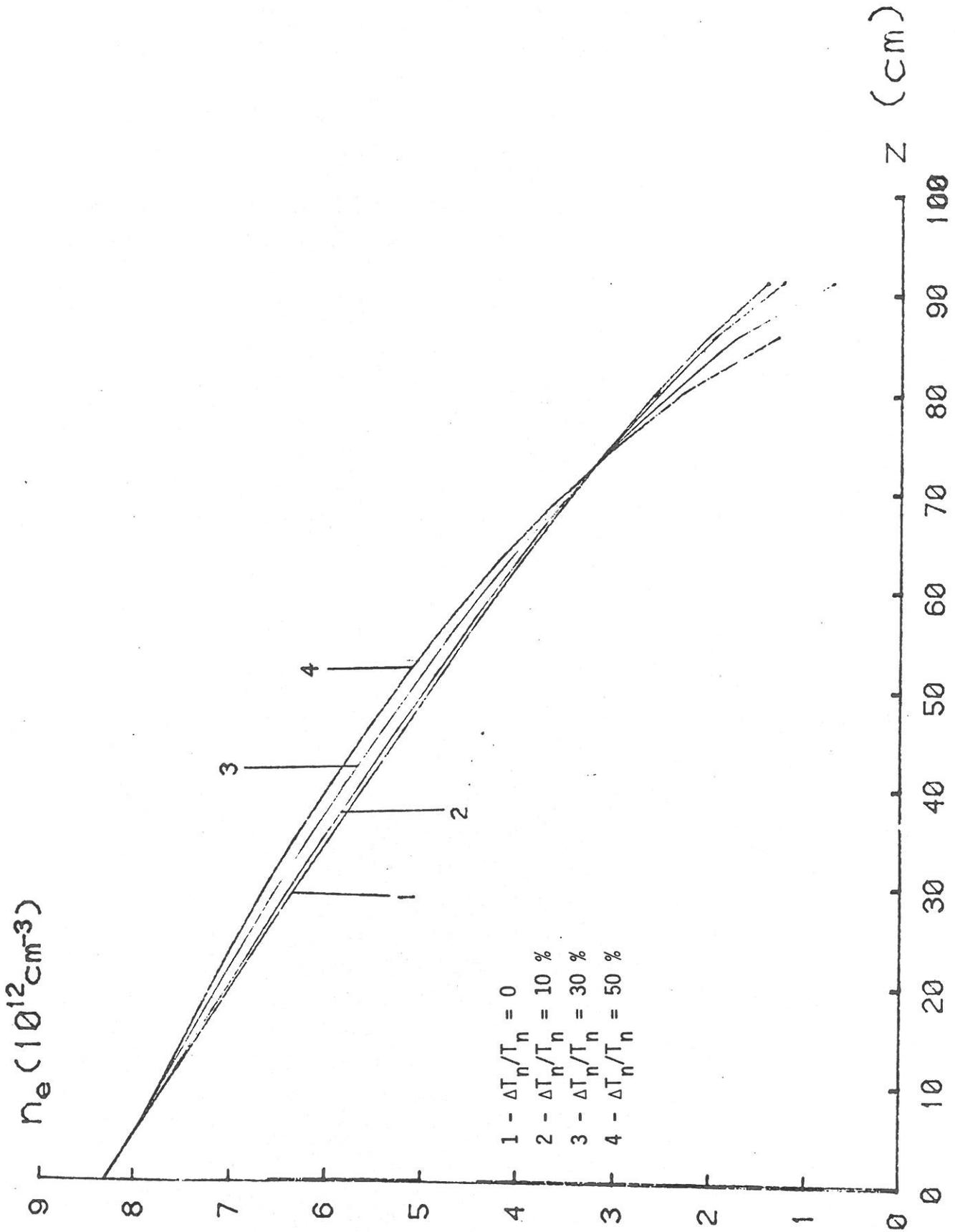


FIGURE (3.1.14) : Profil longitudinal de la densité électronique pour différents taux de variation de la température.

$$2a = 4 \text{ mm}, P_{\text{inc}_1} = 420 \text{ watt}, \nu_1 = 4,69 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}.$$

Les variations de température  $\Delta T_n/T_n$  sont de 0, 10, 30 et 50 %. On constate que le profil de la densité est relativement peu affecté par la variation de la température  $T_n$ .

### 3.2. INFLUENCE DES PARAMETRES p ET a

Nous allons présenter ici l'influence de la pression et du rayon du tube sur les principales caractéristiques de la décharge.

#### 3.2.1. Variation de $\bar{n}_e$ , $\nu$ , $\theta$ et $\bar{E}$ avec p et a

##### a) Densité électronique

La figure (3.2.1) représente l'évolution du profil longitudinal de la densité en fonction de la pression du gaz. Les courbes 1, 2, 3, 4, 5 et 6 correspondent respectivement à des pressions de 200 mTorr, 500 mTorr, 1 Torr, 2 Torr, 5 Torr et 10 Torr dans le tube de rayon  $a = 1,5 \text{ mm}$ . La puissance incidente n'est pas la même pour les différentes courbes. Elle est réglée pour avoir approximativement la même longueur de plasma.

Dans le domaine de pressions étudié la densité électronique augmente avec la pression à une puissance donnée. A 250 watt et à une pression de 5 Torr, elle dépasse  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . L'efficacité d'ionisation augmente donc avec la pression et on s'attend à ce que le paramètre  $\theta$  diminue. Nous aurons la confirmation de ce dernier point plus loin.

La pente de la courbe de densité augmente avec la pression et la décroissance de la densité le long de la colonne est d'autant plus rapide que la pression est grande. En effet, la

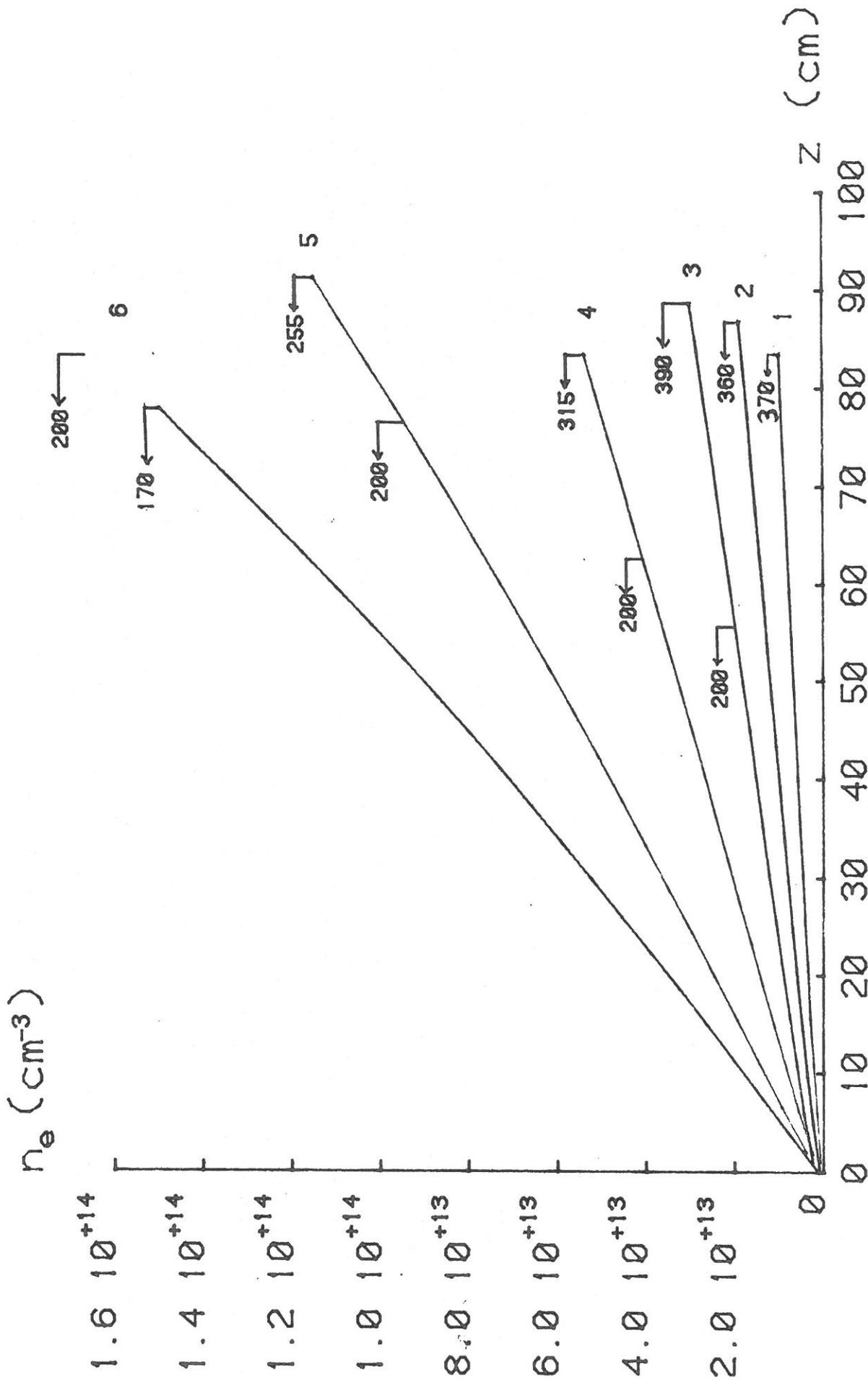


FIGURE (3.2.1) : Evolution du profil longitudinal de la densité électronique en fonction de la pression.

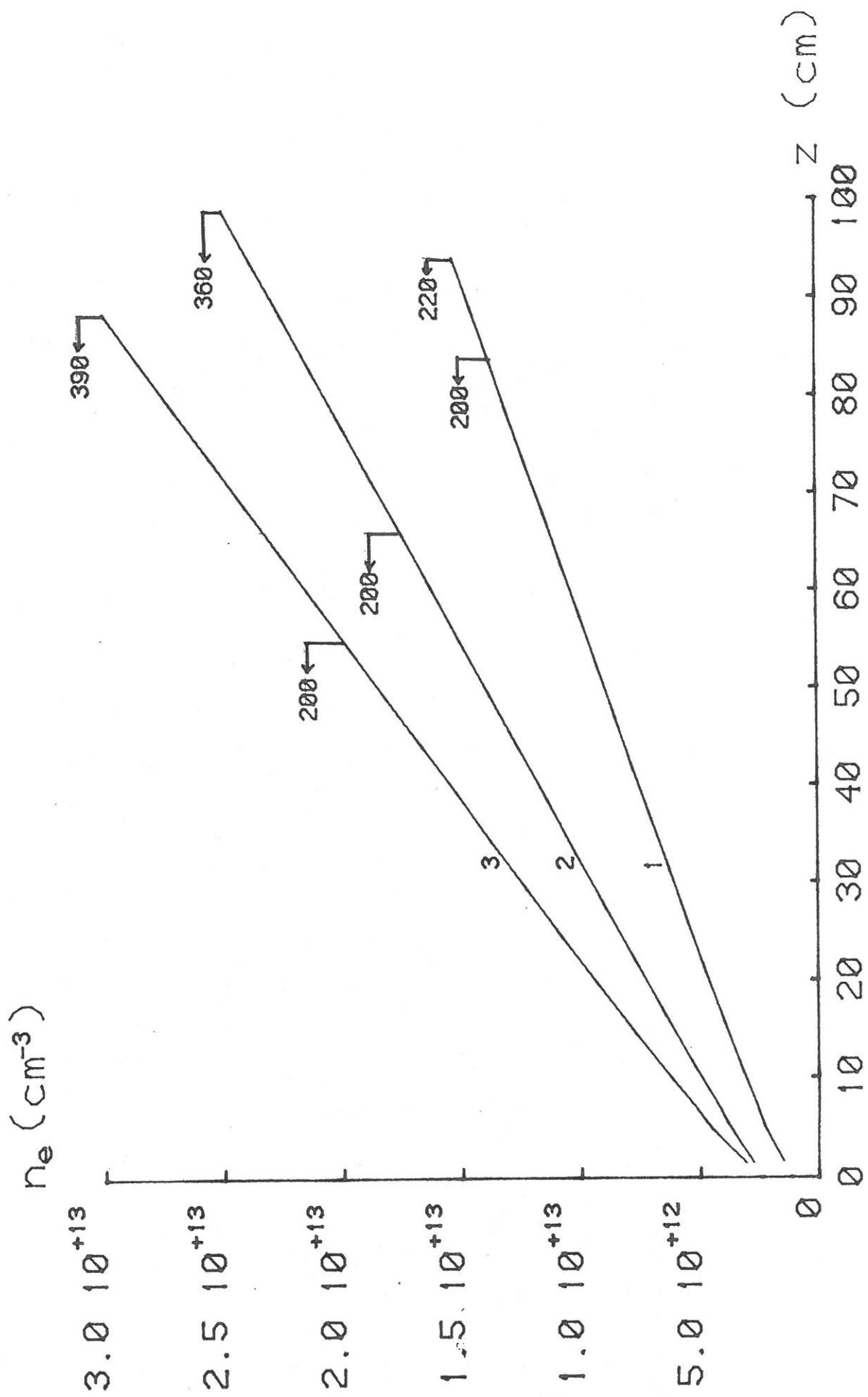


FIGURE (3.2.2) : Evolution du profil longitudinal de la densité en fonction du rayon de plasma.  
(Courbe 1 : a = 2,5 mm, courbe 2 : a = 2 mm et courbe 3 : a = 1,5 mm).

fréquence de collisions  $\nu$  augmente avec la pression, et l'atténuation de l'onde est, comme nous l'avons vu (1.2.10), proportionnelle à  $\nu$ .

L'augmentation de  $n_1$  avec la pression à une puissance donnée tend à allonger le plasma. Cependant, la pente de la courbe de densité  $|dn_e/dz|$  augmente aussi dans les mêmes conditions, ce qui diminue la longueur du plasma. Cette dernière, sous l'effet de ces tendances, passe par un maximum, qui se situe autour de 15 Torr, dans le tube de diamètre 3 mm, et diminue quand la pression s'écarte de cette valeur.

Sur la figure (3.2.2) on a représenté la modification de la distribution longitudinale de la densité en fonction du diamètre du plasma  $2a$  pour une pression donnée. On observe que la pente de la courbe de densité est d'autant plus grande que le diamètre du plasma est plus petit. Ceci tient à l'augmentation de l'atténuation de l'onde quand le diamètre du tube diminue (cf. paragraphe (1.2.4)).

La longueur du plasma diminue par conséquent quand le diamètre diminue.

On constate que l'augmentation de la pression et la diminution du diamètre agissent de la même façon sur la pente du profil longitudinal de la densité.

#### b) Fréquence des collisions

Sur la figure (3.2.3) on a représenté la variation de  $\nu/p$  en fonction du produit  $pa$ . La courbe théorique est celle calculée par Ferreira dans le cadre de la loi de similitude. Elle montre un bon accord avec les points expérimentaux.

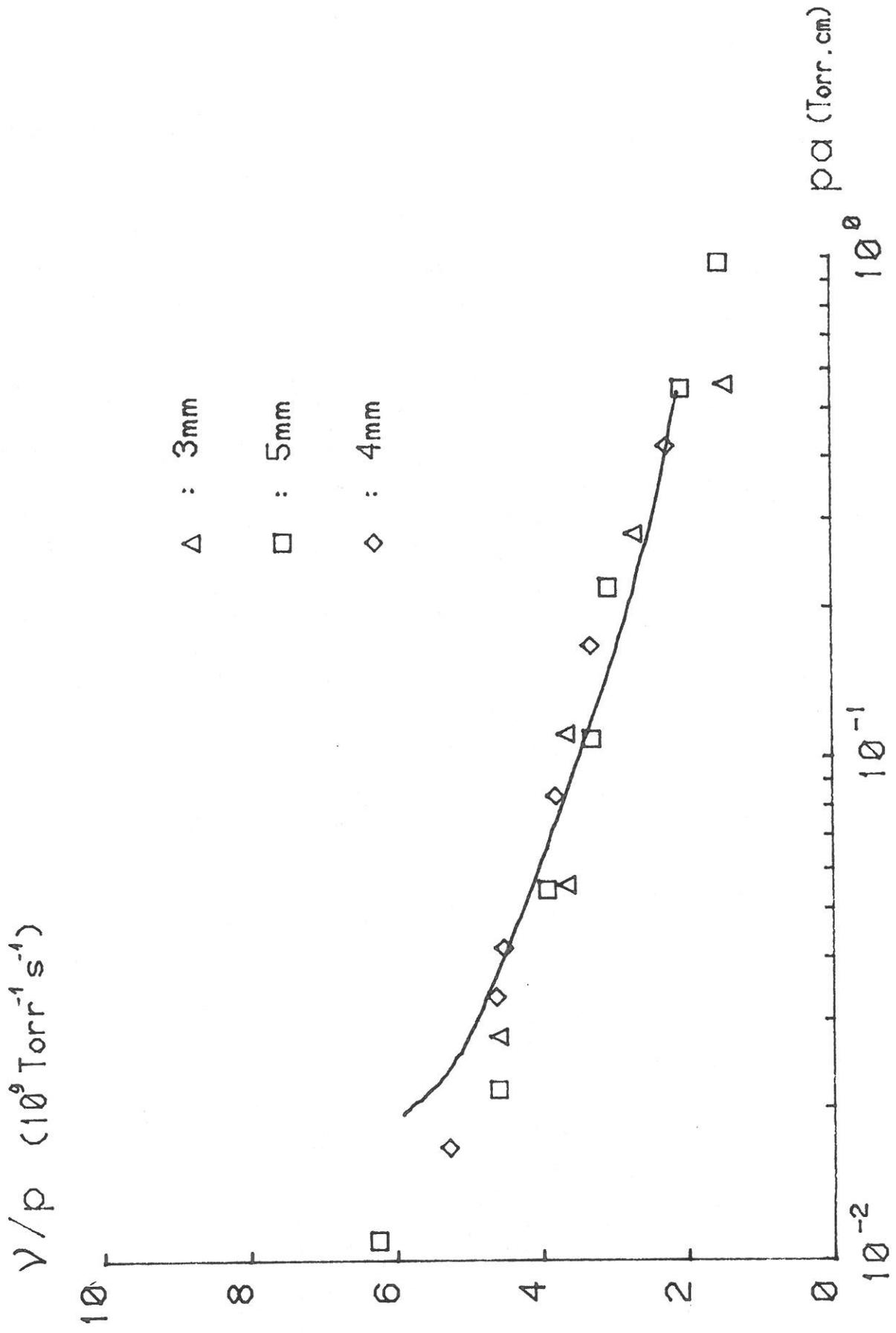


FIGURE (3.2.3) : Loi de similitude de  $\nu/p = f_\nu(p)$ .

On observe que  $v/p$  diminue quand le produit  $pa$  augmente. Plus précisément, la fréquence de collisions diminue quand le rayon du plasma a augmente.

D'autre part, la fréquence de collisions augmente lorsque la pression augmente pour du diamètre donné. On le voit sur la figure (3.2.4) où nous avons tracé  $v$  en fonction de  $p$  pour les diamètres de 3, 4, 5, 6, 9 et 15 mm. On s'y attendait car la fréquence de collisions est proportionnelle à la densité des neutres.

De plus, on voit sur la même figure que la dépendance de la fréquence de collisions en diamètre de plasma est très faible.

### c) Theta

Sur la figure (3.2.5) on a représenté la loi de similitude pour le paramètre  $\theta$

$$\frac{\theta}{p} = f_{\theta} (pa)$$

La courbe théorique est celle calculée par Ferreira. Les points expérimentaux correspondent à des mesures faites dans un domaine de pression variant entre 0,05 et 10 Torr, pour deux fréquences d'excitation  $f = 210$  MHz et  $f = 2450$  MHz, et dans les tubes de diamètre variant entre 3 et 15 mm. On observe un très bon accord entre les courbes théorique et expérimentale.

On constate que le paramètre  $\theta$  diminue lorsque le diamètre du plasma augmente. L'énergie moyenne dépensée pour avoir un électron dans la décharge est plus grande dans les tubes du faible diamètre que dans les tubes de diamètre plus grand. Par conséquent, comme nous l'avons déjà constaté, nous avons une densité électronique plus élevée dans les tubes plus larges que dans les tubes plus étroits à puissance égale.

La figure (3.2.6) montre la variation de paramètre  $\theta$  en fonction de la pression et du diamètre du plasma.

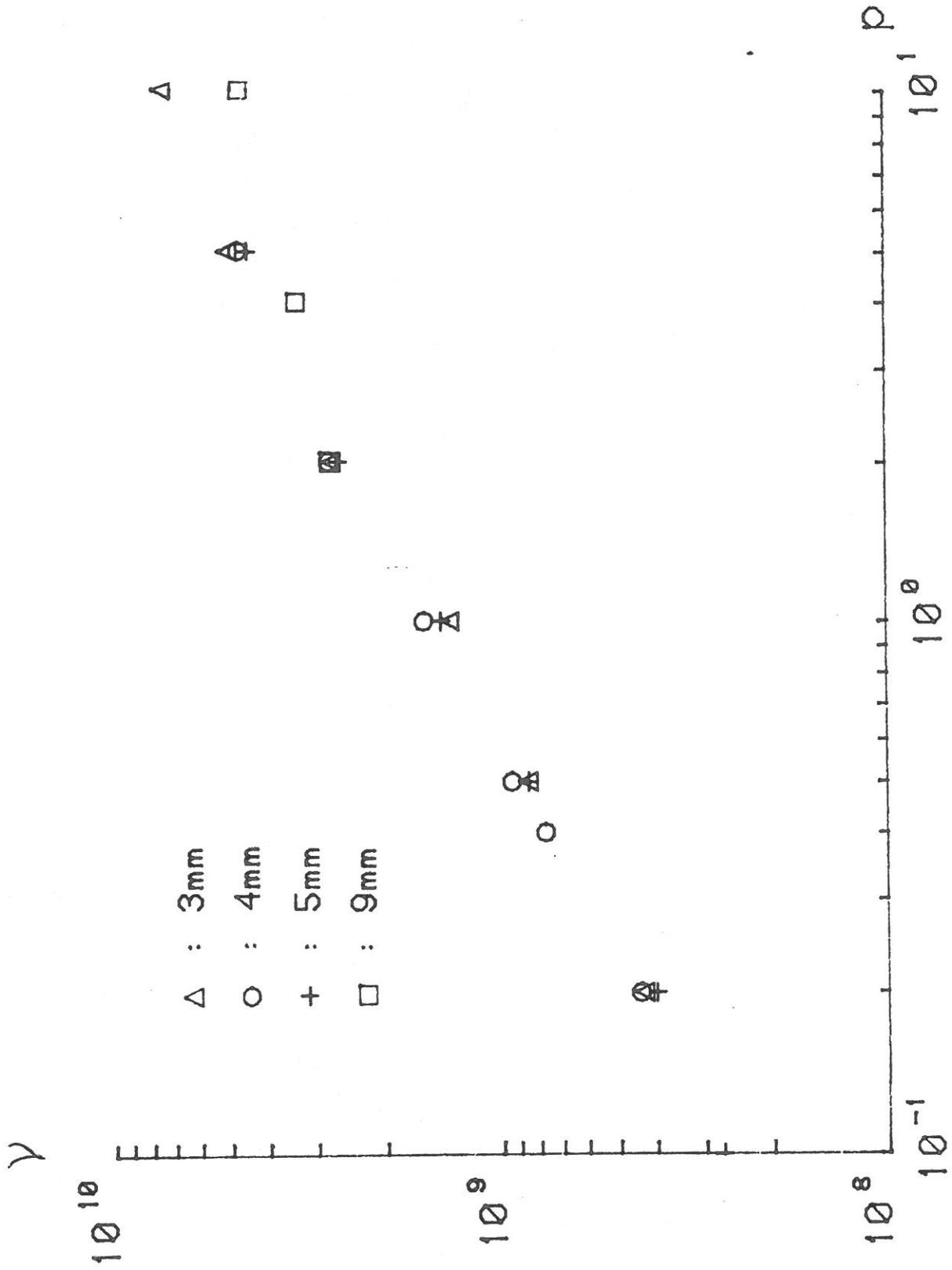


FIGURE (3.2.4) : Fréquence de collisions en fonction de la pression.  
Paramètre : diamètre du tube.

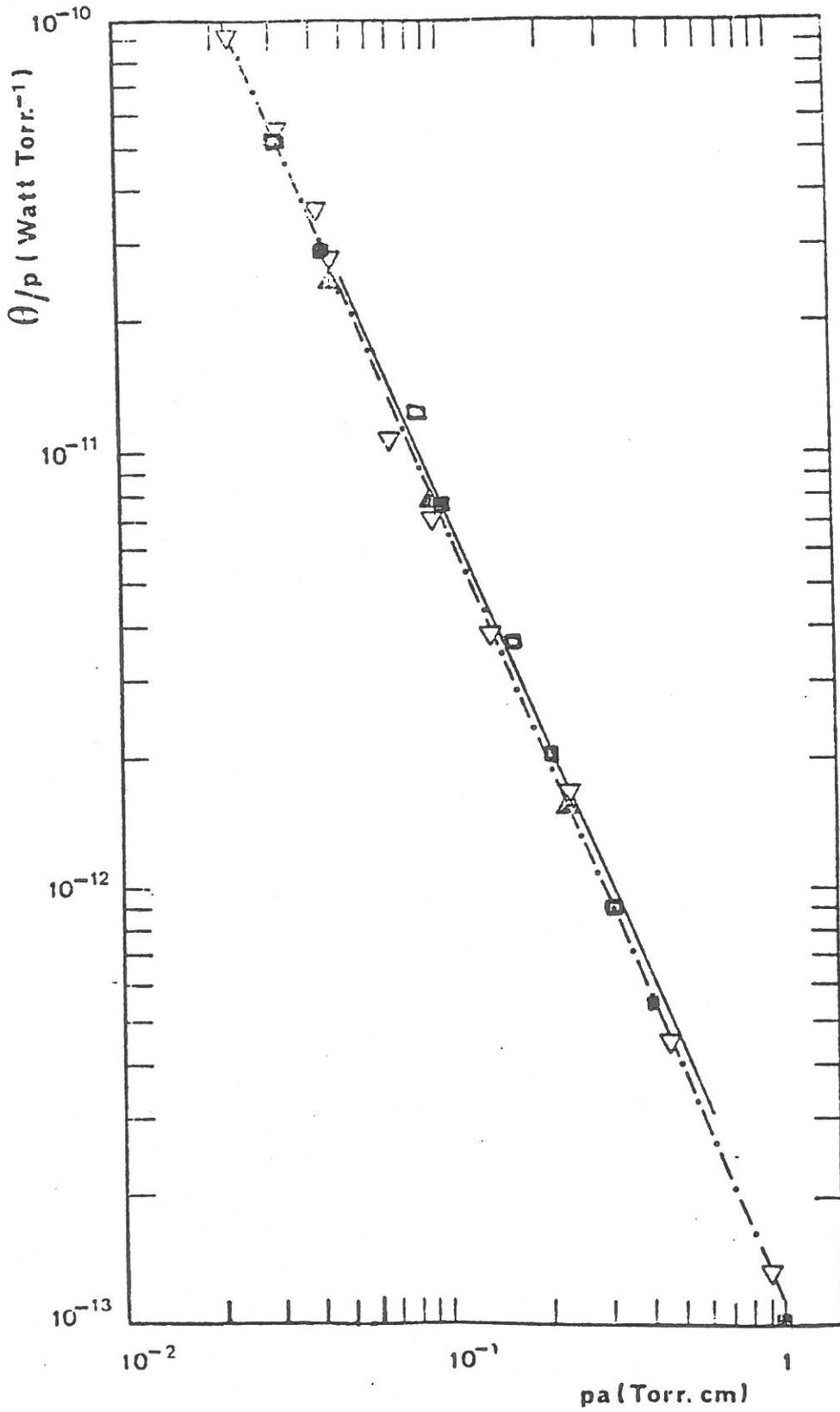


FIGURE (3.2.5) : Loi de similitude  $\theta/p = f_{\theta}(pa)$ .

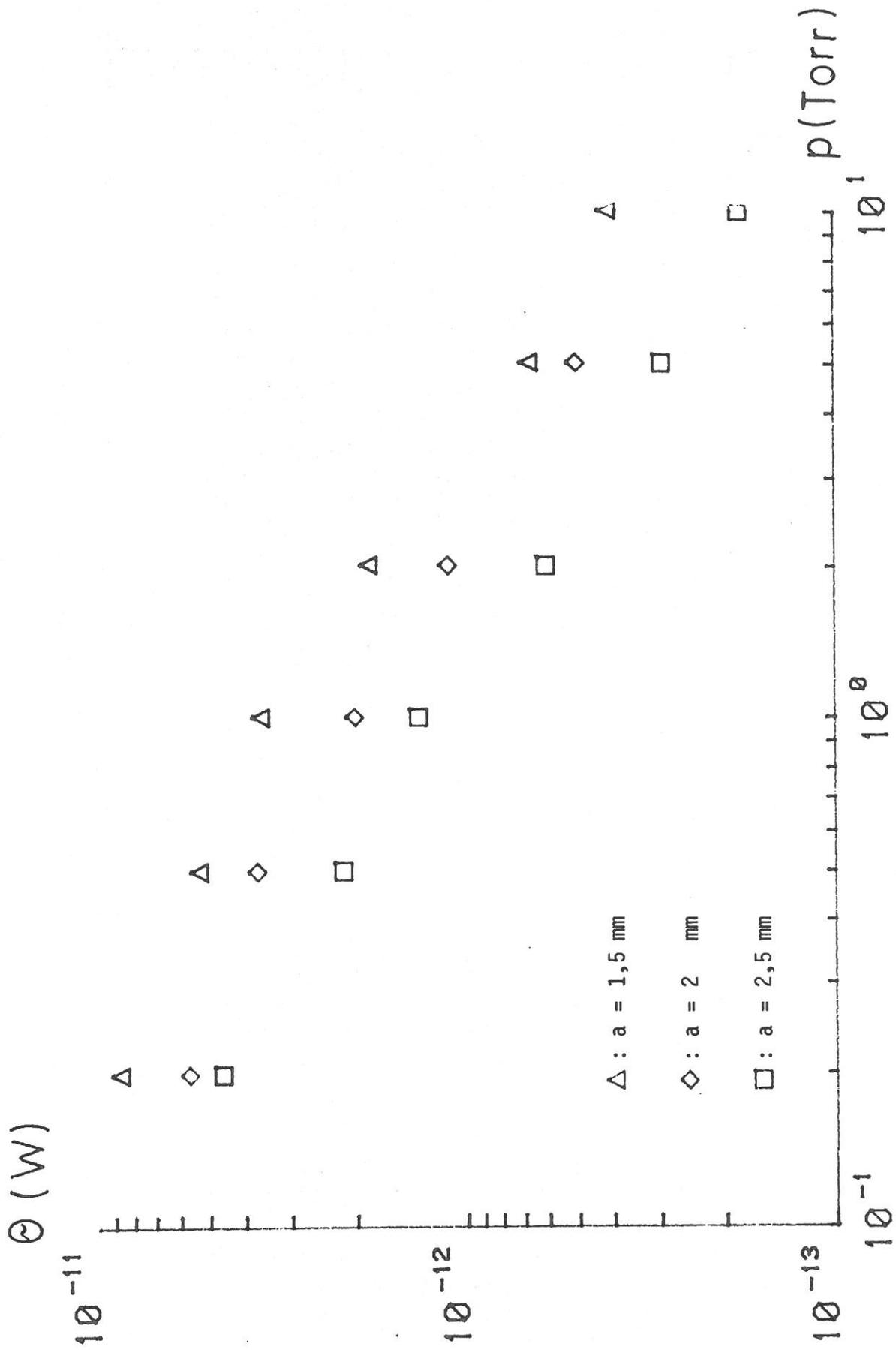


FIGURE (3.2.6) : Variation de  $\theta$  en fonction de la pression. Paramètre : diamètre du tube.

On constate que  $\theta$  diminue quand la pression augmente. L'efficacité d'ionisation croît donc avec la pression. Ceci s'explique bien si on remarque que dans un plasma faiblement collisionnel ( $v \ll \omega$ ), un électron libre fait beaucoup d'oscillations dans le champ HF de l'onde entre deux collisions successives. Comme la fréquence de collisions augmente avec la pression, les ionisations sont plus nombreuses pour la même puissance et la densité électronique est plus grande.

Il en résulte aussi qu'il doit y avoir un palier de saturation. Il a été effectivement observé entre 10 et 20 Torr par Chaker [ 2 ].

On observe aussi, que le paramètre  $\theta$  est indépendant de la puissance incidente et de la fréquence de l'onde, ce qui confirme les prédictions du modèle théorique.

#### d) Le champ électrique

Le champ électrique moyen présente un profil longitudinal pratiquement plat, quels que soient la pression ou le rayon du plasma. La valeur de ce champ est une fonction de la pression et du rayon du tube.

Les variations du champ électrique moyen avec la pression sont représentées sur la figure (3.2.7). On constate qu'il augmente de façon importante quand la pression diminue. Le point de fonctionnement de la décharge (défini par l'équilibre entre l'ionisation et les pertes de particules chargées), s'établit pour des champs de plus en plus intenses. Ceci est directement lié à l'augmentation de  $\theta$  quand la pression diminue, ce que nous avons discuté au paragraphe précédent.

La figure (3.2.8) représente la variation du champ électrique moyen avec le rayon du plasma. On voit qu'une diminution du rayon du plasma produit le même effet qu'une diminution de la pression : le champ électrique augmente. La raison en est la même que plus haut.

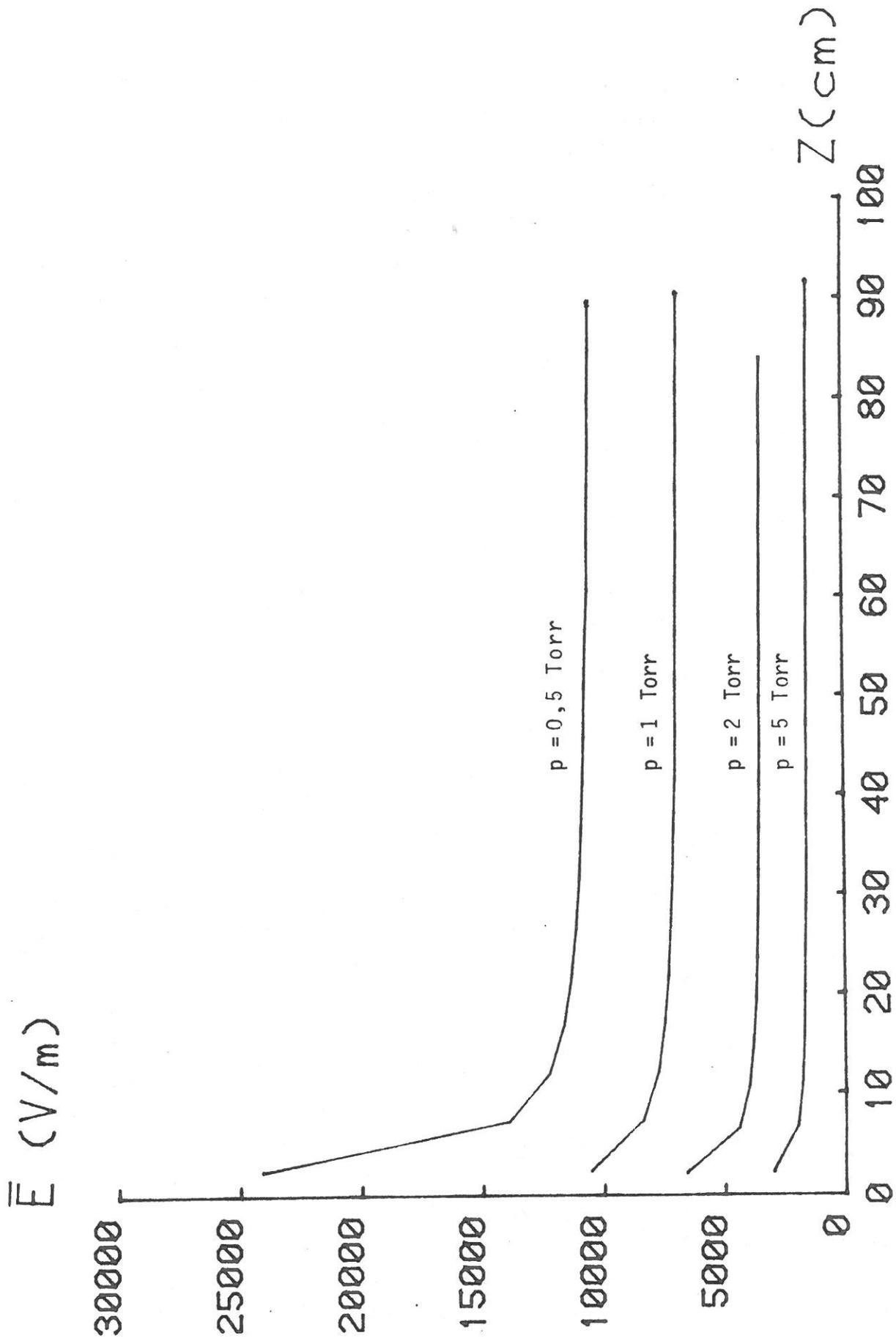


FIGURE (3.2.7) :Variation du champ électrique moyen avec la pression ( $a = 1,5$  mm).

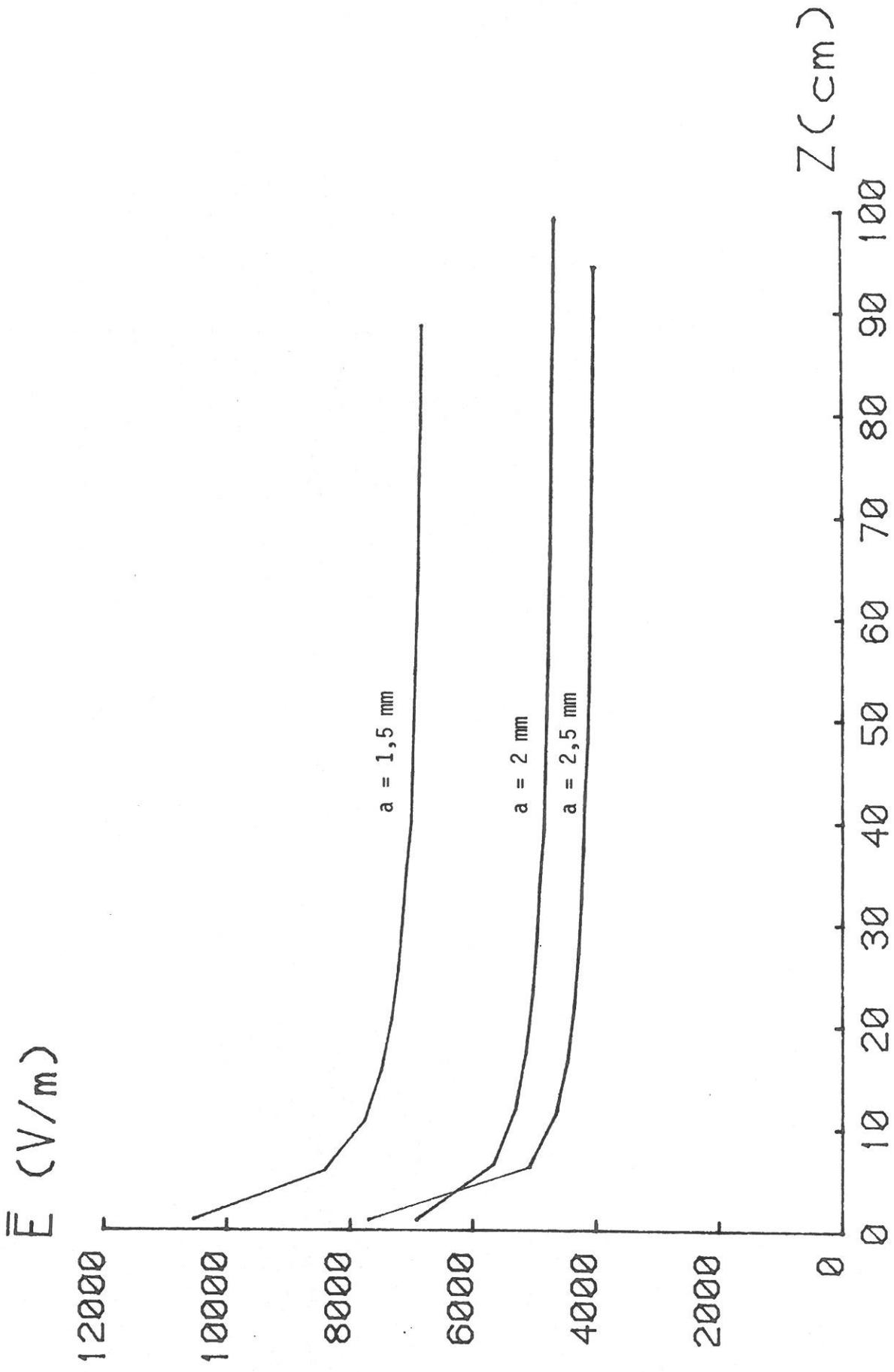


FIGURE (3.2.8) : Variation du champ électrique moyen avec le diamètre du tube ( $p = 1 \text{ Torr}$ ).

### 3.2.2. La constante du système ( $E_{\text{eff}} \cdot a$ )

Comme on est dans les conditions de diffusion ambipolaire pour nos conditions expérimentales, il est intéressant de voir quelles sont les analogies avec une colonne positive produite dans les mêmes conditions de pression et de diamètre.

En cherchant un champ "effectif" équivalent au champ continu de la colonne positive, on trouve que le produit  $E\nu/\omega$  est une constante pour un tube donné, indépendante de la pression et de la fréquence de l'onde.

En multipliant de plus par  $a$  on obtient la relation :

$$\boxed{\bar{E} \frac{\nu}{\omega} a \approx 1,25} \quad (3.2.1)$$

Les résultats sont regroupés dans le tableau suivant :

2a (mm)	f (GHz)	p (Torr)	$\langle E \rangle$ (V.m <sup>-1</sup> )	$E_e = \langle E \rangle \frac{\nu}{\omega}$ (V.m <sup>-1</sup> )	$E_e a$ (V)
3	2,45	1	8,66	755	1,135
4	2,45	1	6,46	655	1,31
5	2,45	1	5,56	510	1,27
9	0,21	0,5	255	27	1,21

Le terme  $\bar{E}\nu/\omega$  est un champ  $E_{\text{eff}}$ , et le rayon du tube  $a$  est un paramètre géométrique proportionnel à la longueur de diffusion  $\Lambda$ . Ainsi la relation (3.2.1) peut être décrite sous la forme :

$$E_{\text{eff}} \cdot \Lambda = \text{cte} \quad (3.2.2)$$

et on retrouve donc une loi équivalente à celle qu'on a dans une colonne positive. Elle exprime que dans les décharges régies par la diffusion ambipolaire, il y a un point de fonctionnement qui représente l'équilibre entre la création ( $E_{\text{eff}}$ ) et la perte ( $\frac{1}{\Lambda}$ ) de particules chargées.

### 3.2.3. Etude spectroscopique

#### a) Influence de p et a sur le spectre d'émission

Quand on diminue le rayon du tube ou la pression du gaz, les raies d'argon II sont de plus en plus nombreuses et de plus en plus intenses dans le spectre du plasma d'argon. Dans le tube de rayon  $a = 2,5$  mm, on voit seulement les raies ioniques les plus intenses et uniquement à basse pression ( $p \lesssim 200$  mTorr). Dans le tube de rayon  $a = 2$  mm, les raies ioniques sont visibles pour des pressions variant de 0,1 à 1 Torr et elles sont plus nombreuses. Dans les tubes de rayon  $a = 1,5$  mm, elles sont visibles à toutes les pressions que nous avons étudiées (0,1 à 10 Torr).

Les expériences sont faites à longueur de plasma constante. La puissance incidente n'est donc pas constante. On observe que les raies d'argon II augmentent plus vite que les raies d'argon I quand  $a$  et  $p$  diminuent. Nous en verrons la raison plus bas.

Si on regarde quel est le paramètre de la décharge qui varie dans le même sens quand  $a$  et  $p$  diminuent et qui a une influence sur l'intensité des raies, on trouve que c'est le champ électrique. Nous allons donc essayer de trouver comment est reliée l'intensité de la raie au champ électrique dans le plasma  $\bar{E}$ .

#### b) Variations de l'intensité des raies en fonction de $\bar{E}$

Dans une décharge donnée, le champ électrique moyen  $\bar{E}$  est pratiquement constant le long de la colonne de plasma, mais sa valeur change avec la pression et le diamètre du tube. Pour obtenir la variation de l'intensité d'une raie avec le champ  $\bar{E}$  il est plus commode de faire varier la pression.

Nous avons obtenu (cf. paragraphe (3.1.3)) que l'intensité d'une raie d'argon I est proportionnelle à la densité électronique. Elle est en outre proportionnelle à la densité d'atomes neutres  $N_0$ . Pour voir la dépendance de  $I(\text{ArI})$  en fonction du champ moyen  $\bar{E}$  nous avons tracé sur la figure (3.2.9) la courbe  $I(\text{ArI})/N_0 n_e$  pour différentes valeurs de pression, donc du champ électrique  $\bar{E}$ . En coordonnées log-log, c'est une droite de pente  $\approx 3,04$ .

L'intensité d'une raie d'argon I est donc proportionnelle à la troisième puissance du champ électrique. Elle s'écrit donc

$$I(\text{ArI}) = K N_0 \bar{n}_e \bar{E}^3 \quad (3.2.3)$$

où K est une constante de proportionnalité.

La dépendance de l'intensité des raies d'argon I avec le champ électrique en  $\bar{E}^3$  a été retrouvée théoriquement par Ferreira [13]. En faisant les hypothèses :

- que le champ électrique HF est uniforme dans le plasma et

- que la perte d'énergie des électrons pendant une oscillation du champ électrique est faible,

il a résolu numériquement l'équation de Boltzmann homogène et a calculé la fonction de distribution électronique et les coefficients d'excitation et d'ionisation par collisions électroniques directement à partir du fondamental. Les calculs ont été faits pour l'argon, seul gaz pour lequel on dispose d'un ensemble complet des sections efficaces.

La figure (3.2.10) représente les coefficients d'excitation directe par collisions électroniques en fonction de  $E/\omega$  pour les niveaux résonnants  $3P_1$  et  $1P_1$  (courbes A et B), les niveaux métastables  $3P_2$  et  $3P_0$  (courbe C), niveaux interdits  $\sim 12,9$  eV (courbe D) et les niveaux supérieurs d'énergie  $\sim 14,25$  eV (courbe F).

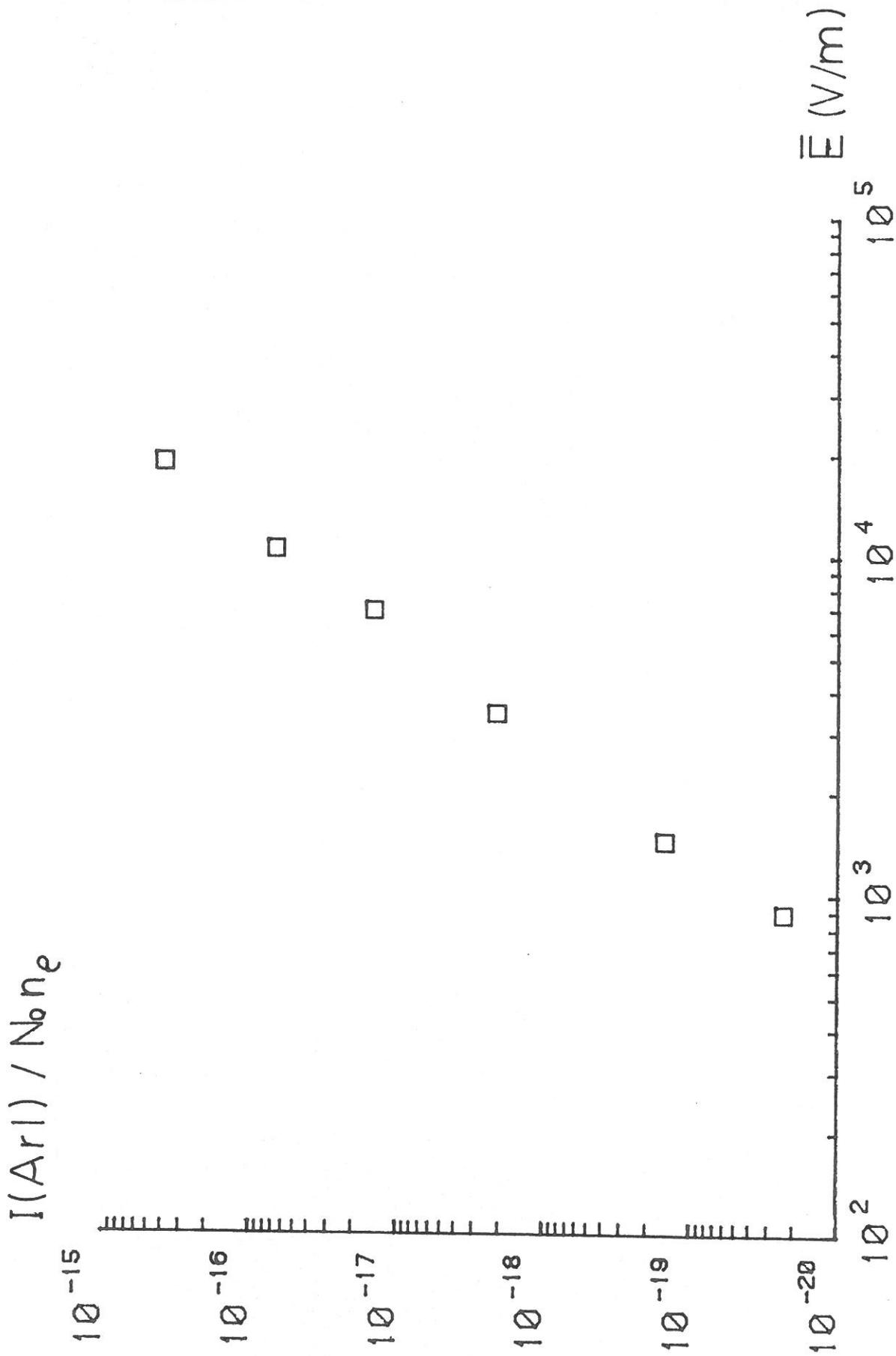


FIGURE (3.2.9) :  $I(\text{ArI}) / N_0 n_e$  en fonction du champ électrique moyen.

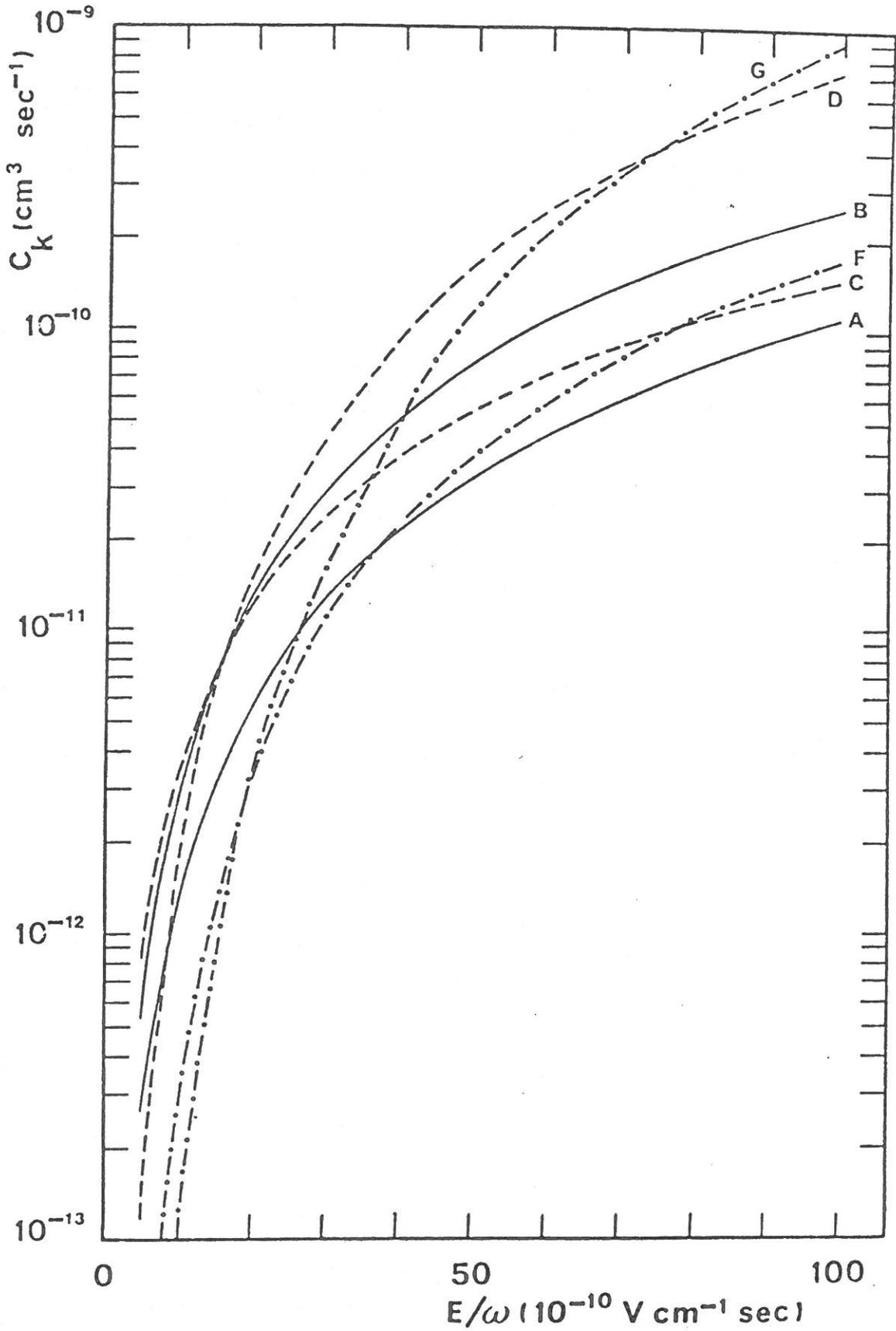


FIGURE (3.2.10) : Coefficients d'excitation directe par collisions électroniques en fonction de  $E/\omega$ .

Dans le domaine  $5.10^{-10} < E/\omega < 10^{-8}$  V.cm<sup>-1</sup>sec, ces courbes peuvent être approchées par une loi

$$C_k \propto (E/\omega)^{a_k} \quad (3.2.4)$$

Pour le niveau  $3p^5 5p$  la valeur de  $a_k$  est 2,9. Ce très bon accord avec la valeur expérimentale confirme que ces niveaux sont peuplés par excitation directe ( $I \propto n_e$ ).

Pour l'ionisation directe  $a_k$  a la valeur de 4,1 (courbe G).

Pour obtenir la variation de l'intensité d'une raie d'argon II en fonction du champ  $\bar{E}$ , on a tracé sur la figure (3.2.11) la courbe  $I(\text{ArII})/n_e^3$  en fonction de  $\bar{E}$ . C'est une droite de pente 4,5 en coordonnées logarithmiques. Nous avons donc, pour l'intensité d'une raie ionique, la loi semi-empirique :

$$I(\text{ArII}) = K' n_e^{-3} \bar{E}^{4,5} \quad (3.2.5)$$

### c) Température des neutres

Sur la figure (3.2.12) on a représenté l'évolution de la température des neutres  $T_n$  en fonction de la puissance absorbée par unité de volume  $dP_{\text{abs}}/Sdz$  pour différentes pressions. On observe que la température  $T_n$  augmente linéairement avec la puissance absorbée, quels que soient la pression du gaz ou le rayon du tube.

Les droites  $T_n = f(dP_{\text{abs}}/Sdz)$ , obtenues pour différentes pressions, sont parallèles et pratiquement confondues. Comme on pouvait s'y attendre, la température du gaz dépend principalement de la puissance absorbée.

Dans une décharge donnée, la puissance absorbée  $dP_{\text{abs}}/Sdz$  décroît le long de la colonne et par conséquent la température aussi.

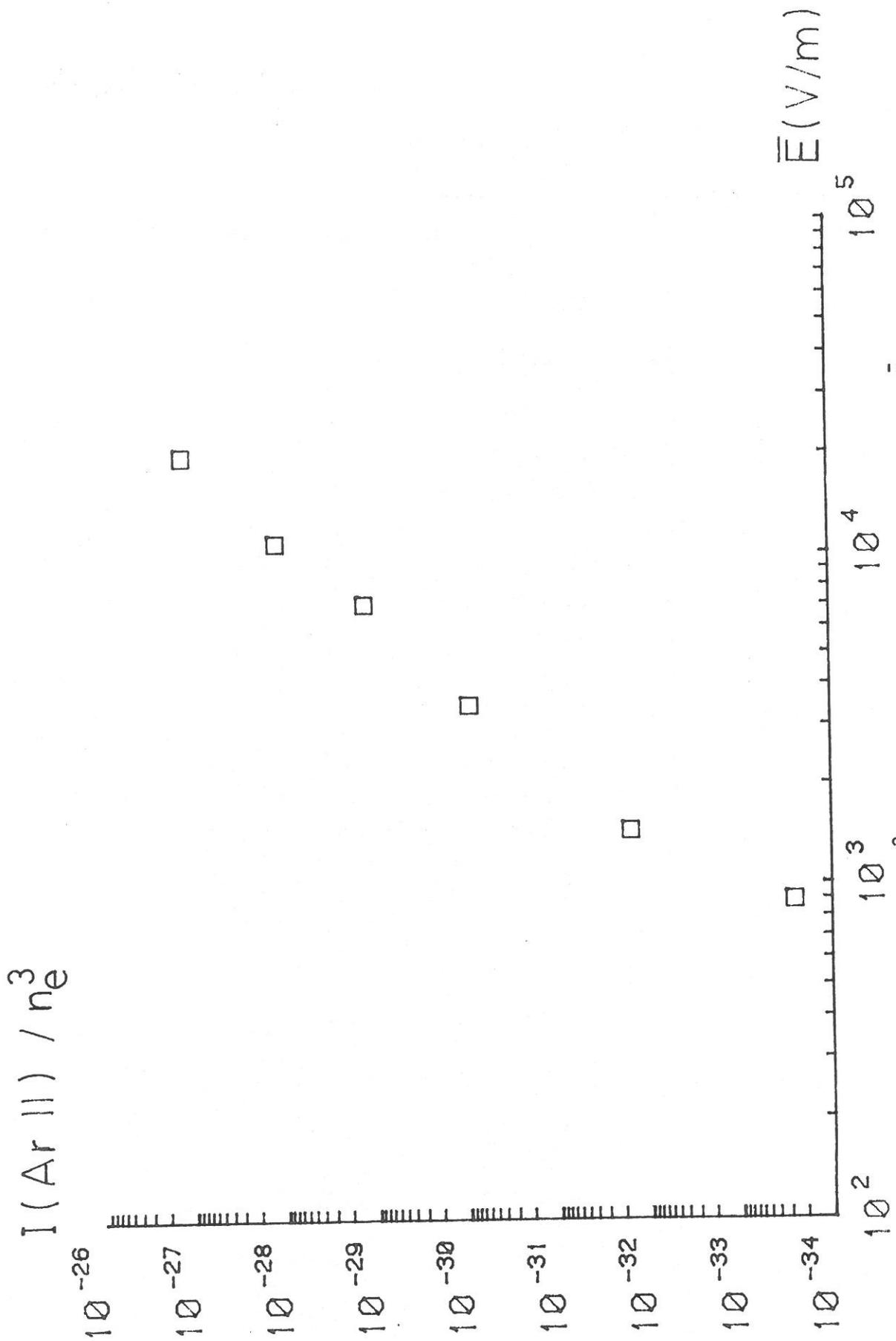


FIGURE (3.2.11) :  $I(\text{Ar II})/n_e^3$  en fonction du champ électrique moyen  $\bar{E}$ .

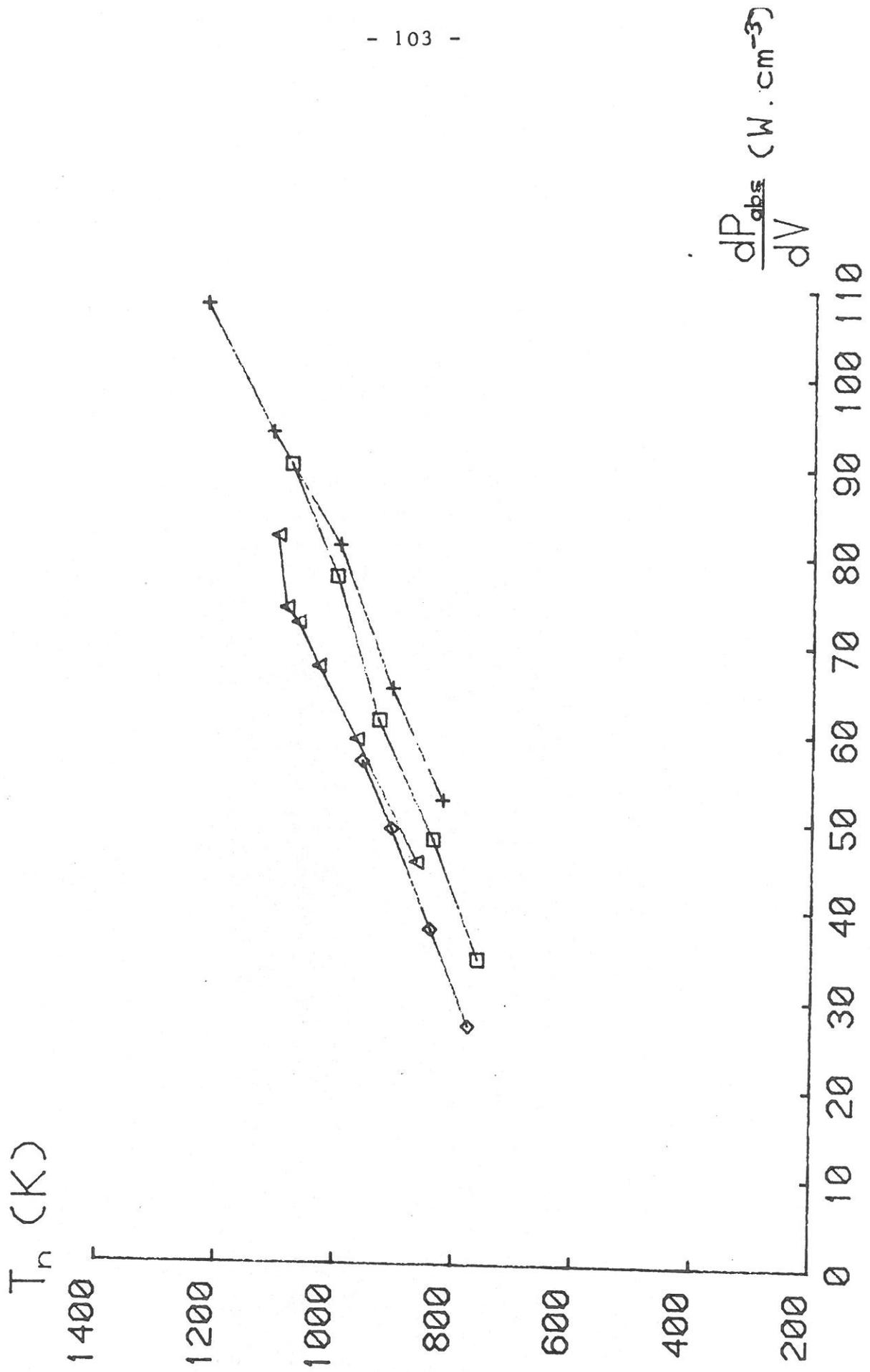


FIGURE (3.2.12) : Température des neutres en fonction de la puissance absorbée par unité de volume.

La figure (3.2.13) représente la variation de la température  $T_n$  avec la densité électronique et la pression du gaz. On observe que :

- à pression constante,  $T_n$  augmente si la densité électronique augmente,
- à une densité donnée,  $T_n$  augmente si la pression diminue.

Dans les deux cas, l'augmentation de  $T_n$  se ramène à une augmentation de puissance (cf. chapitre 1).

L'augmentation de la pression du gaz a pour effet d'augmenter la conductivité thermique du gaz. On s'attend donc à ce que le gradient longitudinal de  $T_n$  diminue quand la pression augmente. C'est bien ce que l'on observe sur le tableau suivant :

p (Torr)	0,13	0,4	1	2
X (%)	-40	-30	-30	-20

où X est le pourcentage de la variation totale de la température sur une longueur L donnée :

$$X = \frac{T_i - T_f}{T_i} \times 100.$$

### 3.3. CONCLUSION

Les résultats expérimentaux montrent que le modèle théorique décrit bien les décharges par onde de surface dans les capillaires. La décharge est contrôlée par la diffusion ambipolaire et l'ionisation se fait en une étape.

Nous avons obtenu des lois de similitude pour le paramètre  $\theta$ ,  $\theta/p = f_\theta(\text{pa})$ , et pour la fréquence de collisions  $\nu$ ,  $\nu/p = f_\nu(\text{pa})$ .

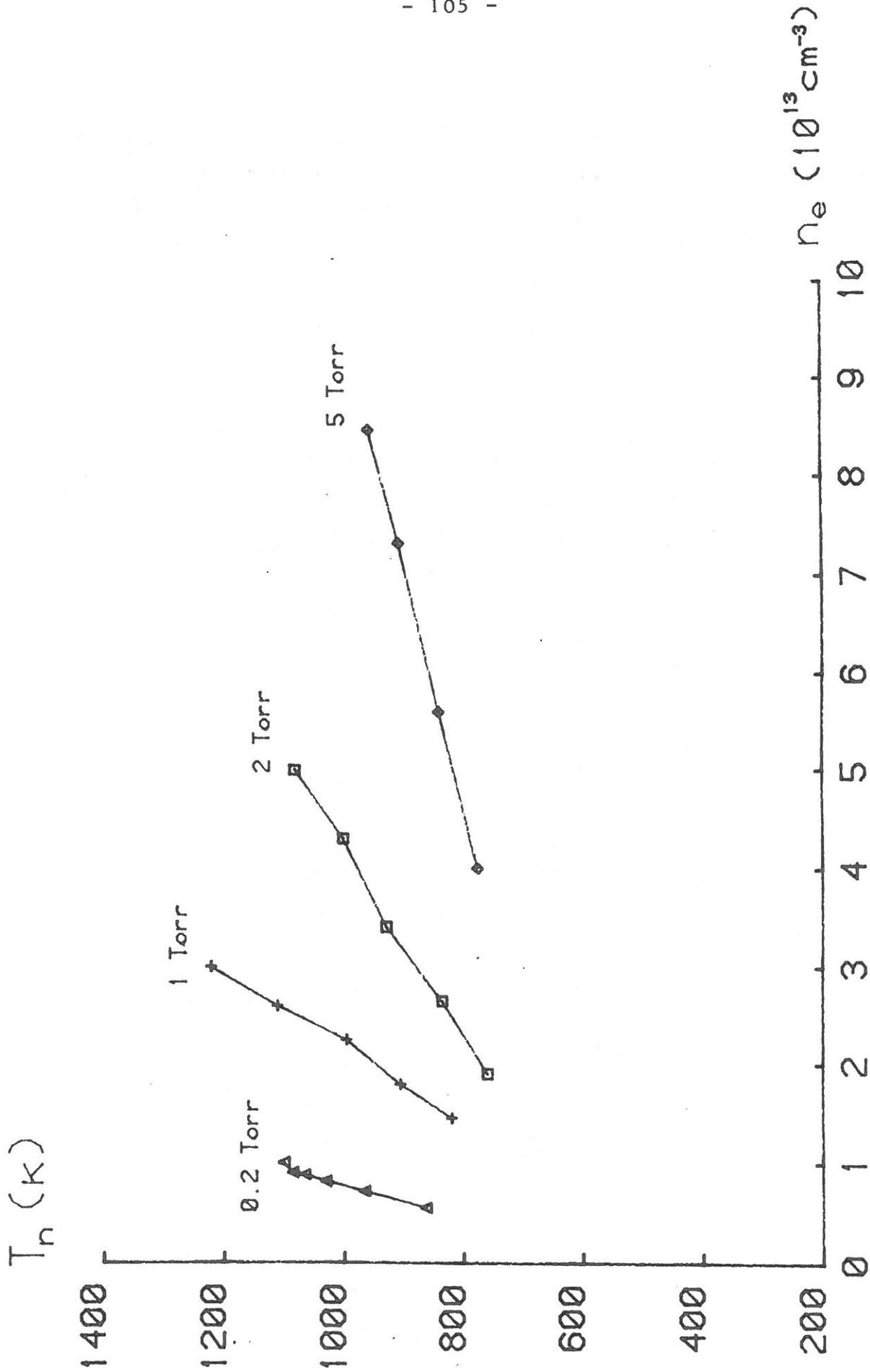


FIGURE (3.2.13) : Variation de la température des neutres avec la densité électronique.  
Paramètre : pression.

Nous avons également obtenu une loi de variation de l'intensité des raies d'argon I en fonction de la densité électronique et du champ électrique dans le plasma. On trouve que l'intensité varie comme la troisième puissance du champ électrique, ce qui est en très bon accord avec le calcul théorique.

\* \*  
\*

## CONCLUSION

Les méthodes de mesures mises au point pour étudier les décharges créées par une onde de surface permettent d'obtenir les principales caractéristiques de la décharge (densité, fréquence de collisions, la température des neutres, le champ électrique, etc...).

La mise au point du traitement informatisé des données permet d'accéder rapidement aux résultats ; il est ainsi très facile d'obtenir la puissance moyenne nécessaire pour avoir une paire électron-ion dans la décharge, ou la fréquence de collisions effective entre les électrons et les neutres pour le transfert de la quantité de mouvement, dans n'importe quel gaz ou le mélange des gaz.

Les lois macroscopiques obtenues tant dans les caractéristiques de la décharge ( $\theta, v$ ) que dans l'émission des raies (Ar I, Ar II), permettent d'optimiser le fonctionnement de celle-ci, compte tenu de l'objectif désiré (densité maximale, intensité de raies ioniques maximale, etc...).

Néanmoins, certains points importants restent à éclaircir :

- La température des neutres est une grandeur physique importante pour pouvoir comparer l'expérience et la théorie. En effet, dans une structure scellée, à une variation longitudinale de cette température correspond une variation de la densité de neutres. Le modèle n'est plus tout à fait exact et il en est de même des lois empiriques que nous avons trouvées. Il est donc important, pour des expériences futures, d'avoir toujours une méthode de mesure de la température des neutres (élargissement de raies par exemple) pour obtenir de bons résultats.

- Les expériences ont été faites à une fréquence fixe (2,45 GHz) et avec toujours  $\nu < \omega$ . La loi

$$E_{\text{eff}} \cdot \Lambda = \text{constante}$$

qui est vérifiée dans ce travail demanderait des études complémentaires pour connaître les rôles d'une part de la fréquence d'excitation et d'autre part de la fréquence de collisions  $\nu$  en particulier lorsqu'elle devient comparable à  $\omega$ .

Pour conclure, le résultat obtenu sur l'émission des raies de l'argon II ( $I \propto n_e^3 \bar{E}^{4,5}$ ), et des études faites par ailleurs [19] sur le mélange argon-hélium, permettent dès maintenant de concevoir un laser ionique excité par microondes.

\* \* \*

## APPENDICE I

### COMPOSANTES DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE DE L'ONDE

Les composantes des champs dans les différents milieux s'expriment sous la forme  $A(r)e^{j(\omega t - \beta z)}$  où  $A(r)$  s'écrit :

- dans le plasma :

$$E_z = A I_0 (\Gamma r)$$

$$E_r = A \frac{j\beta}{\Gamma} I_1 (\Gamma r)$$

$$H_\varphi = A \frac{j\omega \epsilon_0 \epsilon_p}{\Gamma} I_1 (\Gamma r)$$

avec  $\Gamma^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_p$

$$k_0 = \frac{\omega}{c}$$

- dans le diélectrique :

Si  $v_\varphi < \frac{c}{\sqrt{\epsilon_v}}$   $E_z = [E I_0 (Rz) + F K_0 (Rz)]$

$$E_r = \frac{j\beta}{R} [E I_1 (Rr) - F K_1 (Rr)]$$

$$H_\varphi = \frac{j\omega \epsilon_0 \epsilon_v}{R} [E I_1 (Rr) - F K_1 (Rr)]$$

avec  $R^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_v$

$v_\varphi$  étant la vitesse de phase.

Si  $v_\varphi > \frac{c}{\sqrt{\epsilon_v}}$   $E_z = [E J_0 (Sr) + F Y_0 (Sr)]$

$$E_r = \frac{j\beta}{S} [E J_1 (Sr) + F Y_1 (Sr)]$$

$$H_\varphi = \frac{j\omega \epsilon_0 \epsilon_v}{S} [E J_1 (Sr) + F Y_1 (Sr)]$$

avec  $S^2 = k_0^2 \epsilon_v - \beta^2$

- extérieur :

$$E_z = C [K_0 (Td) I_0 (Tr) - I_0 (Td) K_0 (Tr)]$$

$$E_r = \frac{Cj\beta}{T} [K_0 (Td) I_1 (Tr) + I_0 (Td) K_1 (Tr)]$$

$$H_\varphi = \frac{Cj\omega\epsilon_0}{T} [K_0 (Td) I_1 (Tr) + I_0 (Td) K_1 (Tr)]$$

avec  $T^2 = \beta^2 - k_0^2$

Les constantes A, C, E, F sont données par le calcul de l'équation de dispersion et en normalisant les grandeurs électromagnétiques par rapport à la puissance incidente.

## REFERENCES

- [1] P. Leprince et J. Marec. Rapport interne L.P. 182, Lab. Phys. Plasmas Orsay (1980).
- [2] M. Chaker, Thèse de Doctorat de 3<sup>e</sup> cycle, Université de Paris VI. (Mai 1981).
- [3] A.W. Trivelpiece (1958). Slow-wave Propagation in Plasma Waveguides, California Inst. Techn. Pasadena, Electron tube and Microwave Laboratory, Techn. Report 7 (May 1958) and Ph. D. Thesis (June 1958).
- [4] M. Moisan, A. Shivarova and A. Trivelpiece, Plasma Physics, Vol. 24, n°11, pp. 1331 to 1400 (1982).
- [5] G. Bekefi (1966), Radiation Processes in Plasmas (New York, Wiley).
- [6] D. Quemada, "Ondes dans les Plasmas", Hermann Paris (1968).
- [7] J.L. Delcroix (1966). Physique des Plasmas, vol. 2, (Paris, Dunod).
- [8] C.M. Ferreira. J. Phys. D. : Appl. Phys., 14 (1981), 1811-30.
- [9] M. Moisan, R. Pantel, A. Ricard, V.M.M. Glaude, P. Leprince et W.P. Allis (1980.a). Rev. Phys. Appl. 15, 1383.
- [10] C.M. Ferreira et J.L. Delcroix (1978). J. Appl. Phys., 49-2380.
- [11] P. Nghiem, Thèse de Doctorat de 3<sup>e</sup> cycle, Université de Paris VI (1981).

- [12] C.M. Ferreira (1983). J. Phys. D. : Appl. Phys. 16, 1673-85.
- [13] C.M. Ferreira et J. Loureiro (1983). J. Phys. D. : Appl. Phys.
- [14] J. Jolly. Rapport interne L.P. n°165. Université de Paris-Sud (1977).
- [15] E.I. Gordon, E.F. Labuda, R.C. Miller, C.E. Webb, Proc. Phys. Quant. Elec. Conf., Mc Graw Hill (1966).
- [16] M. Moisan, C. Beaudry et P. Leprince. P., IEEE Trans. Plasma Sci. PS-3 (1975) 55-9.
- [17] Z. Zakrzewski, M. Moisan, V.M. Glaude, C. Beaudry, P. Leprince. Plasma Phys. 19 (1977) 77-83.
- [18] M. Moisan, Z. Zakrzewski et R. Pantel. J. Phys. D. 12 (1979) 219-237.
- [19] S. Saada. Thèse de Doctorat de 3<sup>e</sup> cycle, Université de Paris-Sud, Novembre 1983.



## R E S U M E

Ce travail est une contribution à l'étude de la décharge microonde par une onde de surface. Plus précisément, il est centré sur la décharge dans les tubes capillaires remplis d'argon.

Dans la première partie nous avons présenté des modèles théoriques décrivant, d'une part, la propagation de l'onde de surface le long de la colonne de plasma, et, d'autre part, les profils longitudinal et radial des principales grandeurs caractéristiques de la décharge.

La seconde partie est consacrée à l'étude de l'influence de paramètres (la pression du gaz et le rayon du tube) sur le fonctionnement et les caractéristiques de la décharge. Nous avons établi les lois de similitude  $\theta/p = f_{\theta}(pa)$ ,  $v/p = f_v(pa)$  et  $Eva = \text{constante}$ , ainsi que les relations empiriques entre les intensités de raies d'émission d'argon I et d'argon II, la densité électronique et le champ électrique dans le plasma.

### MOTS CLES

- Décharges microondes, onde de surface
- Argon
- Tubes capillaires
- Lois de similitude
- Intensité des raies d'argon I et d'argon II