

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

THÈSE

présentée
pour obtenir

Le titre de DOCTEUR en Sciences

PAR

Stéphane PASQUIERS

SUJET: Décharge créée par une onde progressive en
présence d'un champ magnétique statique

soutenue le 27 Novembre 1987 devant la Commission d'examen

MM. J.L.DELCROIX Président

D.BLANC

M.CAMUS

C.M.FERREIRA

J.MAREC

A MES PARENTS

Danièle et Gérard PASQUIERS

Cette thèse a été préparée au Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas, à Orsay. Je remercie Monsieur A. RICARD, Directeur de ce Laboratoire, de m'y avoir accueilli.

Je témoigne toute ma gratitude à Messieurs Ph. LEPRINCE et J. MAREC, qui m'ont accueilli dans leur équipe, et m'ont conseillé et aidé tout au long de ce travail.

Je remercie le Professeur J.L. DELCROIX qui m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse.

J'exprime également tout ma reconnaissance à Messieurs D. BLANC, M. CAMUS, C.M. FERREIRA et J. MAREC pour leur participation au jury et l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail.

Je remercie vivement Monsieur E. BLOYET qui m'a permis de mener à bien toute l'étude expérimentale, ainsi que Madame A.B. SA et Mademoiselle I. EON pour leurs aides amicales au cours de cette étude.

J'adresse aussi mes remerciements à Caroline BOISSE-LAPORTE, Agnès GRANIER, Sonia PIRET et Régis DARCHICOURT pour les nombreuses et intéressantes discussions que nous avons eu ensemble.

Il me reste à remercier Madame VERGAND, ainsi que Madame BUFFARD et l'ensemble du secrétariat pour leur gentillesse et leur aide dans l'élaboration de ce mémoire.

Enfin, je remercie l'ensemble du personnel du laboratoire pour son soutien moral lors de mon travail.

ABSTRACT

This report deals with the study of a low pressure argon microwave discharge (5 to 100 m Torr), created and sustained by a propagative wave with a fixed frequency (390 MHz), in presence of an axial static magnetic field (up to 550 Gs).

To understand the discharge sustaining conditions, the microwave energy distribution has to be determined. For that purpose, the wave propagation has to be studied.

Therefore, the wave characteristics are first of all computed, and their evolutions with the plasma frequency and the magnetic field are described, for a fixed wave frequency. The characteristics are :

- the "phase relations", giving the wave number and the wave attenuation due to the electron-neutral collisions, as functions of the electron density.
- the radial distribution of the electromagnetic energy. It is shown that, according to the values of the electron density and the magnetic field, the wave is either a surface or a volume one.

Secondly, the results of the experimental discharge study are presented.

The measure of the wave number enables the electron density diagnostic.

With the help of a theoretical description of the plasma column, this diagnostic leads to the discharge characteristics : the effective electron-neutral collision frequency, the power needed to maintain an electron and the effective electric field.

At a fixed pressure, the effective electric field is a decreasing function of the magnetic field. This behaviour is explained in a theoretical way taking into account the reduction, due to magnetic field, of the electron losses by diffusion to the tube walls.

PLAN

	page
<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>PREMIERE PARTIE</u>	6
<u>PROPAGATION D'UNE ONDE DE FREQUENCE FIXE DANS UN PLASMA</u>	
<u>ANISOTROPE RADIALEMENT LIMITE</u>	
<u>CHAPITRE I : CHAMP ELECTROMAGNETIQUE DE L'ONDE DANS LE PLASMA</u>	9
I - EQUATIONS DE BASE	9
1 - Position du problème et hypothèses	9
2 - Composantes du champ électromagnétique	14
II - INFLUENCE DU CHAMP MAGNETIQUE STATIQUE : SOLUTIONS DES EQUATIONS DE MAXWELL	16
A - Plasma isotrope	17
1 - Expression des solutions	17
2 - Onde de surface	18
B - Plasma anisotrope	19
1 - Champ magnétique statique fini	19
a) Expression analytique des composantes du champ	19
b) Type d'onde	22
2 - Cas limite d'un champ magnétique infini	24
C - Bilan	26
III - DESCRIPTION DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE DANS L'APPROXIMATION QUASI-STATIQUE	28

IV - CONCLUSION	page 28
<u>CHAPITRE II - CARACTERISTIQUES DE L'ONDE POUR UN PLASMA FAIBLEMENT COLLISIONNEL</u>	31
I - CARACTERISTIQUES DE PROPAGATION	32
A - Nombre d'onde	33
1 - Equation de dispersion	33
2 - Courbe de phase	34
a) Fortes densités électroniques	34
b) Faibles densités électroniques (résonance d'onde)	36
b1 - champ magnétique statique faible ($\omega_c < \omega$)	37
b2 - champ magnétique statique fort ($\omega_c > \omega$)	39
c) Densités électroniques intermédiaires	39
B - Energie et atténuation	39
1 - Normalisation du champ électromagnétique	39
2 - Energies	40
a) Energie totale	40
b) Relation de résonance	42
c) Variations caractéristiques	43
3 - Vitesse de groupe	48
4 - Coefficient d'atténuation	50
a) Expression analytique	50
b) Résultats	52
C - Conclusion	52
II - DISTRIBUTION RADIALE DE CHAMP ELECTROMAGNETIQUE	54
A - Pénétration du champ électrique dans le plasma	54
1 - Composante axiale	56
2 - Champ électrique total	60
3 - Importance relative des composantes	64
a) Composantes axiale et transverse	66
b) Composantes radiale et azimutale	66

	page
B - Onde de surface - Onde de volume	68
1 - Bilan	68
2 - Type d'onde le long d'une colonne de plasma	74
3 - Influence des paramètres	74
C - Conclusion	79
III - CARACTERISTIQUES DE L'ONDE DANS L'APPROXIMATION QUASI-STATIQUE	80
A - Caractéristiques de propagation	80
1 - Nombre d'onde	80
2 - Coefficient d'atténuation	83
B - Pénétration du champ électrique dans le plasma	83
C - Conclusion	86
IV - CONCLUSION	87
<u>CHAPITRE III : INFLUENCE DES COLLISIONS ELECTRON-NEUTRE. CAS DE LA</u>	89
<u>RESONANCE CYCLOTRON ELECTRONIQUE</u>	
I - CARACTERISTIQUES DE PROPAGATION	90
1 - Principe de calcul	90
2 - Résultats	90
a) Influence générale de la fréquence de collision	90
b) Etude au voisinage de la RCE	94
II - ONDE DE SURFACE-ONDE DE VOLUME	96
1 - Pénétration du champ électrique dans le plasma	96
a) Influence générale de la fréquence de collision	96
b) Cas de la RCE	96
2 - Domaines de type d'onde	96
III - CONCLUSION	98
<u>CONCLUSION</u>	100

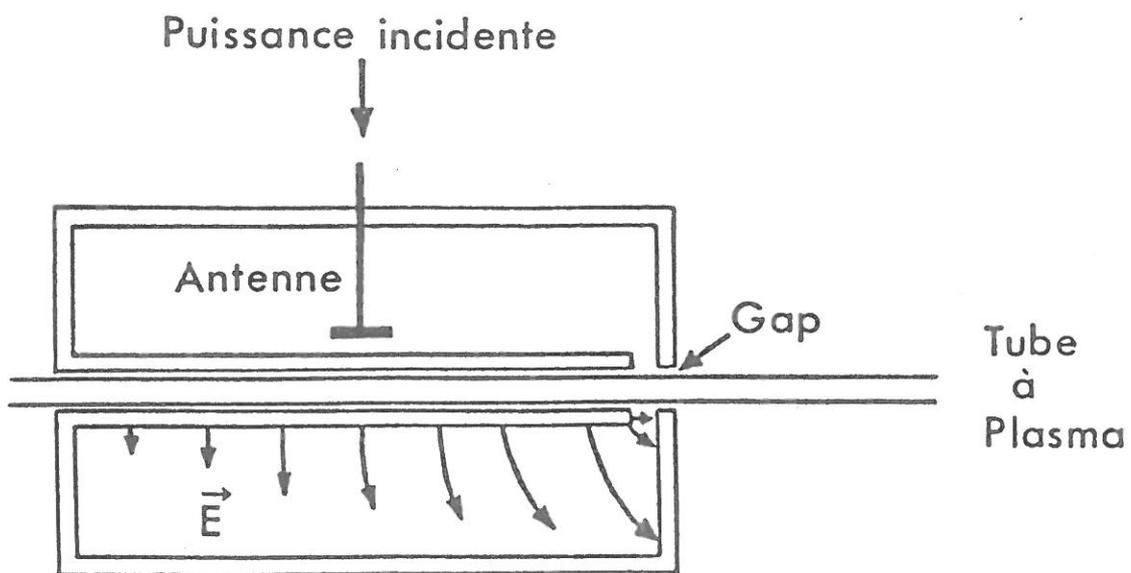
DEUXIEME PARTIEDECHARGE D'ARGON BASSE PRESSION CREEE ET ENTRETENUEPAR UNE ONDE PROGRESSIVE

<u>CHAPITRE I - DESCRIPTION DE LA DECHARGE</u>	104
I - DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET CONDITIONS D'ETUDE	104
1 - Création et entretien du plasma	104
2 - Champ magnétique statique	107
3 - Pression et flux de gaz	108
II - DETERMINATION EXPERIMENTALE DE LA DENSITE ELECTRONIQUE	108
1 - Mesure de la longueur d'onde	110
2 - Diagnostic de la densité électronique	110
III - DETERMINATION DES CARACTERISTIQUES DE LA DECHARGE	110
1 - Décharge et onde progressive	114
a) Profil théorique de densité électronique	114
b) Champ et puissance électromagnétique	121
2 - Caractéristiques de la décharge	121
a) Fréquence effective de collision	125
b) Puissance nécessaire au maintien d'un électron	125
c) Champ électrique effectif de maintien	126
3 - Résumé de la méthode	129
IV - CONCLUSION	129
 <u>CHAPITRE II : RESULTATS EXPERIMENTAUX ET INTERPRETATION</u>	 131
I - BILAN EXPERIMENTAL	131
1 - Densité électronique	132
2 - Caractéristiques de la décharge	134

	page
a) Fréquence effective de collision	137
b) Puissance nécessaire au maintien d'un électron	137
c) Champ effectif de maintien de la décharge	144
3 - Conclusion	147
II - INTERPRETATION	149
A - Modèle simple d'entretien de la décharge	149
1 - Description du modèle	149
a) Equations locales	149
b) Température électronique et fréquence de collision	155
c) Puissance nécessaire au maintien d'un électron	156
2 - Comparaison modèle-expérience	157
a) Fréquence effective de collision	157
b) Puissance nécessaire au maintien d'un électron	162
c) Bilan	165
B - Rayon apparent de la décharge	166
C - Point de fonctionnement de la décharge	170
1 - Principe	171
2 - Exemples	174
D - Conclusion	177
<u>CONCLUSION</u>	178

	page
<u>ANNEXE IA</u> : TERME DE COLLISION ELECTRON NEUTRE POUR LE TRANSFERT DE LA QUANTITE DE MOUVEMENT	184
<u>ANNEXE IIA</u> : EQUATION DE DISPERSION	186
1 - Expression analytique générale ($\nu \neq 0$)	186
2 - Cas d'un plasma non collisionnel ($\nu = 0$)	188
a) Forme analytique simplifiée	188
b) Principe de résolution numérique	189
<u>ANNEXE IIB</u> : NOMBRES D'ONDE TRANSVERSES	191
1 - Nature des nombres d'onde transverses	191
2 - Module des nombres d'onde transverses	197
3 - Importance relative des composantes associées	197
<u>ANNEXE IIIB</u> : RESOLUTION NUMERIQUE DE L'EQUATION DE DISPERSION. PLASMA COLLISIONNEL ($\nu \neq 0$)	199
<u>ANNEXE II'A</u> : INDEPENDANCE DES CARACTERISTIQUES DE LA DECHARGE PAR RAPPORT A LA DENSITE ELECTRONIQUE	201
<u>REFERENCES</u>	204

I N T R O D U C T I O N



Structure d'excitation de l'onde progressive
(Surfatron, fréquence: 390 MHz)

En raison de leur intérêt pour de nombreuses applications (traitement de surface, milieux laser, ...) les décharges micro-onde créées et entretenues par une onde de surface sont l'objet de nombreuses études, tant expérimentales [9-17, 19-29, 33] que théoriques [6, 7, 18, 19, 34].

L'entretien de telles décharges repose sur l'ionisation d'un gaz par une onde progressive de fréquence fixée, ne pouvant se propager qu'en présence du plasma. Ce mode plasma à symétrie azimutale est généré par un système excitateur appelé surfatron [8] (voir figure). A partir du "gap" du surfatron, cette onde crée son propre milieu de propagation par transfert d'énergie au plasma, perdant progressivement de sa puissance, et entretenant une colonne de plasma axialement hétérogène.

Jusqu'à présent, l'étude de ces décharges a été orientée dans deux directions complémentaires :

- un modèle basé sur le transfert d'énergie de l'onde au plasma a permis de décrire les caractéristiques de la colonne de plasma, aussi bien en gaz rares (hélium [21, 27], argon [9, 10, 12-17, 19, 24-29]) qu'en gaz réactif (oxygène [22-24]) ou en mélange de ces gaz [22, 24, 27]. En liaison avec ce modèle, des études expérimentales ont été menées sur une large gamme de fréquence d'onde (210 MHz à 2450 MHz) [13-16], de diamètre de plasma (quelques millimètres à plusieurs centimètres) [13, 14, 17] et de pression (quelques mTorr à plusieurs centaines de Torr) [13-16]. Ces études ont montré que des lois simples permettent de décrire les conditions d'entretien de la décharge, en fonction de ses divers paramètres de fonctionnement (nature du gaz, fréquence d'onde, diamètre du plasma, pression)

- un modèle théorique a été établi [6], décrivant l'état stationnaire d'une tranche de plasma d'argon soumise à un champ électromagnétique. Ainsi les distributions radiales des diverses espèces excitées du plasma ont pu être déterminées. De plus, cette étude a justifié les hypothèses posées pour établir le modèle énergétique précédent, grâce à la vérification théorique des lois expérimentales donnant les

caractéristiques de la décharge [7].

Récemment, un pas supplémentaire a été franchi à propos des décharges d'argon de basse pression, par l'unification de ces deux voies de recherche (modélisation auto-cohérente de l'onde progressive et de la décharge) [18, 19].

L'application d'un champ magnétique statique sur une décharge entretenue par une onde progressive ouvre de nouvelles perspectives, dues aux deux phénomènes couplés suivants :

- la modification des conditions d'entretien de la décharge, entraînant un accroissement de son rendement de fonctionnement, grâce à la réduction des pertes électroniques par diffusion vers les parois du tube à décharge.

- la modification de la répartition radiale de l'énergie électromagnétique de l'onde, permettant de changer la distribution radiale des espèces excitées au sein du plasma, et de réduire le rôle souvent néfaste des parois du tube à décharge (destruction de certaines espèces réactives).

Les décharges HF avec champ magnétique statique constituent à l'heure actuelle un important domaine d'investigation. De nombreux articles ont été publiés sur les décharges fonctionnant à la résonance cyclotron électronique (fréquence d'onde et fréquence cyclotron électronique égales) [32]. Par contre, peu de travaux ont été réalisés sur les décharges entretenues par un mode plasma en présence d'un tel champ.

Une étude expérimentale menée par M. Moisan *et al.* [33] a mis en évidence la forte influence du champ magnétique sur les profils radiaux d'émission radiative d'une décharge d'argon (domaine visible), mettant ainsi en évidence la variation de la distribution radiale de l'énergie électromagnétique de l'onde progressive. Néanmoins, aucune description de l'onde et de l'état stationnaire de la décharge n'est venue expliquer ces observations.

Sur le plan de la modélisation théorique, une première approche a été récemment publiée par I. Zhelyazkov *et al.* [34], mais en utilisant des hypothèses très simplificatrices (par exemple, l'approximation quasi-statique pour décrire l'onde progressive).

Le but de cette thèse est d'arriver à comprendre les conditions d'entretien de la décharge, grâce à un modèle décrivant le transfert d'énergie de l'onde au plasma. Les étapes essentielles de cette étude sont:

- le calcul théorique des caractéristiques de propagation de l'onde (nombre d'onde, coefficient d'atténuation due aux collisions électron-neutre), qui permettront de connaître l'absorption de l'énergie électromagnétique de l'onde par le plasma, ainsi que la distribution radiale de cette énergie. Ceci sera présenté dans la première partie.

- la détermination expérimentale des caractéristiques de la décharge (fréquence effective de collision électron-neutre, puissance nécessaire au maintien d'un électron, champ électrique effectif de maintien), connaissant les caractéristiques de l'onde. La seconde partie de cette thèse en présentera les résultats, et montrera que l'action du champ magnétique statique sur les conditions d'entretien de la décharge, peut-être décrite à l'aide d'une loi simple donnant les variations des caractéristiques de la décharge en fonction du champ magnétique.

Avant de donner les résultats de l'étude expérimentale de la décharge, nous allons donc étudier l'onde progressive entretenant cette décharge.

P R E M I E R E P A R T I E

PROPAGATION D'UNE ONDE DE FREQUENCE FIXE EN PLASMA ANISOTROPE

RADIALEMENT LIMITE

INTRODUCTION

Pour pouvoir aborder l'étude expérimentale des décharges créées et entretenues par une onde progressive, il est avant tout nécessaire de bien connaître les caractéristiques d'une onde de fréquence fixe, se propageant dans un milieu de fréquence plasma lentement variable suivant l'axe de la décharge [7, 9, 13] Ceci est l'objet de cette première partie.

Nous allons ainsi déterminer les relations, dite "relations de phase", existant entre la densité électronique et les deux caractéristiques de propagation : le nombre d'onde et le coefficient d'atténuation (due aux collisions électron-neutre). Ceci est particulièrement important pour établir le bilan énergétique de la décharge (détermination du champ électrique de maintien). En effet, ces relations de phase nous permettront de connaître la distribution spatiale du champ et de l'énergie électromagnétique de l'onde.

La propagation d'une onde dans une colonne de plasma soumise à un champ magnétique statique a déjà été étudiée à fréquence plasma fixée [1-4]. Toutefois, du fait de la variation de la densité électronique le long de la décharge et de la fréquence d'onde fixée, notre travail s'inscrit dans une perspective différente de celles des études antérieures. Ces études s'arrêtaient à la résolution des équations de Maxwell (expression analytique des champs) [1-3] et à la détermination de la relation de dispersion dans un plasma axialement homogène, c'est à dire avec une fréquence plasma constante [4].

L'atténuation d'une onde progressive en plasma anisotrope, due aux collisions électron-neutre, n'avait pas été décrite dans ces études.

Pour mener à bien l'étude de cette onde progressive créant la décharge en présence d'un champ magnétique statique axial, nous avons utilisé les résultats de A. Bers [1], donnant les solutions des équations de Maxwell. Les expressions analytiques des composantes du champ électromagnétique dans le plasma seront détaillées au chapitre I. Au chapitre II, nous présenterons les caractéristiques de l'onde (relations de phase : nombre d'onde, coefficient d'atténuation ; distribution radiale du champ et de l'énergie électromagnétique). Enfin, nous discuterons au chapitre III de

l'influence particulière de la fréquence de collision électron-neutre sur la détermination de ces caractéristiques. Cela permettra entre autre de les connaître dans le cas où la fréquence cyclotron électronique est égale à la fréquence de l'onde.

C H A P I T R E I

CHAMP ELECTROMAGNETIQUE DE L'ONDE DANS LE PLASMA

Dans ce chapitre, nous présenterons en premier lieu les équations de base (dédites des équations de Maxwell), permettant de décrire le champ électromagnétique d'une onde se propageant dans un plasma cylindrique soumis à un champ magnétique statique axial. Nous détaillerons l'ensemble des hypothèses introduites pour la résolution de ces équations.

Puis, nous examinerons les expressions analytiques des composantes des champs électrique et magnétique du mode plasma à symétrie azimutale, à la fois dans le cas d'un plasma isotrope ($B_0 = 0$) et dans celui d'un plasma anisotrope. Nous étudierons plus particulièrement la distribution radiale du champ électrique de l'onde dans le plasma.

A titre de comparaison, nous présenterons pour finir les solutions approchées des équations de Maxwell dans le cas restrictif de l'approximation quasi-statique.

I - EQUATION DE BASE

1 - POSITION DU PROBLEME ET HYPOTHESES

Nous allons décrire le comportement du mode plasma à symétrie azimutale, en présence du champ magnétique statique \vec{B}_0 supposé uniforme dans tout l'espace et dirigé suivant la direction de propagation de l'onde:

$$\vec{B} = B_0 \vec{i}_z$$

où \vec{i}_z est le vecteur unitaire de l'axe (oz).

L'hypothèse de la symétrie azimutale de ce mode est justifiée par la symétrie cylindrique de la structure expérimentale d'excitation (surfatron) [8].

Cette onde lente (vitesse de phase v_φ inférieure à la vitesse de la lumière

Tube 2a-2b-2d (mm)

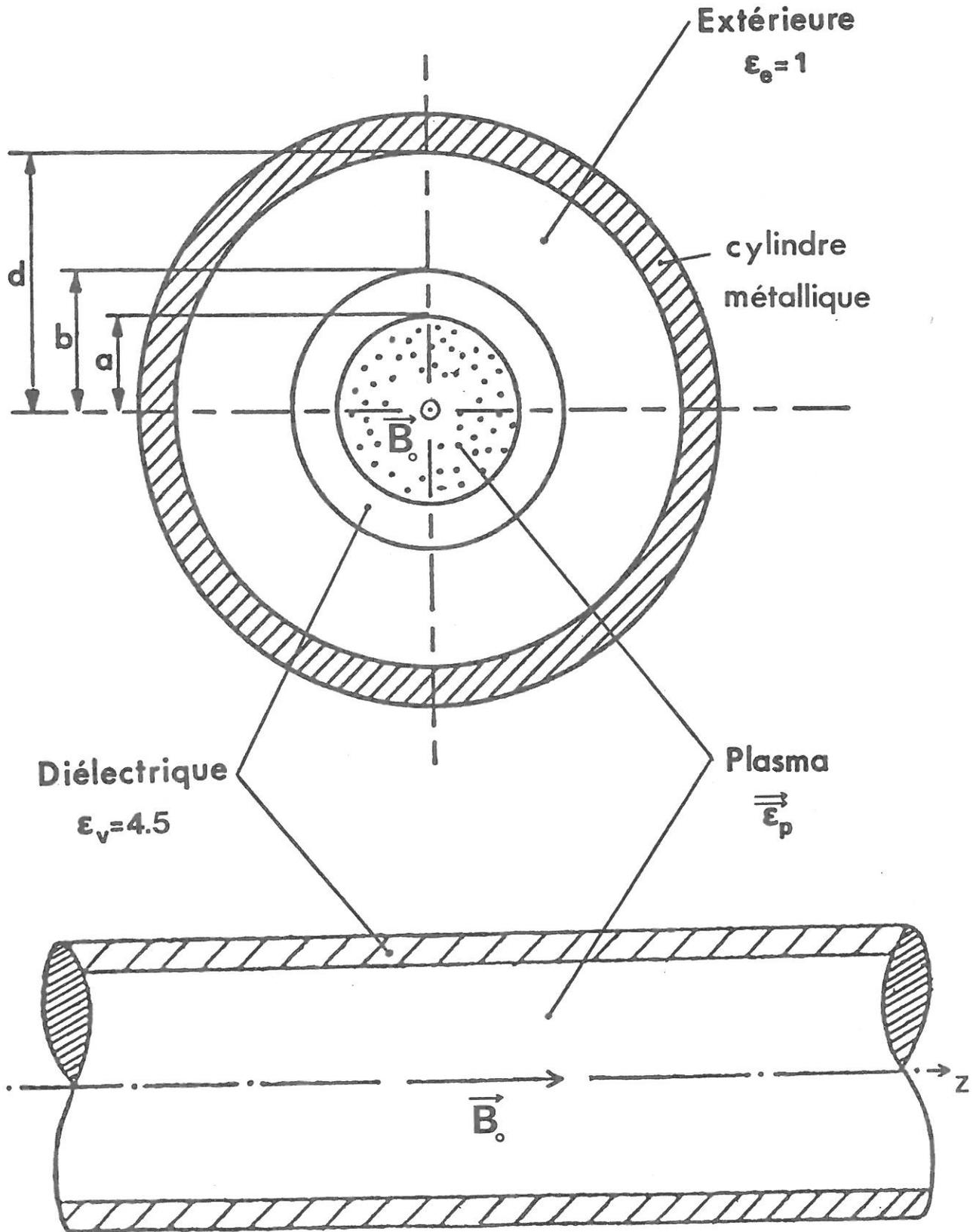


Figure I-1: Structure de propagation

c) ne peut exister sans plasma, et ne se propage que si la pulsation de plasma électronique ω_p est supérieure à la pulsation d'onde ω [1 - 3]. L'onde crée le plasma, et donc son propre milieu de propagation.

Milieus de propagation

La structure de propagation est de géométrie cylindrique, et se compose des trois milieux suivants (Fig. I-1) :

- Le plasma, supposé froid (force due au gradient de pression cinétique négligeable devant la force électrique, i.e., v_ϕ très supérieure à la vitesse thermique des électrons), et globalement neutre.

- Le tube diélectrique contenant le plasma, de permittivité scalaire ϵ_v , et de rayons interne et externe notés respectivement a et b.

- Le milieu extérieur (air), de permittivité relative 1.

L'ensemble de la structure de propagation est limité par un cylindre métallique considéré comme conducteur parfait, dont le rayon $d > b$ est choisi de telle sorte qu'aucun mode de guide ne puisse se propager [44].

Nous supposerons dans toute notre étude que le plasma remplit entièrement la section interne du tube diélectrique. Nous désignerons par la suite la structure de propagation par la notation : "tube 2a- 2b- 2d", les trois rayons étant exprimés en millimètres.

Particules chargées

Dans notre étude, nous supposerons que la présence des ions ne joue aucun rôle dans la description de la propagation de l'onde. Les ions sont considérés comme immobiles dans le champ électromagnétique. Cette hypothèse se traduit par les inégalités suivantes :

$$\omega_{p1} \ll \omega \quad \text{et} \quad \omega_{c1} \ll \omega_c$$

où ω est la pulsation de l'onde, ω_{p1} la pulsation de plasma ionique, ω_{c1} et

ω_c étant respectivement les pulsations cyclotron ionique et électronique :

$$\omega_{p1} = \left(\frac{n_e e^2}{M \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad \omega_i = \frac{eB_0}{M} \quad \omega_c = \frac{eB_0}{m}$$

où n_e est la densité de particules chargées, M et m les masses des ions et des électrons, $-e$ la charge de l'électron et ϵ_0 la permittivité du vide.

Les deux pulsations relatives au plasma qui interviennent dans notre étude sont donc : $\omega_c = 1.76 \times 10^7 B_0$, avec B_0 en Gauss, et la pulsation de plasma électronique :

$$\omega_p = \left(\frac{n_e e^2}{m \epsilon_0} \right)^{1/2} = \sqrt{3.172 \times 10^9 n_e}, \text{ avec } n_e \text{ en cm}^{-3}.$$

Variations spatiales de la densité électronique

Dans la résolution des équations de Maxwell, nous supposerons la densité électronique invariante spatialement :

- nous ne tiendrons pas compte du profil radial de densité électronique $n_e(r)$, les caractéristiques de l'onde étant déterminées pour une densité n_e constante le long du rayon du plasma. Plusieurs études [5, 17-19] ont montré qu'en milieu isotrope, cette hypothèse est justifiée pour de faibles rayons de plasma.

- nous négligerons l'hétérogénéité axiale $n_e(z)$. Les solutions de champ présentées dans ce chapitre correspondent donc, en toute rigueur, à une colonne de plasma homogène de longueur infinie. Malgré tout, nous utiliserons ces résultats pour décrire la colonne de plasma expérimentale, pour laquelle la densité électronique décroît axialement. On admet donc, en chaque point de la décharge, que la variation axiale $n_e(z)$ est suffisamment faible pour que les solutions d'une colonne homogène soient valables.

Description diélectrique du plasma

Dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement des électrons interviennent les collisions électron-neutre. On y définit une fréquence effective de collision pour le transfert de la quantité de mouvement. Bien qu'en toute rigueur cette fréquence soit tensorielle [45], nous la poserons scalaire (notée ν). Nous détaillons en annexe I-A ce que traduit cette hypothèse.

Au vu des hypothèses que nous venons d'énoncer, le plasma peut être décrit comme un diélectrique de permittivité relative tensorielle [1] :

$$\vec{\epsilon}_p = \begin{pmatrix} \epsilon_{\perp} & -\epsilon_x & 0 \\ \epsilon_x & \epsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (I-1)$$

dont les composantes sont complexes, indépendantes de la position radiale r , fonction des trois rapports de fréquences : $\frac{\omega}{\omega_p}$, $\frac{\omega}{\omega_c}$ et $\frac{\nu}{\omega}$ [1], et s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \epsilon_{\parallel} = 1 - \frac{(\omega_p/\omega)^2}{1-j\nu/\omega} \\ \epsilon_x = -j \frac{(\omega_c/\omega)(\omega_p/\omega)^2}{(j+\nu/\omega)^2 + (\omega_c/\omega)^2} \\ \epsilon_{\perp} = 1 + \frac{(\omega_p/\omega)^2(1-j\nu/\omega)}{(j+\nu/\omega)^2 + (\omega_c/\omega)^2} \end{array} \right. \quad (I-2)$$

D'après ces expressions, on peut s'attendre à ce que la fréquence de collision ν joue un rôle important lorsque $\omega_c = \omega$, les termes ϵ_{\perp} et ϵ_x ayant leur pôle pour $\omega_c = \omega$ et $\nu = 0$.

Dans toute la suite, nous désignerons par "Résonance Cyclotron Electronique" (ou RCE) le cas $\omega_c = \omega$. Nous expliciterons au chapitre III l'influence de ν sur la détermination des caractéristiques de l'onde dans le cas de la RCE.

2 - COMPOSANTES DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE

Pour déterminer le champ électromagnétique de l'onde, les équations de Maxwell doivent être résolues dans les trois milieux de propagation. Cette résolution passe par la décomposition des champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{H} en composantes transverses (perpendiculaires à la direction de propagation, donc à \vec{B}_0) repérées par l'indice "T", et longitudinales (parallèles à \vec{B}_0) repérées par l'indice "z" :

$$\begin{cases} \vec{E}(r,t) = [\vec{E}_T(r) + E_z(r) \vec{i}_z] e^{-\gamma z} e^{j\omega t} \\ \vec{H}(r,t) = [\vec{H}_T(r) + H_z(r) \vec{i}_z] e^{-\gamma z} e^{j\omega t} \end{cases} \quad (I-3)$$

Dans ces expressions, la constante de propagation est donnée par : $\gamma = \alpha + j\beta$, où α représente le coefficient d'atténuation de l'onde (due aux collisions électron-neutre) et $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ le nombre d'onde ($\lambda =$ longueur d'onde).

Dans ce chapitre, nous n'étudierons les solutions des équations de Maxwell que dans le plasma. Les expressions des champs existant dans le diélectrique et à l'extérieur de celui-ci ne seront utilisées qu'au chapitre II.

La densité n_e étant supposée indépendante de la position radiale, les équations de Maxwell conduisent à deux équations couplées vérifiées par les composantes E_{pz} et H_{pz} [1], où l'indice "p" désigne le plasma :

$$\begin{cases} \nabla_T^2 E_{pz} + a_1 E_{pz} = a_2 H_{pz} \\ \nabla_T^2 H_{pz} + a_3 H_{pz} = a_4 E_{pz} \end{cases} \quad (I-4)$$

où $\vec{\nabla}_T = \vec{\nabla}_T \left(\frac{\partial}{\partial r}, \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi}, 0 \right)$ est l'opérateur de dérivation dans un plan perpendiculaire à l'axe (oz).

Les coefficients a_i ($i = 1, 4$) sont fonctions de la constante de propagation γ et des composantes de $\vec{\epsilon}_p$:

$$\left(\begin{array}{l} a_1 = (\gamma^2 + k_0^2 \epsilon_{\perp}) \frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}} \\ a_2 = j\omega\mu_0 \gamma \frac{\epsilon_x}{\epsilon_{\perp}} \end{array} \right) \quad \text{et} \quad \left(\begin{array}{l} a_3 = \gamma^2 + k_0^2 \frac{\epsilon_r \epsilon_l}{\epsilon_{\perp}} \\ a_4 = -j\omega\epsilon_0 \gamma \frac{\epsilon_o \epsilon_u}{\epsilon_{\perp}} \end{array} \right) \quad (\text{I-5})$$

avec : $\epsilon_r = \epsilon_{\perp} + j \epsilon_x$ et $\epsilon_l = \epsilon_{\perp} - j \epsilon_x$ (I-6)

et où μ_0 est la perméabilité du vide et $k_0 = \frac{\omega}{c}$.

Les composantes transverses \vec{E}_{pT} et \vec{H}_{pT} se déduisent des composantes axiales grâce à l'équation matricielle suivante [1] :

$$\left(\begin{array}{l} \vec{E}_{pT} \\ \vec{H}_{pT} \\ \vec{i}_z \wedge \vec{E}_{pT} \\ \vec{i}_z \wedge \vec{H}_{pT} \end{array} \right) = \begin{pmatrix} P & R & Q & S \\ T & P & U & Q \\ -Q & -S & P & R \\ -U & -Q & T & P \end{pmatrix} \left(\begin{array}{l} \vec{\nabla}_T E_{pz} \\ \vec{\nabla}_T H_{pz} \\ \vec{i}_z \wedge \vec{\nabla}_T E_{pz} \\ \vec{i}_z \wedge \vec{\nabla}_T H_{pz} \end{array} \right) \quad (\text{I-7})$$

dont les coefficients sont également fonction de γ et de $\vec{\epsilon}_p$:

$$\left(\begin{array}{l} P = -\frac{\gamma}{D} (\gamma^2 + k_o^2 \epsilon_{\perp}) \\ Q = \frac{\gamma}{D} k_o^2 \epsilon_x \\ R = j \frac{\omega}{D} \mu_o k_o^2 \epsilon_x \end{array} \right) \text{ et } \left(\begin{array}{l} S = j \frac{\omega}{D} \mu_o (\gamma^2 + k_o^2 \epsilon_{\perp}) \\ T = j \frac{\omega}{D} \gamma^2 \epsilon_o \epsilon_x \\ U = -j \frac{\omega}{D} \epsilon_o (\gamma^2 \epsilon_{\perp} + k_o^2 \epsilon_r \epsilon_1) \end{array} \right) \quad (\text{I-8})$$

$$\text{avec : } D = (\gamma^2 + k_o^2 \epsilon_{\perp})^2 + (k_o^2 \epsilon_x)^2 \quad (\text{I-9})$$

Attachons nous maintenant à décrire les solutions analytiques des équations de champ (I-4) et (I-7).

II - INFLUENCE DU CHAMP MAGNETIQUE STATIQUE : SOLUTIONS DES EQUATIONS DE MAXWELL

Nous allons donner les expressions analytiques des composantes du champ électromagnétique pour les trois cas distincts :

- plasma isotrope : $B_o = 0$
- plasma anisotrope avec B_o fini
- cas limite d'un champ B_o infini

Avant tout, nous définissons le champ électrique total de l'onde dans le plasma par :

$$E_p(r) = \left[E_{pT}^2(r) + |E_{pz}(r)|^2 \right]^{1/2} \quad (\text{I-10})$$

où $|\rho|$ désigne le module de la composante ρ (i.e., amplitude de celle-ci), et avec :

$$E_{pT}^2(r) = |E_{pr}(r)|^2 + |E_{p\phi}(r)|^2 \quad (\text{I-11})$$

où E_{pr} et $E_{p\phi}$ sont respectivement les composantes radiale et azimutale du champ électrique dans le plasma.

Nous qualifierons l'onde selon la variation radiale du champ électrique total. Nous distinguerons ainsi deux types d'onde, selon que E_p est maximum ou minimum au niveau de l'interface plasma-diélectrique ($r = a$), comparé à sa valeur au centre du plasma ($r = 0$) :

- si $E_p(r=0) < E_p(r=a)$, nous dirons que l'onde est une "onde de surface"

- si $E_p(r=0) > E_p(r=a)$, nous dirons que l'onde est une "onde de volume".

A - PLASMA ISOTROPE

En l'absence du champ magnétique B_0 ($\omega_c = 0$), la permittivité relative du plasma se réduit au scalaire complexe :

$$\epsilon_p = 1 - \frac{(\omega_p/\omega)^2}{1 - j\nu/\omega} \quad (I-12)$$

Les équations de champ (I-4) et (I-7) se simplifient pour aboutir au système découplé [1] :

$$\begin{cases} \nabla_T^2 E_{pz} + k_p^2 E_{pz} = 0 \\ \nabla_T^2 H_{pz} + k_p^2 H_{pz} = 0 \end{cases} \quad (I-13)$$

et

$$\begin{cases} \vec{E}_{pT} = -\frac{\gamma}{k_p^2} \nabla_T E_{pz} + j\mu_0 \frac{\omega}{k_p^2} \vec{i}_z \wedge \nabla_T H_{pz} \\ \vec{H}_{pT} = -\frac{\gamma}{k_p^2} \nabla_T H_{pz} - j\epsilon_0 \epsilon_p \frac{\omega}{k_p^2} \vec{i}_z \wedge \nabla_T E_{pz} \end{cases}$$

avec : $k_p^2 = k_0^2 \epsilon_p + \gamma^2 \quad (I-14)$

1 - EXPRESSION DES SOLUTIONS

La solution du système (I-13) pour le mode plasma à symétrie azimutale est un mode TM ($E_z \neq 0$ et $H_z \neq 0$), dont les seules composantes non nulles sont [1] :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{pz}(r) = A J_0(k_p r) \\ E_{pr}(r) = - \frac{\gamma}{k_p^2} \frac{dE_{pz}}{dr}(r) \\ H_{p\varphi}(r) = - j \epsilon_0 \epsilon_p \frac{\omega}{k_p^2} \frac{dE_{pz}}{dr}(r) \end{array} \right. \quad (I-15)$$

où J_0 est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre zéro, et A une constante d'intégration indéterminée, complexe.

Par la suite nous nommerons la quantité k_p : "nombre d'onde transverse", par analogie avec la composante perpendiculaire au champ \vec{B}_0 du vecteur d'onde d'une onde plane se propageant en milieu infini. Mais gardons bien en mémoire que dans notre cas la propagation de l'onde est uniquement longitudinale suivant \vec{B}_0 , et s'effectue en milieu radialement limité.

2 - ONDE DE SURFACE

Les composantes E_{pz} , E_{pr} , $H_{p\varphi}$ sont celles du champ électromagnétique d'une onde de surface.

Ceci peut se voir facilement dans le cas d'un plasma non collisionnel (tel que $\nu = 0$). L'onde est alors purement propagative ($\alpha = 0$, $\gamma = j\beta$) et le nombre d'onde transverse se réduit à :

$$k_p^2 = k_0^2 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) - \beta^2, \text{ réel négatif [25-29].}$$

De ce fait, k_p est imaginaire et la composante axiale du champ électrique s'écrit, avec un argument réel :

$$E_{pz}(r) = A I_0(|k_p| r) \quad (I-16)$$

où I_0 est la fonction de Bessel modifiée de première espèce et d'ordre

zéro. La composante radiale E_{pr} étant nulle sur l'axe ($r = 0$), le champ électrique total dans le plasma vérifie alors l'inégalité dont nous nous sommes servis pour définir l'onde de surface : $E_p(r=0) < E_p(r=a)$.

Pour un plasma collisionnel, l'action des collisions électron-neutre se traduit par une plus grande pénétration du champ électrique de l'onde dans le plasma, c'est à dire par une réduction du gradient radial de $E_p(r)$. Néanmoins, l'onde reste du type "onde de surface" [28, 29].

B - PLASMA ANISOTROPE

Nous allons examiner en premier les solutions analytiques des équations de champs (I-4) et (I-7) lorsque le champ magnétique statique B_0 est fini, puis lorsque ce dernier est infini. A partir de ces expressions, dans chacun de ces deux cas, nous verrons s'il est possible de déterminer le type d'onde se propageant dans la structure.

1 - CHAMP MAGNETIQUE STATIQUE FINI

a - Expression analytique des composantes de champ

Si le plasma est anisotrope ($\omega_c \neq 0$) et le champ B_0 fini, l'onde est un mode de plasma hybride ($E_z \neq 0$ et $H_z \neq 0$). Les équations (I-4) s'écrivent dans ce cas [1] :

$$\left[\nabla_T^4 + (a_1 + a_3) \nabla_T^2 + (a_1 a_3 - a_2 a_4) \right] \begin{bmatrix} E_{pz} \\ H_{pz} \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{I-17})$$

$$\text{avec : } H_{pz} = \frac{1}{a_2} \left(\nabla_T^2 E_{pz} + a_1 E_{pz} \right) \quad (\text{I-18})$$

La solution de (I-17) est la somme de deux solutions indépendantes F_1 et F_2 de l'équation :

$$\left(\nabla_T^2 + p_1^2 \right) F_i(r) = 0 \quad \text{avec } i = 1, 2 \quad (\text{I-19})$$

Les quantités p_i ($i = 1, 2$) également nommées "nombres d'onde transverses", sont solutions de l'équation complexe :

$$p_1^4 - (a_1 + a_3)p_1^2 + (a_1 a_3 - a_2 a_4) = 0 \quad (I-20)$$

soit encore, sous sa forme développée :

$$p_1^4 - \left[\gamma^2 \left(\frac{\epsilon_w}{\epsilon_{\perp}} + 1 \right) + k_0^2 \left(\epsilon_w + \frac{\epsilon_r \epsilon_1}{\epsilon_{\perp}} \right) \right] p_1^2 + \frac{\epsilon_w}{\epsilon_{\perp}} \left(\gamma^2 + k_0^2 \epsilon_r \right) \left(\gamma^2 + k_0^2 \epsilon_1 \right) = 0 \quad (I-21)$$

Chacune des solutions F_i ($i = 1, 2$) est une combinaison de fonction de Bessel à argument complexe [8]:

$$F_i(r) = A_i J_0(p_i r) + B_i H_0^{(1)}(p_i r) \quad (I-22)$$

On obtient alors pour la composante axiale du champ électrique, en tenant compte du fait que ce dernier doit être fini sur l'axe :

$$E_{pz}(r) = E_{pz1}(r) + E_{pz2}(r) = A_1 J_0(p_1 r) + A_2 J_0(p_2 r) \quad (I-23)$$

où A_1 et A_2 sont deux constantes indéterminées, complexes.

L'expression de H_{pz} se déduit de celle de E_{pz} par l'équation (I-18) :

$$\begin{aligned} H_{pz}(r) &= h_1 E_{pz1}(r) + h_2 E_{pz2}(r) \\ &= A_1 h_1 J_0(p_1 r) + A_2 h_2 J_0(p_2 r) \end{aligned} \quad (I-24)$$

où les coefficients h_i sont définis par les relations :

$$h_1 = \frac{a_1 - p_1^2}{a_2} = \frac{a_4}{a_3 - p_1^2} \quad (\text{I-25})$$

Les composantes transverses \vec{E}_{pT} et \vec{H}_{pT} sont données par le développement de (I-7). On obtient en utilisant (I - 23) et (I - 24) [1] :

$$\vec{E}_{pT}(r) = -\frac{1}{\gamma} \vec{\nabla}_T \left[E_{pz}(r) - \frac{R\gamma}{a_2} \tilde{E}_{pz}(r) \right] - \left(\vec{i}_z \wedge \vec{\nabla}_T \right) \left[\frac{\epsilon_{\perp}}{\gamma \epsilon_x} E_{pz}(r) - \frac{S}{a_2} \tilde{E}_{pz}(r) \right] \quad (\text{I-26})$$

$$\vec{H}_{pT}(r) = \frac{\gamma}{a_2} \vec{\nabla}_T \left[E_{pz}(r) + \frac{P}{a_2} \tilde{E}_{pz}(r) \right] + \frac{Q}{a_2} \left(\vec{i}_z \wedge \vec{\nabla}_T \right) \tilde{E}_{pz}(r) \quad (\text{I-27})$$

où nous avons introduit la quantité :

$$\tilde{E}_{pz}(r) = A_1 p_2^2 J_0(p_1 r) + A_2 p_1^2 J_0(p_2 r) \quad (\text{I-28})$$

Ce qui donne :

$$\mathcal{H}_p(r) = K_2 \frac{d}{dr} E_{pz1}(r) + K_1 \frac{d}{dr} E_{pz2}(r) \quad (\text{I-29})$$

où \mathcal{H}_p représente les quatres composantes :

$$E_{pr}(r), \text{ avec : } K_i = -\frac{1}{\gamma} - \frac{R}{a_2} p_i^2 \quad (i = 1, 2) \quad (\text{I-30})$$

$$E_{p\varphi}(r), \text{ avec : } K_i = p_i^2 \frac{S}{a_2} - \frac{1}{\gamma} \frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_x} \quad (i = 1, 2) \quad (\text{I-31})$$

$$H_{pr}(r), \text{ avec : } K_i = \frac{1}{a_2} \left(\gamma + P p_i^2 \right) \quad (i = 1, 2) \quad (\text{I-32})$$

$$H_{p\varphi}(r), \text{ avec : } K_i = \frac{Q}{a_2} p_i^2 \quad (i = 1, 2) \quad (\text{I-33})$$

b - Type d'onde

La nature des solutions p_i ($i=1,2$) de l'équation (I-21) est importante pour la détermination de la forme du profil radial du champ électromagnétique de l'onde dans la plasma. On peut en effet remarquer sur les expressions (I-24) et (I-29) que l'ensemble des composantes électriques et magnétiques de ce champ dépendent des deux solutions E_{pz1} ($i=1,2$) de (I-19), intervenant dans l'expression de la composante axiale du champ électrique (cf I-23) :

$$E_{pz}(r) = E_{pz1}(r) + E_{pz2}(r) = A_1 J_0(p_1 r) + A_2 J_0(p_2 r)$$

Les quantités ϵ_{\parallel} , ϵ_{\perp} , ϵ_1 et ϵ_r , ainsi que la constante de propagation γ étant complexes, les solutions p_i^2 ($i=1,2$) de (I-21) sont a priori complexes. Elles s'écrivent [1] :

$$p_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left[\gamma^2 \left(\frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}} + 1 \right) + k_0^2 \left(\epsilon_{\parallel} + \frac{\epsilon_r \epsilon_1}{\epsilon_{\perp}} \right) \right] \quad (I-34)$$

$$\pm \frac{1}{2} \left\{ \left[\gamma^2 \left(\frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}} - 1 \right) + k_0^2 \left(\epsilon_{\parallel} - \frac{\epsilon_r \epsilon_1}{\epsilon_{\perp}} \right) \right]^2 + 4\gamma^2 k_0^2 \epsilon_{\parallel} \frac{\epsilon_x^2}{\epsilon_{\perp}^2} \right\}^{1/2}$$

Notons cependant que, pour un plasma non collisionnel ($\nu = 0$), la relation (I-34) se réduit à l'expression simplifiée :

$$\frac{2 p_{1,2}^2}{k_0^2} = - \frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}} (\xi^2 + 1) + (1 - \xi^2) + 2\epsilon_{\parallel}$$

$$\pm \left[\left(\frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}} - 1 \right)^2 (\xi^2 - 1)^2 - 4 \xi^2 \epsilon_{\parallel} \frac{\epsilon_x^2}{\epsilon_{\perp}^2} \right]^{1/2} \quad (I-35)$$

où les quantités ϵ_{\parallel} , ϵ_{\perp} , ϵ_x^2 et $\xi = \frac{\beta}{k_0}$ sont réels.

Dans ce cas ($\nu = 0$), la solution p_1^2 ($i = 1, 2$) peut être :

- réelle positive, auquel cas p_1 est réel. La solution E_{pz1} associée à p_1 s'écrit (avec un argument réel):

$$E_{pz1}(r) = A_1 J_0(p_1 r)$$

et présente un maximum sur l'axe ($r = 0$).

- réelle négative, auquel cas p_1 est imaginaire. La solution E_{pz1} est alors (avec un argument réel) :

$$E_{pz1}(r) = A_1 I_0(|p_1| r)$$

et présente un maximum au niveau de l'interface plasma-diélectrique ($r=a$).

- complexe, auquel cas les p_1 ($i = 1, 2$) sont complexes conjugués. La forme de la solution $E_{pz1}(r)$ dépend alors de l'importance relative des parties réelle et imaginaire de p_1 . La condition nécessaire et suffisante pour obtenir p_1^2 complexe est :

$$\left(\frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}} - 1 \right)^2 (\xi^2 - 1)^2 < 4 \xi^2 \epsilon_{\parallel} \frac{\epsilon_x^2}{\epsilon_{\perp}^2} \quad (\text{I-36})$$

ce qui entraîne :

$$\left\{ 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 < 0 \text{ (toujours vérifié : } \omega_p > \omega) \right. \quad (\text{I-37})$$

$$\left\{ \frac{\omega_p}{\omega} > \mathfrak{K}(\xi) = \left[1 + \left(\frac{\omega_c}{2\omega} \right)^2 \left(\frac{1}{\xi} - \xi \right)^2 \right]^{1/2} \right. \quad (\text{I-38})$$

Bien qu'il soit possible de prévoir la forme des solutions $E_{pz1}(r)$, nous ne

pouvons pas discuter simplement du profil $|E_{pz}(r)|$ de l'amplitude de la composante axiale. En effet, ce profil est fortement dépendant de l'importance relative de ces solutions, déterminée par les valeurs des constantes A_1 et A_2 . La détermination de ces deux constantes nécessite la connaissance du champ électromagnétique à l'extérieur du plasma. Nous en parlerons au chapitre II.

Dès lors, il nous est impossible de conclure a priori sur le type d'onde se propageant dans la structure (onde de surface ou onde de volume).

Néanmoins, l'étude du cas limite d'un champ B_0 infini va nous permettre de tirer d'intéressantes conclusions quant à l'évolution du profil $|E_{pz}(r)|$.

2 - CAS LIMITE D'UN CHAMP MAGNETIQUE STATIQUE INFINI

Dans le cas d'un champ B_0 infini, la permittivité relative du plasma est réduite au tenseur :

$$\Rightarrow \epsilon_p = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (\text{I-39})$$

où ϵ_{\parallel} est donnée par l'expression :

$$\epsilon_{\parallel} = 1 - \frac{(\omega_p / \omega)^2}{1 - j\nu/\omega} \quad (\text{I-40})$$

L'onde est un mode de plasma TM, dont les seules composantes non nulles de champ électromagnétique sont [1] :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{pz}(r) = A J_0(pr) \\ E_{pr}(r) = -\gamma \frac{\epsilon_{\parallel}}{p^2} \frac{dE_{pz}}{dr} \\ H_{p\varphi}(r) = -j \epsilon_0 \epsilon_p \frac{\omega}{p^2} \frac{dE_{pz}}{dr} \end{array} \right. \quad (\text{I-41})$$

$$\text{avec : } p^2 = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) (k_0^2 + \gamma^2) \quad (\text{I-42})$$

Si le plasma est non collisionnel ($\nu = 0$), on obtient pour le nombre d'onde transverse p :

$$p^2 = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) (k_0^2 - \beta^2) \quad (\text{I-43})$$

qui est une quantité réelle puisque :

$$k_0 < \beta \quad (v_\varphi < C) \quad \text{et} \quad \omega_p > \omega$$

Dans ces conditions, l'amplitude de la composante axiale du champ électrique dans le plasma vérifie l'inégalité :

$$|E_{pz}(r=0)| > |E_{pz}(r=a)|$$

Cette situation est l'inverse de celle constatée dans le cas d'un plasma isotrope, pour lequel on a :

$$|E_{pz}(r=0)| < |E_{pz}(r=a)|$$

On peut en conclure que, pour un champ B_0 croissant, le profil $|E_{pz}(r)|$ passe progressivement d'une situation présentant un minimum sur l'axe, à la situation inverse présentant un minimum au niveau de l'interface plasma-diélectrique.

On ne peut rien conclure à priori sur la forme du profil $E_p(r)$ en champ B_0 infini, l'importance relative de la composante radiale E_{pr} par rapport à E_{pz} étant indéterminée. Cette inconnue sera levée par la détermination du champ électromagnétique à l'extérieur du plasma (chapitre II).

C - BILAN

Dans le tableau I-1 sont résumées les principales caractéristiques du champ électromagnétique de l'onde pour un plasma non collisionnel ($\nu = 0$), dans les trois situations dont nous venons de passer en revue les solutions analytiques des équations de Maxwell :

- plasma isotrope ($\omega_c = 0, B_0 = 0$)

- plasma anisotrope ($\omega_c \neq 0, B_0 \neq 0$)

avec champ magnétique statique fini (hors RCE : $\omega_c \neq \omega$)

- champ magnétique statique infini ($\omega_c \rightarrow \infty$)

Nous y avons porté entre autre le type d'onde auquel on peut s'attendre en examinant les expressions des composantes du champ électrique de l'onde, pour chacune de ces trois situations.

Les point d'interrogations marqués dans ce tableau ne peuvent être levés qu'après détermination de la relation de dispersion reliant le nombre d'onde β à la densité électronique. Celle-ci est déduite des conditions de continuité du champ électromagnétique aux interfaces de la structure de propagation (plasma-diélectrique et diélectrique-air). De ce fait, il est nécessaire de connaître les composantes de champ à l'extérieur du plasma.

Nous montrerons au chapitre suivant comment obtenir cette relation de dispersion, à l'aide d'une méthode numérique. Ceci nous permettra de déterminer de façon complète le type d'onde se propageant dans la structure.

Toutefois, les indéterminations relatives au type d'onde sont levées dans le cas restrictifs de l'approximation quasi statique. Nous allons maintenant examiner brièvement les solutions de champ obtenues dans cette approximation.

TABLEAU I-1: Principales caractéristiques de l'onde pour un plasma faiblement collisionnel

	$\omega_c = 0$	$\omega_c \neq 0$ ($\omega_c \neq \omega$)	$\omega_c \rightarrow \infty$
Nombres d'onde transverses	$k_p^2 = \left(\frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2 \right) - \left(\frac{\omega_p}{c} \right)^2$ <p>et $\frac{\omega}{c} < \beta$</p> <p>k_p imaginaire</p>	$p_{1,2}^2 = p_{1,2}^2 \left(\frac{\omega}{\omega_p}, \frac{\omega}{\omega_c}, \beta \right)$ (I-35) $\begin{cases} \frac{\omega_p}{\omega} < \mathcal{K} : p_1^2 \text{ réels} \\ \frac{\omega_p}{\omega} > \mathcal{K} : p_1^2 \text{ complexes} \end{cases}$ <p>avec : $\mathcal{K} = \mathcal{K} \left(\frac{\beta}{\omega}, \frac{\omega}{\omega_c} \right)$ (I-38)</p>	$p^2 = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \left(\frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2 \right)$ <p>$\omega_p > \omega$ et $\frac{\omega}{c} < \beta$</p> <p>p réel</p>
	$E_{pz}(r) = A I_0(k_p r)$	$E_{pz}(r) = A_1 J_0(p_1 r) + A_2 J_0(p_2 r)$	$E_{pz}(r) = A J_0(pr)$
Type d'onde	$ E_{pz}(0) < E_{pz}(a) $ $E_p(0) < E_p(a)$ ONDE DE SURFACE	<p style="text-align: center;">?</p>	$ E_{pz}(r) > E_{pz}(a) $ $E_p(0) ? E_p(a)$ <p style="text-align: center;">?</p>

III - DESCRIPTION DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE DANS L'APPROXIMATION QUASI-STATIQUE

Lorsque l'onde approche de la résonance ($\beta \rightarrow \infty$), sa vitesse de phase devient très petite devant la vitesse de la lumière. Le champ électromagnétique de l'onde est alors caractérisé par [1,3] :

- une composante magnétique très faible

- une composante électrique que l'on peut considérer en première approximation comme dérivant d'un potentiel associé V tel que : $\vec{E} = -\vec{\nabla}V$.

La composante radiale de ce champ électrique est très petite devant sa composante axiale.

Cette approximation, dite "approximation quasi-statique", a été utilisée par de nombreux auteurs pour décrire la propagation de l'onde, tant en plasma isotrope qu'anisotrope [2, 3, 5, 34]. Elle est restrictive, en ce sens qu'elle n'est justifiée que pour la description d'une onde proche de la résonance (grandes valeurs du nombre d'onde β). Néanmoins, elle conduit au résultat important suivant [3] :

pour $\omega_c < \omega$, l'onde est une onde de surface

pour $\omega_c > \omega$, l'onde est une onde de volume

Nous présentons dans le tableau I-2 les solutions obtenues pour le champ électrique, en approximation quasi-statique.

IV - CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous venons d'examiner les expressions analytiques des composantes du champ électromagnétique de l'onde progressive, dans le plasma.

Mise à part l'approximation quasi statique, cette étude nous a montré que, pour déterminer le type d'onde existant dans la structure (onde de surface ou onde de volume), il est nécessaire d'établir les relations de phase reliant les caractéristiques de propagation de l'onde à la densité

TABLEAU I-2 : Principales caractéristiques de l'onde en approximation quasi statique [1-3]

Plasma non collisionnel ($\nu = 0$)

Type d'onde	Nombres d'onde transverses		Type d'onde
	$\omega_c = 0$	$\omega_c \neq 0$ ($\omega_c \neq \omega$)	
ONDE DE SURFACE	$E_{pz}(r) = Ak_p J_0(k_p r)$	$\omega_c < \omega$ $p = j\beta \sqrt{\frac{\epsilon''}{\epsilon_L}}$ imaginaire $\left(\frac{\epsilon''}{\epsilon_L} > 0 \right)$ RCE	$\omega_c > \omega$ $p = \beta \sqrt{\frac{\epsilon''}{\epsilon_L}}$ réel $\left(\frac{\epsilon''}{\epsilon_L} < 0 \right)$
	$E_p(a) > E_p(0)$	$E_{pz}(r) = A j \beta J_0(\beta r)$	$p = \beta \sqrt{-\epsilon''}$ réel
ONDE DE VOLUME	$E_p(a) < E_p(0)$		

électronique du plasma.

Nous allons maintenant mettre en place ces relations et d'écrire entièrement la distribution radiale du champ électromagnétique de l'onde progressive. Les résultats qui seront présentés dans le chapitre suivant nous permettrons d'étudier la décharge créée et entretenue par cette onde.

C H A P I T R E I I

CARACTERISTIQUES DE L'ONDE POUR UN PLASMA FAIBLEMENT COLLISIONNEL

Dans ce chapitre, nous nous intéressons au cas d'un plasma faiblement collisionnel, c'est-à-dire tel que la fréquence effective de collision ν soit très petite devant la pulsation d'onde ω .

Notre étude a porté tout particulièrement sur les conditions suivantes :

- fréquence d'onde : 390 MHz
- structure de propagation : tube 15.19.150 (en mm)
- permittivité relative du diélectrique : $\epsilon_v = 4,5$ (pyrex)

Cette situation correspond aux conditions de l'étude expérimentale de la décharge créée et entretenue par l'onde, que nous présenterons dans la deuxième partie de cette thèse.

Nous préciserons les conditions de notre étude si elles diffèrent de la situation précédente.

Nous présentons en premier lieu l'évolution des caractéristiques de propagation de l'onde, en fonction du champ magnétique B_0 et de la densité électronique n_e , à savoir :

- le nombre d'onde β , solution de l'équation de dispersion déduite des conditions de continuité du champ électromagnétique aux interfaces de la structure de propagation. La relation liant β à n_e nous permettra, dans la seconde partie de cette thèse, de dépouiller les résultats expérimentaux obtenus.

- Le coefficient d'atténuation α , calculé par une méthode de perturbation applicable au cas d'un plasma faiblement collisionnel. La

relation liant α à n_e nous permettra, dans la seconde partie, de construire un modèle théorique pour décrire la décroissance axiale de la densité électronique, et par voie de conséquence de déterminer les différentes caractéristiques de la décharge.

Nous décrivons en second lieu le type d'onde pouvant se propager dans la structure (forme du profil radial du champ électrique dans le plasma), en fonction du domaine de champ magnétique B_0 ($\omega_c < \omega$ ou $\omega_c > \omega$) et du domaine de densité électronique. Cette description est particulièrement importante vis-à-vis de la décharge, car la distribution radiale des espèces excitées du plasma est certainement couplée à la distribution radiale de l'énergie électrique dans celui-ci.

Nous discutons également des influences de la fréquence d'onde et du rayon du plasma sur le type d'onde.

Enfin, nous exposons les résultats d'une étude comparative de l'onde par approximation quasi-statique, et par description exacte.

I - CARACTERISTIQUES DE PROPAGATION

Pour un plasma faiblement collisionnel ($\nu \ll \omega$), la constante de propagation s'écrit, en première approximation : $\gamma \cong j\beta$, le coefficient d'atténuation α étant très petit devant le nombre d'onde β . L'onde peut ainsi être considérée comme purement propagative. Nous pouvons aussi négliger le rapport ν/ω devant les rapports ω/ω_p et ω/ω_c , de sorte que les composantes du tenseur diélectrique du plasma se réduisent à (cf I-2) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \epsilon_{\parallel} = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \\ \epsilon_x = -j \frac{\omega_c \omega_p^2}{\omega (\omega_c^2 - \omega^2)} \\ \epsilon_{\perp} = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2 - \omega^2} \end{array} \right. \quad (\text{II-1})$$

Les expressions (II-1) montrent que le calcul des caractéristiques de propagation (α et β) ne peut pas être effectué lorsque $\omega_c = \omega$ si l'on néglige la fréquence effective de collision ν . Pour traiter le cas de la RCE, il est donc nécessaire d'utiliser les formules générales (I-2) à la place des expressions simplifiées (II-1). Nous traiterons de ce cas particulier au chapitre III.

A - NOMBRE D'ONDE

1 - EQUATION DE DISPERSION

Comme mentionné au chapitre I, la détermination de l'équation de dispersion reliant β à n_e nécessite la connaissance du champ électromagnétique dans les trois milieux de propagation.

Les expressions analytiques des composantes de ce champ hors du plasma sont des combinaisons linéaires de fonction de Bessel (voir annexe II-A). Dans ces expressions apparaissent 6 constantes d'intégration indéterminées complexes, notées C à H.

L'écriture des conditions de continuité des composantes du champ électromagnétique E_z , H_z , E_{φ} et H_{φ} aux interfaces plasma-diélectrique ($r=a$) et diélectrique-air ($r=b$) de la structure de propagation conduit à un système de huit équations, dont les huit inconnues sont les constantes indéterminées A_1 , A_2 et C à H.

On peut réduire ce système à quatre équations à quatre inconnues, dont les

constantes A_1 et A_2 . La solution de ce nouveau système est non nulle si et seulement si son déterminant s'annule. Cette condition donne une équation reliant le nombre d'onde β à la densité électronique n_e (ou le rapport ω/ω_p). Il y intervient les paramètres suivants :

- champ statique : B_0 (ou rapport ω/ω_c)
- pulsation d'onde : ω
- rayons de la structure : a , b et d
- permittivité relative du diélectrique : ϵ_v

C'est l'équation de dispersion, que nous désignerons par l'expression :

$$f_{\varnothing, \omega/\omega_c}(\beta, \omega/\omega_p) = 0 \quad (\text{II-2})$$

où \varnothing représente les caractéristiques de la structure de propagation (a , b , d , ϵ_v) et la pulsation d'onde ω .

Nous donnons dans l'annexe II A l'expression détaillée de la fonction $f_{\varnothing, \omega/\omega_c}$, déterminant 4×4 à valeurs complexes. Nous y indiquons aussi la méthode de résolution numérique de l'équation de dispersion (II-2). Comme cette résolution s'effectue à fréquence d'onde et non pas à fréquence plasma fixée, on obtient une courbe dite "de phase" ($\omega = \text{Cte}$), et non pas une courbe de dispersion au sens classique ($\omega_p = \text{Cte}$).

Notons que les nombres d'onde transverses p_i ($i=1,2$), qui dépendent des variables $(\beta, \omega/\omega_p)$ et ω/ω_c (Cf. I-35), sont connus une fois résolue l'équation de dispersion. La nature de ces nombres (réelle ou complexe) et leur module sont étudiés en détail dans l'annexe II-B.

2 - COURBE DE PHASE

Nous présentons sur la figure II-1 les courbes de phase (β en fonction de ω/ω_p) correspondant à différentes valeurs du champ magnétique B_0 .

a - Fortes densités électroniques

Le champ B_0 n'a quasiment aucun effet sur le nombre d'onde β lorsque la

β (m⁻¹)

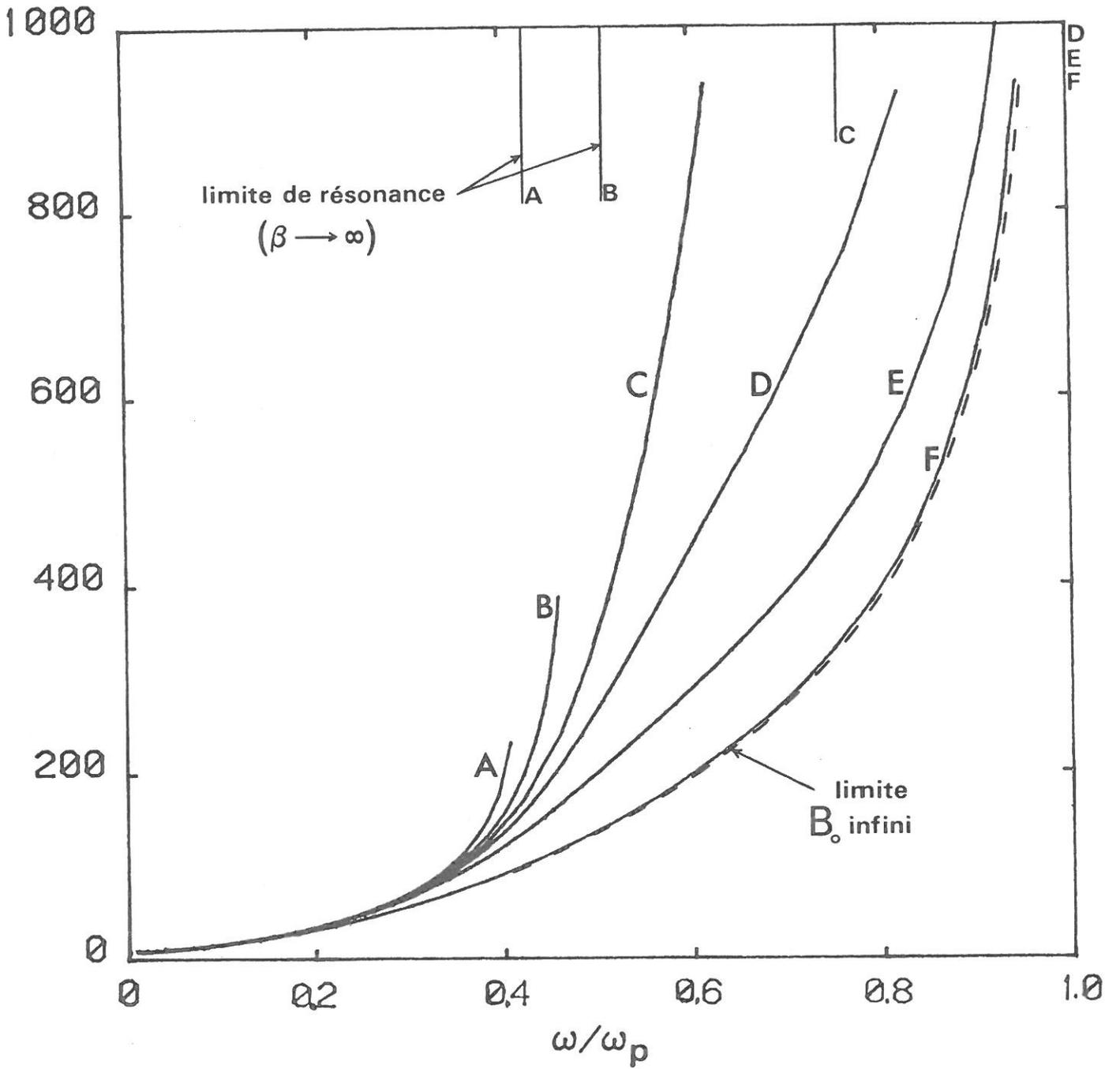


Figure II-1: Courbe de phase ($\nu \ll \omega$)

	A	B	C	D	E	F
ω/ω_c	∞	1.39	1.03	0.87	0.62	0.14
B_0 (Gs)	0	100	135	160	225	1000

densité électronique se situe dans le domaine $\omega/\omega_p < 0.2$, soit $n_e > 4.7 \cdot 10^{10}$ cm^{-3} (fig II-1).

Ce résultat est logique. En effet, si la densité électronique est très importante, le plasma se comporte sensiblement comme un conducteur parfait et le champ électromagnétique ne pénètre pratiquement plus dans le plasma. L'onde se propage principalement à l'extérieur de celui-ci.

La structure de propagation est alors l'équivalent d'un coaxial. Le nombre d'onde tend vers une valeur limite donnée par [25-29] :

$$\beta_1 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon}$$

où ϵ est un nombre compris entre 1 et ϵ_v , qui dépend de l'importance relative du milieu extérieur (air) et du diélectrique. Pour la structure choisie (tube 15.19.150), on obtient : $\epsilon \simeq 1,08$.

b - Faibles densités électroniques (résonance d'onde)

Pour comprendre les conditions sur n_e et B_0 pour lesquelles l'onde atteint la résonance ($\beta \rightarrow \infty$), nous nous sommes basés sur l'analyse développée par A.W. Trivelpiece [3] dans le cas de l'approximation quasi-statique (valable pour de grandes valeurs de β) à ω_p (ou n_e) fixée, où il montre que :

* pour $\omega_c < \omega_p$, la condition de résonance est donnée par la relation :

$$\left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)_{\text{res}} = \frac{1}{\sqrt{2(\epsilon_v^2 - 1)}} \left\{ \left[\left(2 - \left(\epsilon_v^2 - 1 \right) \frac{\omega_c^2}{\omega_p^2} \right)^2 + 4 \left(1 + \frac{\omega_c^2}{\omega_p^2} \right) \left(\epsilon_v^2 - 1 \right) \right]^{1/2} - 2 + \left(\epsilon_v^2 - 1 \right) \frac{\omega_c^2}{\omega_p^2} \right\}^{1/2} \quad (\text{II-3})$$

* pour $\omega_c > \omega_p$, la résonance d'onde a lieu à la Résonance Plasma Electronique (désignée par la suite "RPE") : $\omega_p = \omega$.

Dans notre cas (ω fixée), nous devons distinguer les deux situations :
 $\omega_c < \omega$ (ou champ B_0 faible) et $\omega_c > \omega$ (ou champ B_0 fort).

b1 - Champ magnétique statique faible ($\omega_c < \omega$)

La relation (II-3) peut également s'écrire sous la forme :

$$\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^4 + \left(\frac{\omega_c^2}{\omega^2} - 2\right) \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 + (\epsilon_v^2 - 1) \left(\frac{\omega_c^2}{\omega^2} - 1\right) = 0 \quad (\text{II-4})$$

L'analyse de cette dernière équation montre que la solution réelle positive en ω_p/ω n'existe que ω_c est inférieure à ω , et s'écrit :

$$2 \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)_{res}^2 = \left(2 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}\right) + \left[\left(\frac{\omega_c^2}{\omega^2} - 2\right)^2 + 4(\epsilon_v^2 - 1) \left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}\right)\right]^{1/2} \quad (\text{II-5})$$

Nous avons porté cette fonction $\left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)_{res}$ sur la figure I-2.

La densité électronique pour laquelle l'onde atteint sa limite de résonance ($\beta \rightarrow \infty$) est donc une fonction décroissante du champ magnétique statique. Elle varie de la valeur bien connue pour un plasma isotrope ($\omega_c=0$) [1,3] :

$$\left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)_{res} = \frac{1}{\sqrt{1 + \epsilon_v}} \quad (\text{II-6})$$

à une valeur limite supérieure correspondant à la RPE ($\omega_p = \omega$), atteinte pour la RCE ($\omega_c = \omega$).

Ainsi, la densité électronique minimale $(n_e)_{res}$, existant dans une décharge créée par une onde progressive en présence d'un champ magnétique statique, est une fonction décroissante de ce champ. Pour une fréquence de 390 MHz et

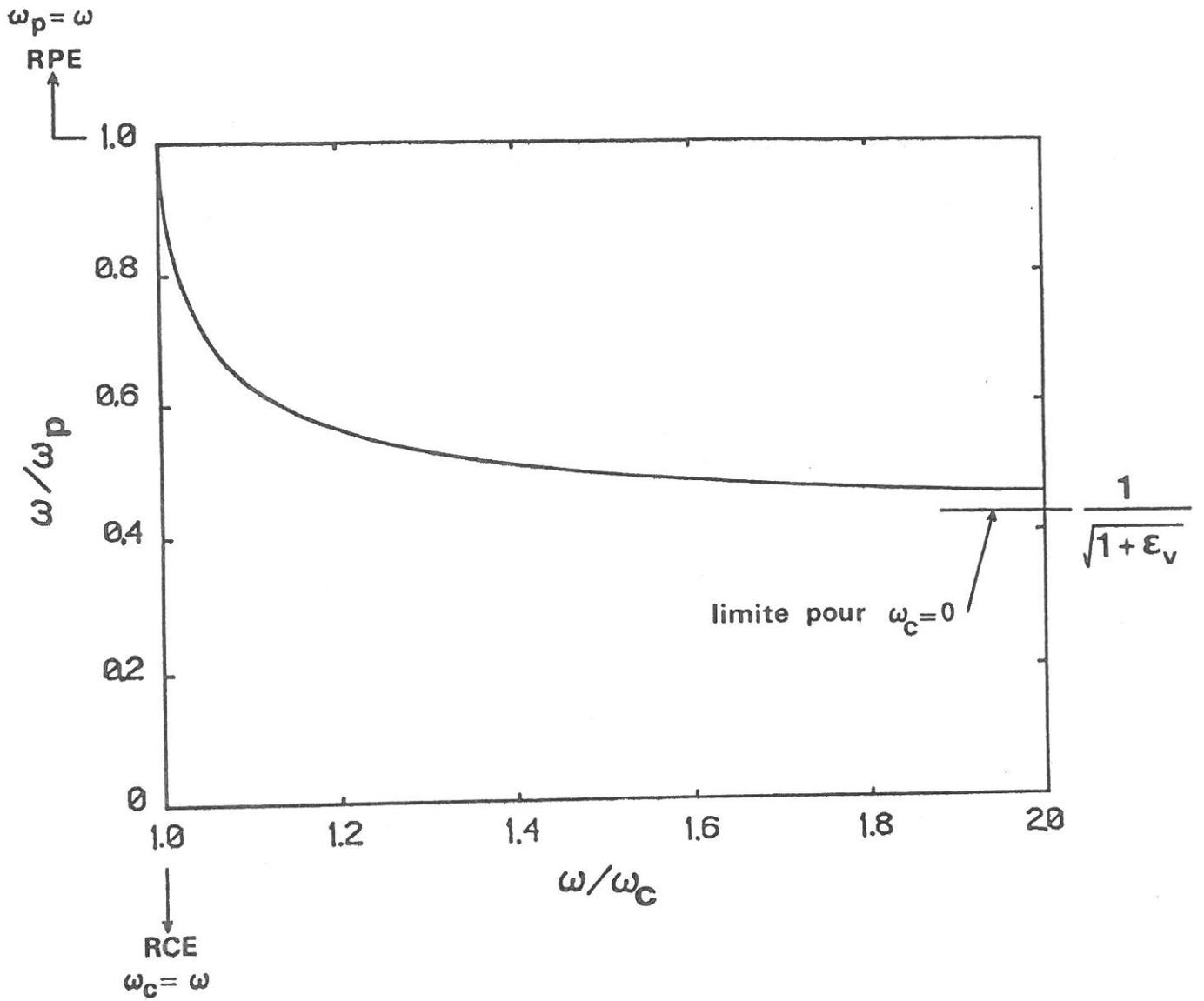


Figure II-2: Rapport de résonance $(\omega/\omega_p)_{res}$
pour $\omega_c < \omega$

$$\varepsilon_v = 4,5 :$$

$$- \text{ si } \omega_c = 0 : (n_e)_{res}^0 = 1,04 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

$$- \text{ si } \omega_c = \omega : (n_e)_{res} = 1,89 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$$

b2 : Champ magnétique statique fort ($\omega_c > \omega$)

Si le champ magnétique B_0 est tel que $\omega_c > \omega$, la résonance d'onde a toujours lieu pour la RPE (Fig. II-1) soit $\omega_p = \omega$. Ce résultat recoupe celui obtenu dans le cas de l'approximation quasi-statique par I. Zhelyazkov et al [34], lorsque le champ B_0 est infini.

c - Densité électroniques intermédiaires

En dehors du cas limite des hautes densités ($\omega/\omega_p < 0.2$), le nombre d'onde β est une fonction décroissante du champ magnétique B_0 , pour ω/ω_p fixé. Son taux de décroissance est d'autant plus important que la densité électronique est faible (ω/ω_p élevé, Fig. II-1).

B - ENERGIES ET ATTENUATION

La détermination de la relation de phase liant le nombre d'onde à la densité électronique nous permet de connaître la distribution radiale du champ électromagnétique de l'onde, dans les trois milieux de propagation. De ce fait, nous connaissons aussi la répartition radiale de l'énergie électromagnétique. A partir de là, nous pouvons calculer le coefficient d'atténuation par une méthode de perturbation, valable dans le cas d'un plasma faiblement collisionnel ($\nu \ll \omega$) ; méthode déjà employée dans le cas d'un plasma isotrope [11, 28, 29].

1 - NORMALISATION DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE

La résolution de l'équation de dispersion (II-2) permet de calculer les constantes A_2 , C à H en fonction de la constante A_1 . Ainsi, nous pouvons obtenir les composantes des champs électrique et magnétique en valeur

relative.

Pour calculer A_1 , on impose une valeur à la puissance électromagnétique totale (choisie égale à 1 Watt). Cette puissance est donnée par l'expression :

$$P_1 = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_S (\vec{E} \wedge \vec{H}^*) \cdot \vec{i}_z dS = \frac{1}{2} R_e \int_S (E_r H_\varphi^* - E_\varphi H_r^*) dS \quad (\text{II-7})$$

où R_e désigne la partie réelle de l'intégrale, S la section droite de la structure de propagation, et \vec{H}^* le complexe conjugué du champ \vec{H} . Les composantes du champ électromagnétique sont alors dites "normalisées", c'est-à-dire connues en valeur absolue, pour une puissance arbitraire de 1 Watt.

2 - ENERGIES

a - Energie totale

L'énergie totale s'écrit :

$$W_T = W_E + W_M + W_K \quad (\text{II-8})$$

où W_K représente l'énergie cinétique des électrons, W_E et W_M les énergies électrique et magnétique totales, c'est-à-dire calculées dans les trois milieux de propagation.

Ces énergies sont données par les expressions suivantes [1] (par unité de longueur) :

$$W_E = \frac{\epsilon_0}{4} \int_S \epsilon_r |\vec{H}|^2 dS \quad (\text{II-9})$$

avec $\epsilon_r = 1$ pour le plasma et l'air, et $\epsilon_r = \epsilon_v$ pour le diélectrique.

$$W_M = \frac{\mu_0}{4} \int_S |\vec{H}|^2 dS \quad (\text{II-10})$$

$$W_K = \frac{\epsilon_0}{4} \int_{S_p} \left[\vec{E}_p^* \cdot \frac{\partial(\omega \vec{\epsilon}_p)}{\partial \omega} \cdot \vec{E}_p \right] dS_p - \frac{\epsilon_0}{4} \int_{S_p} |\vec{E}_p|^2 dS_p \quad (\text{II-11})$$

où S_p désigne la section du plasma.

L'expression (II-11) donnant W_K n'est valable que pour un plasma non collisionnel ($\nu = 0$). Son développement donne en remplaçant les composantes de $\vec{\epsilon}_p$ pour les expressions (II-1):

$$W_K = \frac{\epsilon_0}{2} \omega_p^2 \int_{S_p} \left[\frac{\omega^2 + \omega_c^2}{(\omega^2 - \omega_c^2)^2} \left(|E_{pr}|^2 + |E_{p\varphi}|^2 \right) + \frac{|E_{pz}|^2}{\omega^2} - 2j \frac{\omega \omega_c}{(\omega^2 - \omega_c^2)^2} \left(E_{p\varphi}^* E_{pr} - E_{pr}^* E_{p\varphi} \right) \right] dS_p \quad (\text{II-12})$$

Pour un champ magnétique B_0 infini, nous obtenons :

$$W_K = \frac{\epsilon_0}{4} \int_{S_p} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} |E_{pz}|^2 dS_p \quad (\text{II-13})$$

Sans champ magnétique (plasma isotrope : $\omega_c = 0$) nous retrouvons l'expression connue [1, 11, 25-28] :

$$W_K = \frac{\epsilon_0}{4} \int_{S_p} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} |\vec{E}_p|^2 dS_p \quad (\text{II-14})$$

Remarquons que la relation (II-12) du cas non collisionnel ($\nu = 0$) n'est pas applicable lorsque $\omega_c = \omega$. Il en est de même pour toute les expressions des grandeurs utilisant W_K (vitesse de groupe §3, coefficient d'atténuation §4).

b - relation de résonance

Les énergies W_E , W_M et W_K vérifient la relation dite de "résonance" [1] :

$$W_M = W_E - W_K + W_{DZ} \quad (\text{II-15})$$

où le terme W_{DZ} traduit l'interaction entre le moment magnétique de l'électron induit par le champ \vec{B}_0 , et \vec{B}_0 .

Ce terme d'interaction s'écrit [1] :

$$W_{DZ} = \frac{n_e e}{2} \int_{S_p} \frac{1}{\omega} (\vec{V}_R \wedge \vec{V}_I) \cdot \vec{i}_z B_0 dS_p \quad (\text{II-16})$$

où le vecteur vitesse de l'électron a été décomposé en parties réelle et imaginaire :

$$\vec{V} = \vec{V}_R + j \vec{V}_I = j \frac{\omega \epsilon_0}{n_e e} (\vec{\epsilon}_p - \vec{1}) \cdot \vec{E}_p \quad (\text{II-17})$$

où $\vec{1}$ désigne le tenseur unité.

Le développement de (II-16), en s'aidant des expressions (II-1), aboutit à :

$$W_{DZ} = - \frac{\epsilon_0}{2} \frac{\omega \omega_c \omega_p^2}{(\omega^2 - \omega_c^2)^2} \int_{S_p} \left[- \frac{\omega_c}{\omega} (|E_{pr}|^2 + |E_{p\varphi}|^2) + \frac{j}{2} \left(1 + \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right) (E_{p\varphi}^* E_{rp} - E_{rp}^* E_{p\varphi}) \right] dS_p \quad (\text{II-18})$$

Le terme W_{DZ} s'annule si le plasma est isotrope ($\omega_c = 0$), ou si le champ magnétique B_0 est infini. Alors la relation de résonance est simplement [1, 11, 25-28] :

$$W_M = W_E - W_K \quad (\text{I-19})$$

Notons que la relation de résonance (II-15) permet, quel que soit B_0 ($\omega_c \neq \omega$), de vérifier l'exactitude de la solution $(\beta, \omega/\omega_p)$ de l'équation de dispersion (II-2). Elle constitue ainsi un test rigoureux de la validité de cette solution.

c - Variations caractéristiques

Pour chaque valeur de B_0 ($\omega_c \neq \omega$), les énergies électrique et magnétique peuvent être calculées dans les trois milieux de propagation et pour la puissance électromagnétique imposée ($P = 1$ Watt), en fonction de la densité électronique du plasma.

Les énergies totales sont données par les expressions (II-9) et (II-10), et peuvent être décomposées en :

$$\text{- énergie électrique : } W_E = W_{EP} + W_{EV} + W_{EA}$$

$$\text{- énergie magnétique : } W_M = W_{MP} + W_{MV} + W_{MA}$$

où les indices P, V, et A désignent respectivement le plasma, le diélectrique et l'air.

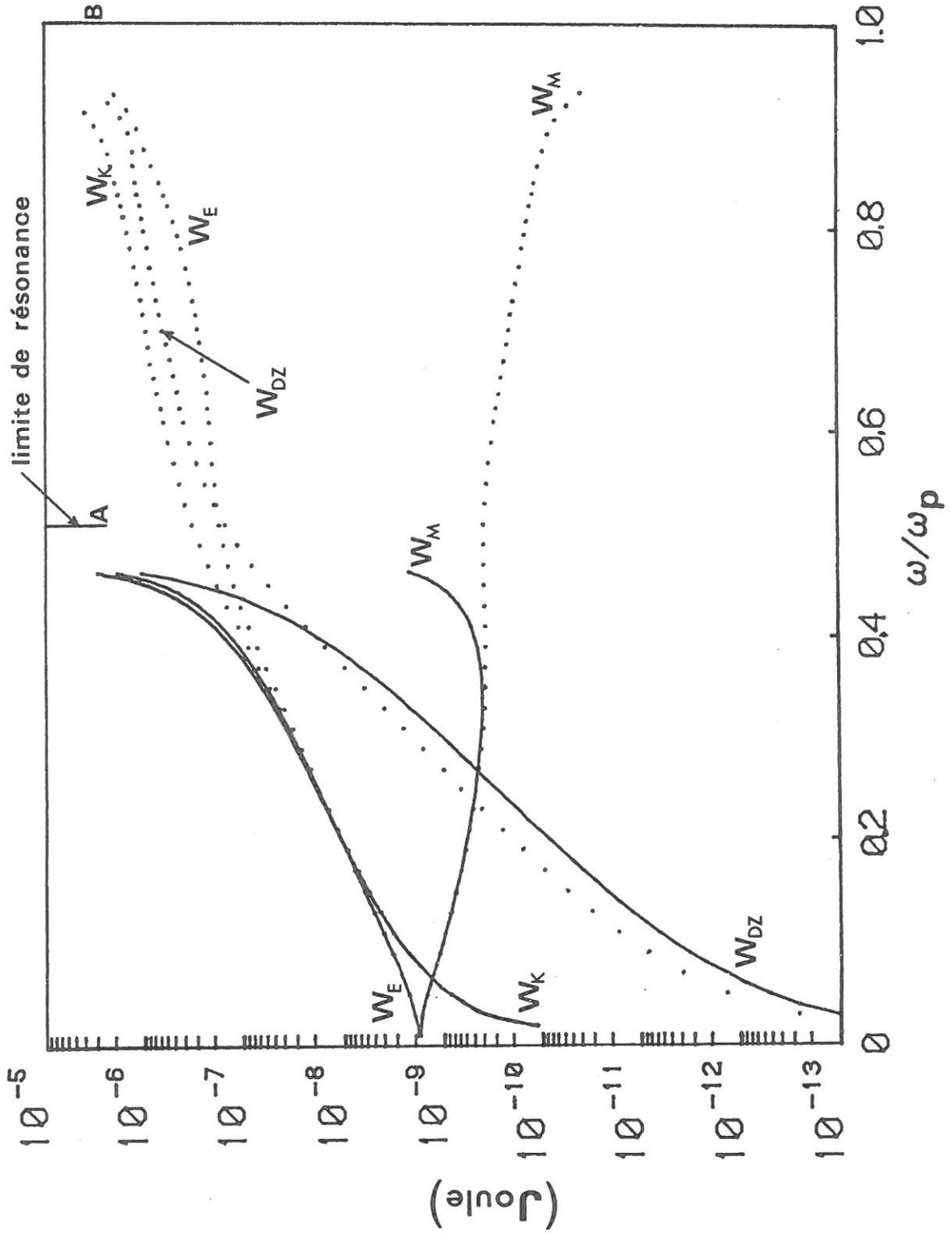
Sur les figures II-3a et II-3c sont représentées les variations de toutes ces énergies.

Pour les très fortes densités électroniques, W_K est très petite devant W_E et W_M , qui se trouvent être égales. Le terme W_{DZ} et quant à lui négligeable :

$$W_{DZ} \ll W_K \ll W_E = W_M$$

L'examen des expressions (II-12) et (II-18) montre que cette situation, identique quel que soit B_0 ($\omega_c \neq \omega$), est compréhensible puisque le champ électromagnétique ne pénètre quasiment plus dans le plasma pour cette gamme de densité électronique. L'onde ne se propage alors qu'à l'extérieur du plasma (et même pratiquement que dans l'air) :

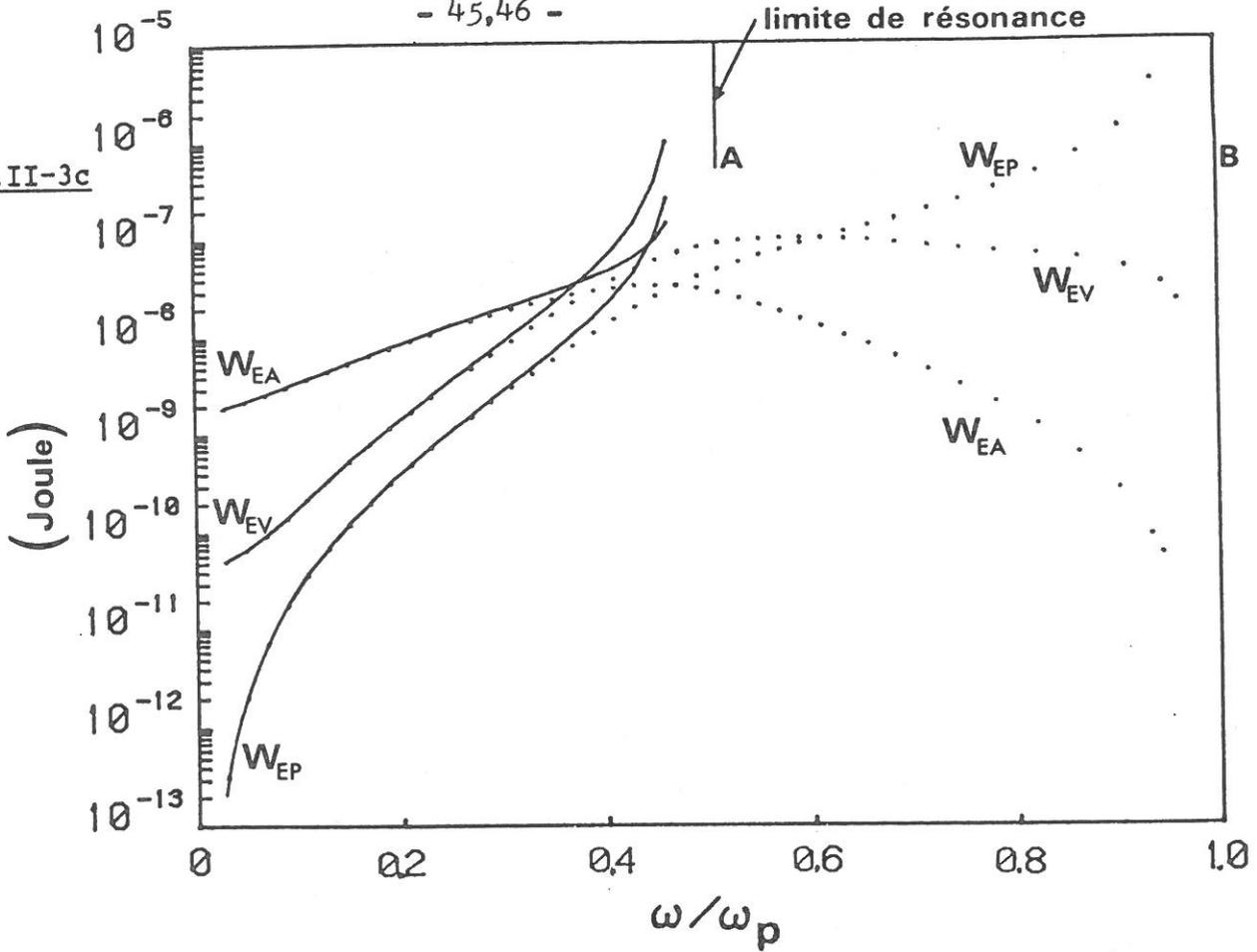
Figure II-3a: Energies totales et terme d'interaction W_{DZ} pour une puissance électromagnétique de 1 Watt ($\nu \ll \omega$)



(—): $\omega/\omega_c = 1.39$

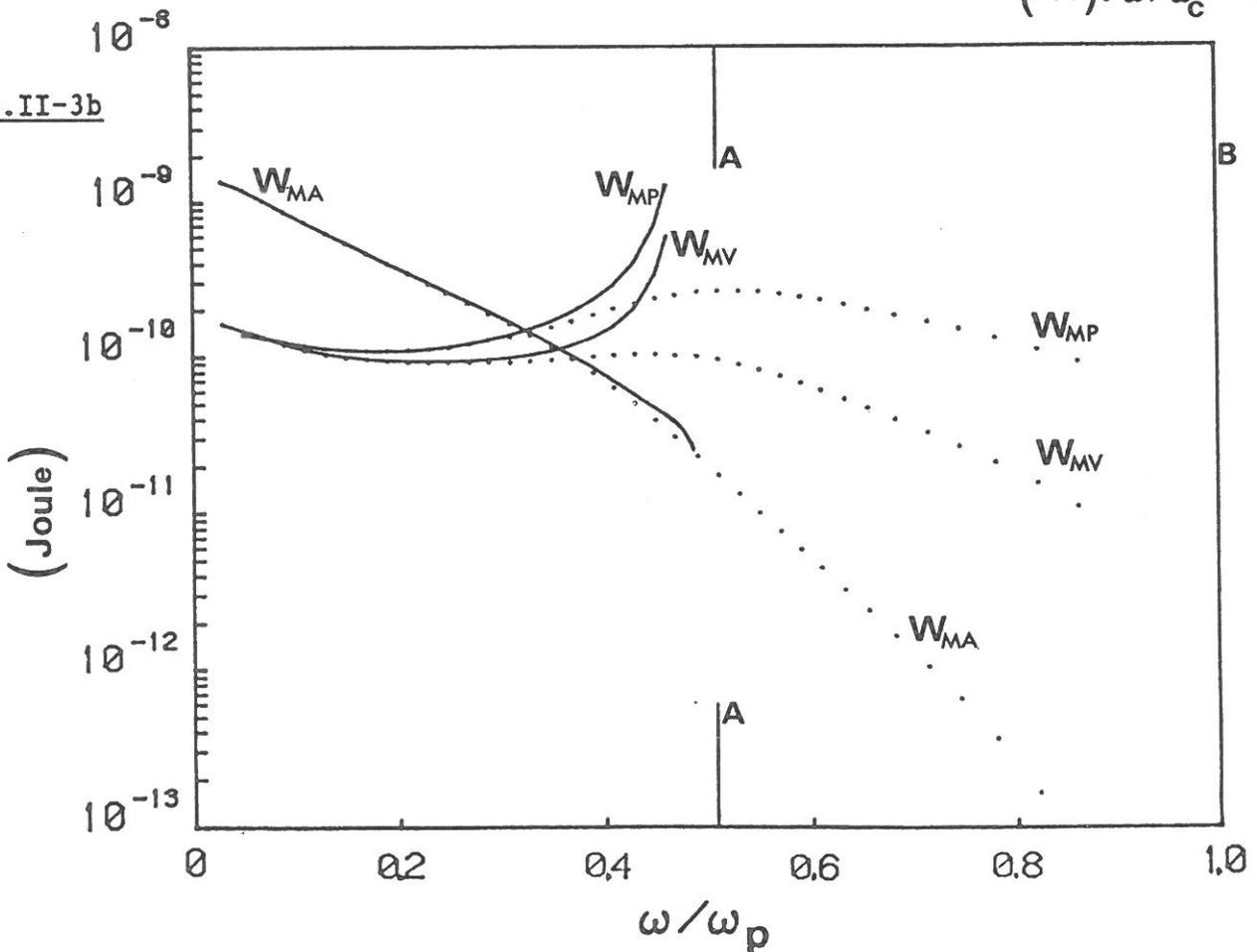
(...): $\omega/\omega_c = 0.87$

Fig.II-3c



Energies partielles ($P_1 = 1 \text{ Watt}$ et $\nu \ll \omega$)
 (—): $\omega/\omega_c = 1.39$
 (...): $\omega/\omega_c = 0.87$

Fig.II-3b



$$W_{EA} \gg W_{EV} \gg W_{EP} \text{ et } W_{MA} \gg W_{MV} \simeq W_{MP}.$$

Lorsque la densité électronique décroît, l'énergie W_M devient très vite négligeable devant W_E et W_K . La relation de résonance (II-15) devient alors :

$$W_K \simeq W_E + W_{DZ} \quad (\text{II-20})$$

Dès lors, si le champ B_0 est fini, l'énergie cinétique des électrons peut devenir supérieure à l'énergie électrique totale de l'onde, du fait du terme d'interaction W_{DZ} . En l'absence de B_0 (ou si B_0 est infini), W_{DZ} étant nul, W_K est toujours inférieure à W_E comme le montre la relation (II-19), et est égale à W_E lorsque la résonance d'onde est atteinte.

Pour les faibles densités électroniques (près de la résonance d'onde), on constate sur les figures II-3b et II-3c que les valeurs relatives des différentes énergies varient avec la valeur du champ magnétique B_0 . En se référant au tableau I-2 (cas quasi-statique), on peut alors retrouver la nature de l'onde progressive :

- pour $\omega_c < \omega$ (champ B_0 faible), on a :

$$\begin{cases} W_{EV} > W_{EP} > W_{EA} \\ W_{MP} > W_{MV} > W_{MA} \end{cases}$$

avec $W_E \gg W_M$ (Fig. II-3a)

L'énergie électromagnétique se propage essentiellement à la périphérie du plasma et dans le tube diélectrique, ce qui correspond bien au cas de l'onde de surface (Tableau I-2)

- pour $\omega_c > \omega$ (champ B_0 fort), on a :

$$\begin{cases} W_{EP} > W_{EV} > W_{EA} \\ W_{MP} > W_{MV} > W_{MA} \end{cases}$$

avec de plus :

$$\lim_{\substack{\omega_p \rightarrow \omega \\ \beta \rightarrow \infty}} \begin{cases} W_{EP} = \infty \\ W_{EV} = 0 \\ W_{EA} = 0 \end{cases}$$

La propagation de l'énergie électromagnétique se situe essentiellement dans le volume du plasma, ce qui correspond au cas de l'onde de volume (Tableau I-2).

3 - VITESSE DE GROUPE

La vitesse de propagation de l'énergie électromagnétique, ou vitesse de groupe, est définie par :

$$v_g = \frac{P_1}{W_T} \quad (\text{II-21})$$

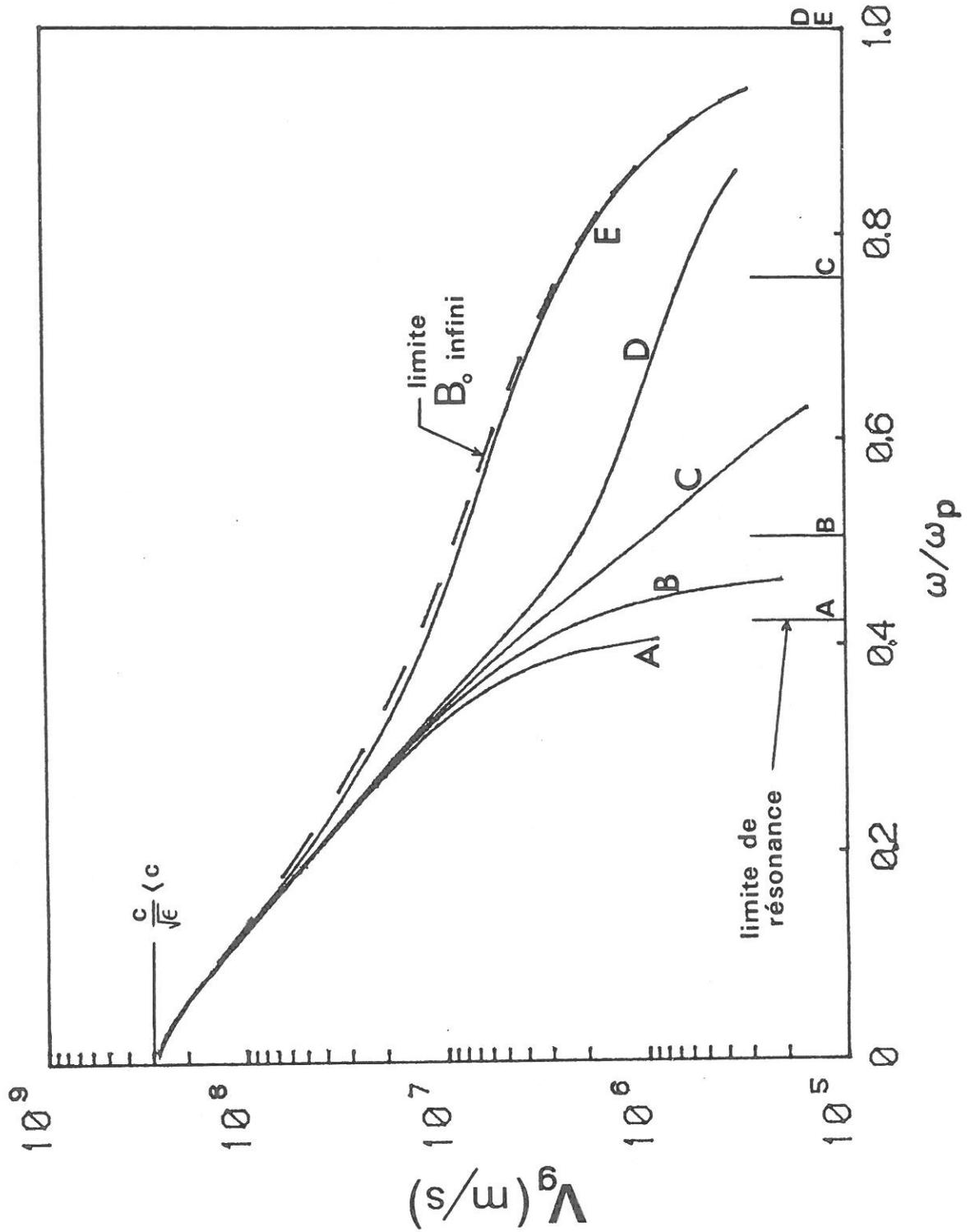
où P_1 et W_T sont respectivement données par les expressions (II-7) et (II-8).

Nous avons porté sur la figure II-4 la variation de v_g en fonction du rapport ω/ω_p .

Lorsque ω/ω_p tend vers zéro (très forte densité électronique), v_g tend vers une valeur limite indépendante de B_0 et égale à $\frac{c}{\sqrt{\epsilon}}$, où c est la vitesse de la lumière et ϵ le nombre introduit au IA2a de ce chapitre [25-28].

Pour une densité électronique fixée, v_g est une fonction croissante de B_0 , à variation d'autant plus forte que ω/ω_p est fort (n_e faible). Comme nous allons le voir, ceci se traduit par une décroissance du coefficient d'atténuation de l'onde.

Figure II-4: Vitesse de groupe (v_g « ω)



4 - COEFFICIENT D'ATTENUATION

a - Expression analytique

Considérons une tranche de plasma de densité électronique n_e et d'épaisseur dz , sur laquelle arrive l'onde sous incidence normale, de puissance électromagnétique P_1 donnée par (II-7). L'atténuation de l'onde dans cette tranche, due aux collisions électron-neutre, est caractérisée par le coefficient d'atténuation α donné par [46] :

$$\alpha = \frac{1}{2v_g W_T} \frac{dP_{abs}}{dz} \quad (II-22)$$

où dP_{abs} est la puissance électromagnétique absorbée par la tranche de plasma d'épaisseur dz , soit [5] :

$$\frac{dP_{abs}}{dz} = \frac{1}{2} \int_{S_p} \left[\text{Re} \left(\vec{\sigma}_p \right) \cdot \vec{E}_p \right] \cdot \vec{E}_p^* dS_p \quad (II-23)$$

où $\vec{\sigma}_p$ est le tenseur de conductivité du plasma :

$$\vec{\sigma}_p = j \omega \epsilon_0 \left(\vec{\epsilon}_p - \vec{1} \right) \quad (II-24)$$

Le développement de (II-23) dans l'hypothèse $\nu \ll \omega$ donne :

$$\frac{dP_{abs}}{dz} = 2 \nu W_K \quad (II-25)$$

avec W_K donnée par l'expression (II-12).

En reportant (II-25) dans II-22), on obtient finalement :

$$\frac{\alpha}{\nu} = \frac{W_K}{v_g W_T} = \frac{1}{v_g} \left(1 - \frac{W_E + W_M}{W_T} \right) \quad (II-26)$$

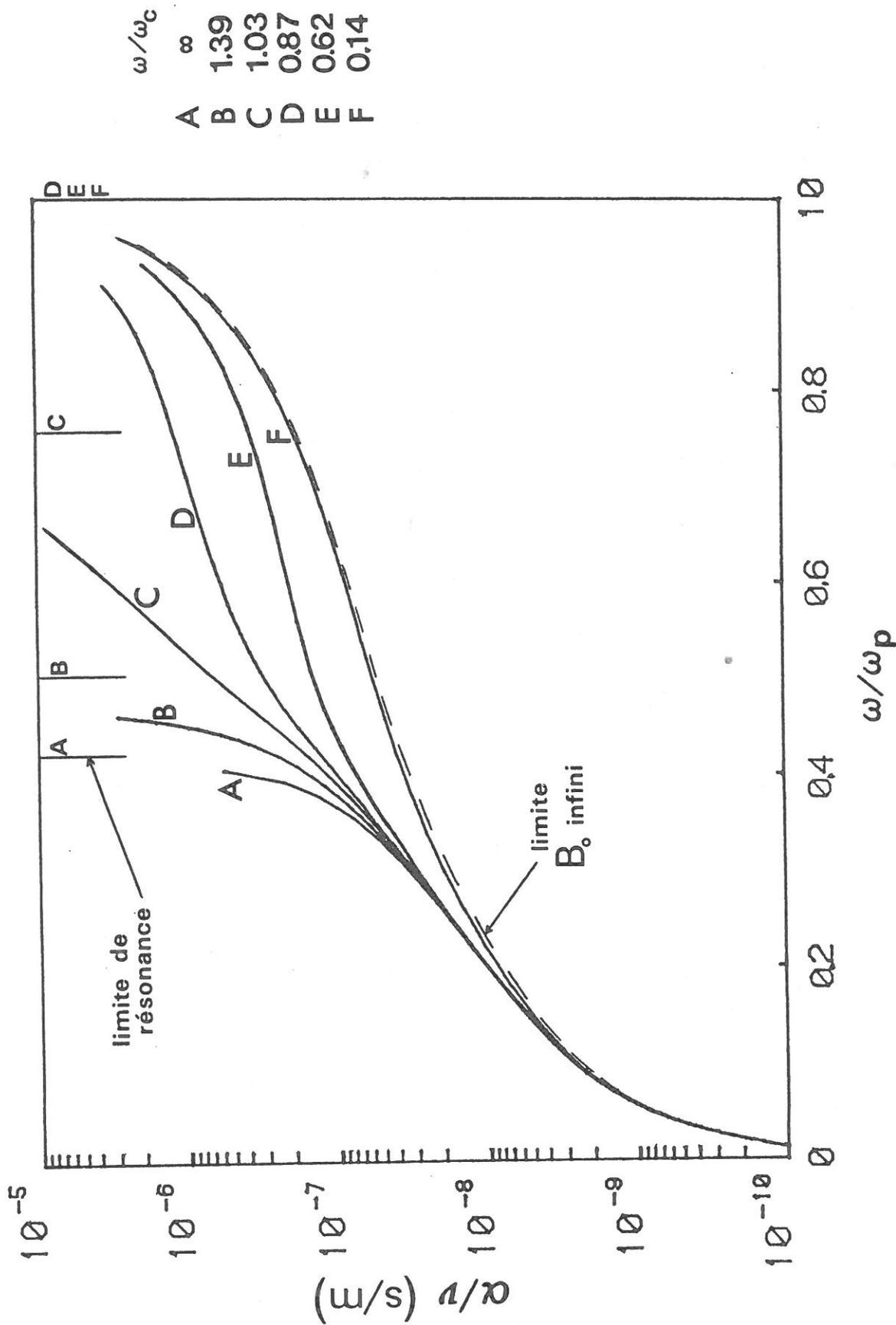
qui peut également s'écrire :

$$\frac{\alpha}{\nu} = \mathfrak{F}_{\emptyset, \omega/\omega_c} \left(\omega/\omega_p \right) \quad (II-27)$$

où \mathfrak{F} désigne une fonction numérique dans laquelle interviennent comme paramètres : B_0 , ω et les caractéristiques de la structure de propagation (sigle \emptyset).

Si le plasma est isotrope ($B_0 = 0$) [1, 11, 25-28], où B_0 infini :

Figure II-5: Coefficient d'atténuation rapporté à la fréquence effective de collision ($\nu \ll \omega$)



$$W_{DZ} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\alpha}{\nu} = \frac{1}{2v_g} \left(1 - \frac{W_M}{W_E} \right) \quad (\text{II-28})$$

b - Résultats

Nous avons représenté sur la figure II-5 les résultats du calcul numérique de la fonction \mathcal{F} , pour les paramètres \emptyset choisis (tube 15.19.150, $\epsilon_v = 4.5$, 390 MHz).

Aux très fortes densités électroniques, l'atténuation de l'onde ne dépend pas du champ magnétique B_0 (Fig II-3a et II-4). De plus, dans ce domaine de densité, le terme d'interaction W_{DZ} est négligeable, de sorte que α/ν peut s'écrire sous la forme approchée (II-28), valable en champ B_0 nul ou infini.

A densité électronique fixée, α/ν est une fonction décroissante de B_0 , variant d'autant plus que ω/ω_p est grand (n_e faible). Ceci résulte principalement de l'augmentation de la vitesse de groupe avec B_0 (Fig. II-4), et traduit la plus grande facilité de l'onde à se propager lorsque le plasma est anisotrope et que le champ B_0 augmente en intensité.

Cette variation de α/ν sera importante pour la description des conditions d'entretien de la décharge entretenue par l'onde (présentée en seconde partie de cette thèse) : pour une fréquence effective de collision ν et une densité électronique fixées, l'atténuation de l'onde est d'autant plus faible que le champ magnétique statique est important. Dans ces conditions, on s'attend à obtenir une colonne de plasma de longueur fonction croissante du champ magnétique.

C - CONCLUSION

Nous venons de présenter les caractéristiques de propagation de l'onde créant et entretenant la décharge en fonction de la densité électronique du plasma et du champ magnétique statique appliqué à la décharge à savoir:

- le nombre d'onde : $\beta_{\omega/\omega_c} (\omega/\omega_p) = \beta_{B_0} (n_e)$
- le coefficient d'atténuation de l'onde, rapporté à la fréquence effective de collision électron-neutre :

$$\frac{\alpha}{\nu} \Big|_{\omega/\omega_c} (\omega/\omega_p) = \frac{\alpha}{\nu} \Big|_{B_0} (n_e)$$

Ces relations de phase nous permettront (en deuxième partie) :

- à l'aide de $\beta(n_e)$, de dépouiller les mesures expérimentales de longueur d'onde effectuées sur la décharge, et de diagnostiquer la densité électronique,

- à l'aide de $\frac{\alpha}{\nu}(n_e)$, de modéliser la décroissance axiale de densité électronique et de déterminer les caractéristiques de la décharge, en liaison avec le diagnostic précédent.

Avant cela, nous allons décrire complètement le type d'onde se propageant dans la structure.

II - DISTRIBUTION RADIALE DE CHAMP ELECTROMAGNETIQUE

Une fois résolue l'équation de dispersion, toutes les composantes du champ électromagnétique sont connues dans les trois milieux de la structure de propagation (plasma, tube de pyrex, air).

La répartition radiale du champ, principalement dans le plasma, joue sans conteste un rôle sur la décharge créée (répartition radiale des espèces excitées, chargées...). C'est pourquoi nous examinerons en particulier le type d'onde se propageant dans cette structure.

La pénétration du champ électrique de l'onde dans le plasma dépend fortement des valeurs du champ B_0 (rapport ω/ω_c) et de la densité n_e (rapport ω/ω_p). Les figures II-6 montrent les diverses situations que l'on peut rencontrer :

- soit une onde de surface définie par $E_p(a) > E_p(0)$, avec deux situations possibles pour la composante axiale :

$$* |E_{pz}(a)| > |E_{pz}(0)| \quad (\text{Figure II-6a})$$

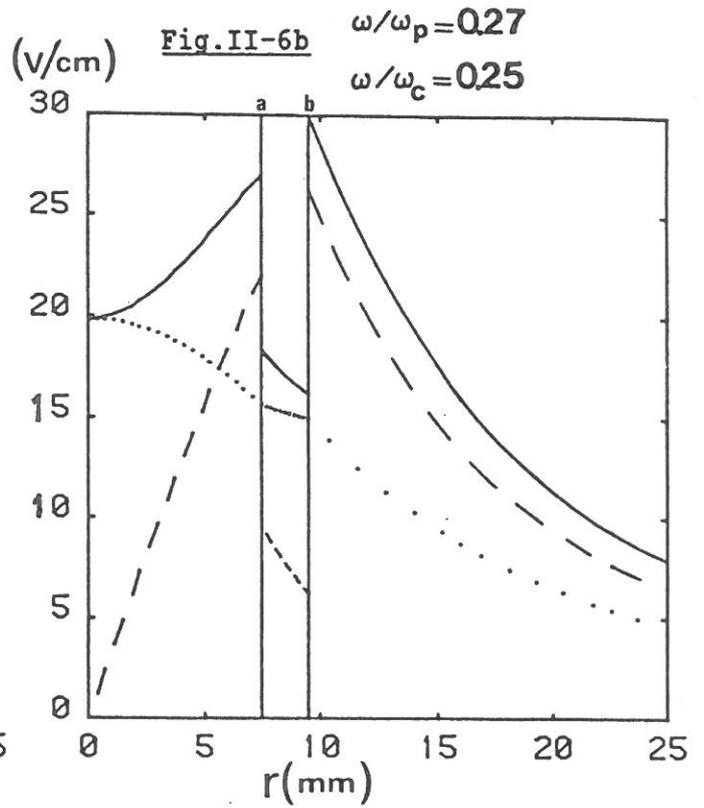
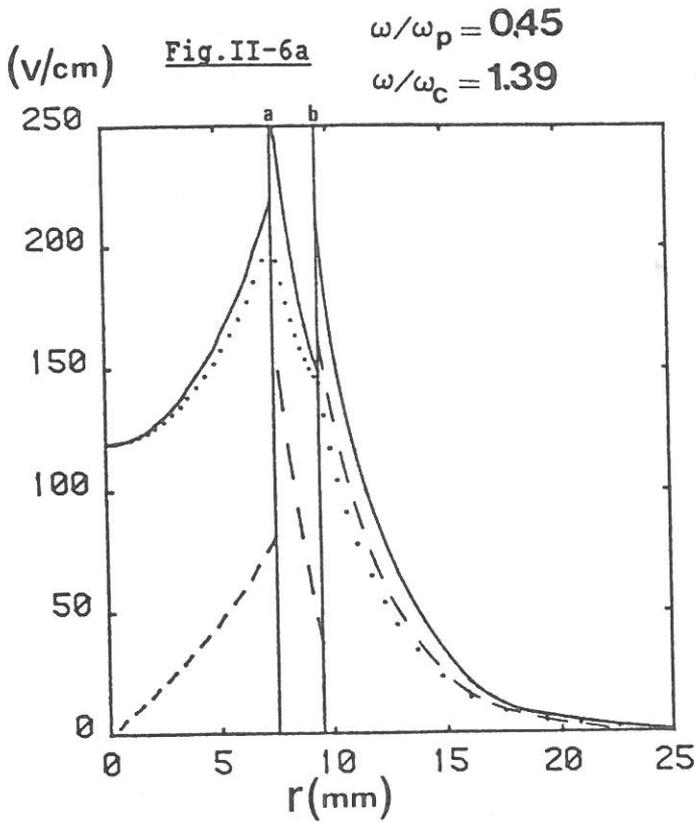
$$* |E_{pz}(a)| < |E_{pz}(0)| \quad (\text{Figure II-6b})$$

- soit une onde de volume définie par $E_p(a) < E_p(0)$, (Figure II-6c)

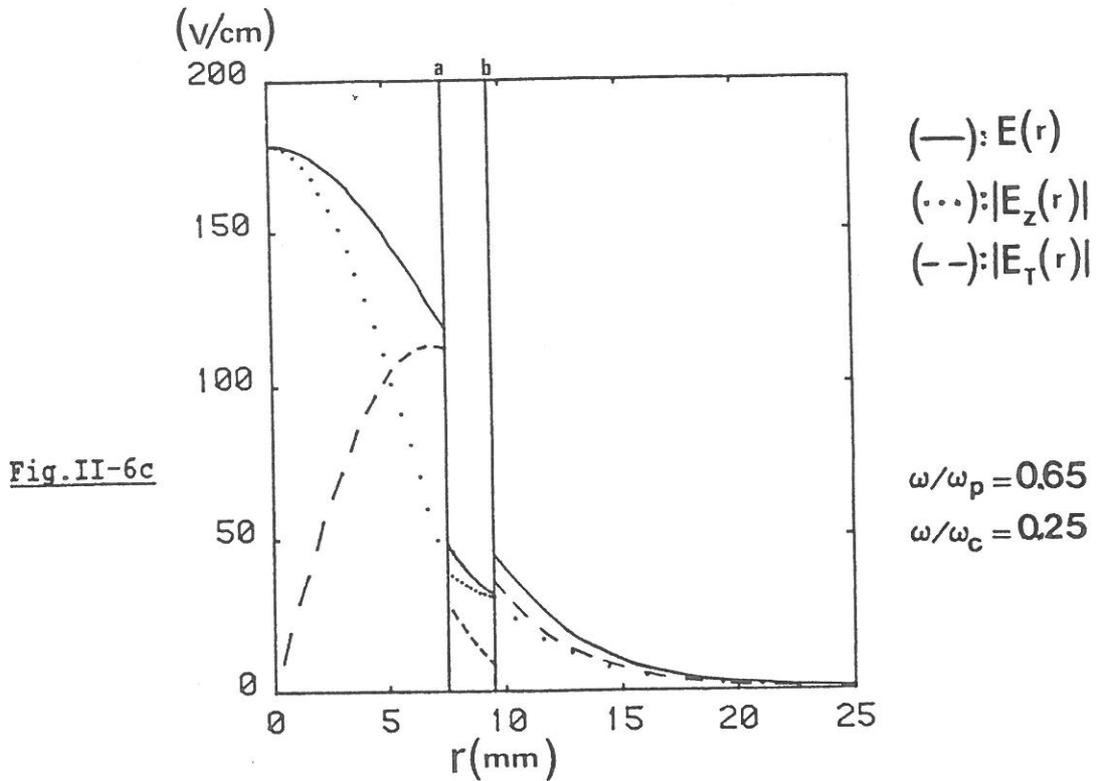
On étudiera aussi comment le rayon du plasma et la fréquence d'onde peuvent modifier les domaines de B_0 et de n_e pour lesquels se propage soit une onde de surface, soit une onde de volume.

A - PENETRATION DU CHAMP ELECTRIQUE DANS LE PLASMA

Pour connaître le type d'onde qui se propage dans la structure, nous avons déterminé les variations des rapports :



Exemples de profils radiaux du champ électrique
de l'onde progressive ($\nu \ll \omega$)
 $P_i = 1 \text{ Watt}$



$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_p = \frac{E_p(0)}{E_p(a)} \end{array} \right. \quad (\text{II-34})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_z = \frac{|E_{pz}(0)|}{|E_{pz}(a)|} = \frac{E_p(0)}{|E_{pz}(a)|} \end{array} \right. \quad (\text{II-35})$$

en fonction de n_e (rapport ω/ω_p) et de B_0 (rapport ω/ω_c).

Rappelons que la composante axiale de E_{pz} s'écrit simplement (Cf. I-23):

$$E_{pz}(r) = A_1 J_0(p_1 r) + A_2 J_0(p_2 r)$$

où p_1 et p_2 sont donnés par (I-35), et où les constantes d'intégration A_1 et A_2 sont a priori complexes. Les autres composantes du champ électrique se calculent à partir de $E_{pz}(r)$, et sont données par des expressions analytiques relativement lourdes (Cf. I-30, I-31). La forme analytique de $E_p(r)$ est par suite très compliquée.

Nous discuterons donc en première approche du profil radial $|E_{pz}(r)|$, puis nous présenterons le profil du champ total E_p , qui définit rigoureusement les domaines d'existence d'une onde de surface et d'une onde de volume.

Nous verrons enfin l'importance relative des différentes composantes de champ électrique.

1 - COMPOSANTE AXIALE

Nous étudions la nature (réelle ou complexe) des nombres d'onde transverses p_i ($i = 1, 2$) dans l'annexe II-B. Au chapitre I, nous avons vu que les cas simples d'un nombre p_i réel ou imaginaire donnent une composante associée E_{pzi} maximale ou minimale au centre du plasma (axe de la structure). Néanmoins, nous n'avons pu décrire complètement les évolutions des profils radiaux de ces composantes. Ceci peut maintenant être fait grâce à la résolution de l'équation de dispersion, et à la détermination complète des nombres p_i ($i = 1, 2$), tant en nature qu'en module. De plus, nous discutons

dans l'annexe II-B de l'importance relative des composantes E_{pz1} ($i = 1, 2$), par le calcul des constantes A_1 et A_2 . L'ensemble de ces résultats nous permet de décrire l'évolution du rapport μ_2 .

La figure II-7 montre que le comportement de μ_2 est très différent suivant que $\omega_c < \omega$ ou $\omega_c > \omega$.

Pour $\omega_c < \omega$, $|E_{pz}(0)|$ est inférieur à $|E_{pz}(a)|$, quelle que soit la densité électronique. Etant donné que la composante transverse $E_{pT}(r)$ est toujours nulle sur l'axe ($r=0$), l'onde est dans ce cas nécessairement une onde de surface. On avait déjà trouvé ce résultat au voisinage de la condition de résonance d'onde (II-5), par l'étude des solutions analytiques des équations de Maxwell dans l'approximation quasi-statique (voir tableau I-2). Nous venons maintenant de le généraliser, tant que ω_c est inférieure à ω , quel que soit ω_p ou n_e .

Pour $\omega_c > \omega$, $|E_{pz}(0)|$ peut devenir supérieur à $|E_{pz}(a)|$ lorsque ω/ω_p augmente (n_e décroît). La densité électronique pour laquelle $|E_{pz}(r)|$ est indépendante de la position radiale (soit $\mu_2 = 1 : |E_{pz}(a)| = |E_{pz}(0)|$), est une fonction croissante du champ B_0 .

Pour une densité électronique fixée, le rapport μ_2 croît de façon continue lorsque B_0 augmente, jusqu'à une valeur maximale donnée par le cas limite d'un champ B_0 infini.

Pour les très fortes densités (ω/ω_p très petit), E_{pz} ne pénètre quasiment pas dans le plasma ($\mu_2 \ll 1$). la structure de propagation est l'équivalent d'un coaxial, et le champ B_0 n'a pratiquement aucune action sur le profil radial $|E_{pz}(r)|$. Par contre, pour les faibles densités électroniques, μ_2 varie fortement lorsque B_0 augmente.

Nous présentons dans l'annexe II-B les domaines de nature des nombres p_1 ($i=1, 2$), en densité n_e et en champ B_0 , comparés à la frontière $\mu_2 = 1$.

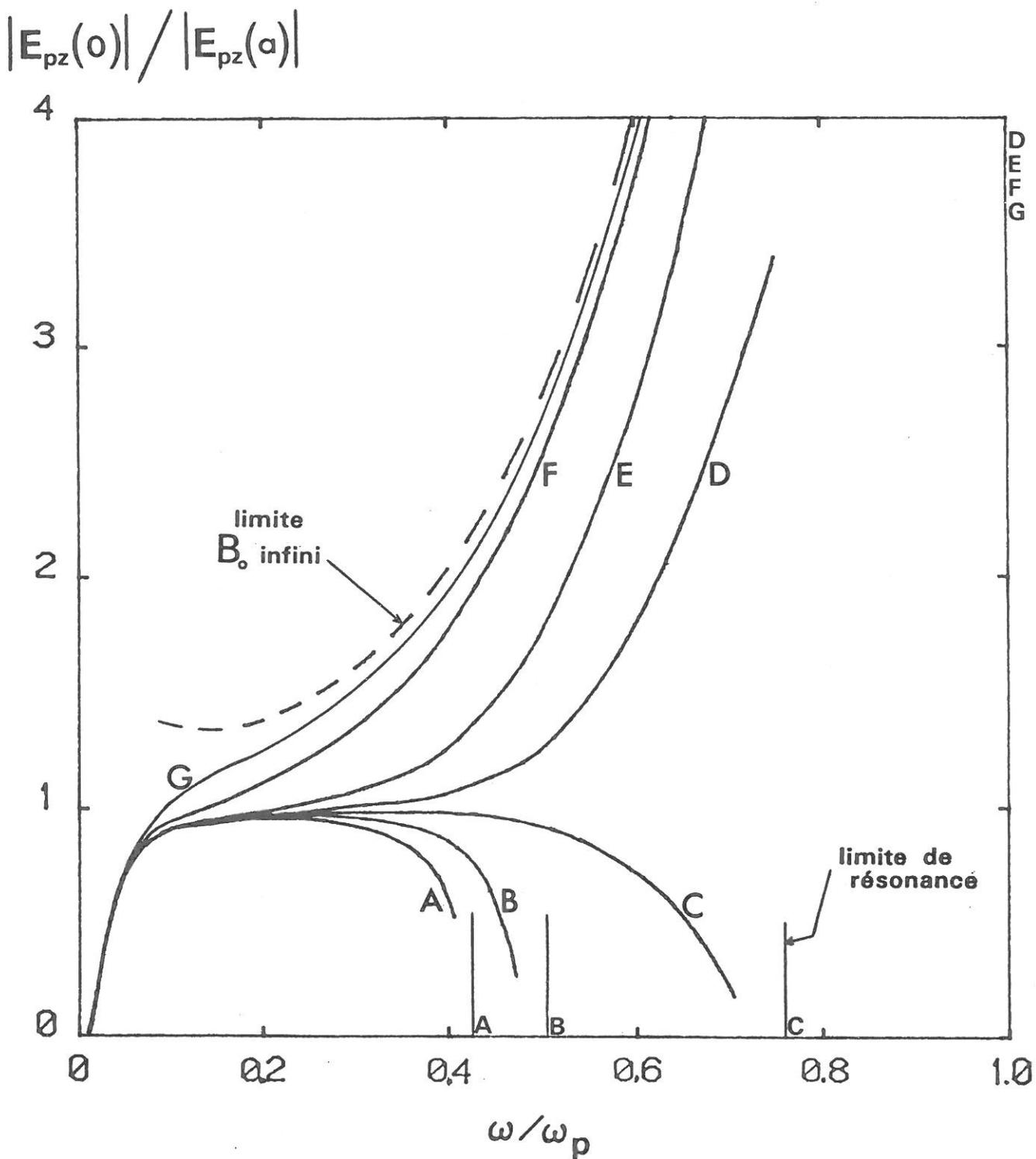


Figure II-7: Pénétration de la composante axiale du champ électrique dans le plasma pour différents rapports ω / ω_c ($\nu \ll \omega$)

	ω / ω_c	ω / ω_c	
A	∞	E	0.62
B	1.39	F	0.25
C	1.03	G	0.14
D	0.87		

2 - CHAMP ELECTRIQUE TOTAL

Les figures II-8a et II-8b montrent le comportement du rapport μ_p , respectivement en fonction de ω/ω_p et ω/ω_c .

De l'examen de ces résultats, on définit trois grandeurs caractéristiques (indiquées dans le tableau II-1) :

* $(B_0)_{opt}$, ou rapport $(\omega/\omega_c)_{opt}$, valeur optimale du champ magnétique pour laquelle le domaine d'existence d'une onde de volume, en densité électronique, est le plus important.

* $(n_e)_{Max}$, ou rapport $(\omega/\omega_p)_{min}$, valeur de densité électronique associée à $(B_0)_{opt}$, repérée par la flèche notée (a) sur la figure II-8a. Si $n_e > (n_e)_{Max}$ seule une onde de surface peut se propager.

* $(n_e)_{min}$, ou rapport $(\omega/\omega_p)_{Max}$, valeur de densité électronique séparant les domaines d'existence d'une onde de surface et d'une onde de volume dans le cas d'un champ magnétique B_0 infini. Cette valeur est repérée par la flèche notée (b) sur la figure II-8a.

Les résultats suivants se dégagent des figures II-8 et du tableau II-1 :

- au voisinage de la résonance d'onde, ou pour ω/ω_p élevé :

* si $\omega_c < \omega$: $\mu_p \rightarrow 0$ soit $E_p(0) \ll E_p(a)$
(Fig. II-8a)

* si $\omega_c > \omega$: $\mu_p \rightarrow \infty$ soit $E_p(0) \gg E_p(a)$

- pour $\omega_c < \omega$, l'onde est une onde de surface quelle que soit la densité électronique : $\mu_p < 1$ et $E_p(a) < E_p(0)$.

- pour $\omega_c > \omega$:

* l'onde est une onde de volume pour les faibles densités électroniques (fort ω/ω_p), et est une onde de surface pour les fortes densités électroniques (faible ω/ω_p). La valeur de densité correspondant à

$$E_p(0)/E_p(a)$$

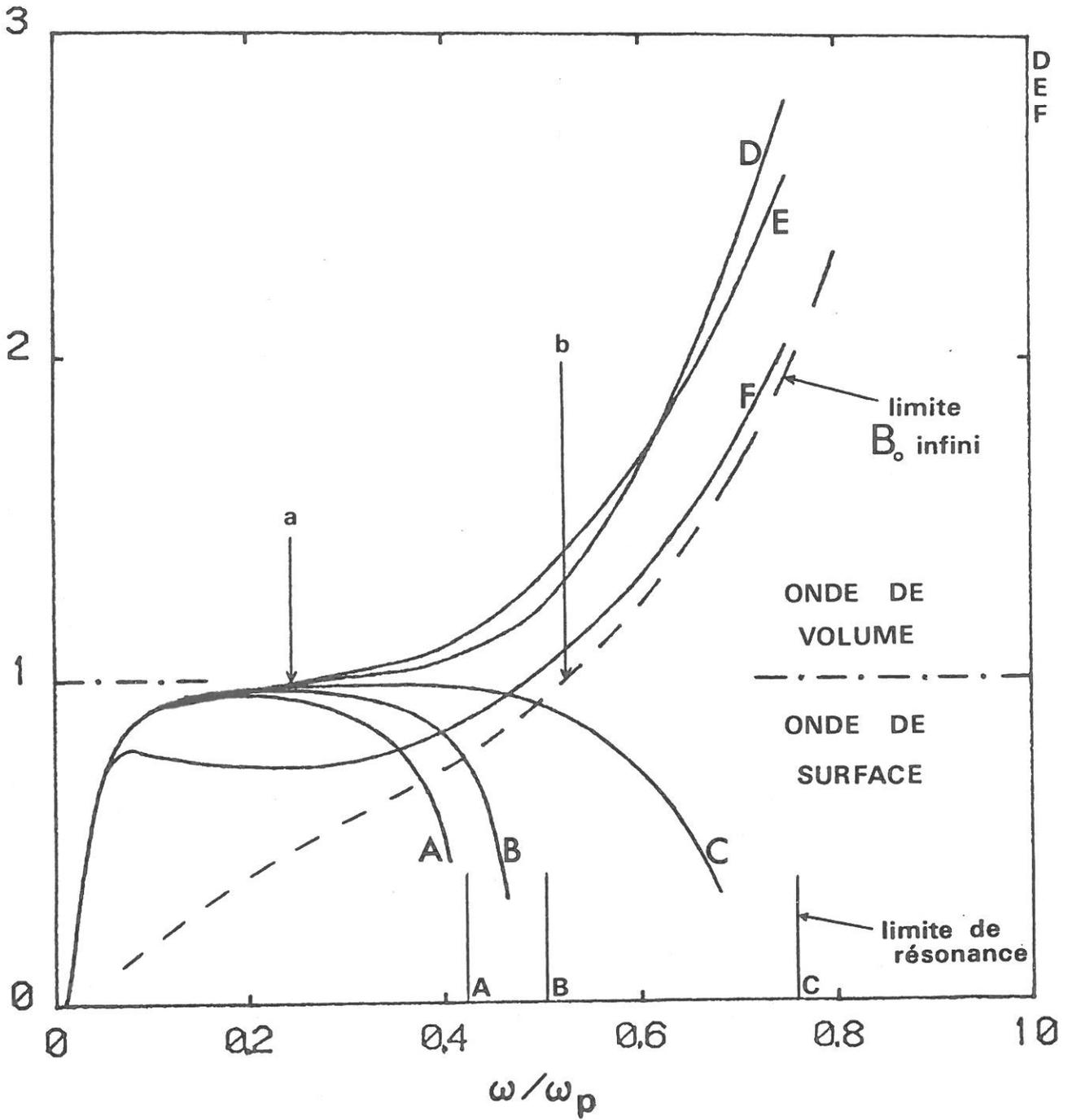


Figure II-8a: Pénétration du champ électrique total dans le plasma, pour différents rapports ω/ω_c ($\nu \ll \omega$)

	ω/ω_c	ω/ω_c
A	∞	E 0.62
B	1.39	F 0.25
C	1.03	G 0.14
D	0.87	

$$\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)_{\text{opt}} = 0.68$$

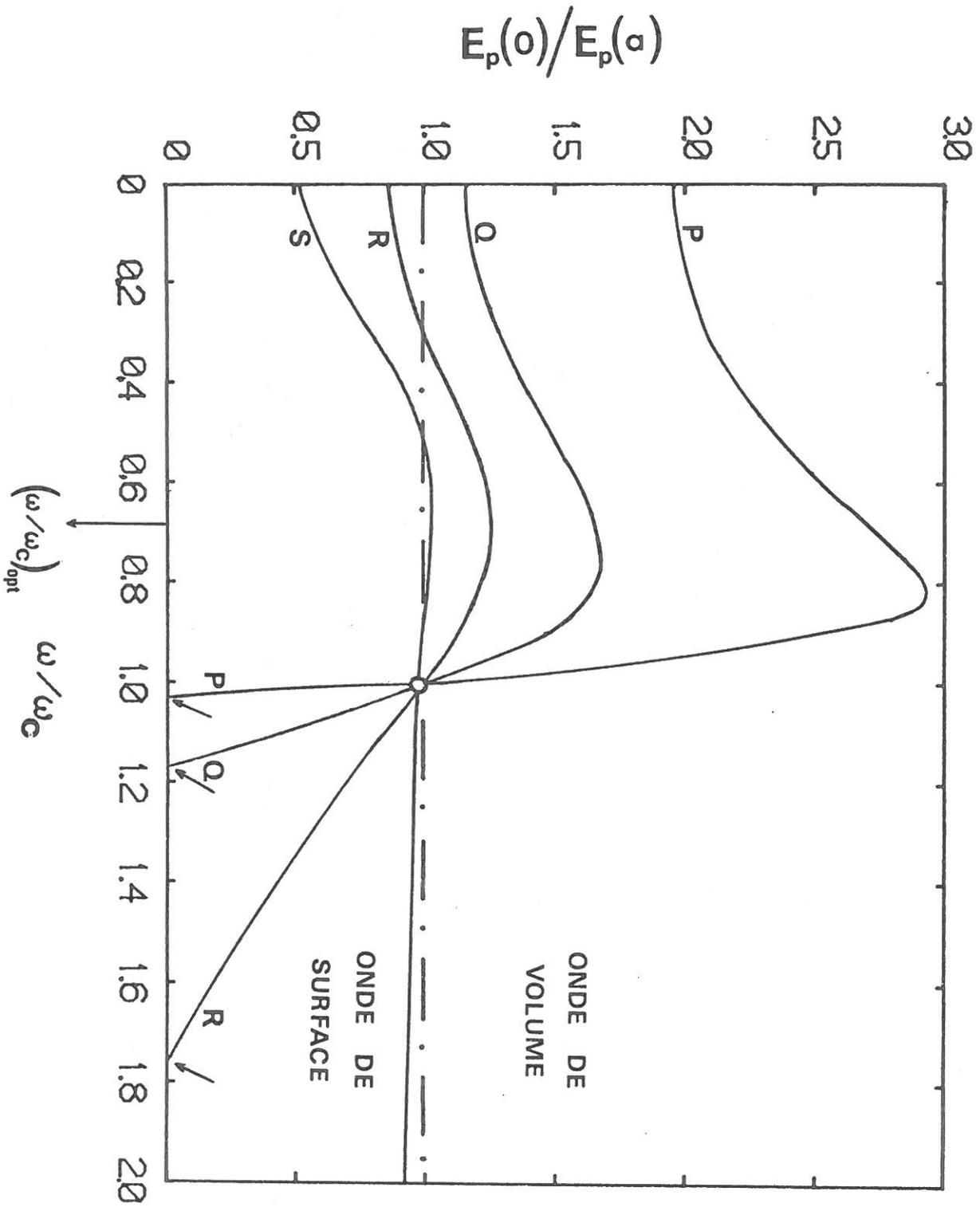
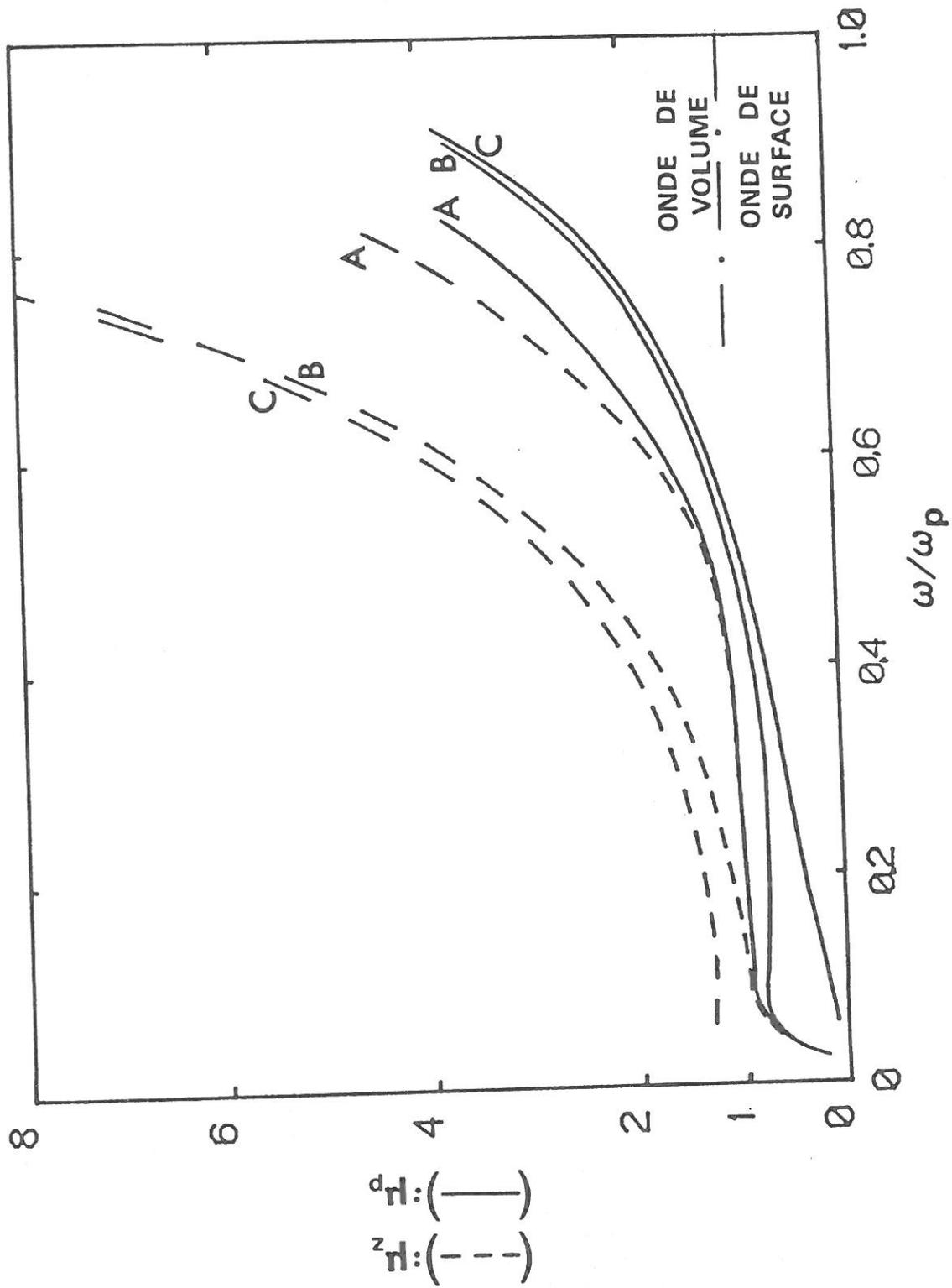


Figure II-9: Comparaison de la pénétration du champ électrique total dans le plasma et de celle de sa composante axiale ($\omega < \omega_c$ et $\nu \ll \omega$)



la frontière entre ces deux domaines ($\mu_p = 1$), dépend du champ B_0 . Le domaine d'existence d'une onde de volume est maximum pour $B_0 = (B_0)_{opt}$.

* si la densité électronique est comprise entre $(n_e)_{min}$ et $(n_e)_{max}$ l'onde décrit le cycle, onde de surface \rightarrow onde de volume \rightarrow onde de surface, lorsque le champ B_0 varie de zéro à l'infini (tableau II-1, fig. II-8b). La transformation d'une onde de volume en une onde de surface provient de l'augmentation de la composante transverse E_{pT} , comparée à la composante axiale E_{pz} .

- pour ω_c voisin de ω , nous constatons une très forte dépendance de la pénétration du champ électrique par rapport au champ magnétique B_0 , lorsque la densité électronique est faible (Fig. 8b).

La comparaison des rapport μ_z et μ_p (Fig II-9) permet d'apprécier l'importance de E_{pT} par rapport à E_{pz} .

Elle est d'autant plus grande que B_0 est fort.

Cette dernière remarque nous amène à étudier de façon plus approfondie l'importance relative des composantes du champ électrique dans le plasma.

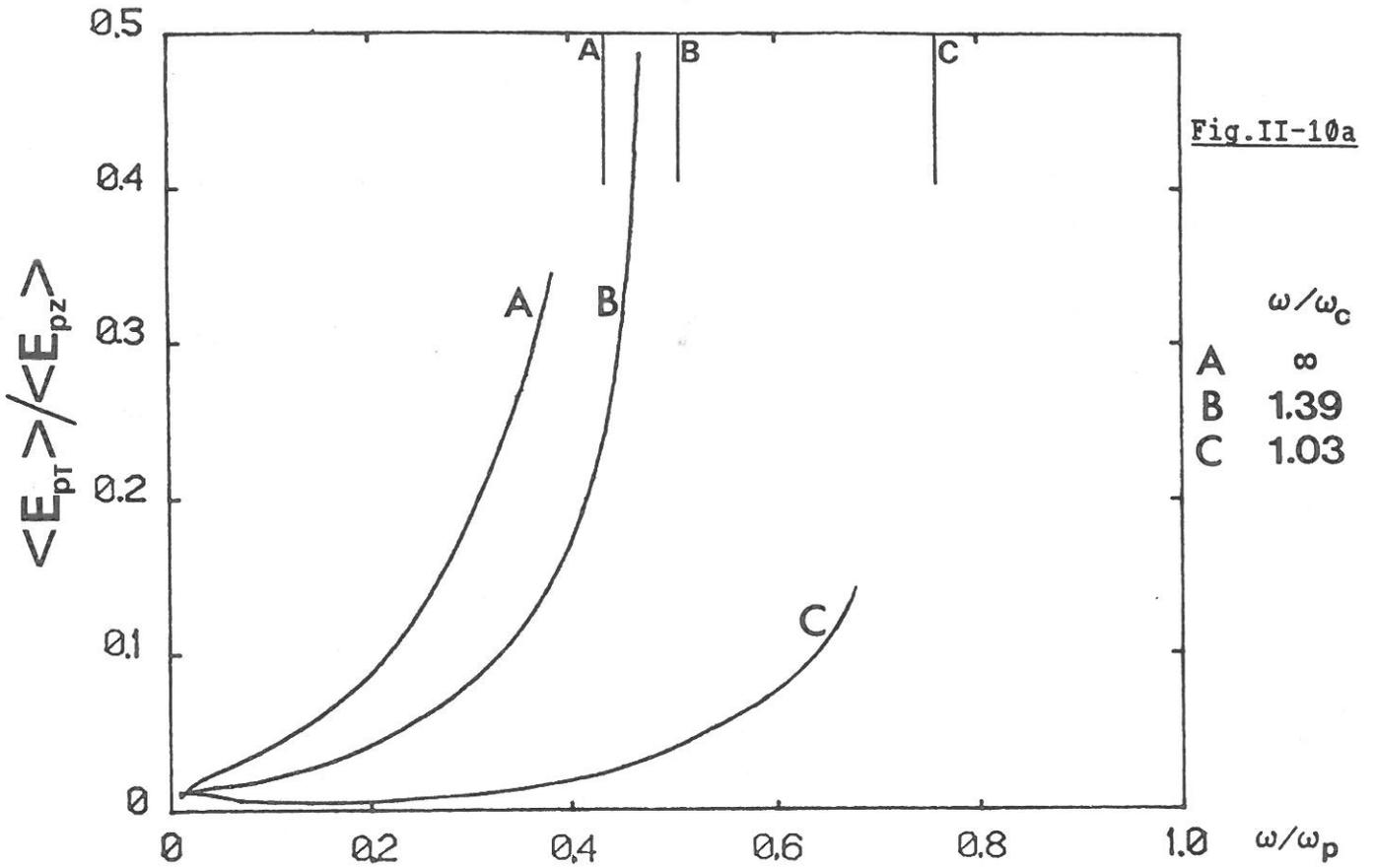
3 - IMPORTANCE RELATIVE DES COMPOSANTES

La décharge créée et entretenue par l'onde progressive n'étant certainement pas influencée de la même façon par les différentes composantes du champ électrique, nous avons étudié le comportement de E_{pz} , E_{pr} , et $E_{p\varphi}$ moyennées sur la section du plasma.

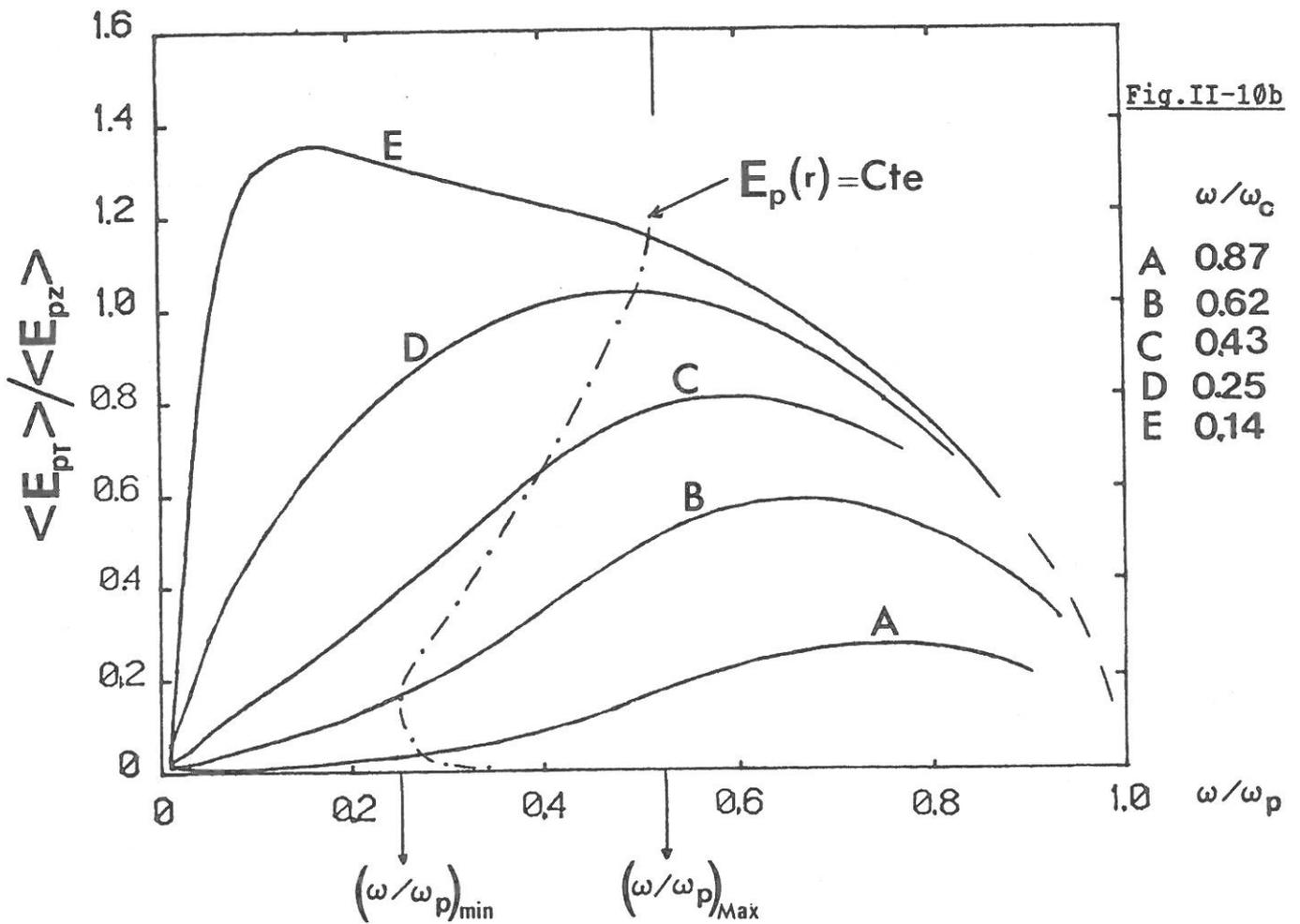
Nous avons pour cela calculé les grandeurs suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \eta_{T/z} = \frac{\langle E_{pT} \rangle}{\langle E_{pz} \rangle} \end{array} \right. \quad (II-36)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \eta_{\varphi/r} = \frac{\langle E_{p\varphi} \rangle}{\langle E_{pr} \rangle} \end{array} \right. \quad (II-37)$$



Importance relative des composantes axiale et transverse du champ électrique dans le plasma ($\nu \ll \omega$)



$$\text{avec : } \begin{cases} \langle E_{pT} \rangle = \frac{1}{S_p} \int_{S_p} \left[|E_{pr}|^2 + |E_{p\varphi}|^2 \right]^{1/2} dS_p \\ \langle E_{pj} \rangle = \frac{1}{S_p} \int_{S_p} |E_{pj}| dS_p \quad (j = z, r, \varphi) \end{cases} \quad (\text{II-38})$$

où S_p est la section du plasma.

a - Composantes axiale et transverse

Les figures II-10a et II-10b montrent respectivement des évolutions différentes pour le rapport $\eta_{T/z}$ en fonction du rapport ω/ω_p , suivant que le champ B_0 est faible ($\omega_c < \omega$) ou fort ($\omega_c > \omega$). On peut notamment remarquer que :

- à densité électronique fixée :

* si $\omega_c < \omega$: $\eta_{T/z}$ est une fonction croissante de ω/ω_c (fonction décroissante de B_0 , fig. II-10a)

* si $\omega_c > \omega$: $\eta_{T/z}$ est une fonction décroissante de ω/ω_c (fonction croissante de B_0 , fig. II-10b)

- à la limite de la résonance d'onde :

* si $\omega_c < \omega$: $\eta_{T/z} \gg 1$ soit $\langle E_{pT} \rangle \gg \langle E_{pz} \rangle$

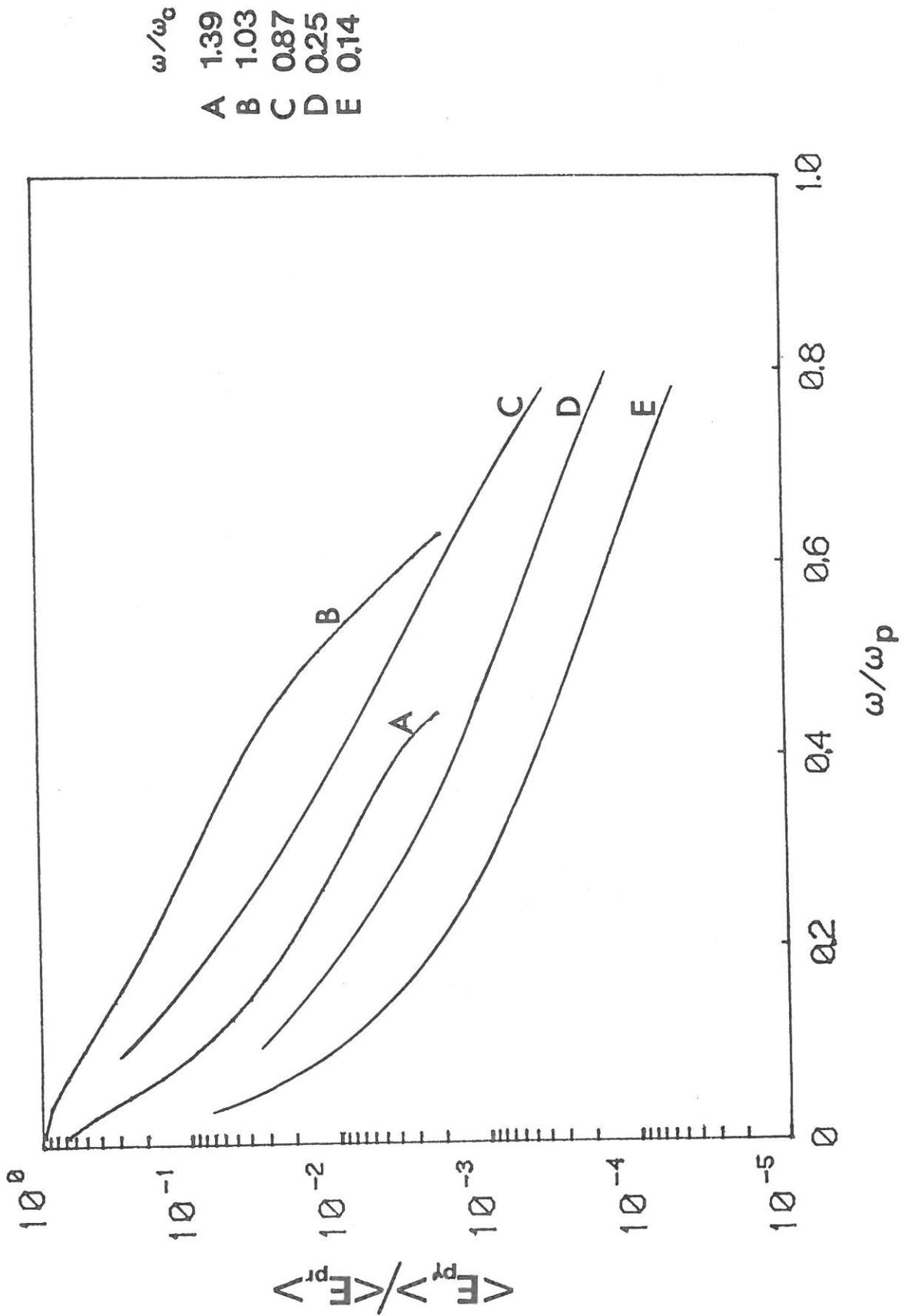
* si $\omega_c > \omega$: $\eta_{T/z} = 0$ soit $\langle E_{pT} \rangle = 0$

Nous avons de plus porté sur la surface II-10b la frontière "onde de surface - onde de volume" (courbe en tiret-point). L'onde est une onde de surface ($\mu_p < 1$) à gauche de cette courbe (fortes valeurs de n_e), et est une onde de volume à sa droite (faibles valeurs de n_e).

b - Composante radiales et azimutale

Le rôle joué par la composante azimutale $E_{p\varphi}(r)$ sur la valeur du champ

Figure II-11: Importance relative des composantes radiale et azimutale du champ électrique dans le plasma ($\nu(\omega)$)



électrique total dans le plasma $E_p(r)$ est négligeable comparé à celui de la composante radiale $E_{pr}(r)$, comme le montre la figure II-11.

Le rapport $\eta_{\varphi/r}$ est une fonction décroissante de ω/ω_p (fonction croissante de n_e) quel que soit B_0 . Il présente, pour une densité électronique fixée, un maximum inférieur à 1, atteint pour B_0 proche de la condition de RCE ($\omega_c = \omega$). On a alors :

- pour ω/ω_p faible (n_e forte) : $\langle E_{p\varphi} \rangle \sim \langle E_{pr} \rangle$
 mais avec $\langle E_{pT} \rangle \ll \langle E_{pz} \rangle$
- pour ω/ω_p fort (n_e faible) : $\langle E_{p\varphi} \rangle \ll \langle E_{pr} \rangle$

Ainsi, le profil radial du champ électrique total $E_p(r)$ est surtout déterminé par les profils des amplitudes des composantes radiale et axiale : $|E_{pr}(r)|$ et $|E_{pz}(r)|$.

B - ONDE DE SURFACE - ONDE DE VOLUME

1 - BILAN

Pour un plasma faiblement collisionnel ($\nu \ll \omega$), nous avons résumé sur la figure II-12 les domaines de champ magnétique statique (rapport ω/ω_c), et de densité électronique (rapport ω/ω_p) pour lesquels se propage soit une onde de surface ($\mu_p < 1$), soit une onde de volume ($\mu_p > 1$). La partie hachurée de la figure correspond au domaine pour lequel le mode plasma à symétrie azimutale ne peut se propager.

Nous présentons également quelques exemples de profils radiaux des amplitudes des composantes du champ électrique, dans les trois milieux de propagation (Fig II-13 et II-14). Pour un champ B_0 non nul, ces exemples sont repérés sur la figure II-12, par des croix numérotées de 1 à 8. Nous avons omis de représenter les profils correspondant aux exemples n°2 et 3: ils sont identiques à ceux du cas $B_0 = 0$ et $\omega/\omega_p = 0.05$ (Fig. II-13). Nous n'avons également pas représenté le profil $|E_{p\varphi}(r)|$ lorsque cette composante est négligeable devant E_z et E_r .

Le plan $\left(\frac{\omega}{\omega_c}, \frac{\omega}{\omega_p} \right)$ peut être divisé en trois parties dont les

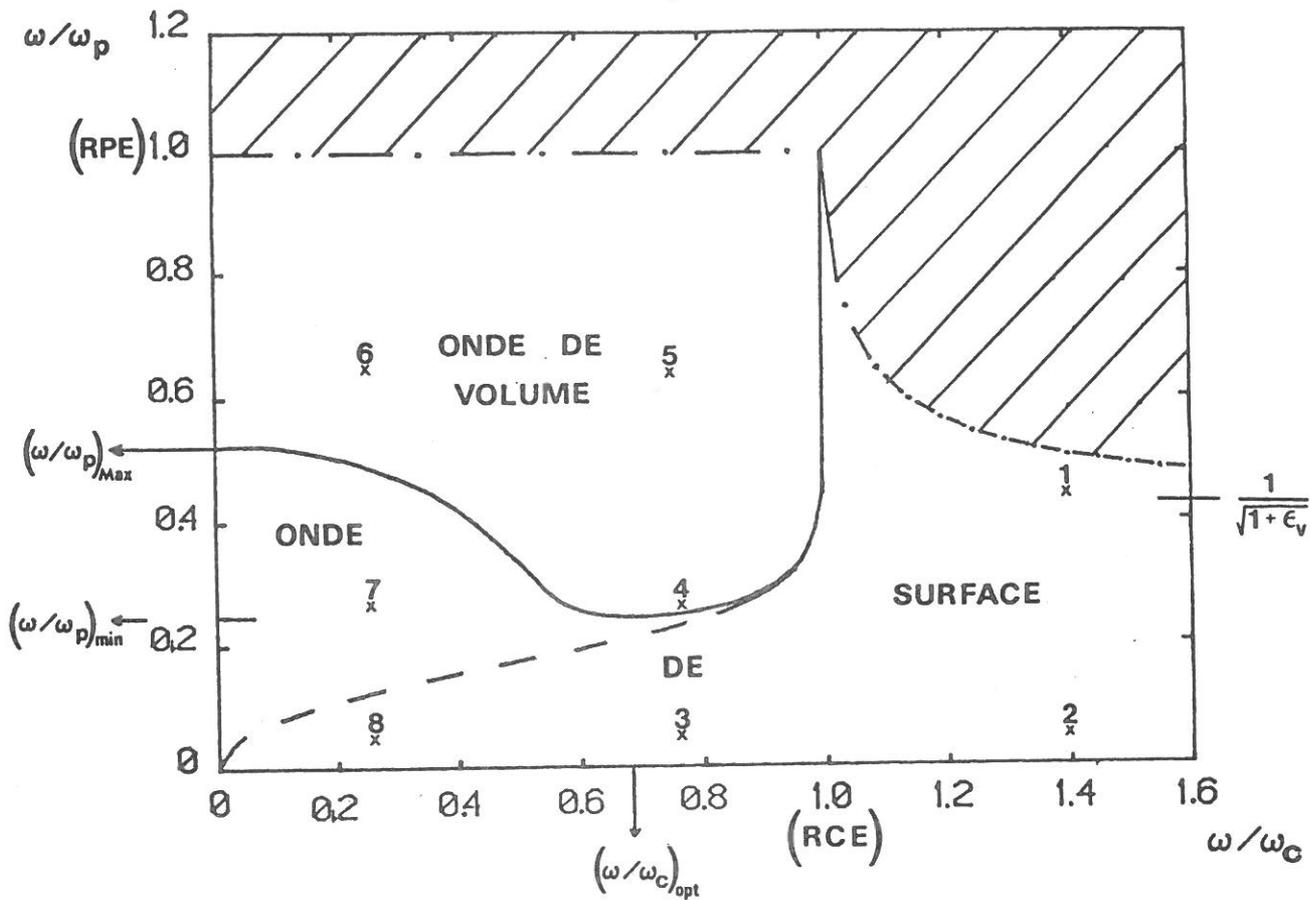
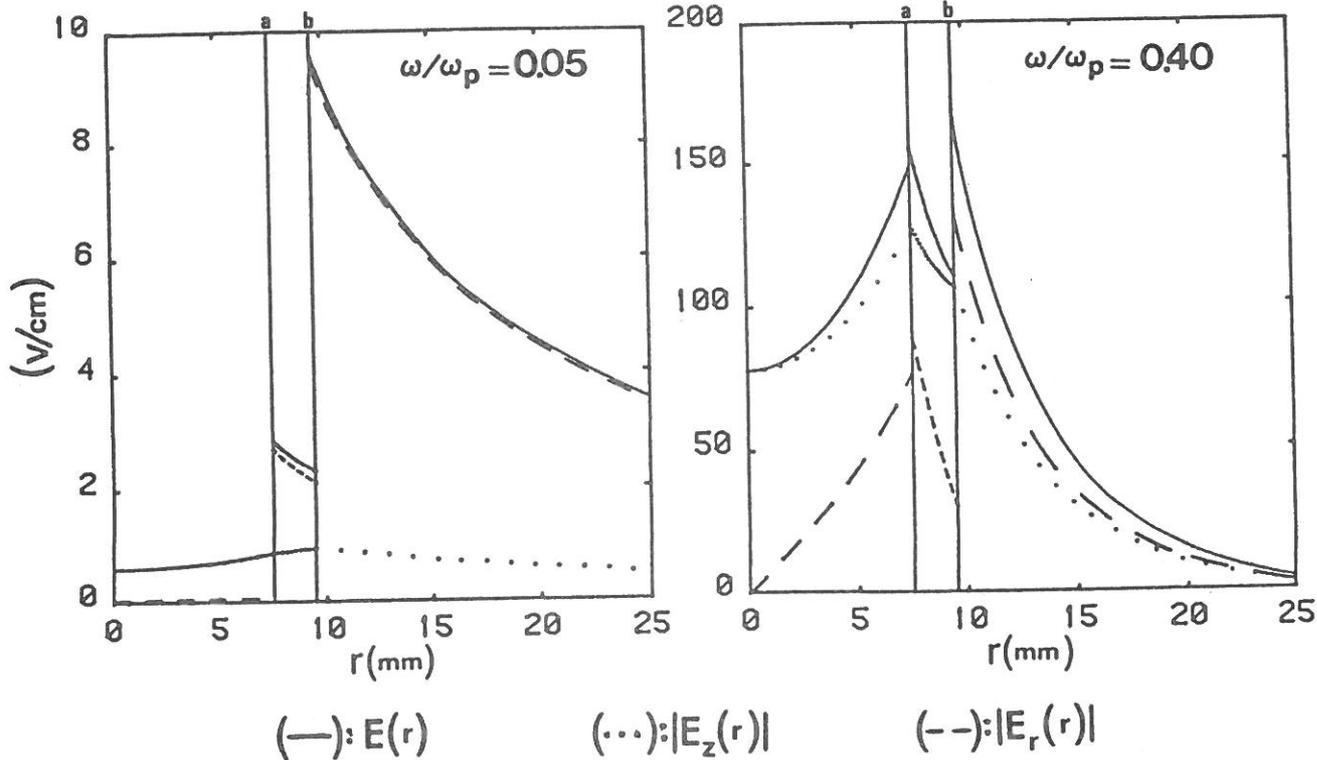


Figure II-12: (---): $\beta \rightarrow \infty$; (—): $E_p(r) = Cte$; (- -): $|E_{pz}(r)| = Cte$

Figure II-13: $\omega_c = 0$ et $P_i = 1$ Watt



(—): $E(r)$ (···): $|E_z(r)|$ (- -): $|E_r(r)|$

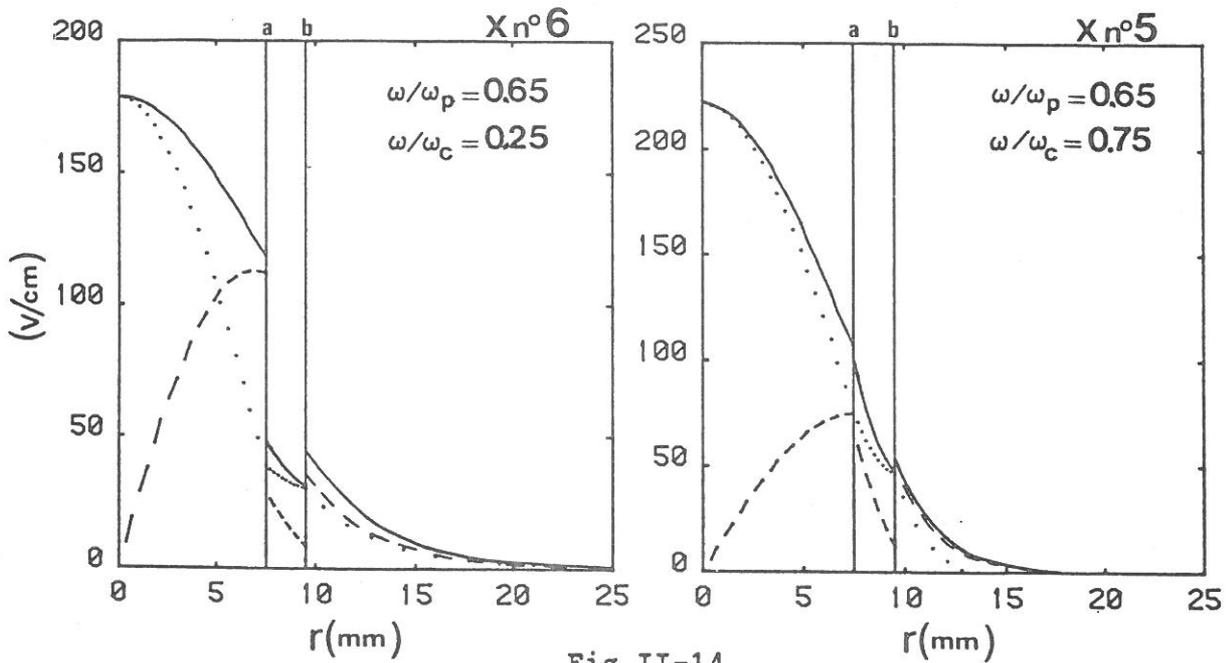
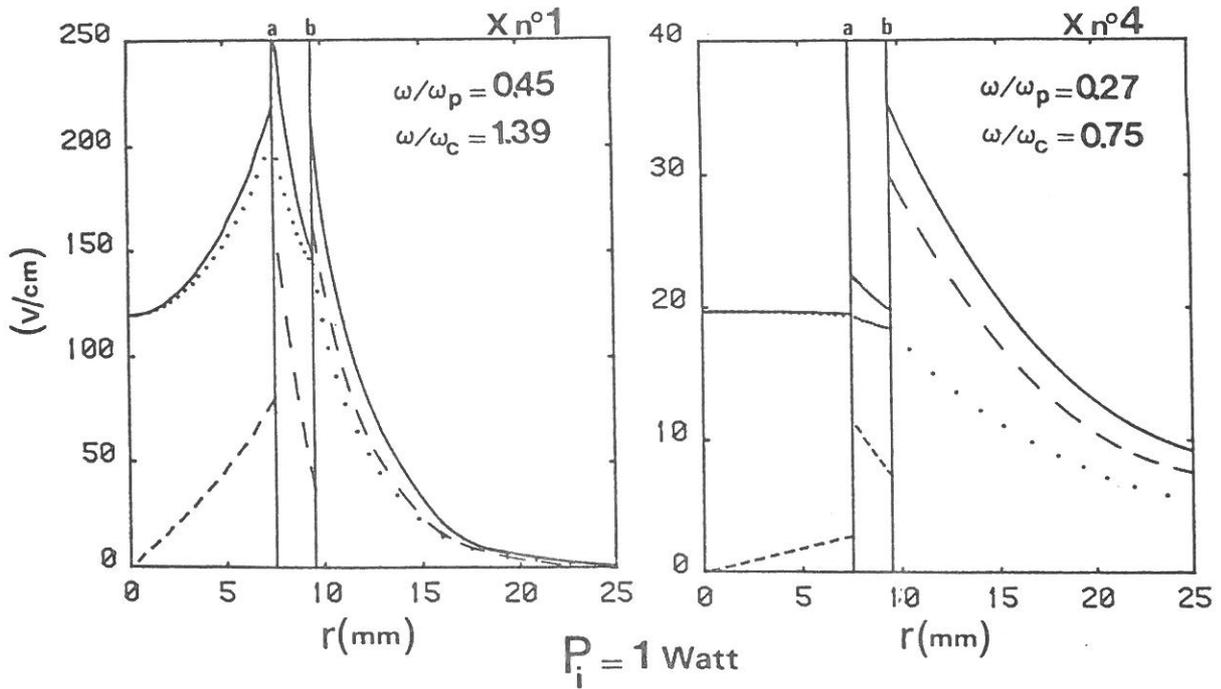
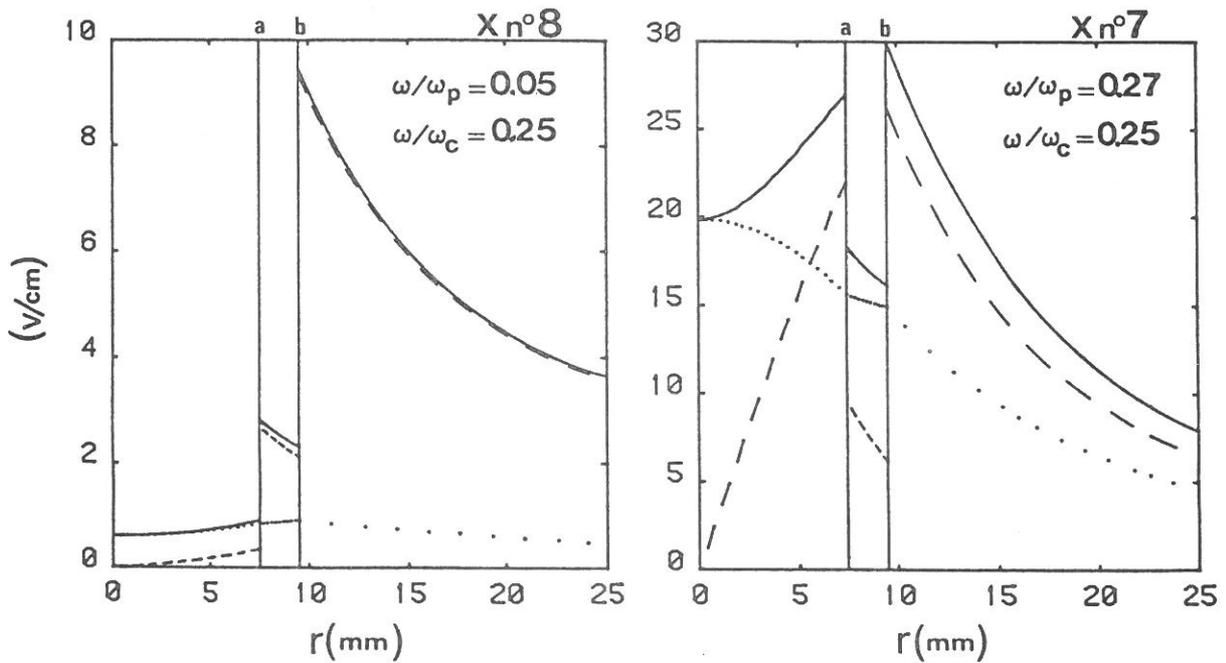


Fig.II-14



caractéristiques d'onde sont les suivantes :

1) $\omega_c < \omega$: plasma isotrope (Fig. II-13) ou anisotrope avec B_0 faible. Région limitée par la courbe de résonance définie par (II-5), (Fig. II-2). Seule une onde de surface peut se propager (Tableau II-1). La composante $E_{pr}(r)$ est d'autant plus importante par rapport à $E_{pz}(r)$ que n_e est basse (Fig. 16 : ex. n° 1). Quelle que soit n_e , $|E_{pz}(a)|$ est supérieur à $|E_{pz}(0)|$, ($\mu_z < 1$, fig II-7).

2) $\omega_c > \omega$: la condition de résonance d'onde correspond à la RPE ($\omega_p = \omega$). On distingue deux domaines dans cette région :

* $\omega_c < (\omega_c)_{opt}$: valeurs "intermédiaires" de champ B_0 (Ex.n° 3 à 5). Une onde de volume peut se propager (Tableau II-1). La densité électronique pour laquelle le champ électrique dans le plasma est radialement homogène ($\mu_p = 1$) est une fonction croissante du champ B_0 . Pour ce domaine de champ B_0 , on a de plus : $\langle E_{pr} \rangle$ petit devant $\langle E_{pz} \rangle$. (Fig. II-10b). Ainsi le profil $E_p(r)$ est essentiellement déterminé par le profil $|E_{pz}(r)|$.

L'exemple n° 5 présente une situation typique de propagation d'une onde de volume : E_p est maximum sur l'axe ($r=0$) et décroît rapidement lorsque l'on s'en éloigne. L'énergie électrique est alors principalement concentrée dans le volume du plasma (Fig II-3c).

* $\omega_c > (\omega_c)_{opt}$: domaine de champ B_0 fort (Ex n° 6 à 8). Une onde de volume peut se propager, mais la densité électronique telle que $E_p(r)$ soit constant est une fonction décroissante du champ B_0 . Elle atteint une valeur limite lorsque B_0 devient infini (Tableau II-1). Plus B_0 augmente, plus le profil $|E_{pr}(r)|$ devient important dans la détermination du profil $E_p(r)$.

La pénétration des composantes E_{pz} et E_{pr} du champ E_p sont représentées sur la figure II-15, lorsque celui-ci est radialement homogène ($\mu_p=1$) pour $\omega_c > \omega$.

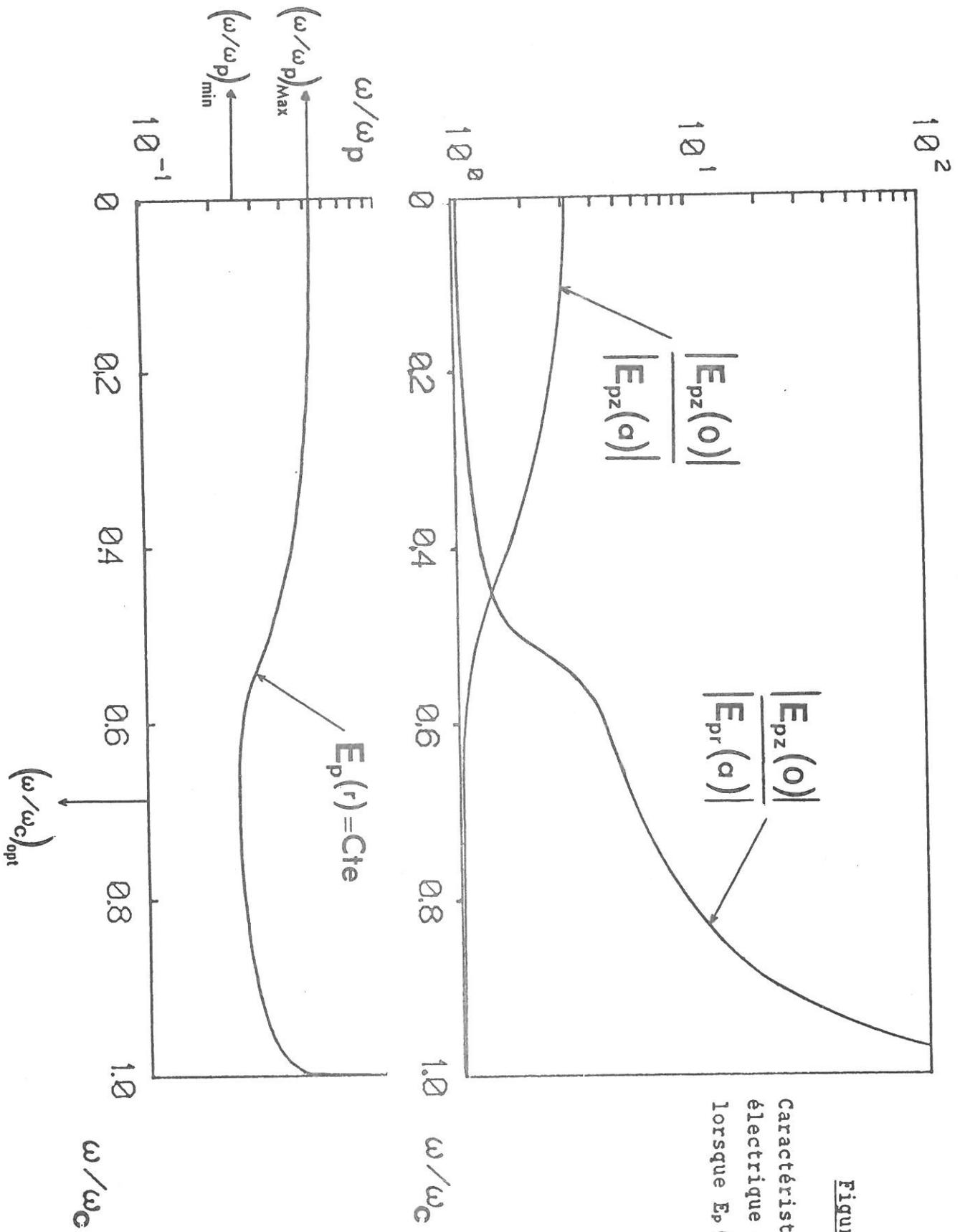


Figure II-15

Caractéristiques du champ électrique dans le plasma lorsque $E_p(r) = Cte$

Figure II-16a $\omega/\omega_c = 0.75$

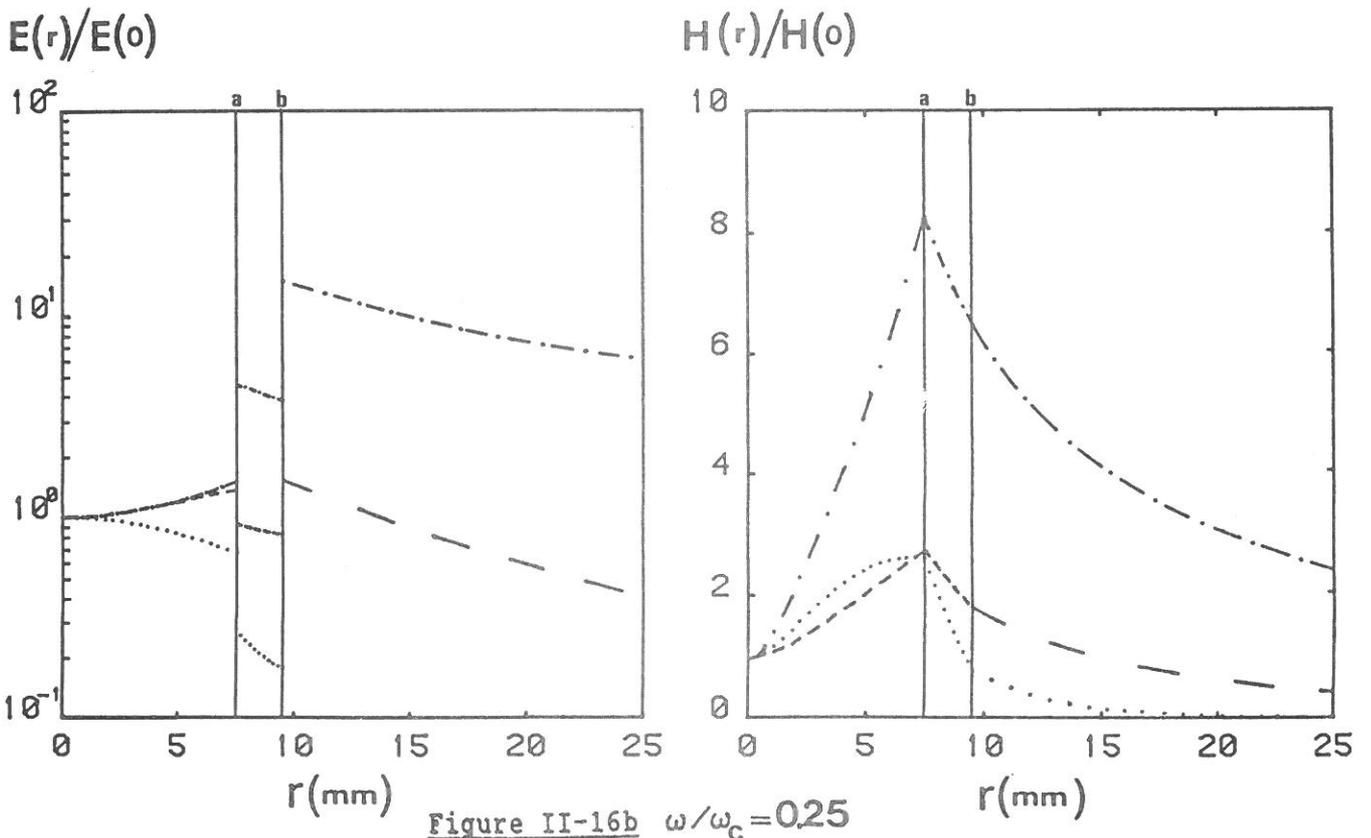
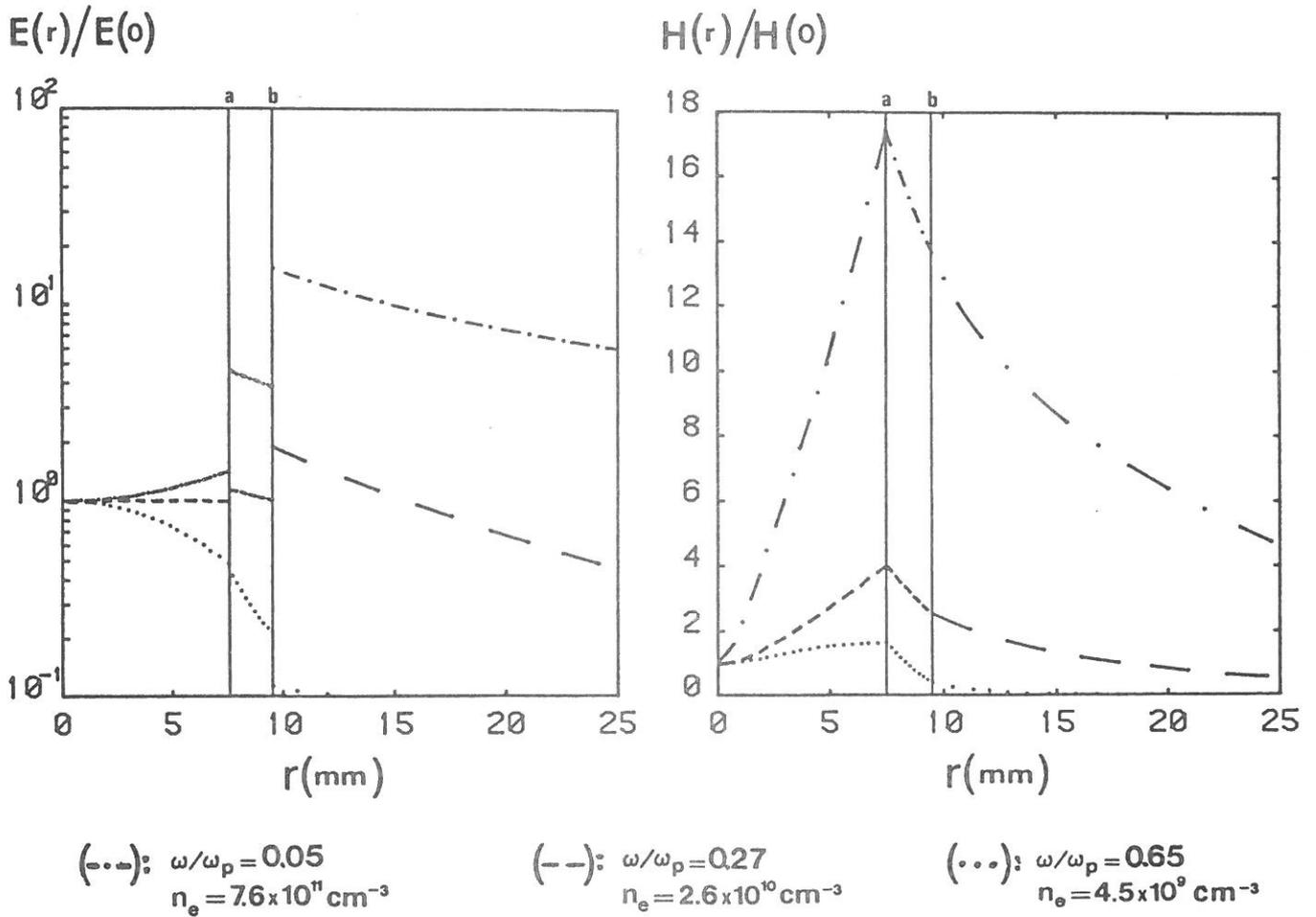


Figure II-16b $\omega/\omega_c = 0.25$

- si $B_0 > (B_0)_{opt}$, $|E_{pz}(0)| = E_p(0)$ peut être très supérieur à $|E_{pz}(a)|$, tandis que : $|E_{pr}(a)| \lesssim E_p(0)$

- si $B_0 < (B_0)_{opt}$: $E_p(0) \gg |E_{pr}(a)|$ et $E_p(0) \gg |E_{pz}(a)|$

Dans ce cas, le profil $|E_{pr}(r)|$ ne joue donc plus qu'un rôle négligeable, l'homogénéité de $E_p(r)$ reflétant celle de $|E_{pz}(r)|$.

2 - TYPE D'ONDE LE LONG D'UNE COLONNE DE PLASMA

Les décharges entretenues par l'onde progressive, dont nous parlerons dans la deuxième partie, présentent une décroissance axiale de densité électronique. Pour décrire la distribution spatiale du champ électrique dans ce type de décharge, il s'agit donc de faire varier la densité électronique, à champ magnétique B_0 fixé. Ceci consiste à se déplacer sur l'axe ω/ω_p de la figure II-12, pour un rapport ω/ω_c fini.

Pour $\omega_c < \omega$, l'onde sera toujours une onde de surface le long de la colonne de plasma. Par contre, si $\omega_c > \omega$, l'onde peut passer du type surface au type volume (Fig II-12). Nous présentons sur les figures II-16a et II-16b les profils radiaux de champ électrique total et de champ magnétique total (en valeur relative), pour deux valeurs de champ B_0 : intermédiaire ($\omega/\omega_c = 0.75$) et forte ($\omega/\omega_c = 0.25$). Remarquons que le passage onde de surface, onde de volume s'effectue de façon continue.

Ces figures montrent également l'importante évolution de la forme du profil $H(r)$. Lorsque l'onde passe d'une onde de surface à une onde de volume, le gradient radial de $H(r)$ décroît fortement.

3 - INFLUENCE DES PARAMETRES

Le rayon du plasma et la fréquence d'onde sont des paramètres importants agissant sur les caractéristiques de l'onde.

Sur la figure II-17 sont représentés les domaines d'onde de surface et d'onde de volume pour les deux situations suivantes :

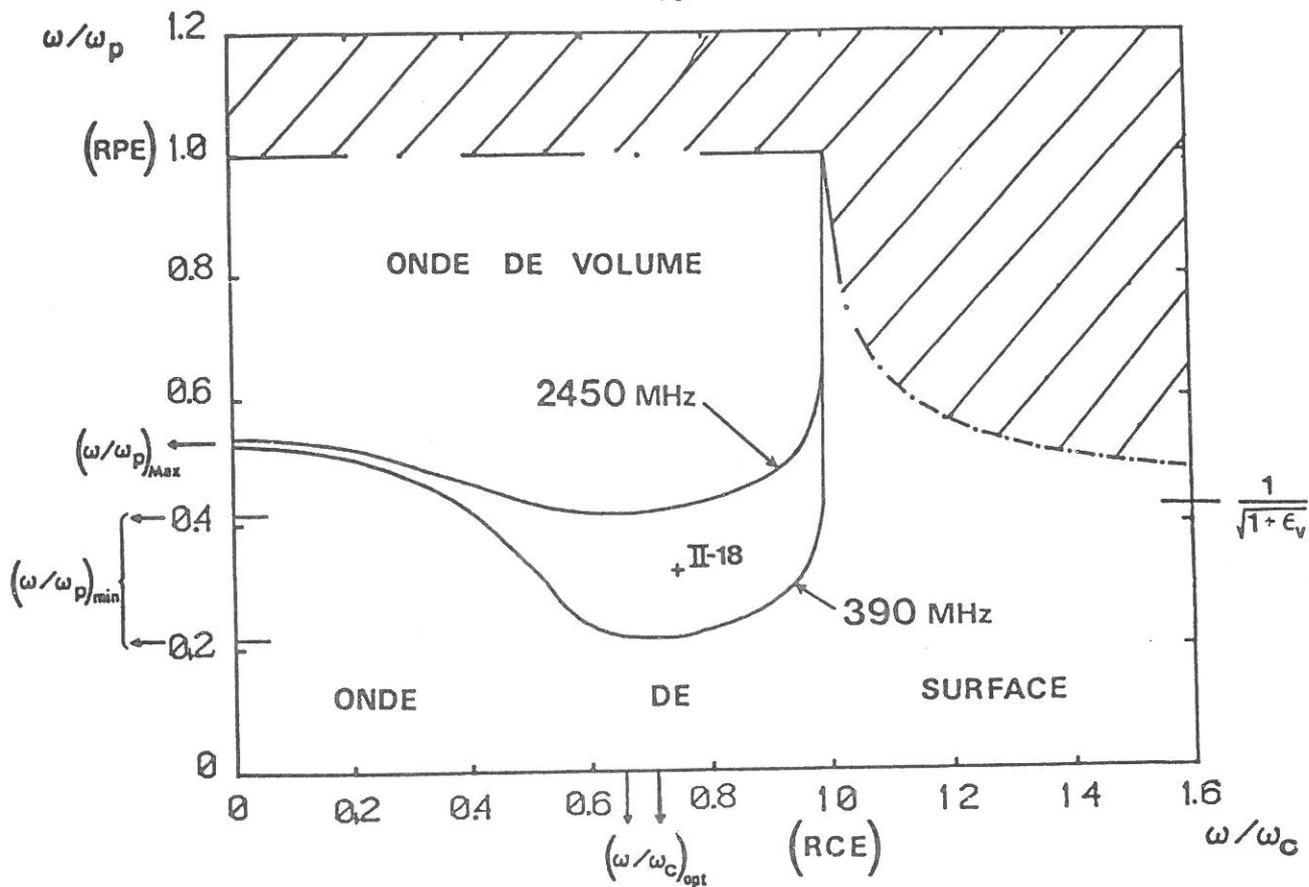


Figure II-17 : Tube 15-19-40

(---): $\beta \rightarrow \infty$; (—): $E_p(r) = Cte$

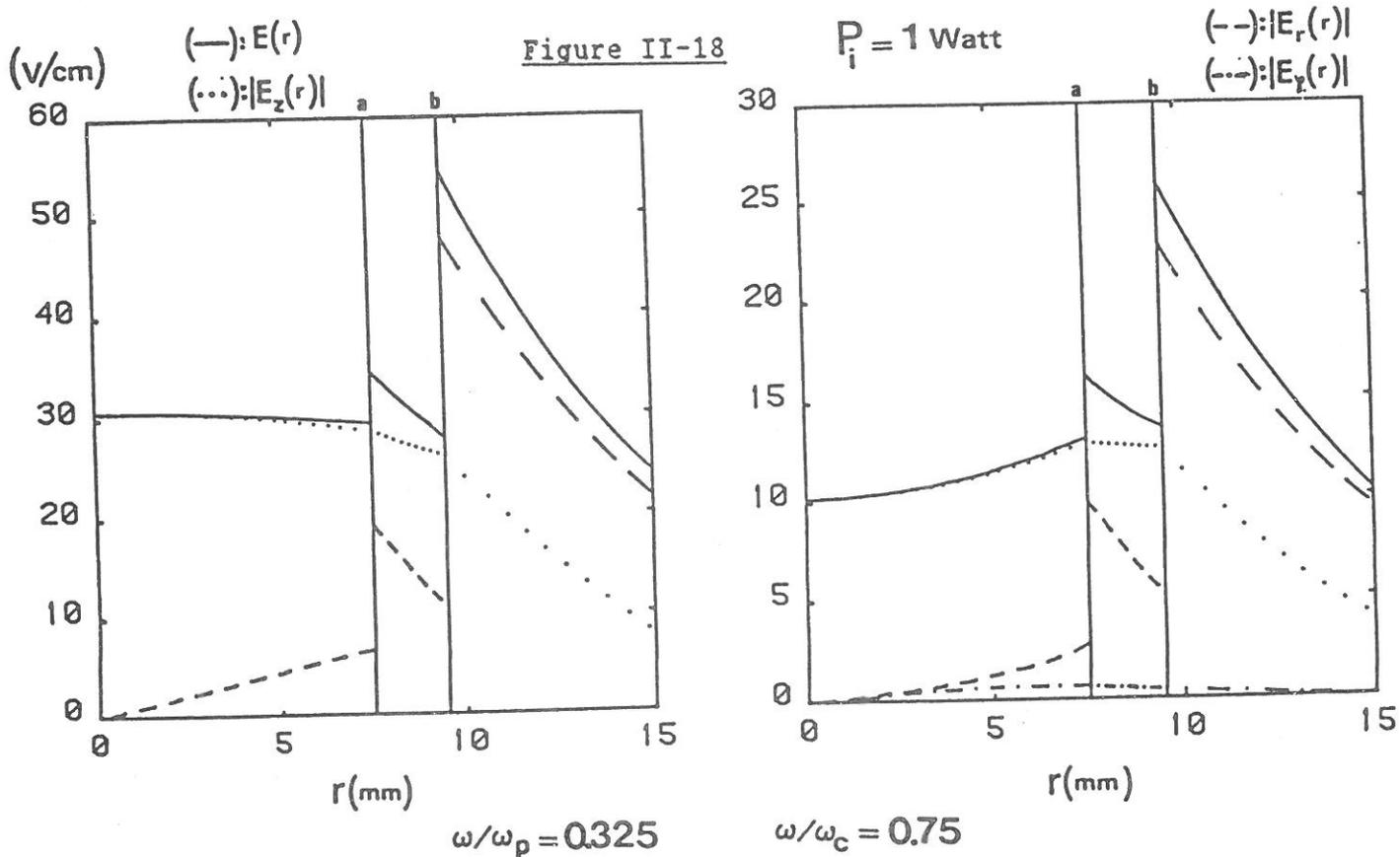


Figure II-18

$P_i = 1 \text{ Watt}$

(---): $|E_r(r)|$
(---): $|E_z(r)|$

$$\text{tube : 15.19.40, fréquence : } \begin{cases} 390 \text{ MHz} \\ 2450 \text{ MHz} \end{cases}, \epsilon_v = 4,5$$

Le domaine de densité électronique pour lequel se propage une onde de volume est fortement restreint lorsque la fréquence augmente de près d'un ordre de grandeur.

La pénétration du champ électrique est ainsi plus faible à 2450 MHz qu'à 390 MHz. Ceci a d'ailleurs déjà été constaté dans le cas d'un plasma isotrope [28, 29].

La figure II-18 montre les profils radiaux des amplitudes des composantes de champ électrique, pour le couple $\left(\frac{\omega}{\omega_c}, \frac{\omega}{\omega_p}\right)$ repéré d'une croix sur la figure II-17. Notons que pour 2450 MHz et l'exemple choisi, la composante azimutale $E_\varphi(r)$ dans le plasma n'est pas négligeable devant la composante radiale $E_r(r)$.

Nous avons également comparé les deux situations suivantes (Fig. II-19) :

$$\text{tube : } \begin{cases} 15.19.40 \\ 3.8.40 \end{cases}, \text{ fréquence 2450 MHz, } \epsilon_v = 4,5$$

Une diminution du rayon du plasma favorise la pénétration du champ électrique dans celui-ci, et augmente de ce fait le domaine de propagation d'une onde de volume. Ainsi, pour des conditions données en ω/ω_p et ω/ω_c , une onde de surface peut remplacer une onde de volume lorsque "a" croît (Fig II-20).

Nous présentons dans le tableau II-2 les valeurs des différentes grandeurs caractérisant les domaines d'onde de surface et d'onde de volume pour les trois situations étudiées. D'après celles-ci, nous pouvons établir que l'existence d'une onde de volume est favorisée par une faible fréquence d'onde et un petit rayon de plasma.

TABLEAU II-2 : Influence des paramètres

Fréquence	$(\omega/\omega_p)_{\min}$	$(\omega/\omega_p)_{\max}$	$(\omega/\omega_c)_{\text{opt}}$	$(n_e)_{\max}$	$(n_e)_{\min}$	$(B_0)_{\text{opt}}$
390 MHz	0.214	0.525	0.710	4.13×10^{10} cm ⁻³	6.90×10^9 cm ⁻³	196.1 Gs
2450 MHz	0.419	0.539	0.647	4.25×10^{11}	2.57×10^{11}	1351.8

Tube : 15.19.40 (Fig. II-17)

Tube	$(\omega/\omega_p)_{\min}$	$(\omega/\omega_p)_{\max}$	$(\omega/\omega_c)_{\text{opt}}$	$(n_e)_{\max}$	$(n_e)_{\min}$	$(B_0)_{\text{opt}}$
3.8.40	0.203	0.495	0.719	1.81×10^{12} cm ⁻³	3.05×10^{11} cm ⁻³	1216.5 Gs
15.10.40	0.419	0.539	0.647	4.25×10^{11}	2.57×10^{11}	1351.8

Fréquence : 2450 MHz (Fig : II-19)

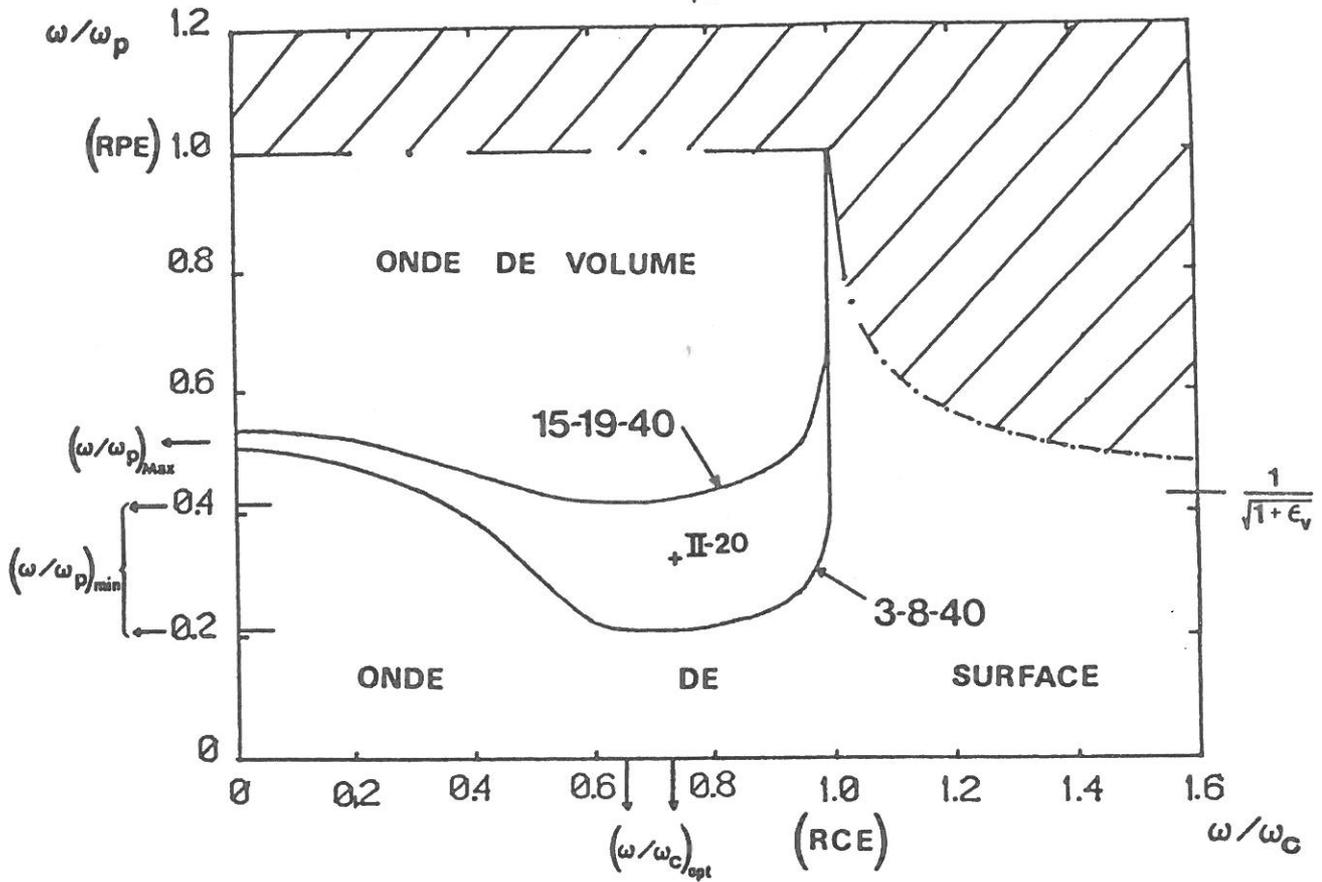


Figure II-19 2450 MHz

(- - -): $\beta \rightarrow \infty$; (—): $E_p(r) = Cte$

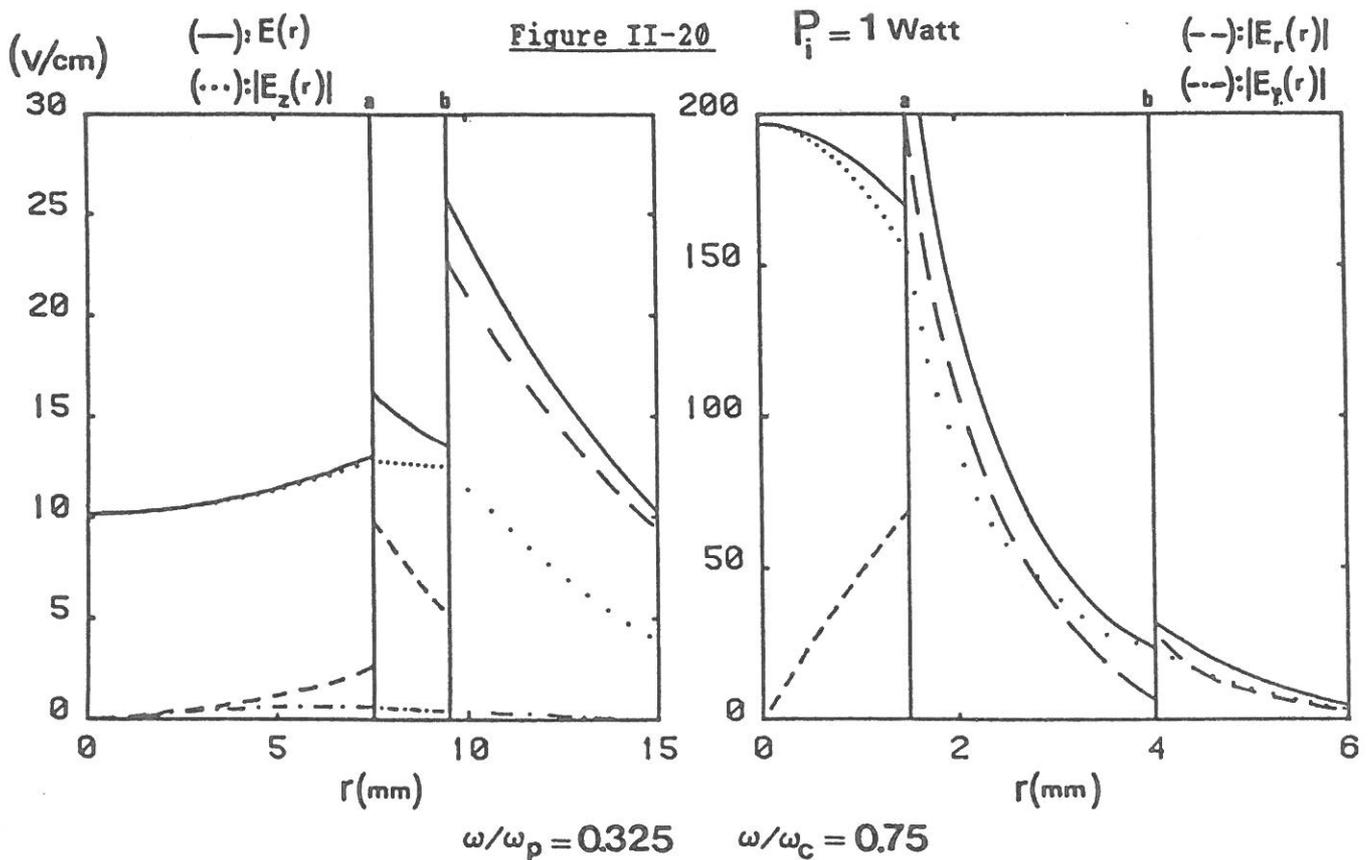


Figure II-20 $P_i = 1$ Watt

$\omega/\omega_p = 0.325$ $\omega/\omega_c = 0.75$

C - CONCLUSION

Nous venons d'étudier l'influence du champ magnétique statique sur la pénétration du champ électrique de l'onde progressive dans le plasma, en supposant celui-ci non collisionnel (fréquence effective de collision électron-neutre nulle). Cette étude est essentielle pour connaître la répartition radiale des différentes espèces excitées du plasma. Elle est également nécessaire à l'établissement du bilan énergétique de la décharge entretenue par l'onde, c'est à dire à la détermination de son champ électrique de maintien (étude présentée dans la deuxième partie).

Néanmoins, il faut tenir compte du fait que nous avons supposé la densité électronique indépendante de la position radiale. Les études menées sur les décharges créées par une onde de surface, en l'absence de champ magnétique statique, ont montré que cette hypothèse est acceptable pour la détermination des caractéristiques de l'onde, pour de faibles rayons de plasma (typiquement inférieurs ou de l'ordre du centimètre) [5, 17-19].

Cependant, le profil radial de densité électronique n'est pas constant, et varie avec l'intensité du champ magnétique B_0 . De nombreux travaux menés sur les colonnes positives des décharges lumineuses ont notamment montré que la réduction de la diffusion des particules chargées vers les parois du tube à décharge, entraîne un accroissement du gradient radial de densité électronique [36-38]. Dans notre cas, cet accroissement devrait entraîner une plus forte hétérogénéité radiale du champ électrique de l'onde progressive. Ainsi, il est possible qu'au delà d'une valeur critique du champ magnétique B_0 , l'hypothèse d'une densité électronique radialement constante ne soit plus applicable pour décrire le type d'onde se propageant dans la structure.

En fait, les évolutions des profils radiaux de la densité électronique et du champ électromagnétique de l'onde progressive sont couplées. Ainsi, pour déterminer de façon plus rigoureuse la pénétration du champ électrique dans le plasma, il serait nécessaire d'étudier l'équilibre radial d'une tranche de plasma à partir des systèmes couplés d'équations décrivant : d'une part le plasma (équations de conservation des particules chargées et de leur

quantité de mouvement), et d'autre part l'onde progressive (équations donnant le champ électrique de l'onde dans le plasma). Jusqu'à présent, une telle étude n'a été menée qu'en l'absence de champ magnétique statique [37].

III - CARACTERISTIQUES DE L'ONDE DANS L'APPROXIMATION QUASI-STATIQUE

Dans ce paragraphe, nous allons comparer les résultats rigoureux présentés précédemment à ceux obtenus en utilisant l'approximation quasi-statique. Nous verrons en particulier les domaines d'applicabilité de cette approximation, en densité électronique et en champ magnétique statique.

Dans toute la suite, nous désignerons l'approximation quasi-statique par l'abréviation "AQS".

Les solutions des équations de Maxwell obtenues en AQS [1,3] (voir chapitre I, partie IV, et tableau II-2), ont été appliquées pour le calcul des caractéristiques de propagation de l'onde (nombre d'onde β et coefficient d'atténuation α) et pour la détermination de la pénétration du champ électrique dans le plasma. Rappelons que cette approximation n'est valable en toute rigueur que pour une onde proche de la résonance ($\beta \rightarrow \infty$).

Nous avons examiné les deux situations suivants ($\epsilon_v = 4.5$) :

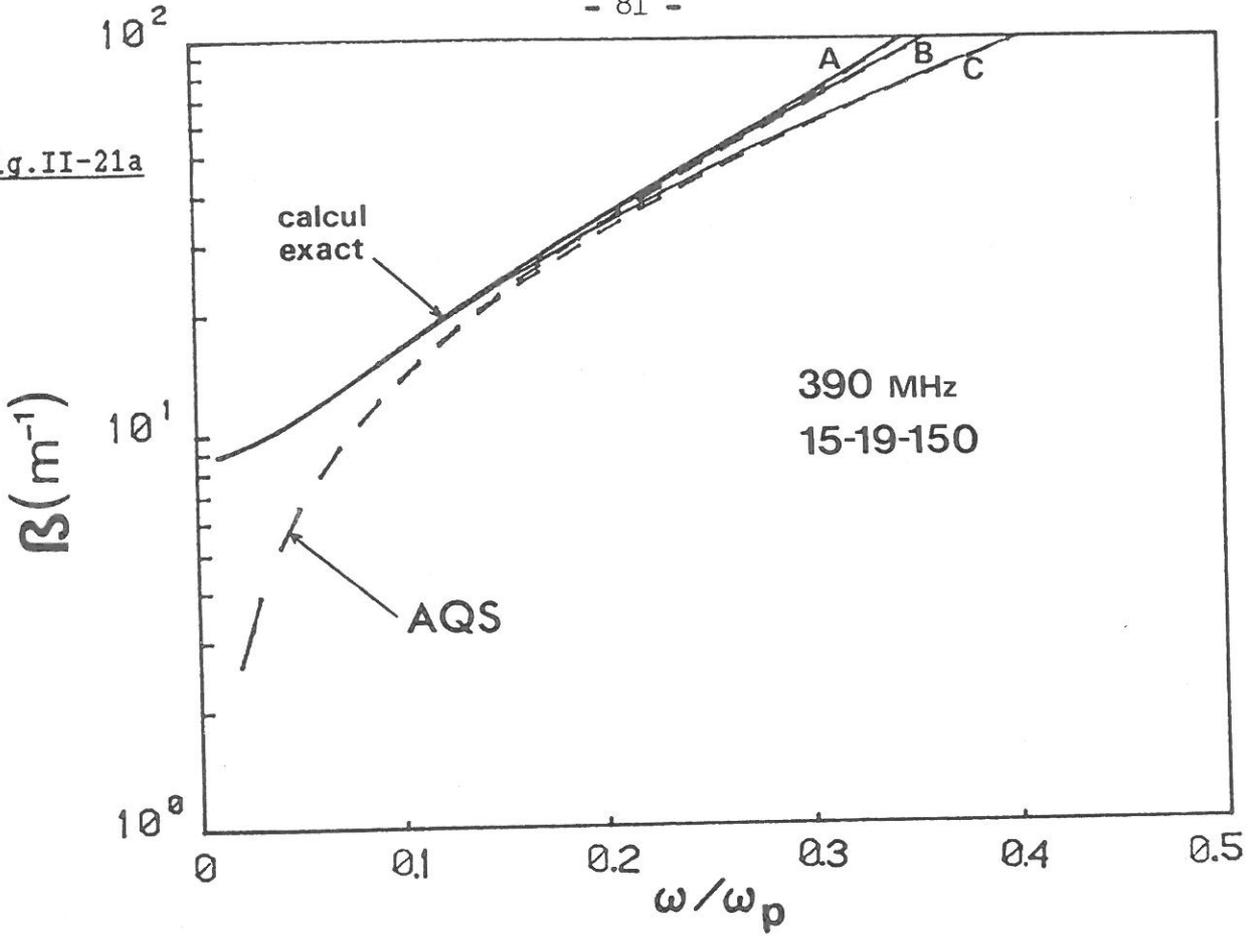
$$\text{tube : 15.19.} \left\{ \begin{array}{l} 150 \\ 40 \end{array} \right. \text{ fréquence } \left\{ \begin{array}{l} 390 \text{ MHz} \\ 2450 \text{ Mhz} \end{array} \right.$$

A - CARACTERISTIQUE DE PROPAGATION

1 - NOMBRE D'ONDE

Les courbes de phase obtenues par le calcul exact et par AQS sont présentées sur les figures II-21a et II-21b, pour trois valeurs du champ B_0 : faible (A), intermédiaire (B), et forte (C).

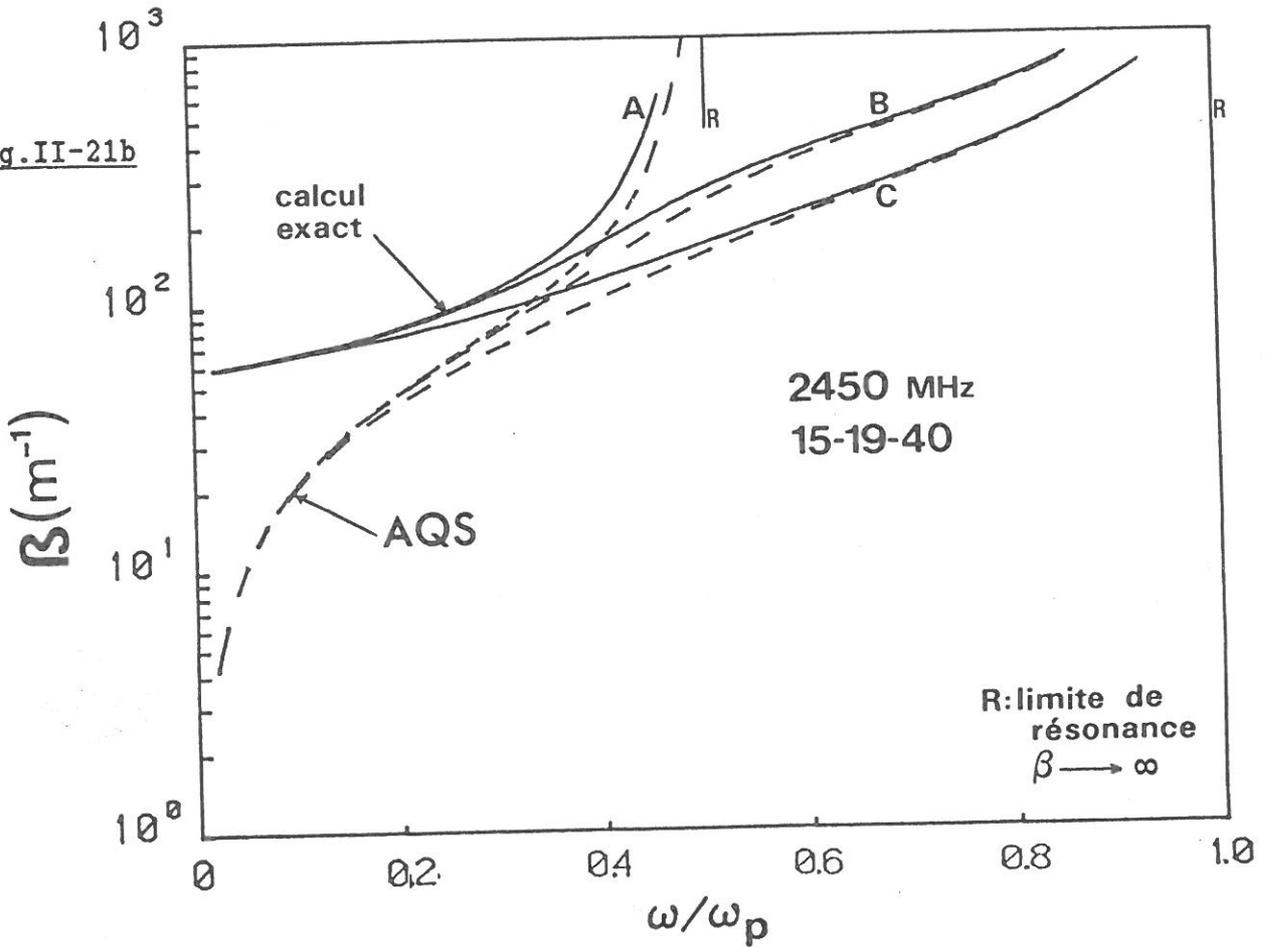
Fig.II-21a

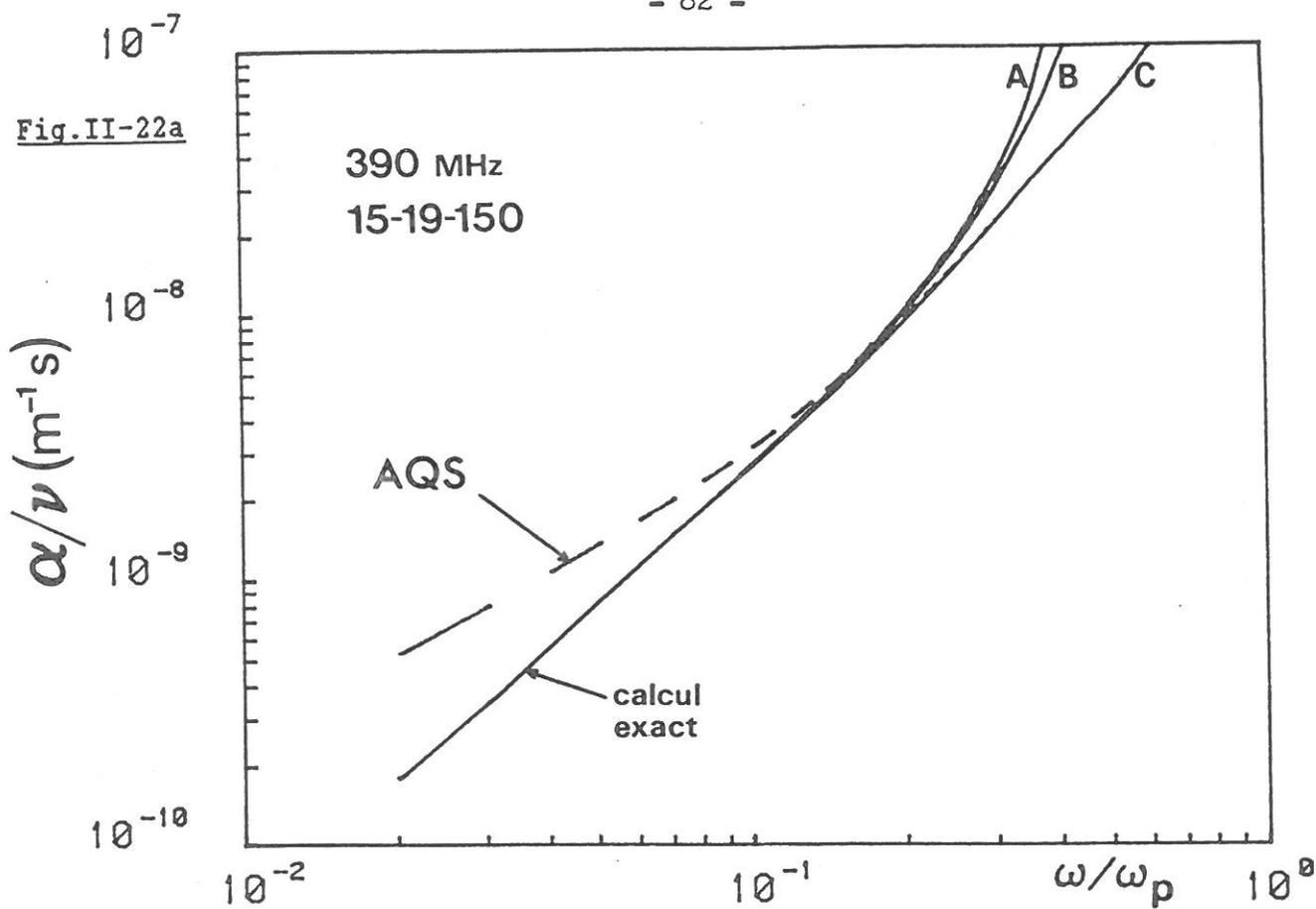


Courbe de phase ($\nu=0$)

	A	B	C
ω/ω_c	1.39	0.75	0.25

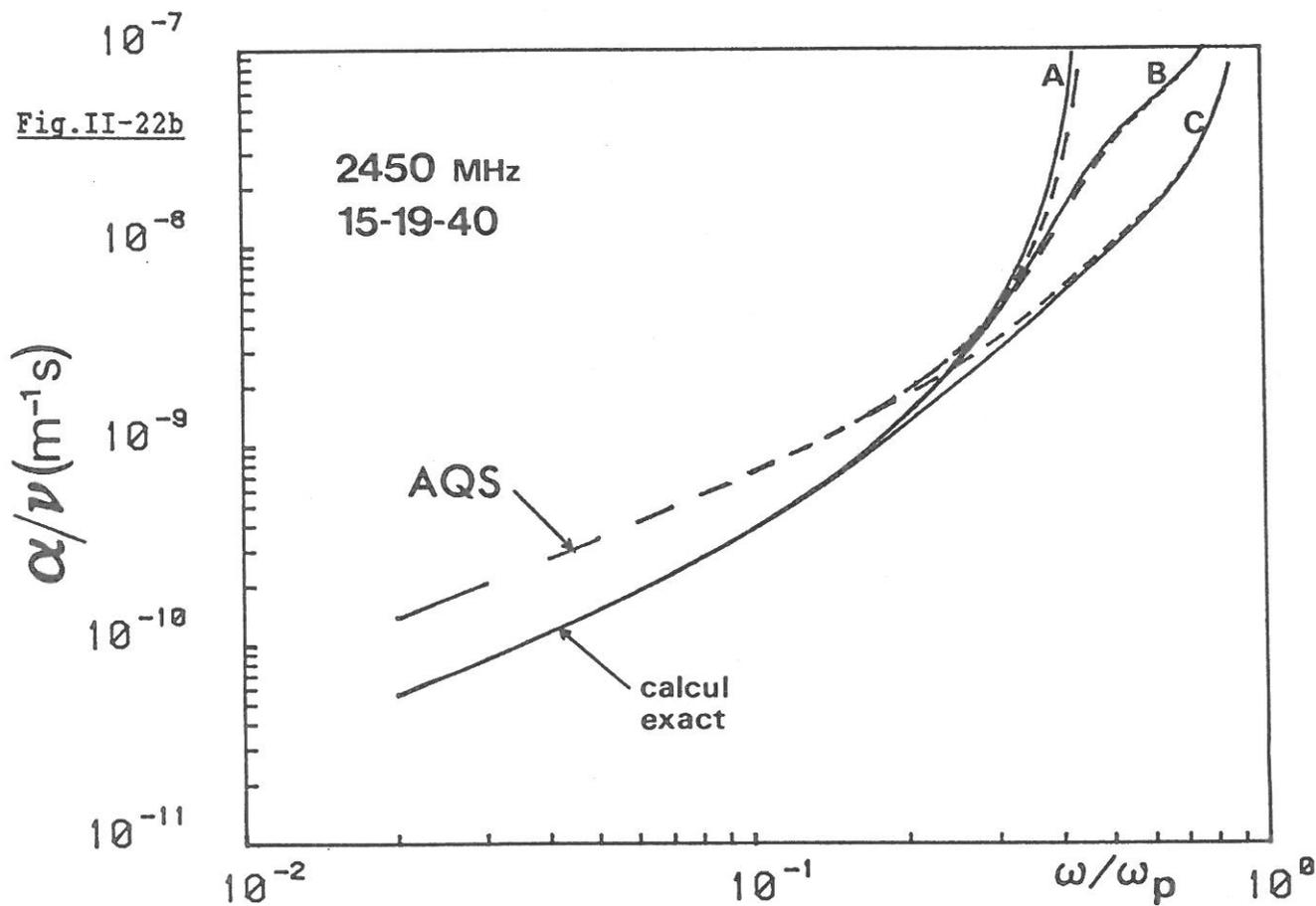
Fig.II-21b





Coefficient d'atténuation rapporté à la fréquence effective de collision ($\nu \ll \omega$)

	A	B	C
ω/ω_c	1.39	0.75	0.25



L'utilisation de l'AQS entraîne une sous-estimation du nombre d'onde dans le domaine des fortes densités électroniques. Cette sous-estimation est d'autant plus importante que la fréquence d'onde est élevée.

Néanmoins, pour une fréquence basse (390 MHz, fig II-21a) et la structure choisie (tube 15-19-150), l'AQS décrit correctement les variations du nombre d'onde lorsque $\omega/\omega_p > 0.2$. D'après les résultats du calcul exact, cette valeur est la limite à partir de laquelle β varie en fonction du champ B_0 (décroissance pour ω/ω_p fixé, voir partie IA1 de ce chapitre).

Par contre, à haute fréquence (2450 MHz, tube 15.19.40, fig II-21b), le désaccord entre AQS et calcul exact est plus important. Ce désaccord persiste au delà de la séparation des courbes de phase entre elles.

2 - COEFFICIENT D'ATTENUATION

Pour un plasma faiblement collisionnel ($\nu \ll \omega$), la méthode de perturbation exposée au IB4 de ce chapitre est applicable dans le cadre de l'AQS.

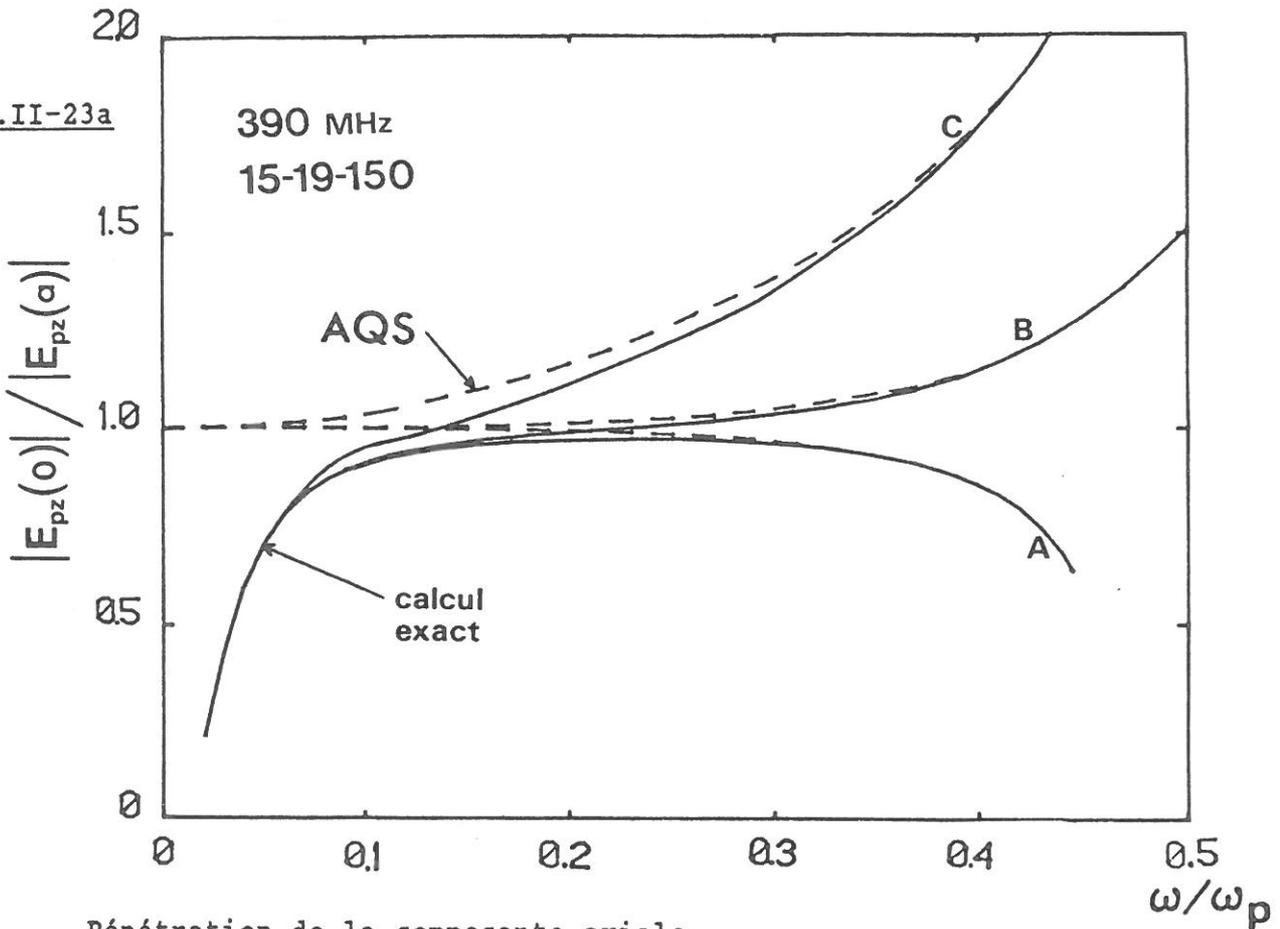
Les figures II-22a et II-22b montrent que, pour ν fixée, l'utilisation de l'AQS entraîne une surestimation de α dans le domaine des fortes densités électroniques. De la même façon que pour le nombre d'onde, plus la fréquence d'onde est élevée et plus la validité de cette approximation est restreinte aux fortes valeurs de ω/ω_p .

De ce fait, nous verrons dans la seconde partie de cette thèse que l'AQS peut être mal appropriée pour décrire la colonne de plasma entretenue par l'onde progressive. Ceci a d'ailleurs déjà été remarqué en l'absence de champ magnétique [11].

B - PENETRATION DU CHAMP ELECTRIQUE DANS LE PLASMA

Les figures II-23a et II-23b présentent les écarts obtenus sur la composante axiale $E_{pz}(r)$, et les figures II-24a et II-24b ceux obtenus sur le champ total $E_p(r)$.

Fig.II-23a



Pénétration de la composante axiale
du champ électrique dans le plasma
($\nu \ll \omega$)

	A	B	C
ω / ω_c	1.39	0.75	0.25

Fig.II-23b

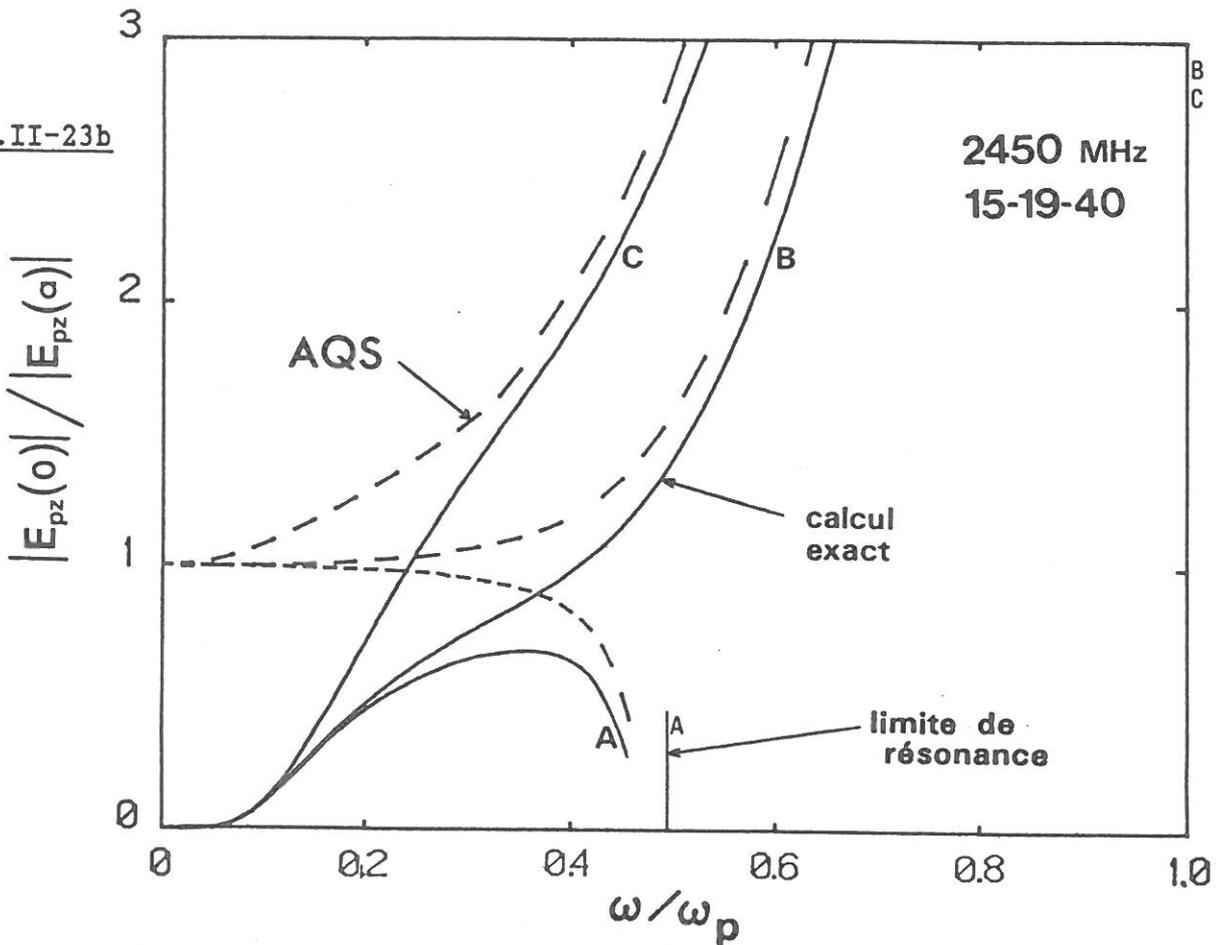
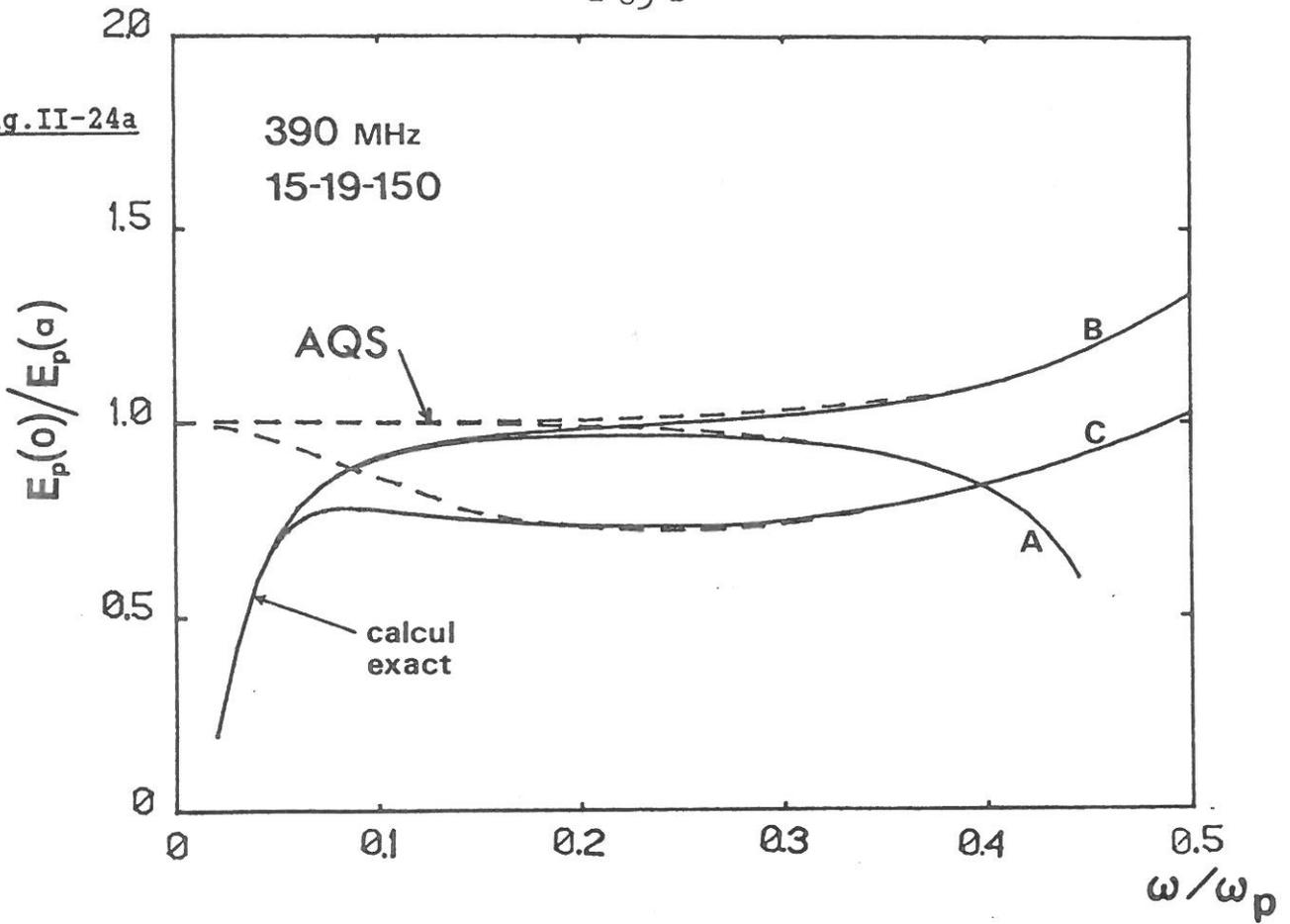


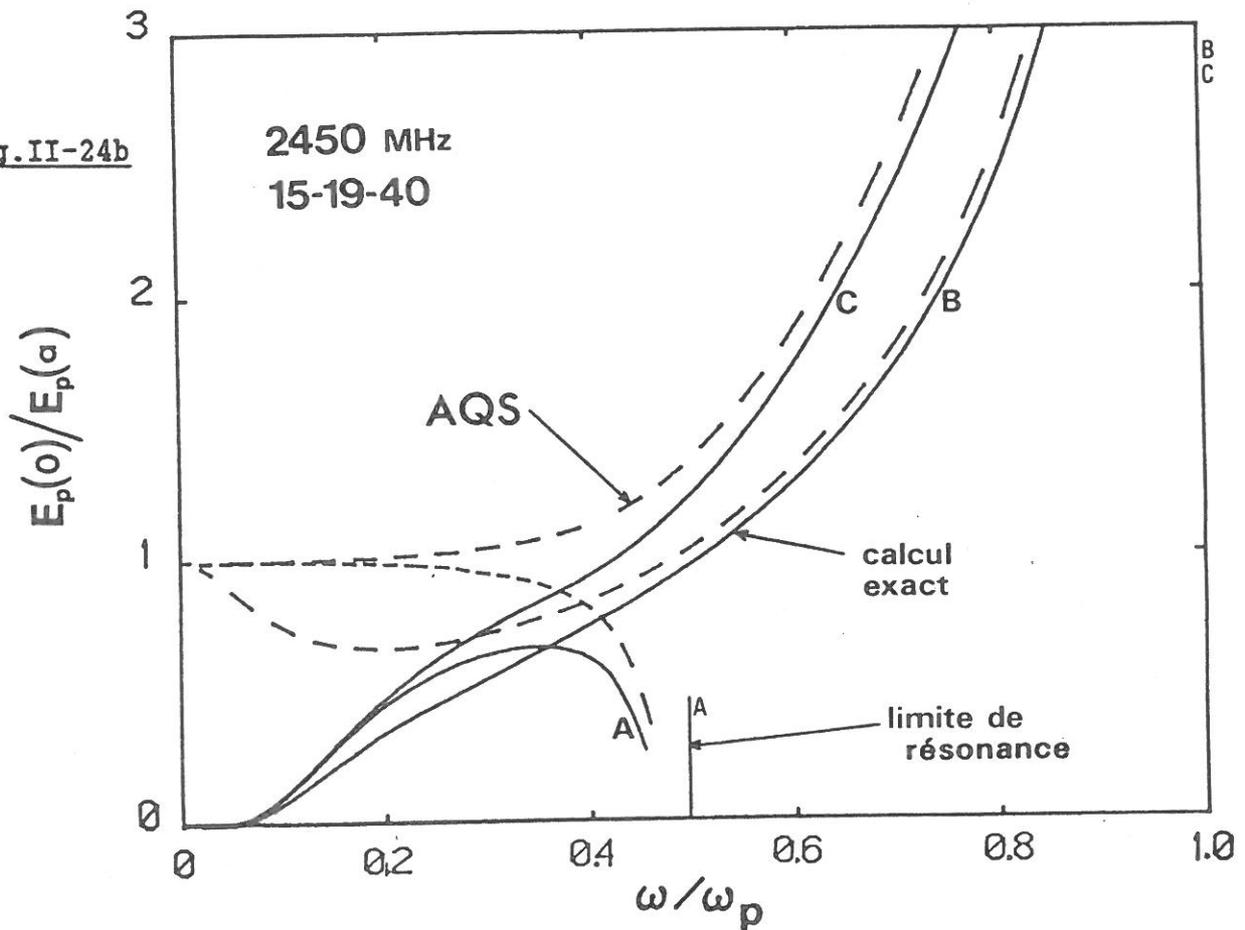
Fig.II-24a



Pénétration du champ électrique
total dans le plasma ($\nu \ll \omega$)

	A	B	C
ω/ω_c	1.39	0.75	0.25

Fig.II-24b



L'AQS n'est bien entendu pas applicable au domaine des fortes n_e , domaine pour lequel cette approximation donne un champ électrique homogène dans le plasma au lieu de la situation d'onde de surface existante.

Si la fréquence d'onde est basse (390 MHz), l'AQS est néanmoins correcte pour $\omega/\omega_p > 0.2$. Ceci est loin d'être le cas pour 2450 MHz, valeur de fréquence pour laquelle la différence est beaucoup plus importante entre les deux types de calcul (exact et AQS).

C -CONCLUSION

L'approximation quasi-statique n'est pas applicable pour décrire l'onde progressive créant la décharge, si cette dernière possède de fortes densités électroniques. Elle ne peut être utilisées que dans le domaine des basses densités, aussi bien pour déterminer le nombre d'onde et le coefficient d'atténuation, que pour connaître la pénétration du champ électrique dans le plasma.

Comme nous le verrons dans la deuxième partie, le diagnostic expérimental de la densité électronique nécessite l'étude théorique préalable de l'onde. En conséquence, ne connaissant pas à priori cette densité, il ne nous ait pas possible d'utiliser l'AQS pour mener l'étude expérimentale de la décharge.

IV - CONCLUSION

Nous venons de décrire l'onde progressive créant et entretenant la décharge, pour un plasma faiblement collisionnel ($\nu \ll \omega$).

Ainsi, nous avons montré, grâce à la résolution numérique de l'équation de dispersion :

- que les caractéristiques de propagation de l'onde (nombre et coefficient d'atténuation rapporté à la fréquence effective de collision électron-neutre), sont des fonctions décroissantes du champ magnétique statique, à densité électronique fixée.

- que la distribution radiale du champ électrique de l'onde dans le plasma est fortement influencée par le champ magnétique statique et la densité électronique. Ainsi :

* pour $\omega_c < \omega$, l'énergie électrique est toujours essentiellement située à la périphérie du plasma (décharge entretenue par une onde de surface).

* pour $\omega_c > \omega$, l'énergie électrique peut se propager dans le volume du plasma, suivant la valeur de la densité électronique et du champ magnétique (plasma localement entretenu par une onde de volume).

Nous avons vu que poser $\nu \ll \omega$ nous interdit l'étude de l'onde progressive dans le cas $\omega_c = \omega$ (RCE), et introduit à son voisinage de fortes variations de la pénétration du champ électrique dans le plasma. Nous allons maintenant étudier l'influence de la fréquence effective de collision sur les caractéristiques de l'onde progressive. Nous nous intéresserons plus particulièrement au domaine de champ magnétique statique proche de la condition de RCE, notamment pour la description du type d'onde se propageant dans la structure.

C H A P I T R E I I I

INFLUENCE DES COLLISIONS ELECTRON-NEUTRE

CAS DE LA RESONANCE CYCLOTRON ELECTRONIQUE

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à l'influence de la fréquence effective de collision électron-neutre ν sur le type d'onde se propageant dans la structure, principalement lorsque le champ magnétique statique est proche de la condition de Résonance Cyclotron Electronique ($\omega_c = \omega$).

Jusqu'à présent, nous avons négligé la fréquence ν pour résoudre l'équation de dispersion. Nous avons vu que cela nous a interdit la description de l'onde progressive dans le cas de la RCE ($\omega_c = \omega$), les composantes ϵ_x et ϵ_{\perp} présentant un pôle pour $\omega_c = \omega$ et $\nu = 0$ (expressions II-1).

Nous allons présenter ici la méthode générale de résolution de l'équation de dispersion, en tenant compte d'une fréquence ν non nulle. Cette méthode est applicable quel que soit le champ magnétique B_0 , et permet donc l'étude de l'onde progressive pour $\omega_c = \omega$.

Nous limiterons notre étude à des fréquences de collision basses, soit typiquement un rapport ν/ω inférieur ou égal à l'unité, et à la situation: tube 15.19.150, $\epsilon_v = 4.5$, fréquence 390 MHz.

Nous décrirons en premier lieu les évolutions des caractéristiques de propagation (nombre d'onde β , coefficient d'atténuation α), pour une fréquence de collision croissante.

En second lieu, nous montrerons l'importance de ν sur la pénétration du champ électrique de l'onde dans le plasma.

I - CARACTERISTIQUES DE PROPAGATION

1 - PRINCIPE DE CALCUL

Dans le chapitre précédent, nous avons résolu l'équation de dispersion en prenant une fréquence de collision nulle. Par cette résolution, nous avons obtenu la première relation de phase (Cf. annexe II-A), liant le nombre d'onde β à la densité électronique n_e :

$$f_{\emptyset, \omega/\omega_c}(\beta, \omega/\omega_p) = 0 \quad (\text{III-1})$$

où \emptyset représente les caractéristiques de la structure de propagation et la pulsation d'onde ω . Dans un deuxième temps, par un calcul de perturbation en supposant $\nu \ll \omega$, nous avons obtenu la seconde relation de phase, liant le coefficient d'atténuation α à la densité n_e :

$$\frac{\alpha}{\nu} = \mathcal{F}_{\emptyset, \omega/\omega_c}(n_e) \quad (\text{III-2})$$

Dans le cas d'un plasma collisionnel ($\nu \neq 0$), α et β sont déterminés simultanément [15, 28, 29] (Cf. annexe III-A). Les deux relations précédentes sont remplacées par la nouvelle relation de phase :

$$f_{\emptyset, \nu/\omega, \omega/\omega_c}(\gamma = \alpha + j\beta, \omega/\omega_p) = 0 \quad (\text{III-3})$$

Il y intervient le paramètre supplémentaire ν/ω . On en déduit les variations de α et de β avec la densité électronique, le champ magnétique statique et la fréquence effective de collision.

2 - RESULTATS

a - Influence générale de la fréquence de collision

Les figures III-1a et III-1b montrent des exemples de courbe de phase : $\beta(\omega/\omega_p)$ et $\alpha(\omega/\omega_p)$, pour plusieurs valeurs du rapport ν/ω . Nous avons également porté sur la courbe III-1b les valeurs du coefficient d'atténuation obtenues dans l'approximation $\nu \ll \omega$ (méthode de perturbation développée au chapitre II paragraphe IB).

Nous constatons les phénomènes suivants :

- L'écart entre les résultats du calcul approché ($\nu \ll \omega$) et ceux du calcul exact ($\nu \neq 0$) est négligeable tant que ν/ω est inférieur ou de l'ordre de 0.1. Cette remarque vaut tout aussi bien pour β que pour α , et ce quel que soit le champ B_0 . Néanmoins, elle n'est pas généralisable à toutes les fréquences d'onde et les structures de propagation (ceci a largement été montré en plasma isotrope [28, 29]).

- Le coefficient d'atténuation devient supérieur au nombre d'onde lorsque la densité électronique décroît (ω/ω_p croissant). Ce phénomène a été précédemment étudié pour un plasma isotrope [28, 29] : si n_e est inférieure à une valeur critique n_{ec} pour laquelle $\alpha = \beta$, l'onde est fortement atténuée du fait des collisions électron-neutre. Si le plasma est anisotrope et le rapport ν/ω fixé, cette densité critique est une fonction décroissante de B_0 (Figure III-2). Dans le cas d'un rapport ν/ω petit, la condition limite $\alpha = \beta$ rejoint la limite de résonance ($\beta \rightarrow \infty$) quel que soit le champ B_0 .

Dans la suite, nous associerons la limite $\alpha = \beta$ à la limite d'existence de l'onde progressive, par analogie avec la limite de résonance d'onde lorsque le plasma est non collisionnel.

- Pour un plasma anisotrope, les évolutions qualitatives de α et β en fonction de ν/ω sont identiques à celles constatées pour un plasma isotrope [28, 29] : pour n_e fixée, α est une fonction fortement croissante de ν/ω , alors que β décroît légèrement.

- Comme en l'absence du champ B_0 , le nombre d'onde peut présenter un maximum. Néanmoins, dans nos conditions (tube 15.19.150, 390 MHz), ce maximum se situe toujours pour une densité électronique inférieure à la valeur critique n_{ec} .

Fig.III-1a

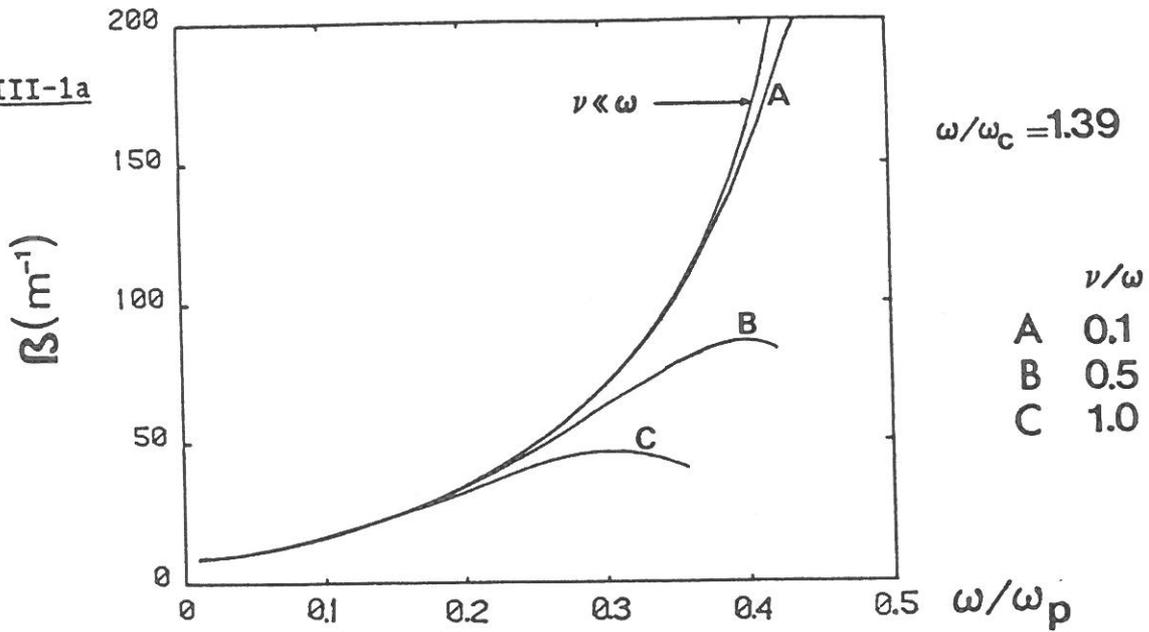


Fig.III-1b

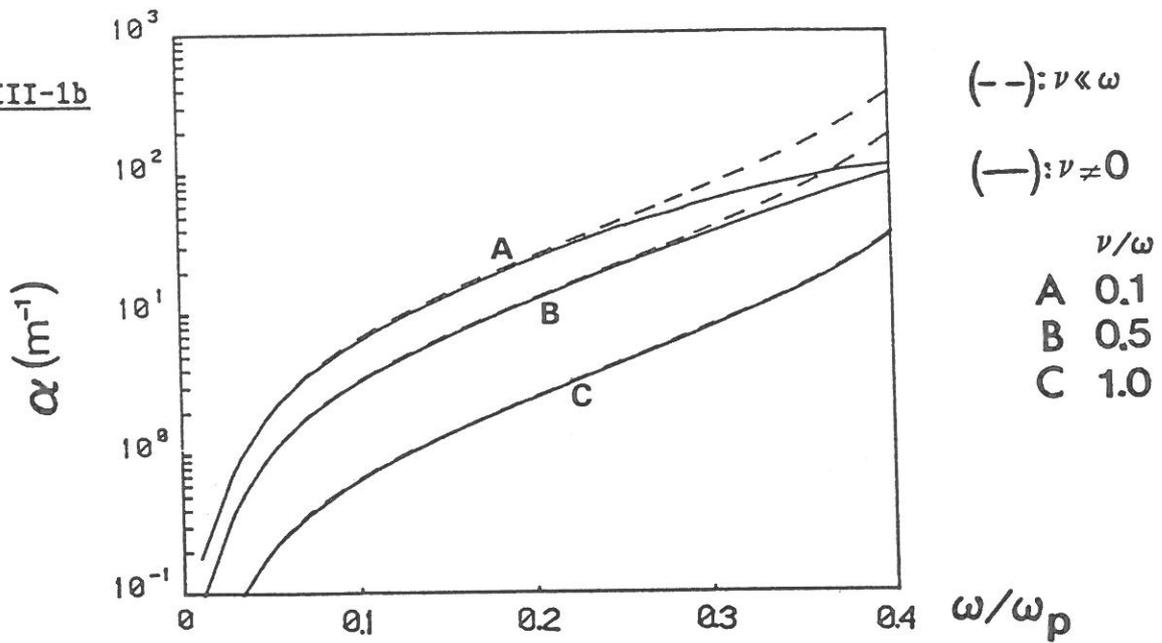


Fig.III-2

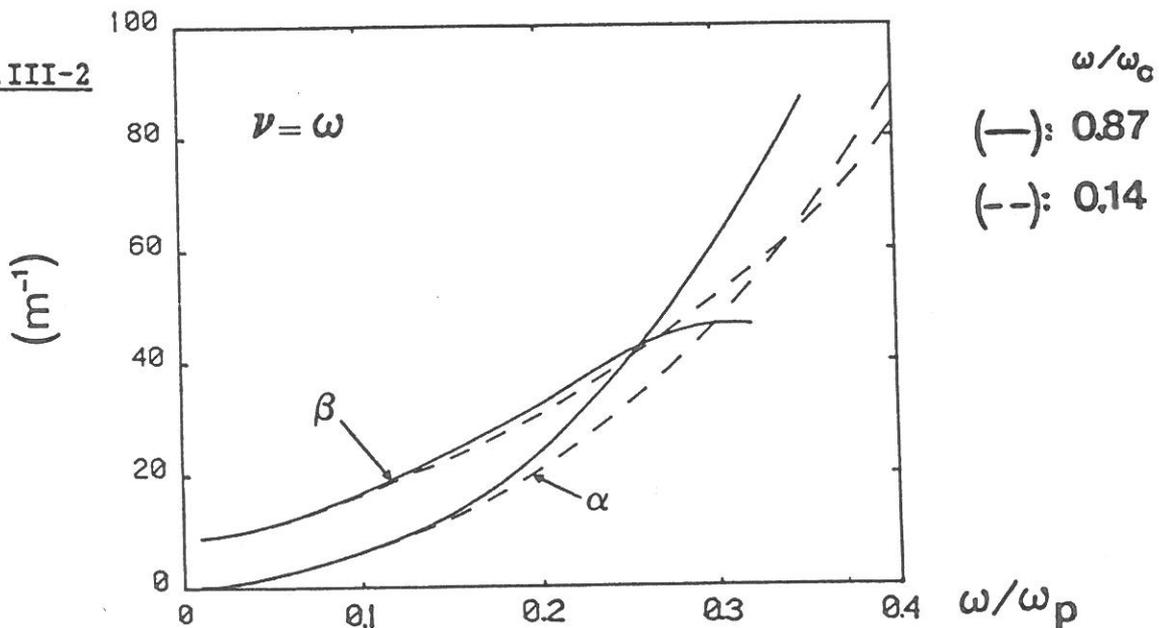
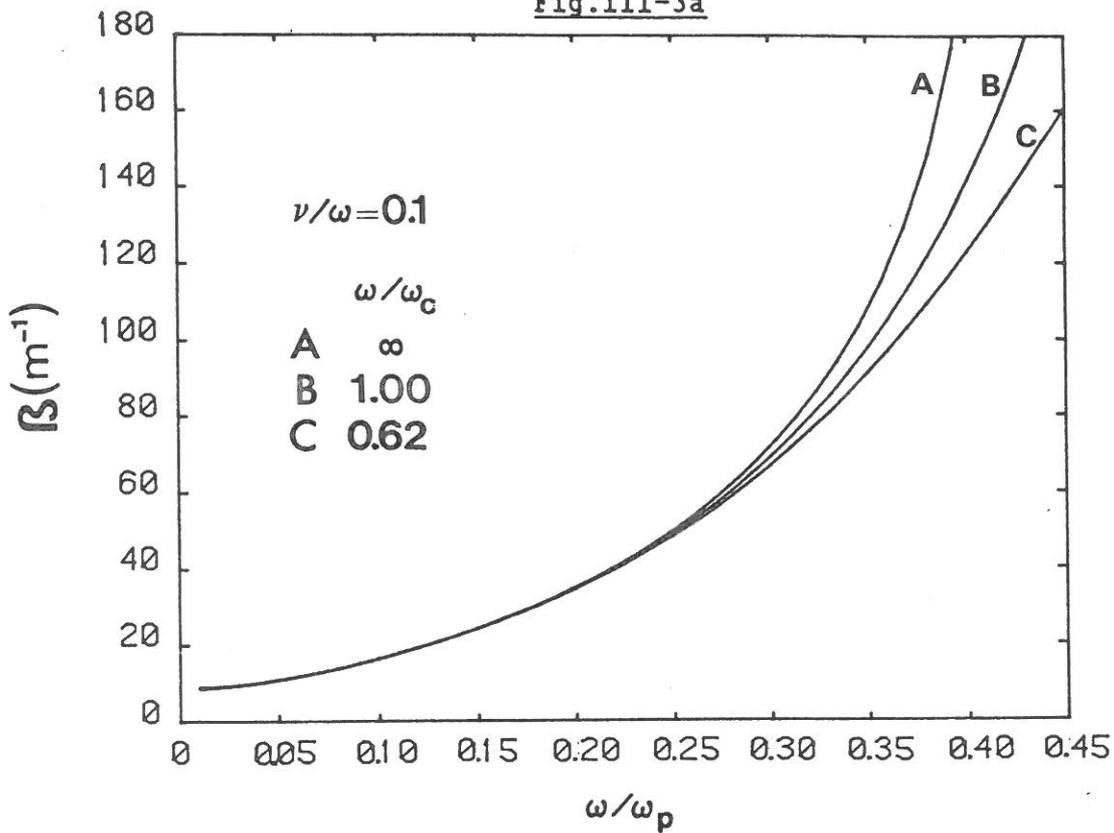
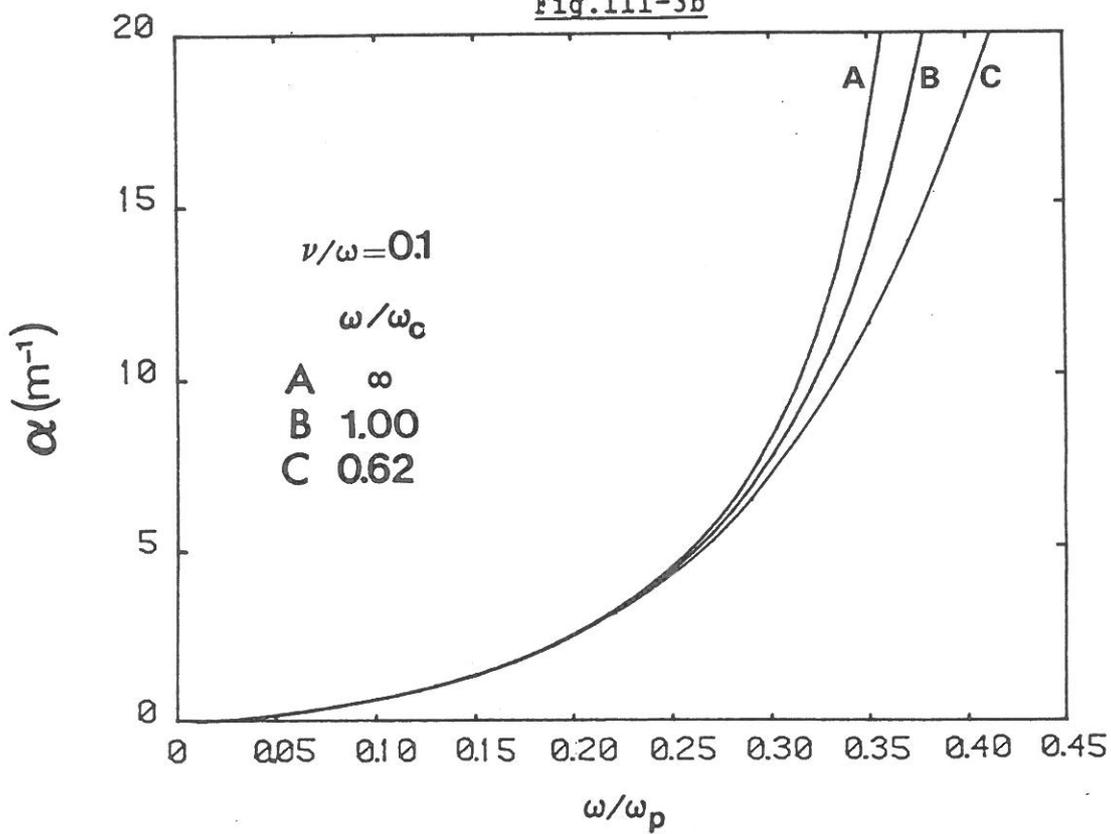


Fig.III-3a



Relations de phase

Fig.III-3b

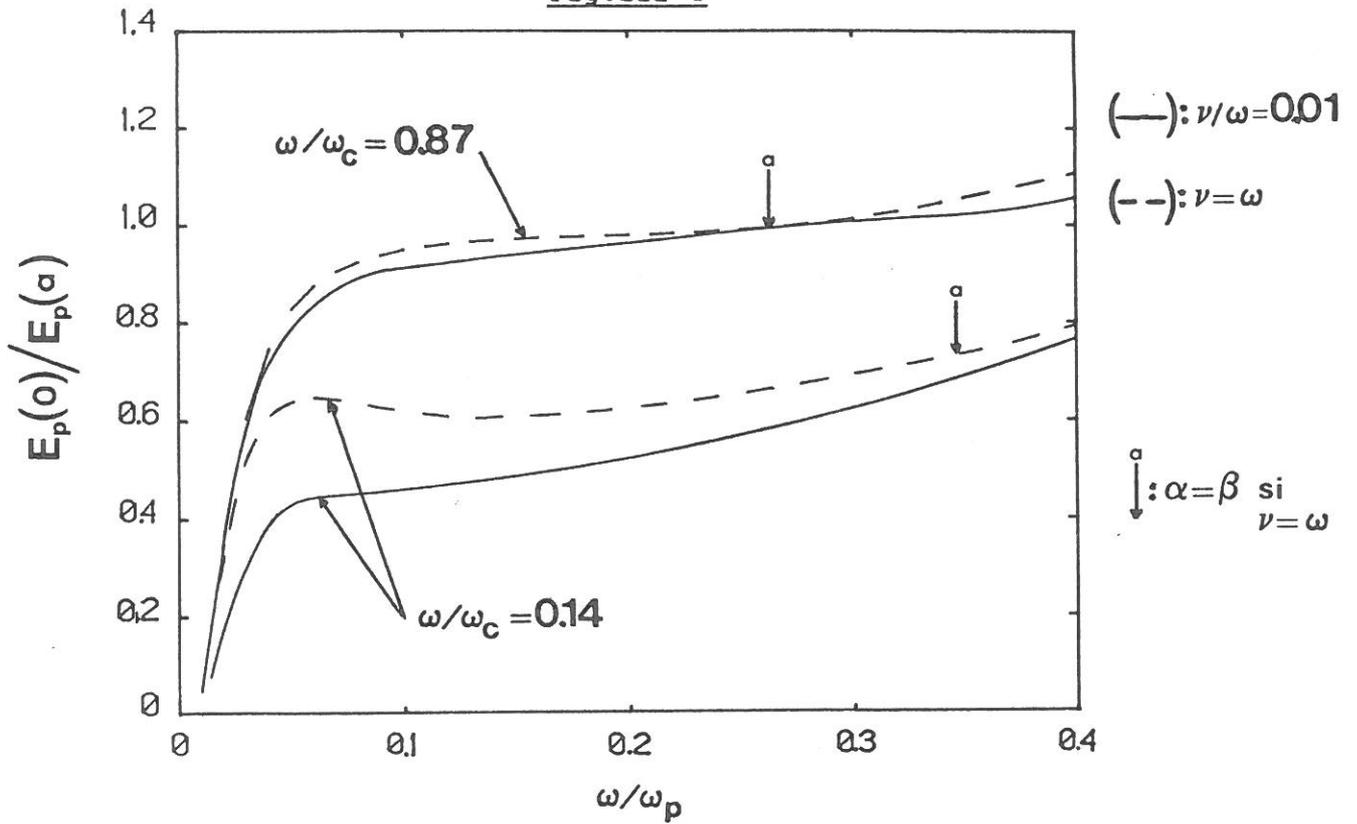


b - Etude au voisinage de la RCE

Pour ω/ω_p et ν/ω fixé, le passage par la RCE n'introduit ni discontinuité sur α et β , ni changement dans leur évolution en fonction du champ B_0 (Fig. III-3a et III-3b). Les caractéristiques de propagation demeurent des fonctions décroissante du champ B_0 lorsque celui-ci passe par la RCE.

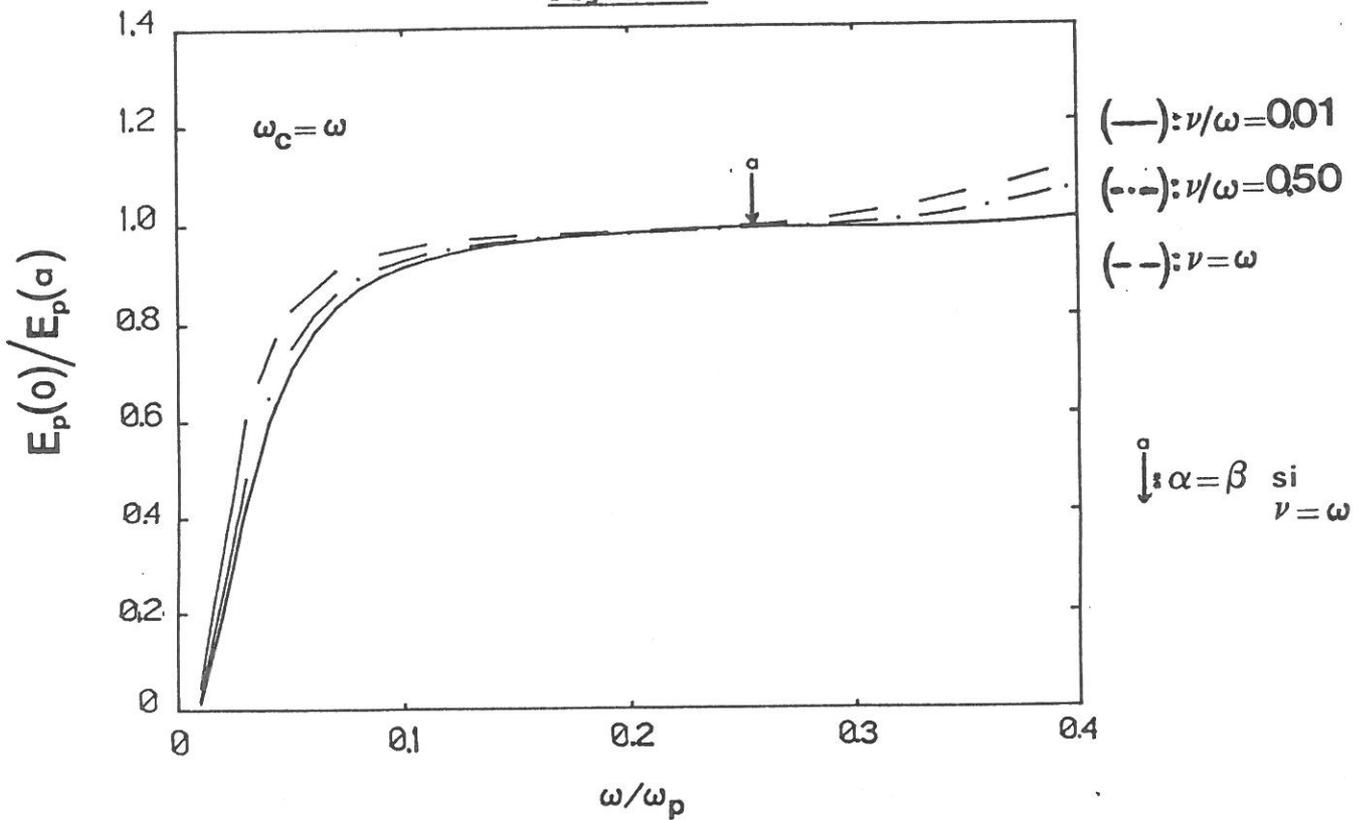
Nous allons maintenant étudier l'influence de la fréquence ν sur la détermination de la pénétration du champ électrique de l'onde dans le plasma.

Fig. III-4



Pénétration du champ électrique total dans le plasma

Fig. III-5



II - ONDE DE SURFACE - ONDE DE VOLUME

Dans le cas général $\nu \neq 0$, les nombre d'ondes transverses p_i ($i = 1, 2$) (cf. relation I-34) dépendent aussi du paramètre supplémentaire ν/ω . Ainsi, les profils radiaux des amplitudes des composantes du champ électrique de l'onde dans le plasma (et donc les domaines d'existence d'une onde de surface et d'une onde de volume) dépendent de la fréquence de collision choisie.

1 - PENETRATION DU CHAMP ELECTRIQUE DANS LE PLASMA

a - Influence générale de la fréquence de collision

De même qu'en plasma isotrope [28, 29], quel que soit le champ magnétique B_0 et à ω/ω_p fixé, la pénétration du champ électrique dans le plasma est d'autant plus forte que la fréquence de collision est importante devant ω . De plus, cette pénétration évolue d'autant plus vite avec ν que le champ B_0 est fort, particulièrement pour les fortes densités électroniques (Fig III-4).

b - Cas de la RCE

Comme pour les caractéristiques de propagation α et β , le passage par la RCE n'introduit aucun changement dans l'évolution qualitative du rapport

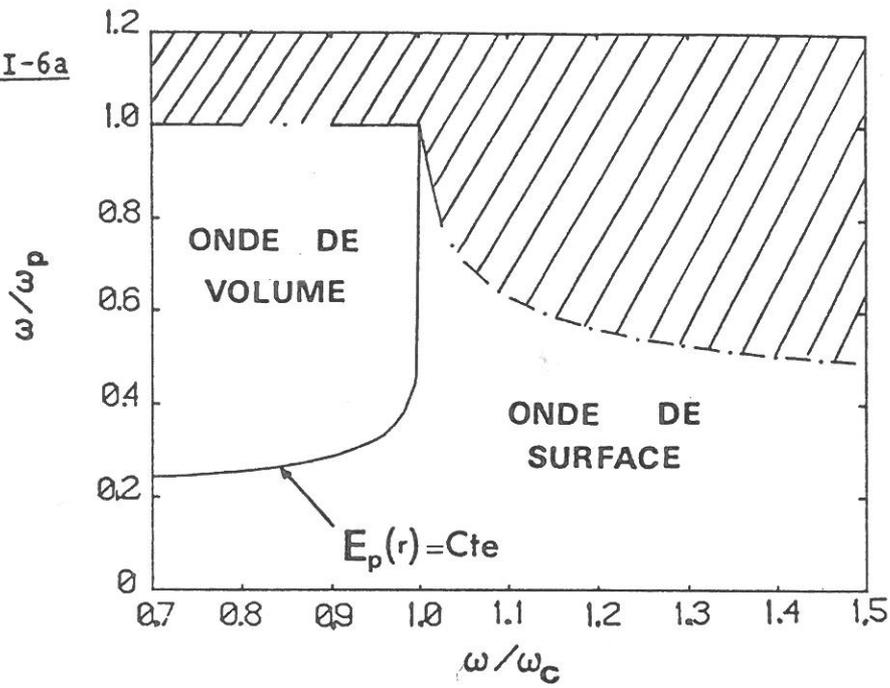
$$\mu_p = \frac{E_p(0)}{E_p(a)}$$
 en fonction de B_0 . Nous présentons sur la figure III-5 le rapport μ_p en fonction de ω/ω_p dans le cas de la RCE, pour trois valeurs du rapport ν/ω .

2 - DOMAINES DE TYPE D'ONDE

Les figures III-6a à III-6c présentent les domaines d'existence d'une onde de surface et d'une onde de volume, en fonction de ν/ω . Dans le plan

$\left(\frac{\omega}{\omega_c}, \frac{\omega}{\omega_p} \right)$, pour chaque valeur de ν/ω choisie, nous avons tracé les deux courbes :

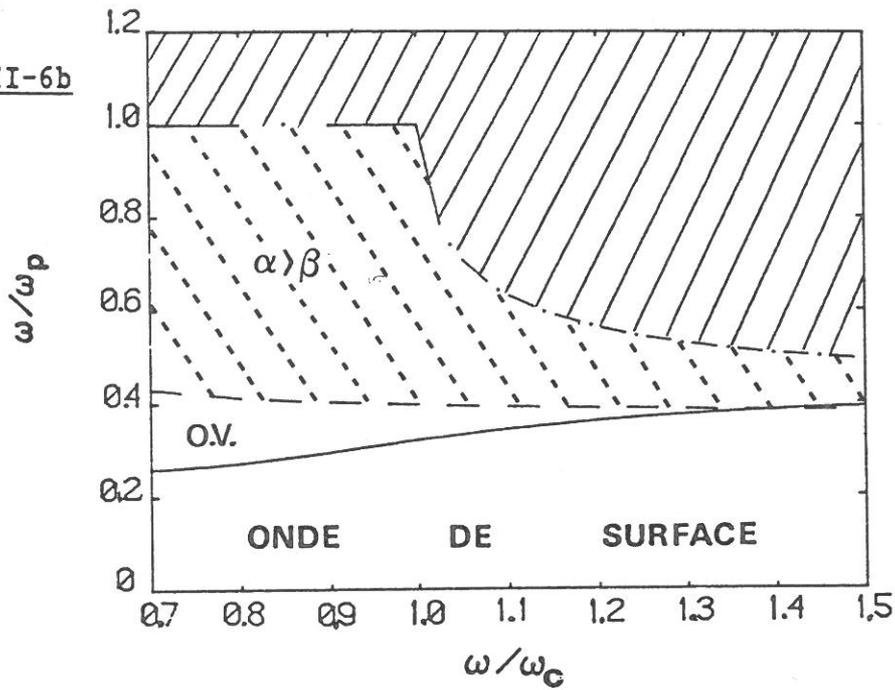
Fig.III-6a



$\nu \ll \omega$

(---): $\beta \rightarrow \infty$

Fig.III-6b

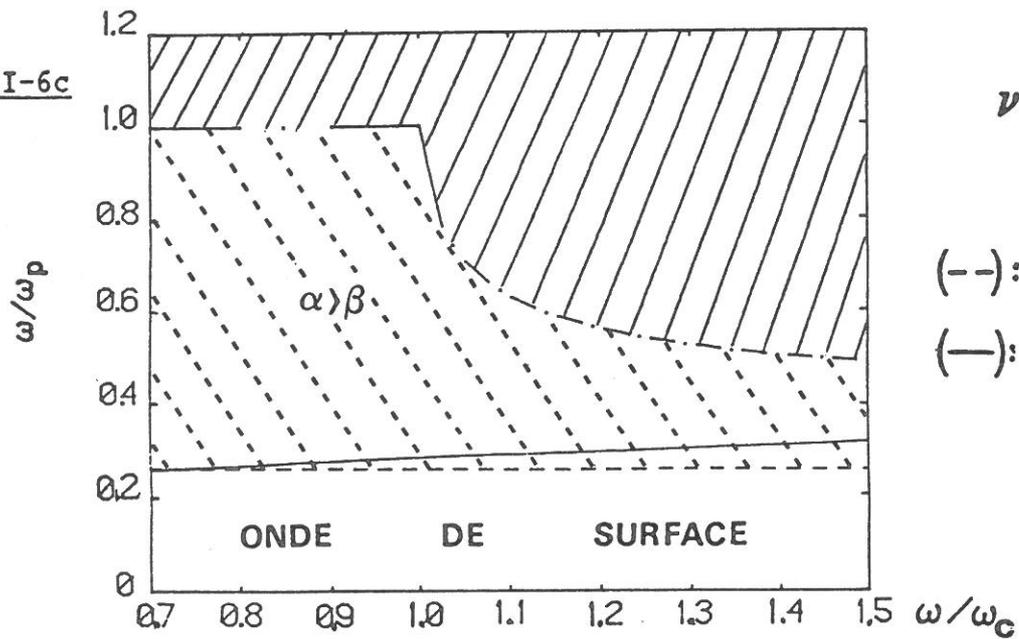


$\nu = 0.5 \omega$

(---): $\alpha = \beta$

(—): $E_p(r) = Cte$

Fig.III-6c



$\nu = \omega$

(---): $\alpha = \beta$

(—): $E_p(r) = Cte$

- $\alpha = \beta$

- $\mu_p = 1$ (champ électrique homogène dans le plasma).

Deux résultats importants se dégagent de ces figures :

- une augmentation de la fréquence de collision modifie fortement les domaines de propagation d'une onde de surface et d'une onde de volume. Cet effet est particulièrement important au voisinage de la RCE, et lorsque $\omega_c < \omega$. Ainsi, si le plasma est collisionnel, une onde de volume peut exister pour $\omega_c < \omega$.

- Si on associe la condition $\alpha = \beta$ à la limite de propagation de l'onde, on s'aperçoit que pour ν/ω élevé, il ne peut plus exister d'onde de volume (Fig III-6c).

III - CONCLUSION

D'après les résultats de ce chapitre, nous pouvons conclure que les collisions électron-neutre ont une influence non négligeable sur le type d'onde se propageant dans la structure.

Pour un plasma faiblement collisionnel ($\nu \ll \omega$) et pour de faibles densités électroniques, la condition de RCE ($\omega_c = \omega$) sépare nettement les domaines d'existence d'une onde de surface (pour $\omega_c < \omega$) et d'une onde de volume (pour $\omega_c > \omega$). Cette séparation est progressivement détruite par une augmentation de la fréquence effective de collision électron neutre.

De même qu'en l'absence de champ magnétique statique [15, 28, 29], pour étudier une décharge de moyenne ou de haute pression, il est donc très important de prendre en compte les collisions électron-neutre pour décrire l'onde progressive entretenant cette décharge.

Néanmoins, si $\nu/\omega \lesssim 0.1$, les résultats donnés au chapitre II restent corrects pour décrire cette onde. Nous verrons dans la deuxième partie que

ce domaine correspond aux fréquences de collision rencontrées dans nos conditions expérimentales. Nous utiliserons donc les résultats du chapitre II pour exploiter nos expériences.

C O N C L U S I O N

Nous venons de présenter dans cette partie l'ensemble des caractéristiques de l'onde progressive entretenant la décharge.

Le caractère nouveau de cette étude est d'avoir décrit les variations de ces caractéristiques en fonction du champ magnétique statique, grâce à la résolution numérique de l'équation de dispersion pour une fréquence d'onde fixée et une fréquence plasma variable.

Nous avons ainsi obtenu :

- le nombre d'onde et le coefficient d'atténuation de cette onde (due aux collisions électron-neutre).

- la répartition radiale de l'énergie électromagnétique, et plus particulièrement la pénétration du champ électrique de l'onde dans le plasma.

De ce fait, nous avons déterminé les conditions en densité électronique et champ magnétique statique pour lesquelles existe soit :

- une onde de surface (énergie électrique se propageant à la périphérie du plasma).

- une onde de volume (énergie électrique se propageant dans le volume du plasma).

Nous avons également étudié l'influence de la fréquence de collision électron-neutre ν sur les caractéristiques de l'onde, et montré que ces dernières évoluent très peu avec ν dès lors que $\nu/\omega \lesssim 0.1$.

Tous ces résultats théoriques sont essentiels pour la description de la décharge créée et entretenue par l'onde progressive. Ils vont nous permettre de déterminer les caractéristiques expérimentales de cette

décharge, et de connaître ainsi ses conditons d'entretien. Ceci est fait dans la deuxième partie de cette thèse.

DEUXIEME PARTIE

DECHARGE D'ARGON BASSE PRESSION CREEE ET ENTRETENUE

PAR UNE ONDE PROGRESSIVE

INTRODUCTION

Dans cette seconde partie, nous avons regroupé les résultats de l'étude expérimentale d'une décharge d'argon de basse pression ($5 \text{ mTorr} \leq P \leq 100 \text{ mTorr}$) en faible flux de gaz. Cette décharge est créée et entretenue par une onde progressive de fréquence 390 MHz, en présence d'un champ magnétique statique axial variant de 0 à 550 Gauss.

La description théorique de l'onde présentée dans la première partie de cette thèse nous a permis de mener à bien cette étude, dans les deux domaines de pulsation cyclotron électronique inférieure ou supérieure à la pulsation d'onde. Puisque nous étudions des décharges de basse pression, nous pouvons utiliser les caractéristiques de l'onde obtenues en considérant que le plasma est faiblement collisionnel (Première partie - Chapitre II).

Au chapitre I, nous présenterons le montage expérimental, et nous décrirons la méthode de détermination des caractéristiques de la décharge.

Le chapitre II sera consacré à la présentation des résultats expérimentaux dans leur ensemble, c'est-à-dire :

- à l'évolution du profil axial de densité électronique, en fonction des paramètres de fonctionnement de la décharge (champ magnétique statique, pression, puissance de l'onde progressive au niveau de l'excitateur).

- aux variations des caractéristiques de la décharge, en fonction de la pression et du champ magnétique.

Nous interpréterons nos résultats expérimentaux à l'aide d'un modèle de diffusion ambipolaire.

Enfin, nous montrerons que l'ensemble de notre étude (description théorique de l'onde progressive, détermination expérimentale des caractéristiques de la décharge) permet une première approche de la modélisation d'une décharge créée par une onde progressive en présence d'un champ magnétique statique, en fonction de ses conditions de fonctionnement (champ magnétique, pression, puissance).

C H A P I T R E I

DESCRIPTION DE LA DECHARGE

Dans ce chapitre, après avoir présenté notre montage expérimental, nous détaillerons la méthode permettant de déterminer les caractéristiques de la décharge. Ces caractéristiques sont :

- la fréquence effective de collision électron-neutre ν pour le transfert de la quantité de mouvement
- la puissance électromagnétique θ nécessaire au maintien d'un électron dans la décharge
- le champ électrique effectif de maintien de la décharge.

Quelles que soient les conditions de fonctionnement de la décharge, la démarche conduisant à la détermination de ces caractéristiques est la suivante :

- mesure expérimentale de la longueur d'onde le long de la colonne de plasma : $\lambda^{exp}(z)$
- détermination de la densité électronique n_e , à partir de $\lambda^{exp}(z)$, et de la courbe de phase théorique $n_e(\lambda)$ (Cf. première partie, chapitre II).
- modélisation de la décroissance axiale de la densité électronique, grâce au calcul théorique de l'atténuation de l'onde $\alpha_\nu(n_e)$ (Cf. première partie, chapitre II).

I - DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET CONDITIONS D'ETUDE

Les figures I'-1 et I'-2 montrent l'ensemble du montage expérimental. Nous allons en présenter les différentes parties et donner nos conditions expérimentales d'études.

1 - CREATION ET ENTRETIEN DU PLASMA

La puissance d'un générateur HF, de fréquence fixée à 390 MHz, est transmise au plasma par l'intermédiaire d'un surfatron [8] (Fig. I-1). Le plasma est

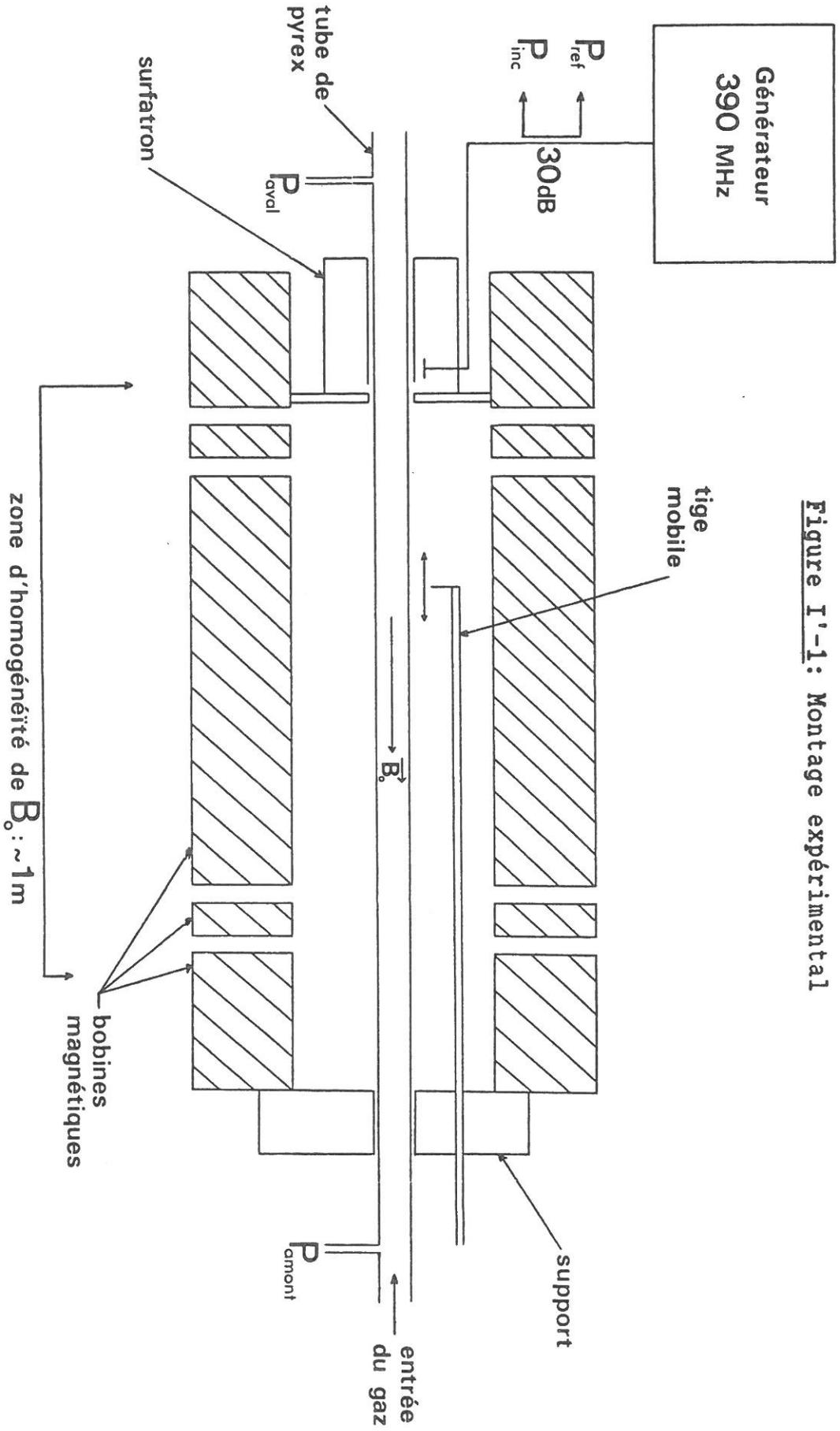


Figure I'-1: Montage expérimental

créé par l'onde progressive à partir du "gap" (abscisse $z = 0$), lieu de transfert d'énergie entre le surfatron et l'onde.

Deux coupleurs de 30dB, situés entre le générateur et le surfatron (Fig. I-1), permettent la mesure par un Wattmètre, des puissances incidentes P_{inc} (délivrée par le générateur) et réfléchie P_{ref} (renvoyée au générateur). La puissance de l'onde progressive au niveau du gap est : $P_{io} = P_{inc} - P_{ref}$. Une augmentation de cette puissance entraîne un accroissement de la longueur du plasma.

On définit le couplage de notre système excitateur par le rapport P_{io}/P_{inc} , exprimé en pourcentage. L'antenne plongeant dans le surfatron est préréglée de façon à obtenir un couplage de puissance supérieur à 80 %.

La structure cylindrique dans laquelle se propage l'onde a comme dimensions:

- diamètres intérieur et extérieur du tube à décharge (en pyrex, $\epsilon_v = 4.5$) : $2a = 15$ mm et $2b = 19$ mm
- diamètre du cylindre métallique limitant la structure : $2d = 150$ mm.

2 - CHAMP MAGNETIQUE STATIQUE

Une alimentation stabilisée en courant fournit un courant continu de 100 A sous une tension de 20 V à cinq bobines coaxiales (une centrale, deux internes et deux externes), (Fig. I'-1). Le support métallique de ces bobines limite la structure de propagation (diamètre 150 mm). Elles établissent un champ magnétique \vec{B}_0 axial, homogène dans l'espace sur une longueur de un mètre (entre les deux bobines externes).

L'alimentation et les bobines utilisées nous ont permis d'étudier la décharge pour un champ B_0 allant jusqu'à 550 Gauss.

De façon à ce que le lieu d'injection de la puissance au plasma (Gap) soit dans la zone de champ B_0 homogène, le surfatron et son support, constitués de matériaux non magnétiques, ont été placés à l'intérieur de l'une des deux bobines externes (Fig. I'-1).

La position du gap correspond ainsi au début de cette zone d'homogénéité.

De plus, la puissance P_{inc} a toujours été choisie de façon à éviter que la fin de la colonne de plasma soit en champ B_0 hétérogène. Ainsi, la puissance P_{10} n'a jamais excédé 20 watts.

3 - PRESSIION ET FLUX DE GAZ

Une microfuite et un groupe de pompage permettent l'établissement d'un flux de gaz, afin d'éviter toute pollution de celui-ci. Les pressions amont (au niveau de l'entrée du gaz dans le tube) et aval (derrière le surfatron) sont mesurées à l'aide de deux baratrons (Fig. I'-1).

Nous avons choisi d'étudier des décharges de basse pression (en faible flux), si bien que le plasma est faiblement collisionnel ($v \ll \omega$)

Nos conditions expérimentales sont :

- pression au niveau du Gap : de 5 mTorr à 100 mTorr. Nous verrons au chapitre II qu'au-delà de 100 mTorr, le champ magnétique statique n'a plus d'influence sur les caractéristiques de la décharge.

- débit volumique dans les conditions normales de température et de pression : 10^{-3} à 0,4 sccm.

Par la suite, les pressions indiquées seront toujours celles existant au niveau du gap (déterminées par application de la loi de Poiseuille à partir des valeurs de pressions amont et aval).

II - DETERMINATION EXPERIMENTALE DE LA DENSITE ELECTRONIQUE

Dans la première partie, nous avons calculé la courbe de phase reliant la densité électronique n_e (ou rapport $\frac{\omega}{\omega_p}$) à la longueur d'onde λ

(ou nombre d'onde β): $\beta_{\omega/\omega_c}(\omega/\omega_p)$, soit $n_{e_{B_0}}(\lambda)$

où le champ magnétique B_0 (ou rapport ω/ω_c) intervient comme paramètre. Connaissant cette relation, il est aisé de déterminer la variation axiale de la densité électronique, grâce à la mesure expérimentale de λ le long de la colonne de plasma.

Figure I'-2

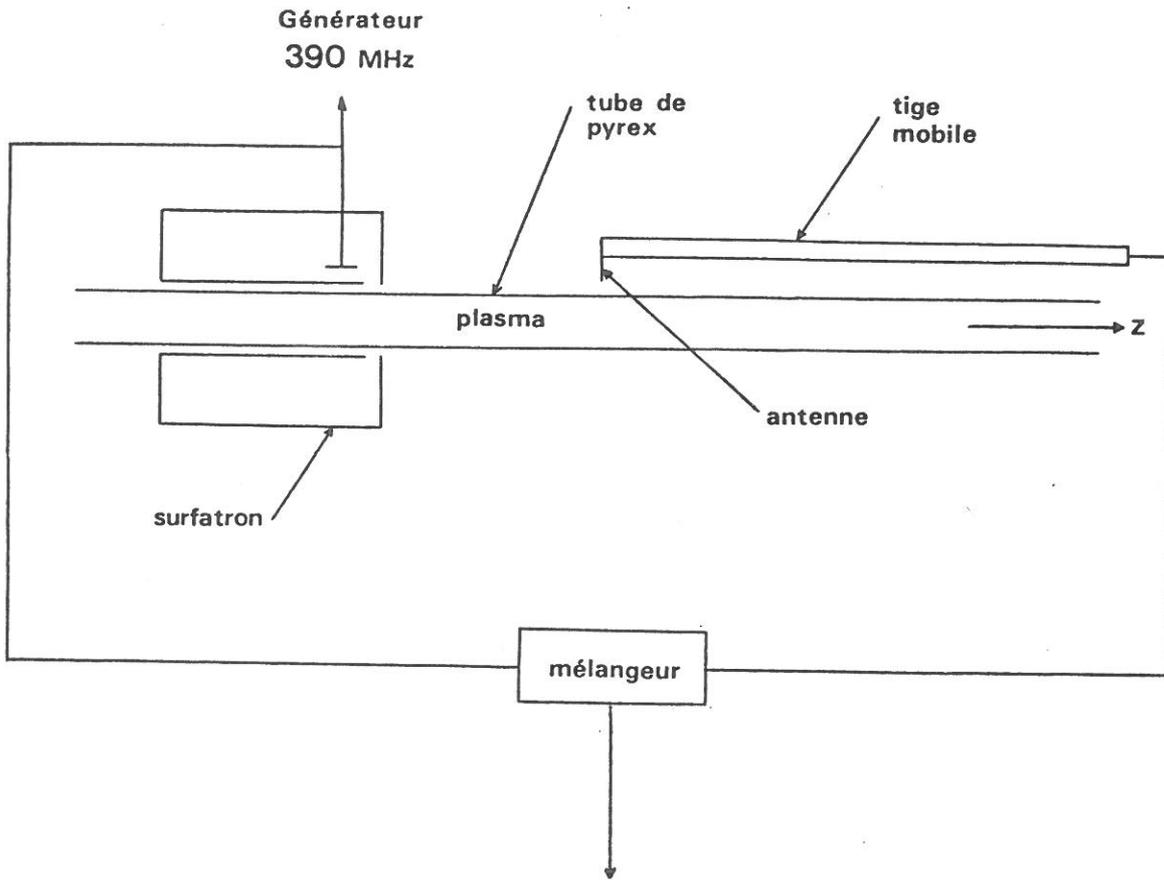
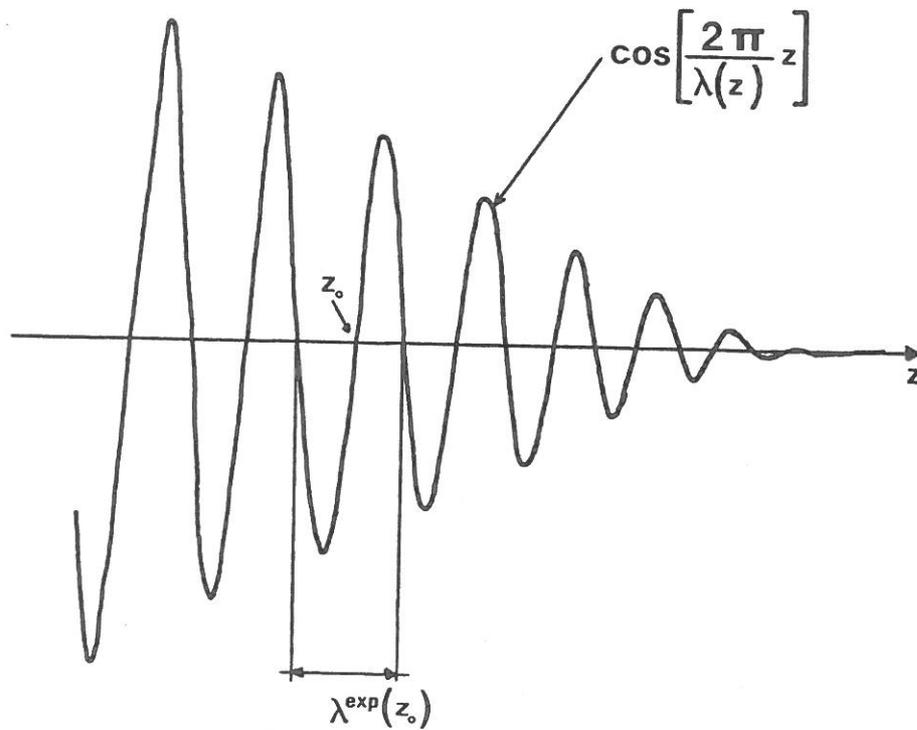


Figure I'-3



Mesure expérimentale de la longueur d'onde le long de la colonne de plasma

1 - MESURE DE LA LONGUEUR D'ONDE

Une tige mobile en matériau non magnétique permet de déplacer une antenne parallèlement à l'axe du tube, dans toute la zone où le champ B_0 est uniforme (Fig. I'-2). Cette antenne reçoit un signal proportionnel au champ électrique, qui est mélangé à un signal de référence prélevé au niveau du générateur. Le signal résultant est envoyé en axe des ordonnées d'une table traçante, l'axe des abscisses représentant le déplacement axial de l'antenne. On obtient ainsi une courbe de la forme [10, 13] (Fig. I'-3): $\cos \left[\frac{2\pi z}{\lambda(z)} \right]$, qui permet de mesurer la longueur d'onde $\lambda^{exp}(z)$ le long de la colonne de plasma. L'incertitude maximale de mesure de λ est estimée à 10 %.

La figure I'-4 montre deux exemples de profils $\lambda^{exp}(z)$, pour la même pression et deux valeurs de champ magnétique.

2 - DIAGNOSTIC DE LA DENSITE ELECTRONIQUE

La détermination expérimentale du profil axial $n_e^{exp}(z)$ de la densité électronique s'effectue à l'aide de (Fig I'-6) :

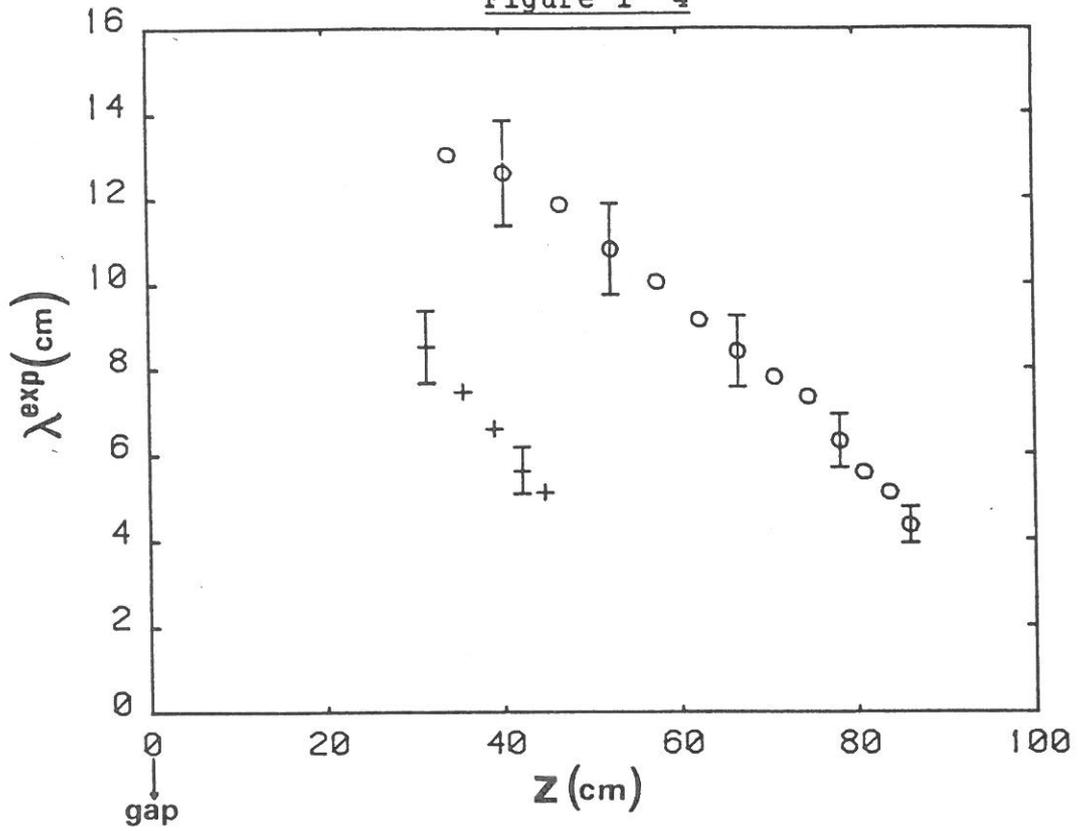
- la mesure de longueur d'onde $\lambda^{exp}(z)$
- la relation de phase théorique $n_{eB_0}(\lambda)$ (Fig. I'-7), reliant la densité électronique à la longueur d'onde (cf. première partie, chapitre II).

Nous présentons sur la figure I'-5 les profils $n_e^{exp}(z)$ (incertitude : 15%) déduits des mesures $\lambda^{exp}(z)$ de la figure I'-4. Nous reviendrons en détail sur l'évolution du profil $n_e^{exp}(z)$ en fonction des conditions de fonctionnement de la décharge, au chapitre II.

III - DETERMINATION DES CARACTERISTIQUES DE LA DECHARGE

Pour obtenir les caractéristiques de la décharge, il est nécessaire de disposer d'un modèle théorique qui permette de rendre compte de la décroissance axiale de densité électronique. Pour établir ce modèle, nous

Figure I'-4



$P = 30 \text{ mTorr}$ [+]: $P_{i0} = 7.5 \text{ W}$ $B_0 = 100 \text{ Gs}$
 [o]: $P_{i0} = 5.4 \text{ W}$ $B_0 = 455 \text{ Gs}$

Figure I'-5

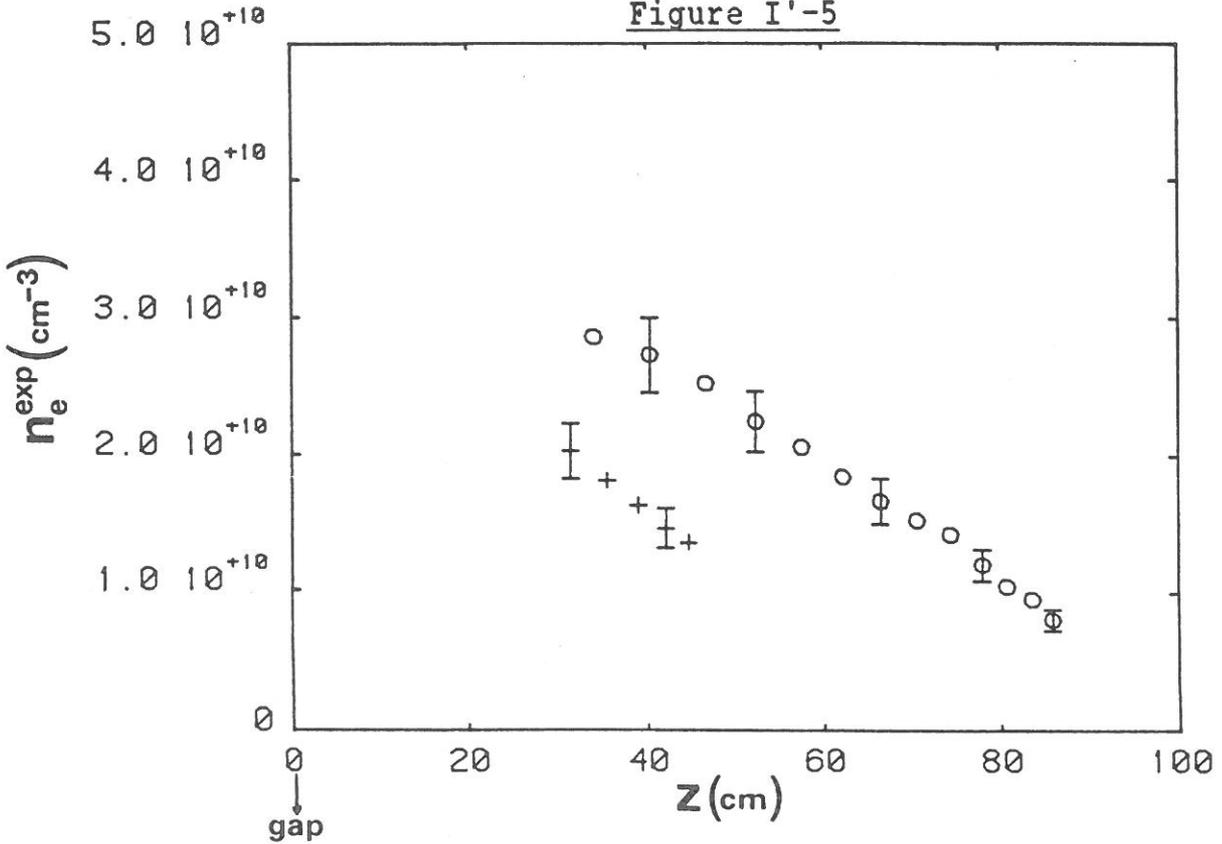
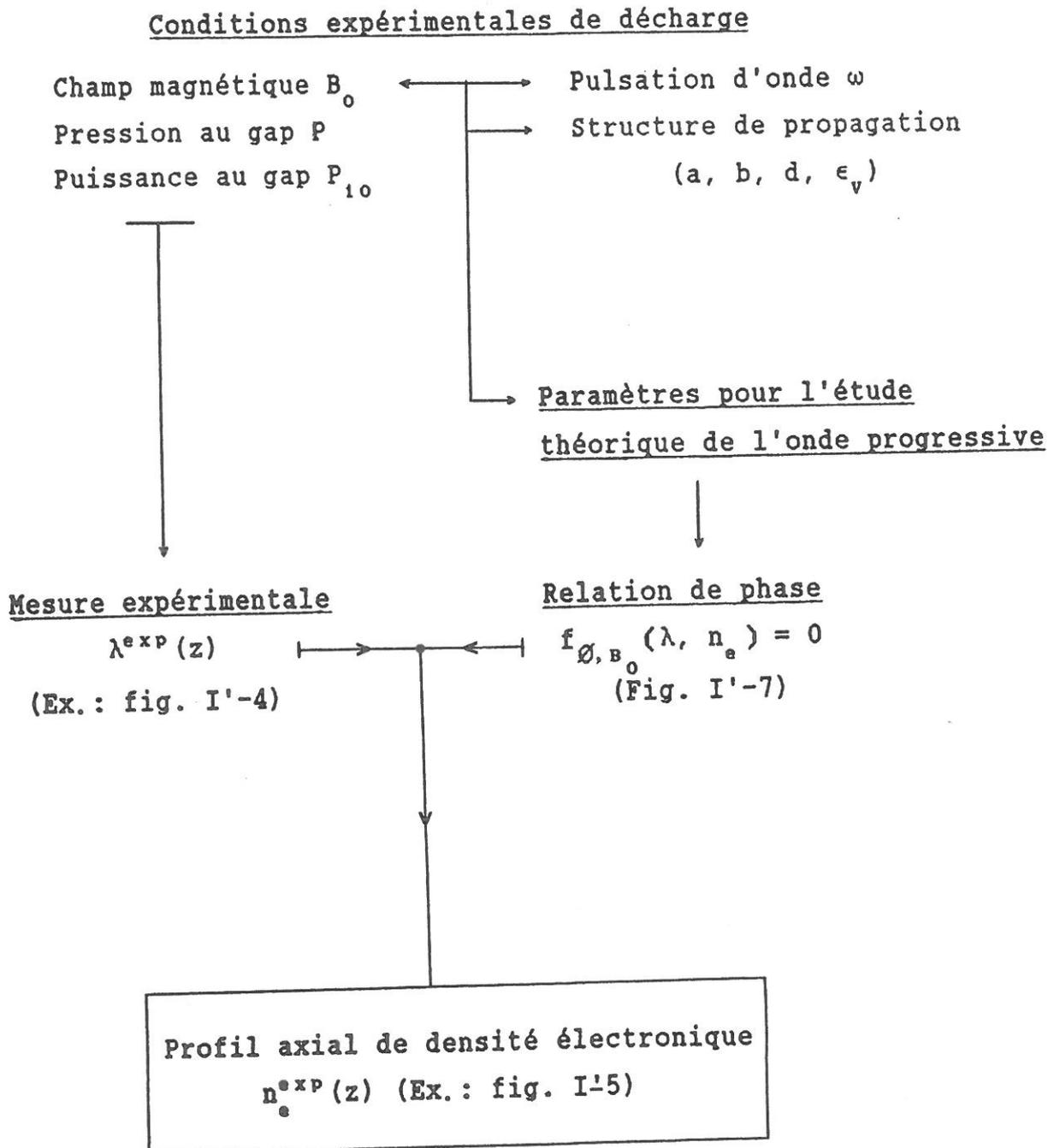


Figure I'-6 : Principe pour la détermination expérimentale de la densité électronique [9-17, 20-29]



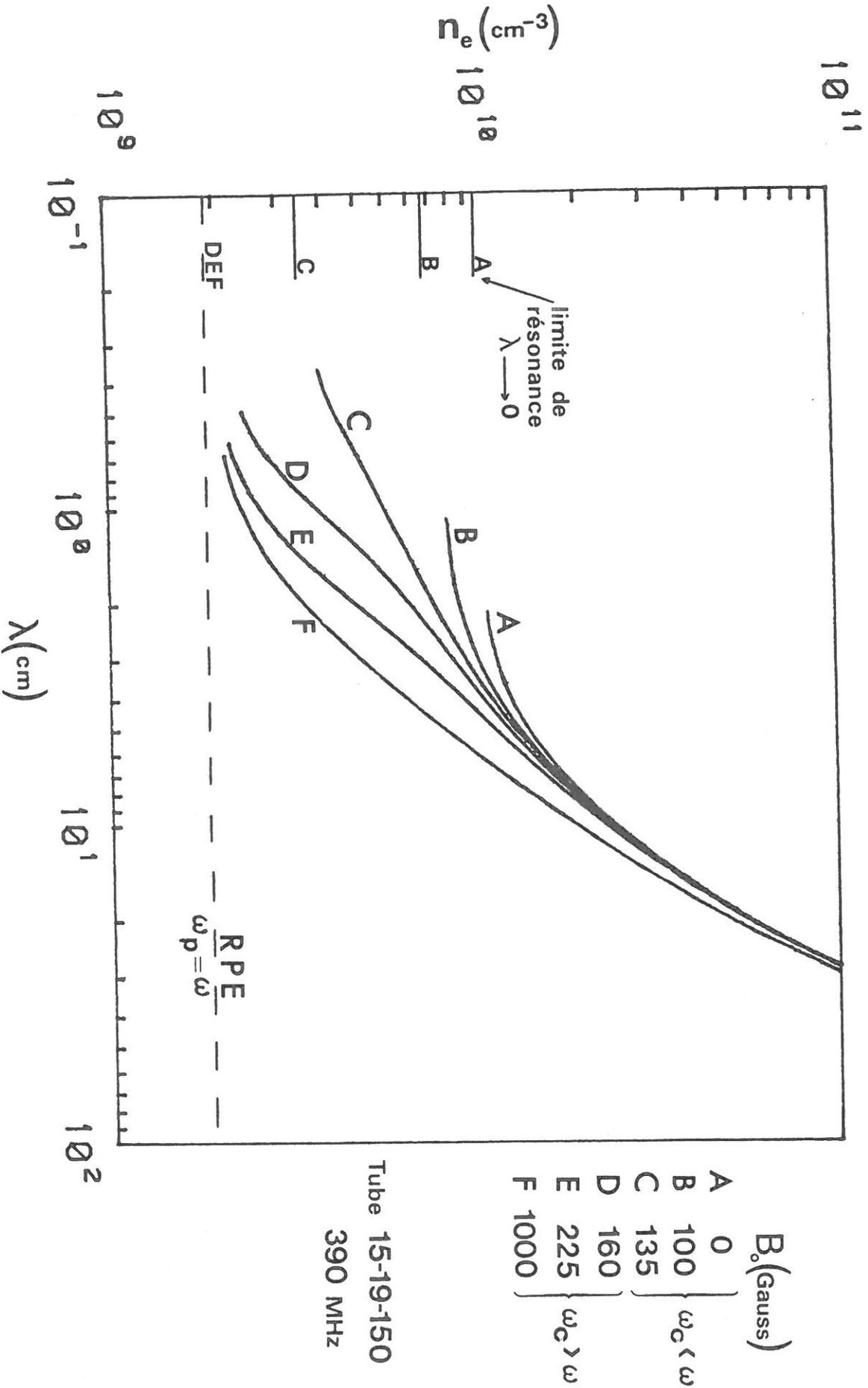


Figure I'-7; Relation de phase reliant la densité électronique à la longueur d'onde ($v \ll \omega$)

nous servirons des résultats de la première partie concernant l'atténuation de l'onde progressive.

1 - DECHARGE ET ONDE PROGRESSIVE

a - Profil théorique de densité électronique

Considérons une tranche de plasma d'abscisse z et d'épaisseur dz . La puissance incidente $P_i(z)$ sur cette tranche est donnée par :

$$P_1(z) = P_{10} \exp \left[- 2 \int_0^z \alpha_\nu(n_e) dz \right] \quad (I'-1)$$

où P_{10} est la puissance incidente initiale de l'onde (au niveau du gap), et où le coefficient d'atténuation de l'onde α dépend de la fréquence de collision ν et de la densité n_e (cf première partie, chapitre II):

$$\alpha_\nu(n_e) = \nu \mathcal{F}_{\varnothing, B_0}(n_e) \quad (I'-2)$$

avec les notations déjà employées.

Par dérivation de (I'-1), on obtient la puissance dP_1 perdue par l'onde dans la tranche de plasma :

$$dP_1 = - 2\alpha_\nu(n_e) P_1(z) dz \quad (I'-3)$$

D'autre part, si l'on admet que toute la puissance perdue par l'onde est absorbée par le plasma, la puissance absorbée (par unité de longueur) dans la tranche peut se définir par [9, 11, 13, 15] :

$$\frac{dP_{abs}}{dz} = \theta n_e S_p = - \frac{dP_1}{dz} \quad (I'-4)$$

où θ représente la puissance électromagnétique nécessaire au maintien d'un électron dans la décharge, et S_p la section du plasma.

Par dérivation des expressions (I'-3) et (I'-4), on aboutit à l'expression donnant la pente de la densité électronique [13, 15, 20] :

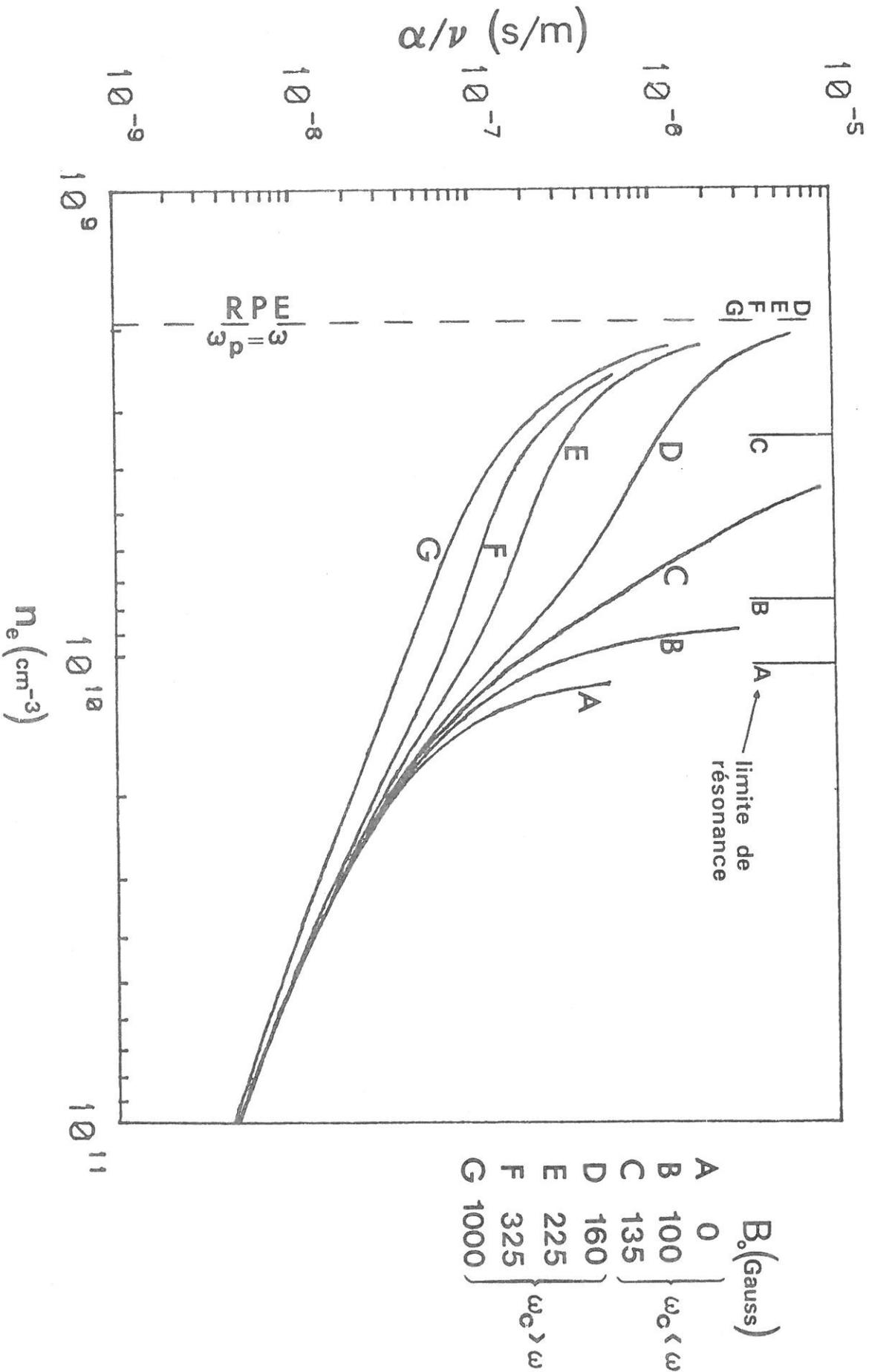


Figure I'-8: Coefficient d'atténuation rapporté à la fréquence effective de collision ($\nu \ll \omega$)

$$\frac{dn_e}{dz} = \frac{2 \alpha_\nu (n_e) n_e + \frac{n_e}{\theta} \frac{d\theta}{dz}}{1 - \frac{n_e}{\alpha_\nu (n_e)} \frac{d \alpha_\nu (n_e)}{dn_e}} \quad (I'-5)$$

Comme nous le verrons dans le second chapitre, la fréquence ν et la puissance θ sont des caractéristiques de la décharge, fonctions de la pression et du champ magnétique B_0 . Nous les supposons ainsi indépendantes de la position axiale z et de la densité électronique n_e . Nous vérifierons la validité de cette hypothèse au chapitre II (annexe II'-A).

Alors, l'expression (I'-5) s'écrit simplement, à l'aide de (I'-2):

$$\frac{dn_e}{dz} = - 2 \nu \frac{n_e \mathcal{F}(n_e)}{n_e \frac{d \mathcal{F}(n_e)}{dn_e}} = \nu \mathcal{G}(n_e) \quad (I'-6)$$

La résolution numérique de (I'-6) permet, pour une fréquence ν et un champ B_0 (entre zéro et l'infini) fixés, de calculer un profil axial théorique de densité électronique $n_{e\nu}^{th}(z)$.

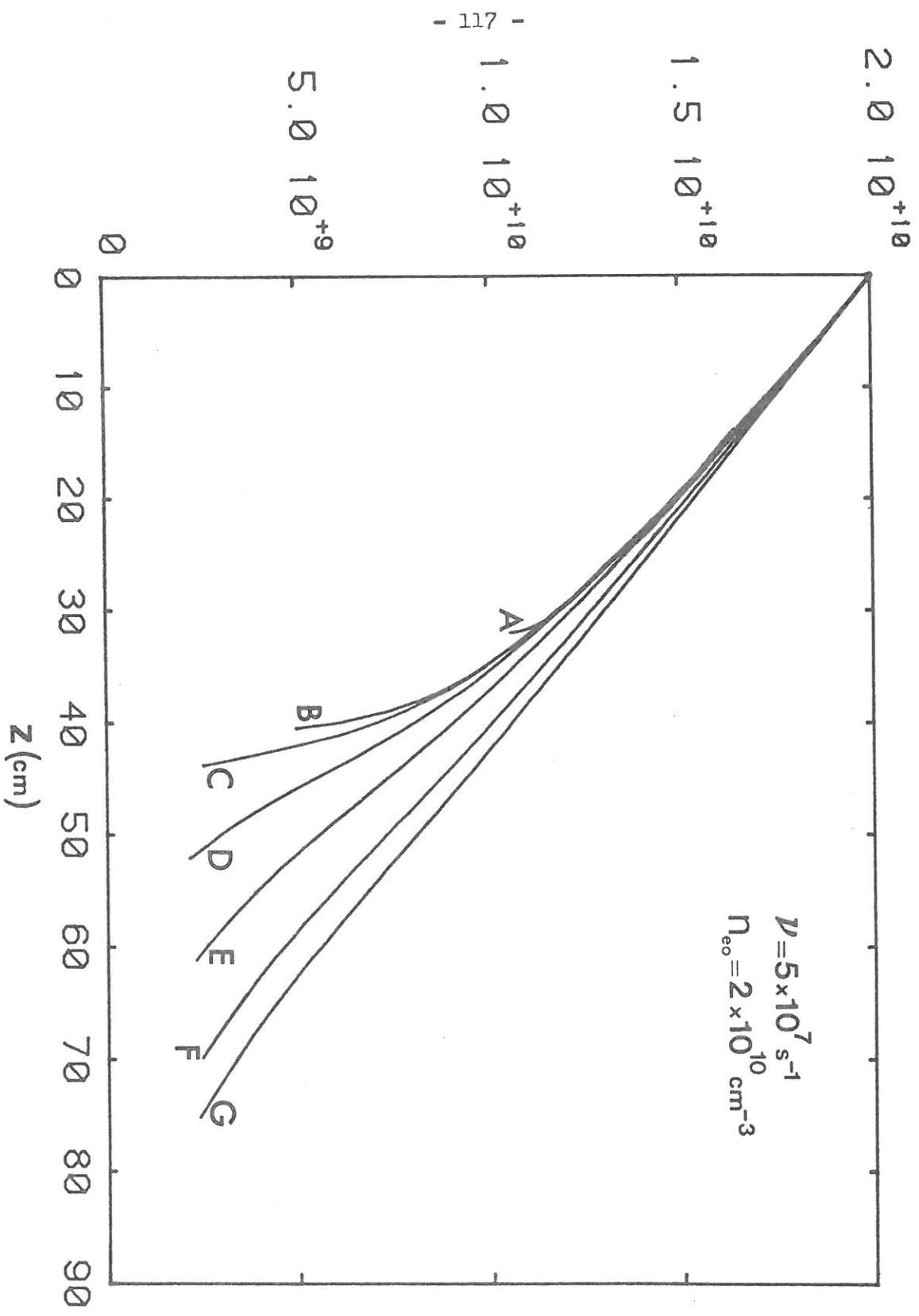
Nous avons tracé sur la figure I'-9 quelques exemples de tels profils, pour différentes valeurs de B_0 pour une densité électronique au niveau du gap n_{e0} et une fréquence de collision ν fixées.

L'augmentation du champ magnétique B_0 a un effet appréciable sur le profil $n_{e\nu}^{th}(z)$. On peut notamment remarquer que la pente de ce profil est une fonction décroissante du champ B_0 , pour une fréquence ν constante. Ce phénomène est la conséquence de la décroissance, en fonction de B_0 , de l'atténuation de l'onde à densité électronique et fréquence ν fixées (Fig. I'-8).

La figure I'-9 montre également la baisse de la densité électronique pour laquelle l'onde atteint la résonance ($\beta \rightarrow \infty$, cf première partie, chapitre II). Cette densité définit la limite de propagation de l'onde, et donc la limite de création du plasma (fin de la colonne).

$n_{ev}^{th}(\text{cm}^{-3})$

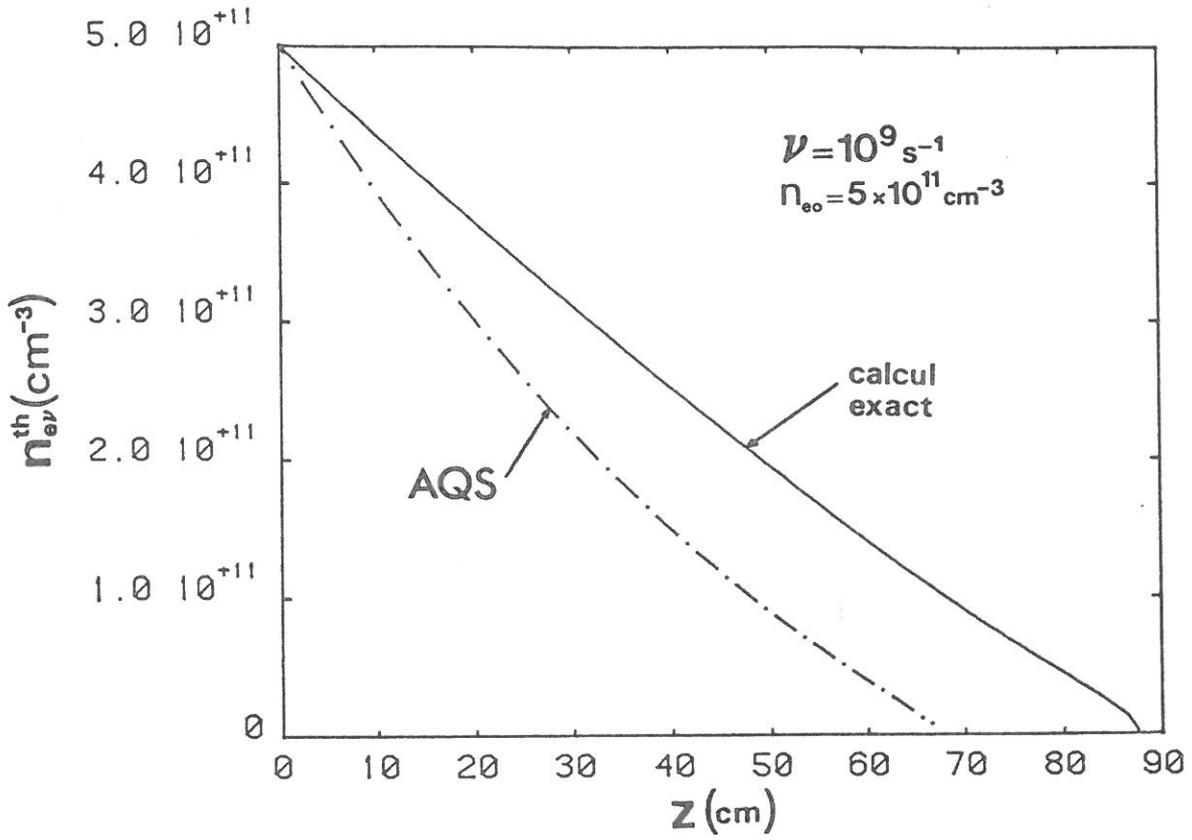
Figure I'-9: Exemples de profils axiaux théoriques de densité électronique



117

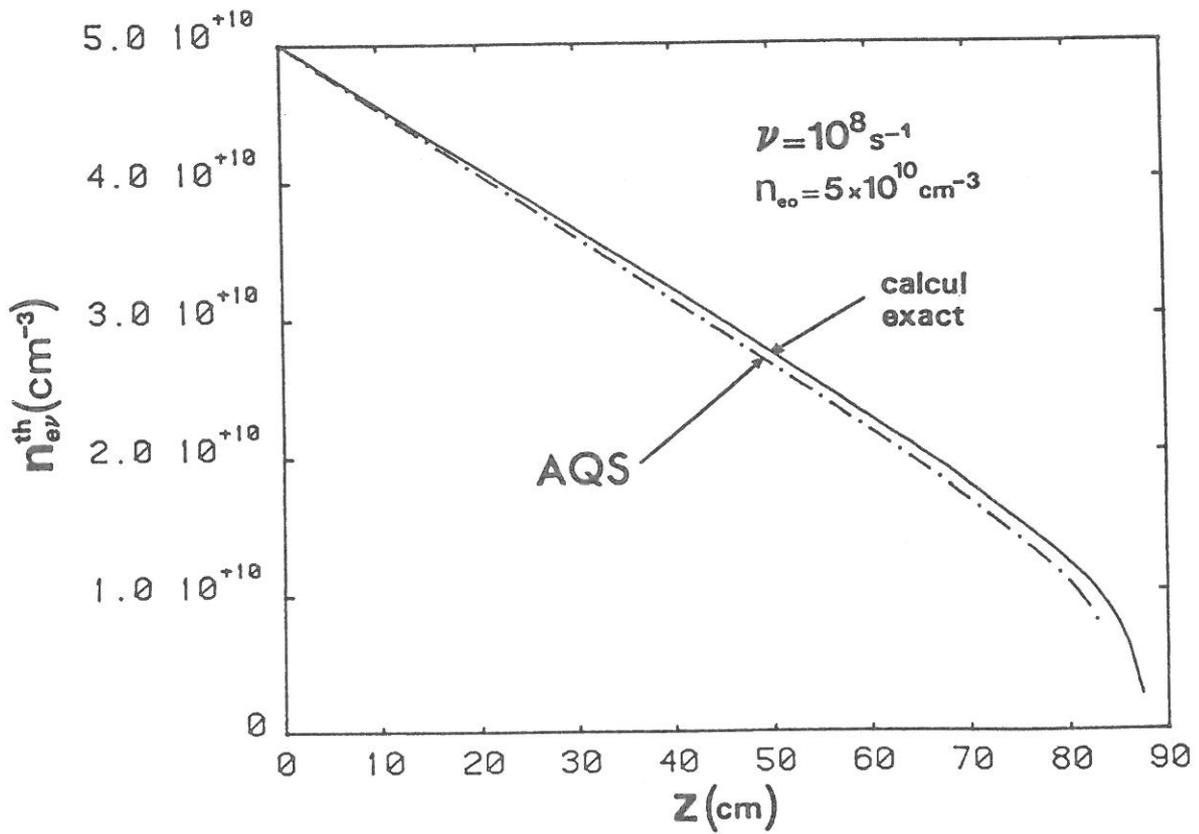
A	0	} $\omega_c < \omega$
B	135	
C	160	} $\omega_c > \omega$
D	225	
E	325	
F	455	
G	550	

Fig.I'-10a



Profils théoriques de densité électronique

Fig.I'-10b



Approximation quasi-statique (AQS)

Par le modèle que nous venons de décrire, nous pouvons également déterminer la décroissance axiale de la densité électronique en utilisant les résultats du calcul de l'atténuation de l'onde par AQS (résultats donnés au chapitre II de la première partie).

Pour une fréquence de collision ν fixée et une densité électronique au niveau du gap n_{e_0} forte ($n_{e_0} > 10^{11} \text{ cm}^{-3}$), le profil $n_{e\nu}^{th}(z)$ obtenu par AQS est très différent du profil exact, comme on peut le remarquer sur la figure I'-10a. Pour la fréquence 390 MHz, cette différence est typique dans tout le domaine de champ magnétique étudié. Cet écart est la conséquence directe de la différence observée entre les coefficients d'atténuation de l'onde obtenus en AQS et par le calcul exact (première partie - chapitre II).

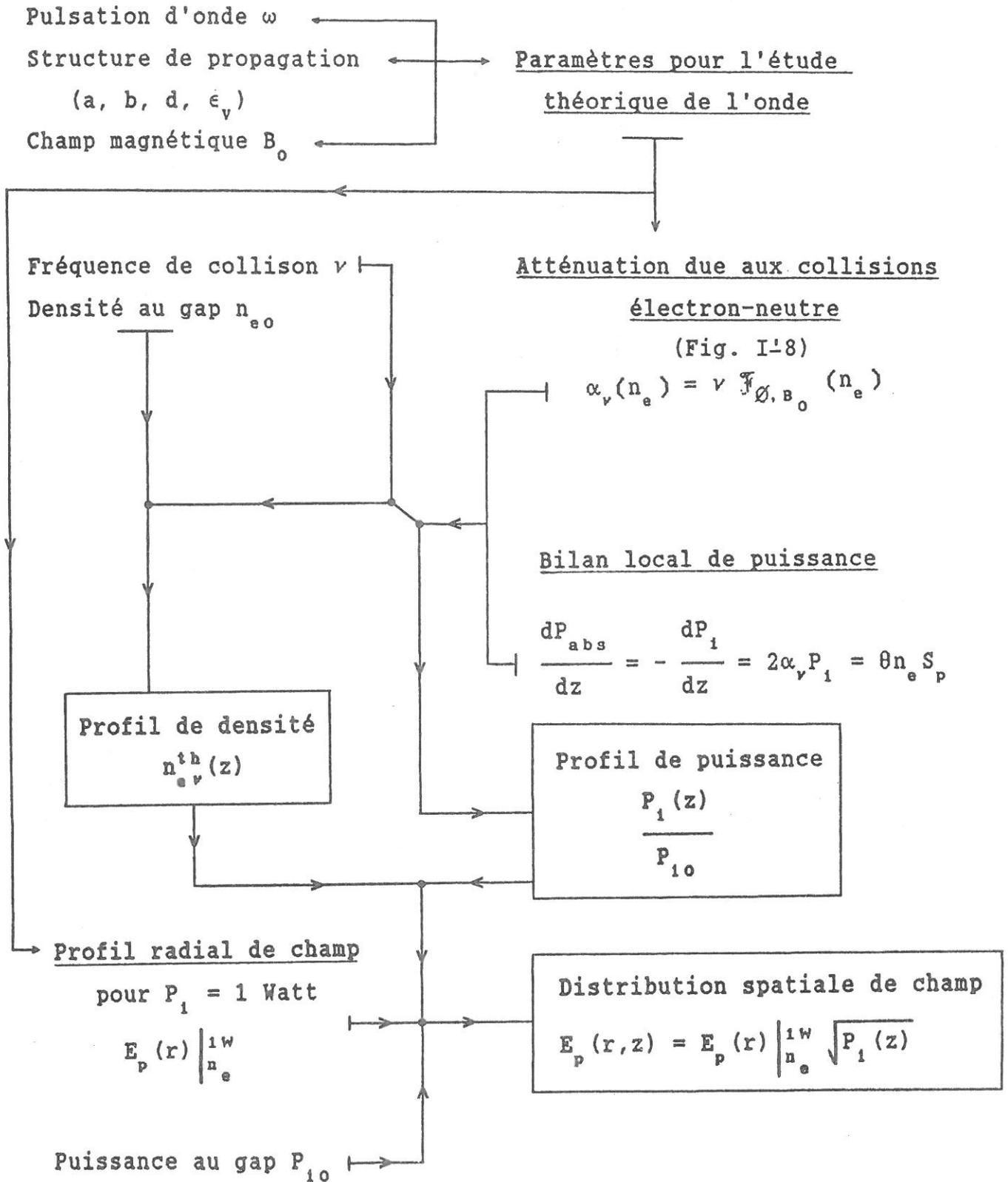
La figure I'-10b montre que, si la densité électronique au niveau du gap est suffisamment basse, l'AQS et le calcul exact donnent des profils $n_{e\nu}^{th}(z)$ quasi-identiques.

Néanmoins, l'utilisation de l'AQS pour le diagnostic expérimental de la densité électronique est à priori déconseillé. En effet, ce diagnostic nécessite l'utilisation de la courbe de phase $n_{e_{B_0}}(\lambda)$ (cf. Fig. I'-6). Or, il existe une différence notable sur cette courbe de phase, entre calcul exact et AQS (première partie - chapitre II).

Ainsi, si nous utilisons les caractéristiques théoriques de l'onde progressive obtenues par AQS, nous prenons le risque : d'une part de sous estimer la densité électronique du plasma, et d'autre part de modéliser de façon inexacte la décroissance axiale de cette densité (Fig. I'-10a). Tout ceci entraînerait une détermination erronée des caractéristiques de la décharge.

En conséquence, pour éviter toute source d'erreur s'ajoutant aux erreurs expérimentales de mesure, nous n'avons pas utilisé les résultats théoriques d'onde obtenus par AQS pour décrire la décharge.

Figure I'-11 : Descriptions théoriques couplées de la décharge et de l'onde progressive.



b - Champ et puissance électromagnétiques

A partir du profil $n_{e\nu}^{th}(z)$, il est possible de connaître toutes les caractéristiques de l'onde progressive le long de la décharge.

L'organigramme de la figure I'-11 résume la façon dont sont déterminées toutes ces caractéristiques d'onde, liées à la décharge. Ainsi nous pouvons obtenir :

- la variation axiale $P_i(z)$ de la puissance électromagnétique de l'onde progressive. La figure I'-12 montre quelques exemples de profils $P_i(z)$, calculés pour les mêmes conditions que les profils $n_{e\nu}^{th}(z)$ de la figure I'-9, et pour une puissance au gap de 10 Watts.

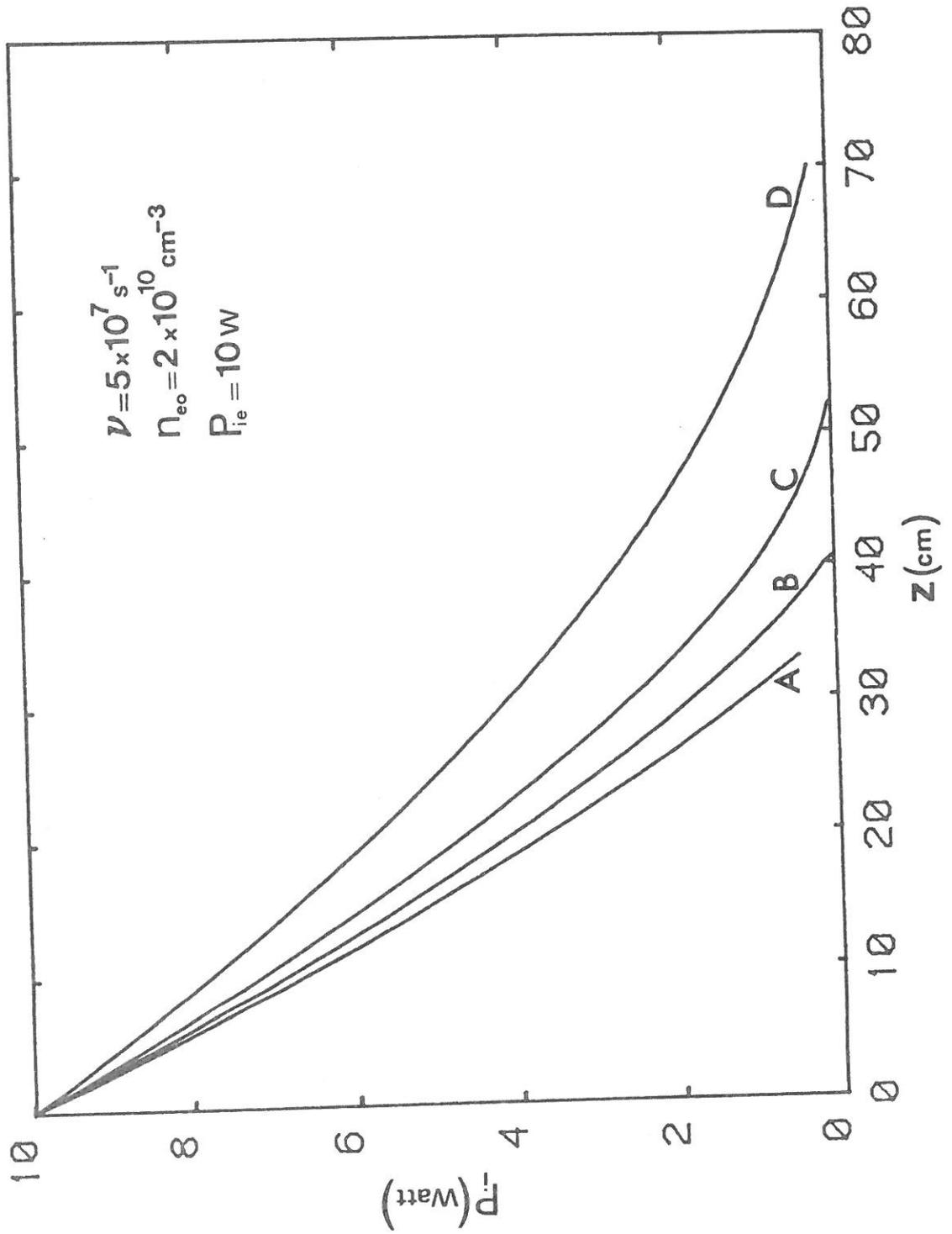
- la distribution radiale et axiale du champ électromagnétique dans les trois milieux de propagation. On peut de ce fait connaître le type d'onde se propageant dans la structure : onde de surface ou onde de volume. Ceci est d'une importance capitale pour la détermination de la répartition radiale des espèces excitées du plasma. La figure I'-13 rappelle les domaines de propagation de telles ondes en densité électronique et en champ magnétique B_0 , pour la structure et la fréquence expérimentales choisies (voir aussi chapitre II de la première partie).

Notons que pour une puissance au gap P_{10} donnée, la densité n_{e0} dépend de la pression P et du champ magnétique B_0 . De même, la fréquence ν dépend de P et de B_0 en tant que caractéristique de la décharge. A partir du diagnostic expérimental du profil de densité électronique $n_e^{exp}(z)$, et grâce au modèle de description longitudinale de la colonne de plasma que nous venons de présenter, nous allons maintenant montrer comment déterminer ν et le couple de valeurs initiales (n_{e0}, P_{10}) , pour un couple (P, B_0) donné. Cette détermination nous permettra alors de connaître toute les caractéristiques de la décharge.

2 - CARACTERISTIQUES DE LA DECHARGE

Nous avons déjà défini deux caractéristiques de la décharge : la fréquence ν et la puissance θ . Pour une pression et un champ magnétique B_0 donnés, ces quantités sont supposées indépendantes de la position axiale z et de la densité électronique.

Figure I'-12: Exemples de profils axiaux théoriques de puissance



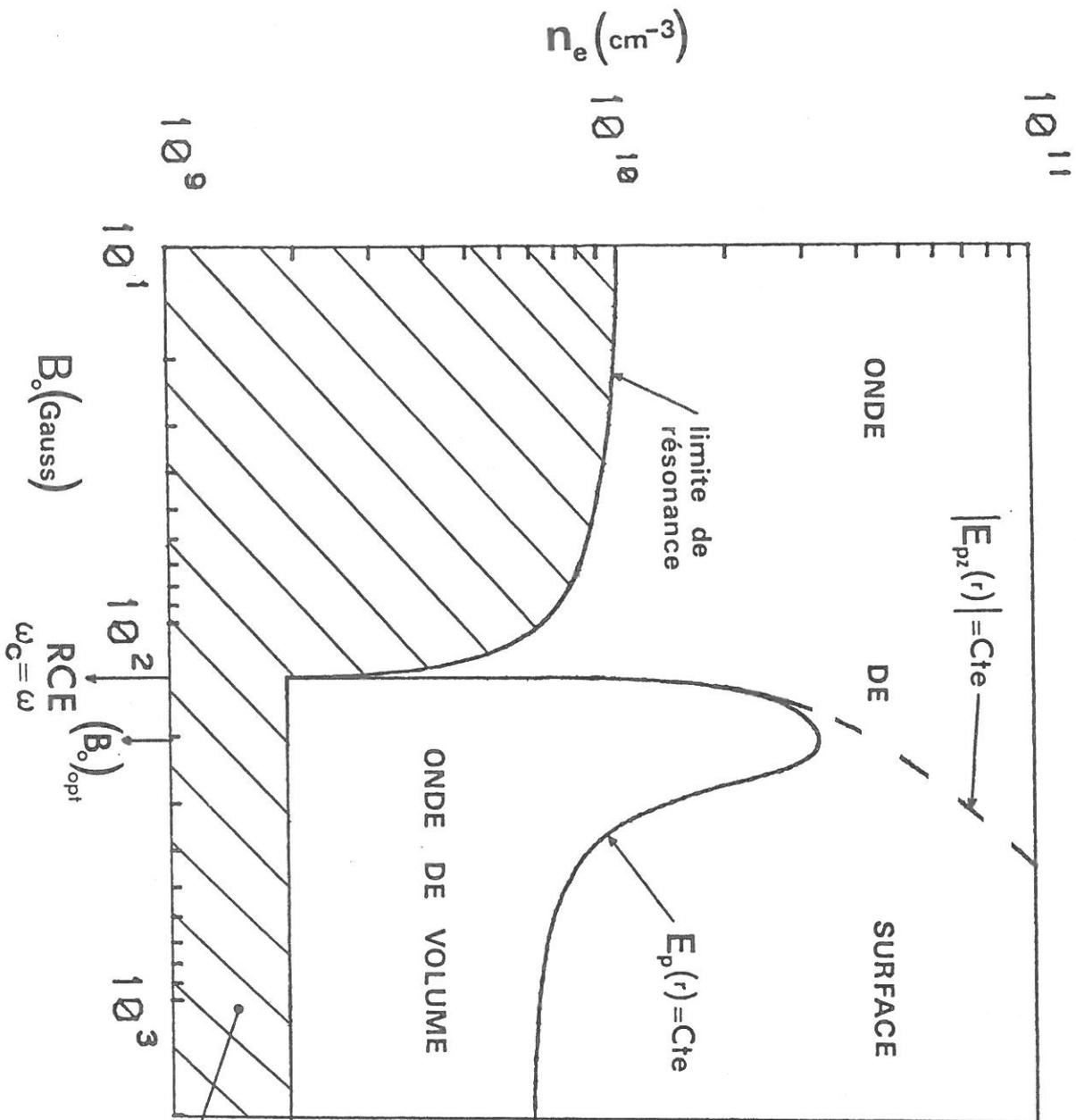


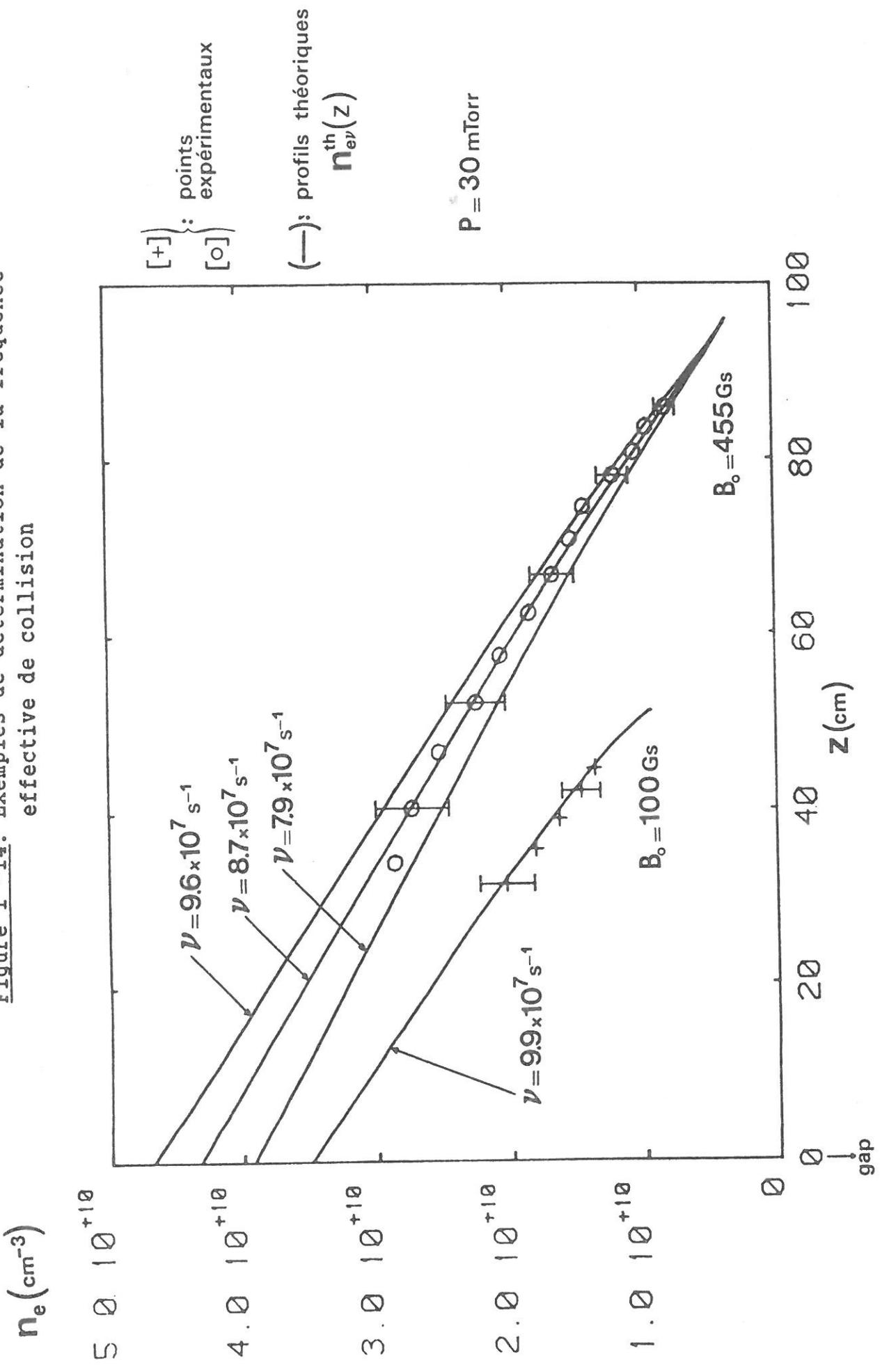
Figure I'-13

Domaines d'existence d'une onde de surface et d'une onde de volume ($\nu \ll \omega$)

Tube 15-19-150 Fréquence 390 MHz

pas de propagation du mode plasma à symétrie azimutale

Figure I'-14: Exemples de détermination de la fréquence effective de collision



Nous pouvons également définir le champ électrique effectif de maintien de la décharge E_e , par la relation donnant l'énergie w acquise par un électron par collision [14] :

$$w = \frac{\theta}{\nu} = \frac{e^2 E_e^2}{m \nu^2} \quad (I'-7)$$

D'après cette relation, le champ E_e est aussi une caractéristique de la décharge.

Les trois caractéristiques ν , θ et E_e peuvent être déterminées à partir du diagnostic expérimental de densité $n_e^{\text{exp}}(z)$, et du modèle longitudinal de la décharge que nous venons de présenter.

a - Fréquence effective de collision

La valeur expérimentale ν^{exp} , de la fréquence effective de collision électron-neutre, s'obtient en comparant un profil théorique $n_e^{\text{th}}(z)$ avec le profil $n_e^{\text{exp}}(z)$. La valeur de ν^{exp} est celle qui permet de superposer les deux profils.

La figure I'-14 donne deux exemples de telles comparaisons de profils, dans les conditions des figures I'-4 et I'-5. L'incertitude sur ν est estimée à 10%.

b - puissance nécessaire au maintien d'un électron

La densité électronique n_{e0} existant au niveau du gap est déterminée conjointement à la fréquence de collision ν (Fig. I'-14). En écrivant les relations (I'-3) et (I'-4) au gap, on peut alors calculer la puissance, à l'aide :

- de la mesure expérimentale de la puissance initiale P_{10} de l'onde progressive (Voir II de ce chapitre)

- du calcul théorique de l'atténuation de cette onde (Fig. I'-8)

La densité n_{e0} est fonction des conditions de fonctionnement de la décharge:

$$n_{e0} = n_{e0}(P, P_{10}, B_0)$$

et la puissance θ est ainsi donnée par:

$$\theta(P, B_0) = \frac{2 \alpha_v(n_{e0})}{S_p n_{e0}(P, P_{10}, B_0)} P_{10} \quad (I'-8)$$

l'incertitude sur θ est estimée à 20 %

c - Champ électrique effectif de maintien

Le champ effectif E_e , définit par (I'-7), est l'équivalent du champ électrique DC correspondant à la même puissance absorbée par unité de volume du plasma. Nous avons les relations

$$\text{- en décharge DC : } \frac{1}{S_p} \frac{dP_{abs}}{dz} = \frac{n_e e^2 E_{dc}^2}{m \nu} \quad (I'-9)$$

- en décharge HF [31, 48]:

$$\frac{1}{S_p} \frac{dP_{abs}}{dz} = \frac{n_e e^2}{m} \nu \left\{ \frac{E_{pT}^2}{(\omega + \omega_c)^2 + \nu^2} + \frac{E_{pT}^2}{(\omega - \omega_c)^2 + \nu^2} + \frac{2 E_{pz}^2}{\omega^2 + \nu^2} \right\}$$

$$= \frac{n_e e^2 E_e^2}{m \nu} \quad (I'-10)$$

où E_{pT} et E_{pz} sont respectivement les amplitudes des composantes transverse et axiale du champ électrique dans le plasma.

Dans notre cas, le champ électrique de l'onde progressive entretenant la décharge étant radialement hétérogène, nous définirons plutôt un champ effectif moyen \bar{E}_e , par l'expression :

$$\overline{E_e^2} = \frac{\nu^2}{4} \langle E_{pT}^2 \rangle \left\{ \frac{1}{(\omega + \omega_c)^2 + \nu^2} + \frac{1}{(\omega - \omega_c)^2 + \nu^2} \right\} + \frac{\nu}{2} \frac{\langle E_{pZ}^2 \rangle}{(\omega^2 + \nu^2)} \quad (I'-11)$$

où $\langle \rangle$ désigne la moyenne radiale sur la section du plasma.

Pour une pression P et un champ magnétique B_0 donnés, deux méthodes équivalentes permettent de déterminer $\overline{E_e}$.

La première consiste à appliquer la relation (I'-7), une fois déterminées les caractéristiques ν et θ . On obtient à l'aide de (I'-8) :

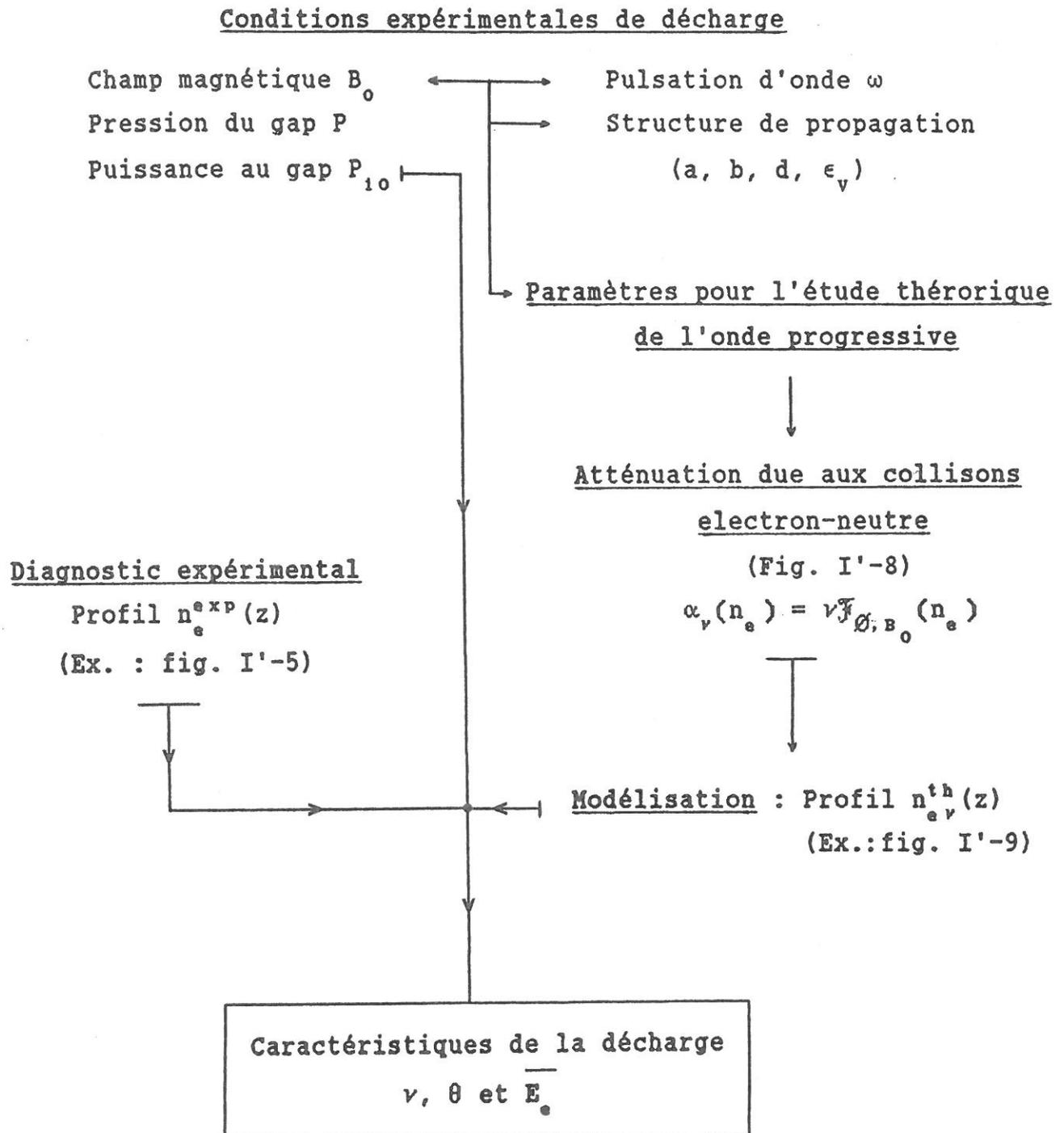
$$E_e^2 = \frac{m}{e^2} \theta \nu = \frac{2m}{e^2 S_p} \frac{\alpha_\nu (n_e)}{n_{eo} (P, P_{10}, B_0)} \nu P_{10} \quad (I'-12)$$

La seconde utilise la relation (I'-11). Elle nécessite la détermination théorique de l'importance relative des composantes de champ E_{pT} et E_{pZ} (présentée au chapitre II de la première partie): pour une puissance arbitraire de 1 Wattt, on calcul les moyennes radiales $\langle E_{pT}^2 \rangle^{1W}$ et $\langle E_{pZ}^2 \rangle^{1W}$ en fonction de la densité électronique. De plus, pour toute tranche de plasma d'abscisse z et de densité n_e :

$$\begin{cases} \langle E_{pT}^2 \rangle (n_e) = \langle E_{pT}^2 \rangle^{1W} (n_e) P_1(z) \\ \langle E_{pZ}^2 \rangle (n_e) = \langle E_{pZ}^2 \rangle^{1W} (n_e) P_1(z) \end{cases} \quad (I'-13)$$

où la puissance $P_1(z)$ se déduit de la mesure de P_{10} et du calcul du profil axial de puissance exposé précédemment (III-1b de ce chapitre). Comme nous l'avons vu dans la première partie, la pénétration du champ électrique dans le plasma est fonction de la densité électronique. Elle évolue donc le long de la décharge. Si le champ B_0 est tel que $\omega_c > \omega$, la fin de la colonne de plasma sera toujours entretenue par une onde de volume. Par contre, il se

FIGURE I'-15 : Principe pour la détermination expérimentale des caractéristiques de la décharge [9-17, 20-29]



peut que la densité n_{e0} soit suffisamment élevée pour que ce soit une onde de surface qui entretienne le plasma au niveau du gap. Ainsi, d'après les résultats de la première partie, l'onde progressive créant la décharge peut changer de type (de surface à volume) le long de la colonne de plasma. Cependant, la comparaison des relations (I'-11) et (I'-12) montre que, si les caractéristiques ν et θ sont indépendantes de la position axiale z , le champ effectif \bar{E}_e est une caractéristique indépendante de z et de la densité électronique. L'écriture des relations (I'-11) et (I'-13) au niveau du gap donne ainsi la valeur expérimentale du champ E_e , une fois connues P_{i0} et ν .

3 - RESUME DE LA METHODE

Pour conclure, la figure (I'-15) résume la méthode d'exploitation du diagnostic expérimentale de la densité électronique, aboutissant à la détermination des caractéristiques de la décharge.

IV - CONCLUSION

Nous venons de montrer que pour déterminer les caractéristiques d'une décharge créée par une onde progressive, il faut connaître celles de l'onde, (Cf. première partie). On peut ainsi déterminer, à partir des mesures de la longueur d'onde et de la puissance incidente P_{i0} :

- les variations axiales de la densité électronique et celle de la puissance transportée par l'onde, en valeurs absolues.

- le profil axial du champ électrique dans le plasma le long de la décharge. La connaissance de ce profil est importante pour la détermination de la répartition spatiale des espèces excitées du plasma.

- les caractéristiques de la décharge : ν , θ et \bar{E}_e . L'étude de leur variation en fonction de la pression et du champ magnétique nous permettront de modéliser une colonne de plasma entretenue par une onde progressive, pour des conditions de fonctionnement de la décharge (P , B_0 , P_{i0}) variables.

Nous allons présenter et analyser dans le chapitre suivant les résultats de l'étude expérimentale de la décharge.

C H A P I T R E I I

RESULTATS EXPERIMENTAUX ET INTERPRETATION

Le présent chapitre détaille les évolutions du profil axial de la densité électronique et des caractéristiques de la décharge, en fonction de la pression et du champ magnétique statique.

Nous donnerons en premier lieu les résultats expérimentaux obtenus grâce à la méthode d'étude que nous avons présenté au chapitre précédent.

Ensuite, nous interpréterons les variations expérimentales des caractéristiques ν et θ , à l'aide d'un modèle théorique tenant compte de la réduction des pertes électroniques par diffusion vers les parois du tube à décharge, due à l'action du champ magnétique.

Enfin, grâce à la connaissance des caractéristiques de la décharge, nous montrerons la façon dont une colonne de plasma entretenue par une onde progressive peut être décrite (profil axial de densité électronique, distribution spatiale de l'énergie électromagnétique), quelles que soient les conditions de fonctionnement de la décharge (pression, puissance de l'onde au gap, champ magnétique).

I - BILAN EXPERIMENTAL

Attachons nous tout d'abord à décrire l'évolution du profil axial de densité électronique.

1 - DENSITE ELECTRONIQUE

Les figures II'-1 à II'-3 montrent quelques exemples de profils $n_e(z)$. Ces résultats donnent quelques indications de tendance pour les variations des caractéristiques de la décharge. Nous montrons par ailleurs, dans l'annexe II-A, que ces caractéristiques sont indépendantes de la position axiale z et de la densité électronique.

D'après les figures II'-1 à II'-3, la fréquence effective de collision ν est une fonction décroissante du champ B_0 (à pression fixée) et croissante de la pression (à champ magnétique fixé).

On remarque aussi, lorsque le champ B_0 augmente :

- à pression et à puissance au gap P_{10} fixées (Fig. II'-1), une augmentation de la longueur du plasma et une augmentation de la densité électronique au gap.

- à pression et à densité électronique au gap fixées (Fig II'-2 et II'-3), une augmentation de la longueur de plasma et une baisse de puissance au gap.

Ces deux remarques traduisent une augmentation du nombre total d'électrons N_e présents dans la décharge, lorsque le champ B_0 augmente à pression à à puissance au gap fixées. On peut en déduire la variation de la puissance nécessaire au maintien d'un électron dans la décharge, en fonction du champ B_0 . En effet, nous avons vu au chapitre précédent que la puissance absorbée dans une tranche de plasma d'abscisse z et d'épaisseur dz s'écrit :

$$\frac{dP_{abs}}{dz} = \theta n_e(z) S_p \quad (II'-1)$$

où S_p est la section du plasma. En intégrant cette relation sur toute la colonne de plasma (de longueur L_p), on obtient :

$$N_e = S_p \int_0^{L_p} n_e(z) dz = \frac{P_{10}}{\theta} \quad (II'-2)$$

Ainsi, pour P_{10} fixée, une augmentation du nombre d'électrons N_e traduit

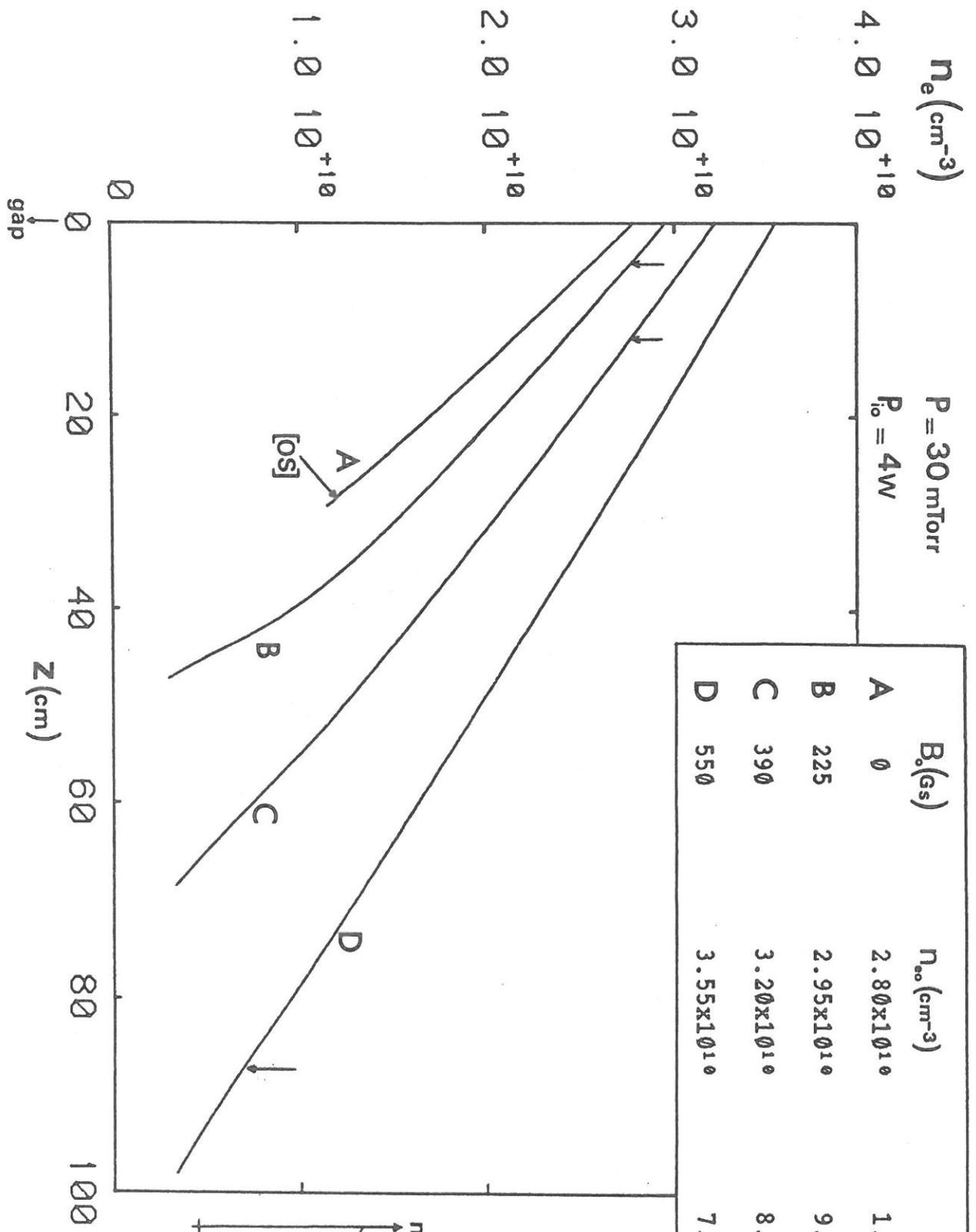
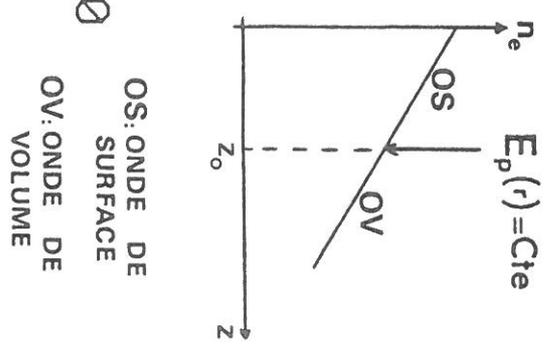


Figure II'-1



une diminution de la puissance θ .

Notons que les variations de ν et θ dont nous venons de parler sont d'autant plus faibles que la pression est élevée.

Pour $\omega_c > \omega$, les flèches portées sur les figures II'-1 et II'-3 indiquent la valeur de densité électronique (d'abscisse z_0) pour laquelle le champ électrique de l'onde progressive est radialement homogène dans le plasma, d'après les calculs discutés dans la première partie (Cf. Fig. I'-13). Suivant ces calculs, le plasma est entretenu par une onde de surface à gauche de ce point ($z < z_0$) ; à sa droite ($z > z_0$), il est entretenu par une onde de volume.

Si la densité électronique n_{e0} est suffisamment basse, la décharge peut n'être créée et entretenue que par une onde de volume. La figure I'-3 présente un exemple d'une telle décharge ($P = 5\text{mTorr}$, $B_0 = 225\text{Gs}$).

Remarquons que cette situation est favorisée par :

- un champ magnétique B_0 proche de la "valeur optimale" $(B_0)_{opt}$, définie dans la première partie (Cf. Fig I'-13). Pour nos conditions expérimentales (tube 15-19-150, 390 MHz) : $(B_0)_{opt} = 204\text{Gs}$.

- une très basse pression ($P \leq 20\text{mTorr}$), la densité électronique n_{e0} étant une fonction décroissante de la pression, à puissance au gap et champ magnétique fixés (Figure II'-2 et II'-3).

Après avoir étudié le profil axial de densité électronique, nous allons maintenant détailler les évolutions des caractéristiques de la décharge, en fonction de la pression et du champ magnétique statique.

2 - CARACTERISTIQUES DE LA DECHARGE

Nous présentons en premier l'évolution de la fréquence de collision ν , puis celles de la puissance θ et du champ effectif de maintien de la décharge \bar{E}_e .

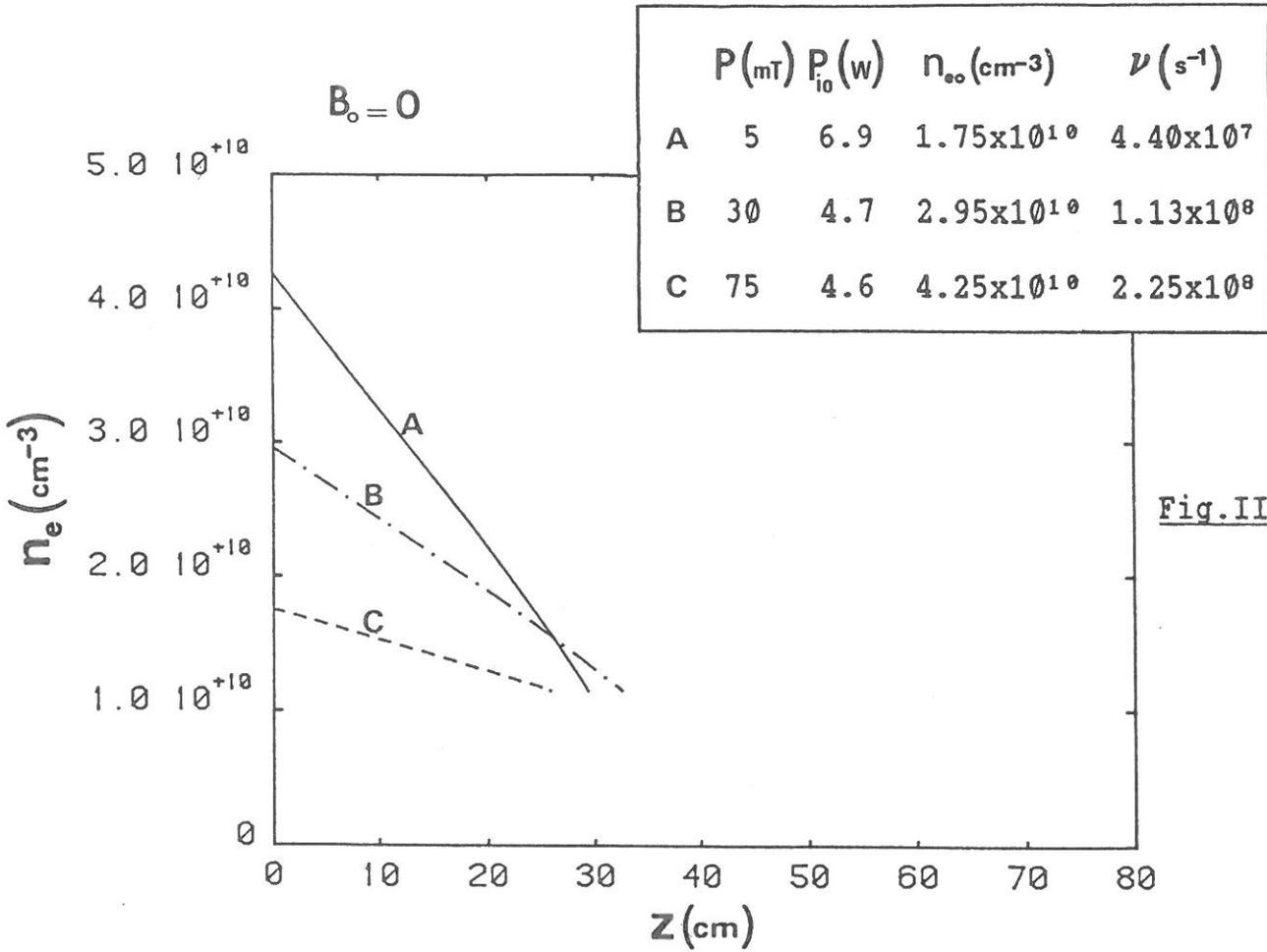


Fig.II'-2

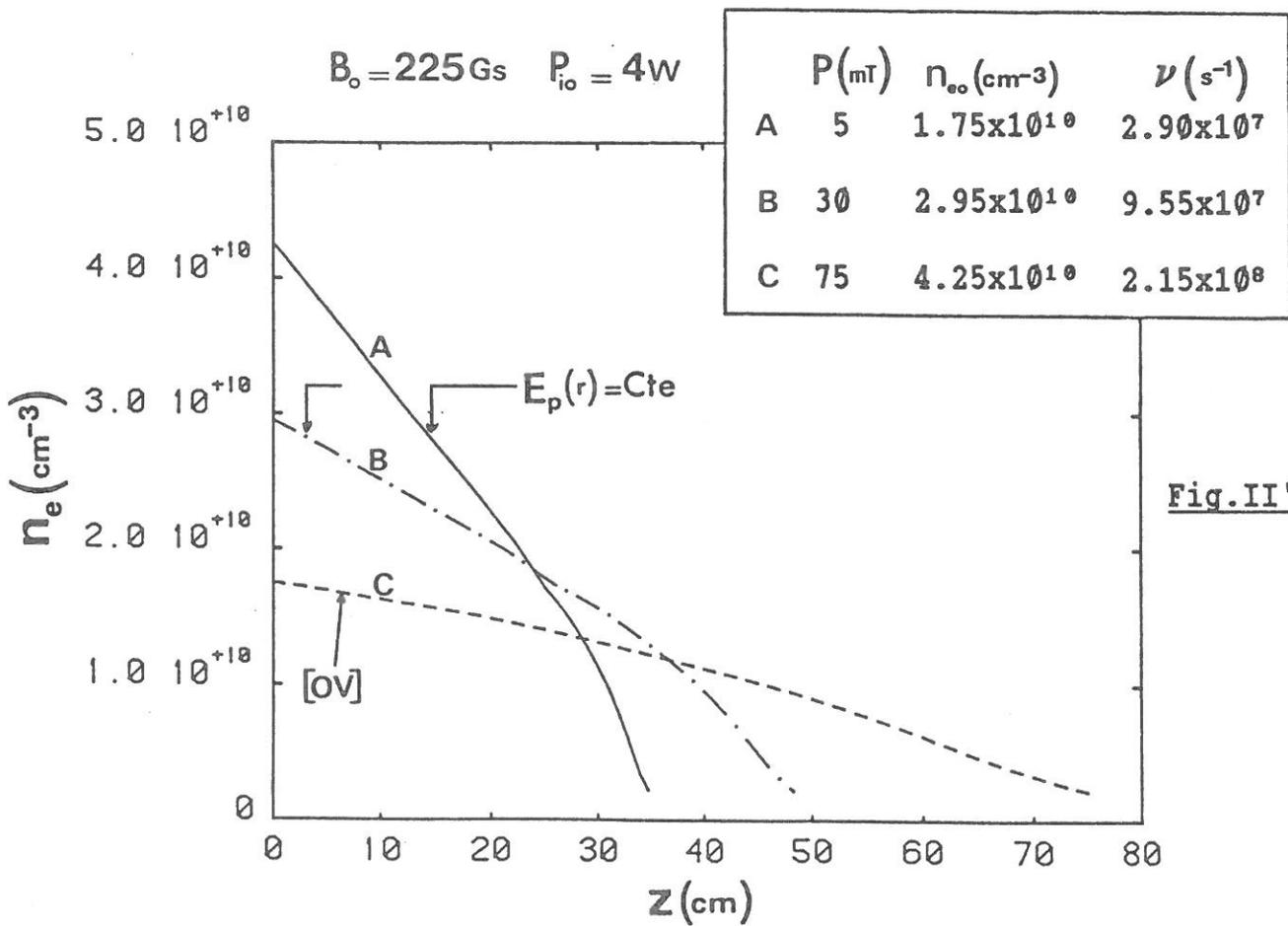
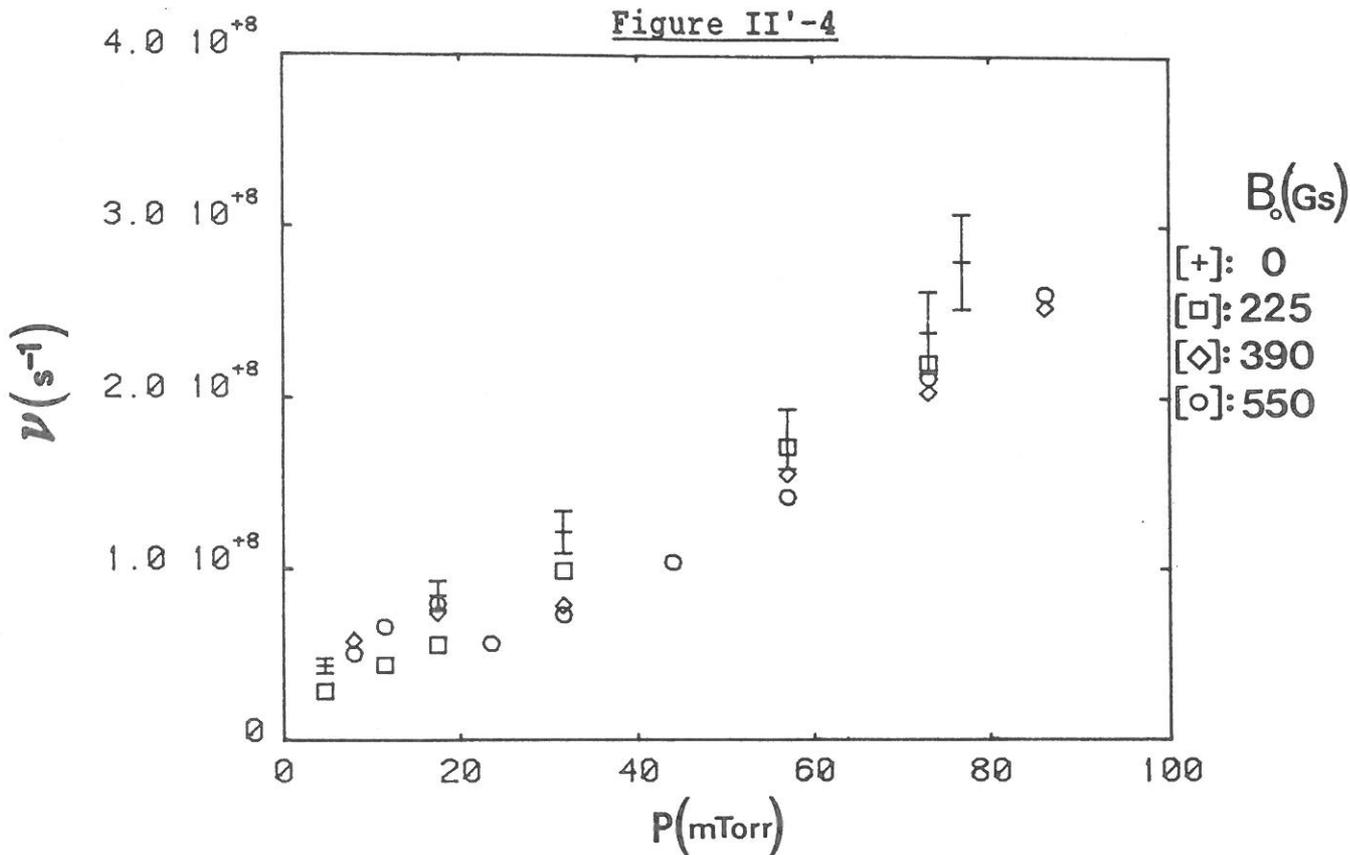
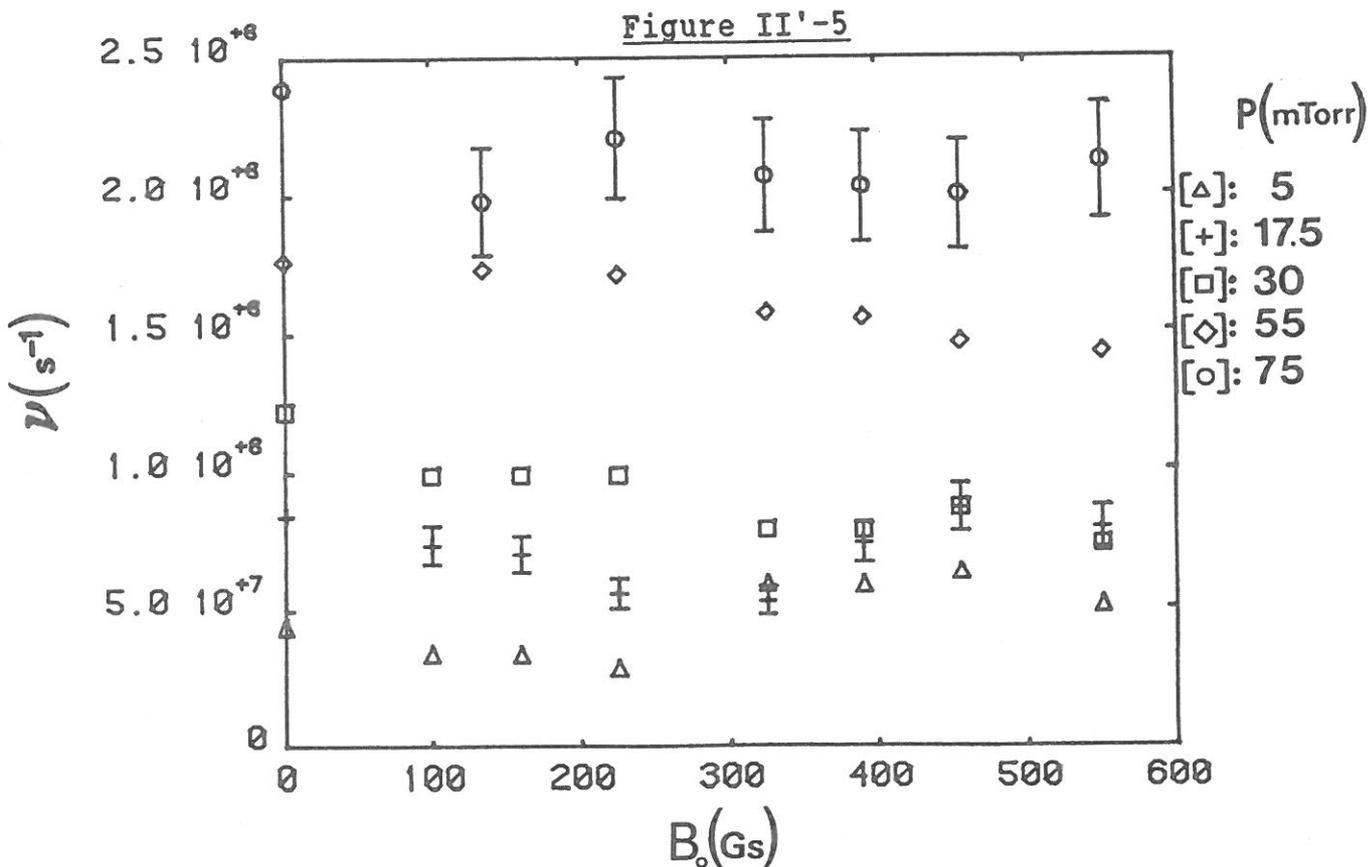


Fig.II'-3



Fréquence effective de collision



a - Fréquence effective de collision

Les figures II'-4 et II'-5 montrent comment évolue la fréquence ν en fonction de la pression et du champ magnétique. Remarquons que, pour la gamme de pression étudiée, le rapport ν/ω est petit (inférieur ou de l'ordre de 0.1). Ainsi, l'utilisation des résultats théoriques obtenus au chapitre II de la première partie (relations de phase dans l'hypothèse $\nu \ll \omega$) est justifiée pour déterminer les caractéristiques de la décharge.

A pression fixée (Fig. II'-5), ν est une fonction décroissante du champ B_0 , sauf pour les très faibles pressions ($P \leq 20$ mTorr). Dans cette gamme de pression, on constate en effet une remontée de ν lorsque B_0 augmente au delà d'une valeur fonction croissante de la pression.

Mise à part cette évolution particulière, la décroissance de ν est quasi-linéaire. On peut ainsi établir une loi empirique du type :

$$\nu(P, B_0) = \nu_0(P) - a_\nu(P)B_0 \quad (\text{II}'-3)$$

où $\nu_0(P)$ est la fréquence effective de collision en l'absence de champ magnétique statique, et $a_\nu(P)$ un coefficient numérique fonction de la pression.

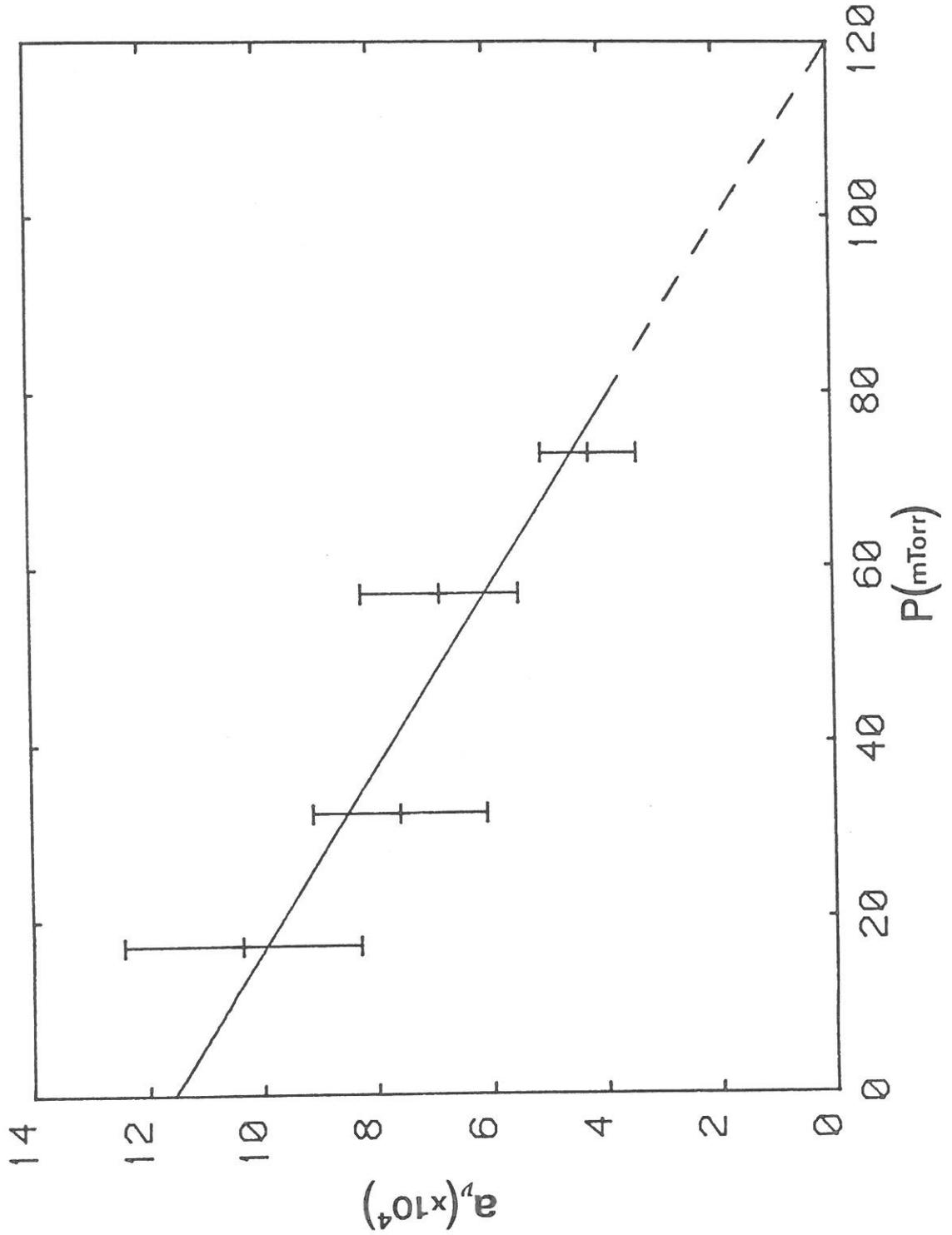
La figure II'-6 montre l'évolution de ce coefficient. D'après celle-ci on constate que la fréquence ν serait indépendante du champ B_0 pour une pression supérieure ou égale à 120 mTorr. Nous avons observé expérimentalement que la fréquence ν mesurée ne varie plus avec le champ B_0 au delà de 100 mTorr ; plus exactement, sa variation est inférieure aux erreurs expérimentales (10 %). C'est pourquoi nous avons limité notre étude aux pressions inférieures à 100 mTorr.

b - Puissance nécessaire au maintien d'un électron

La Figure II'-7 donne la variation de la puissance nécessaire au maintien d'un électron dans la décharge en fonction de la pression.

Comme nous l'avons précédemment indiqué, θ est une fonction décroissante du

Figure II'-6: Pente empirique donnant la variation de la fréquence effective de collision avec le champ magnétique statique



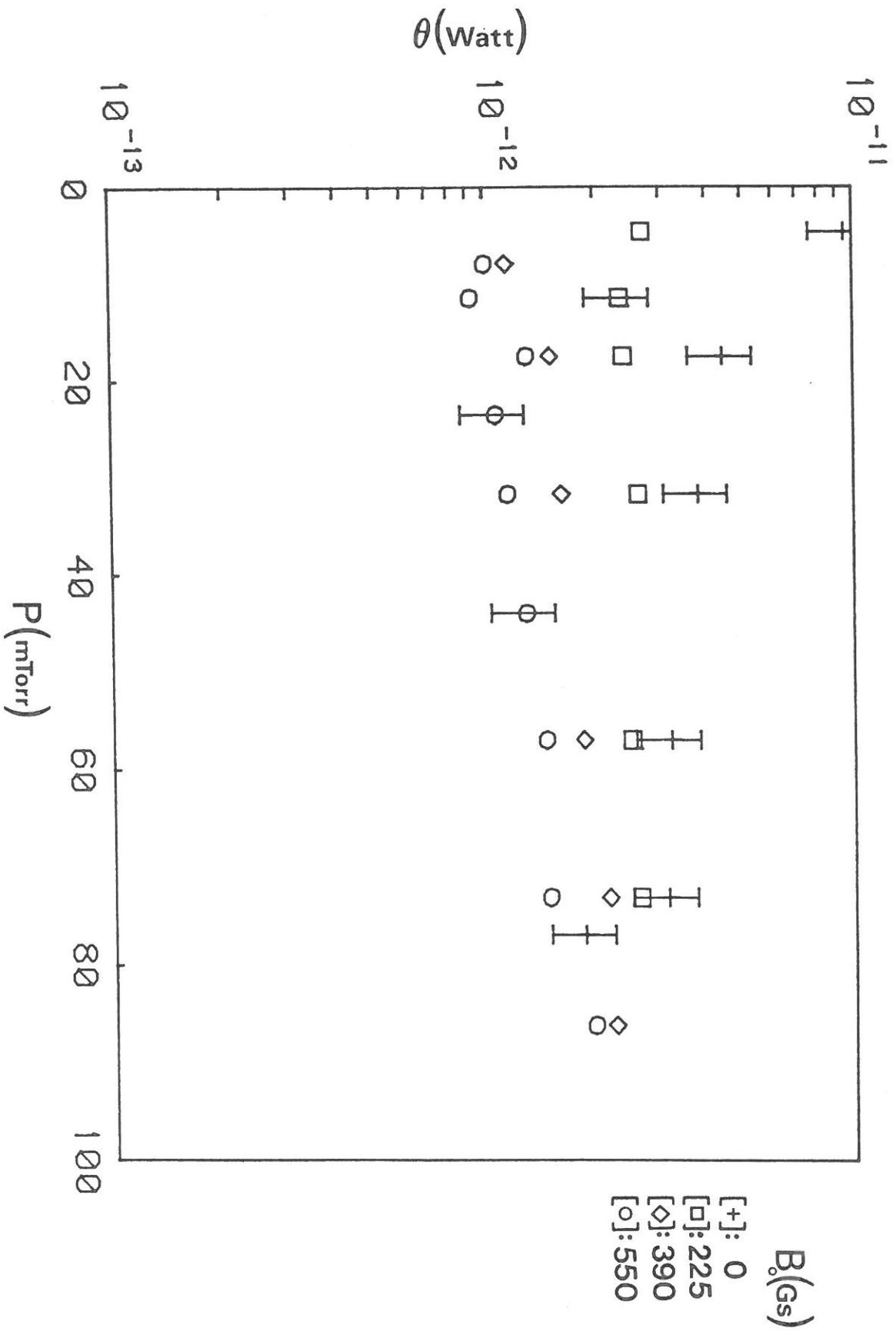


Figure II'-7: Puissance nécessaire au maintien d'un électron dans la décharge

champ B_0 à pression fixée. Son taux de décroissance est d'autant plus fort que la pression est faible. Ainsi, pour la pression la plus basse étudiée ($P = 5\text{mTorr}$), la puissance θ décroît d'un ordre de grandeur pour B_0 variant de zéro à 550 Gs. Pour une puissance au gap P_{10} fixée, la relation (II'-2) montre que cela équivaut à une augmentation d'un facteur dix du nombre d'électrons présents dans la décharge.

Dans la gamme de champ magnétique utilisée ($B_0 \leq 550$ Gs), du fait de l'incertitude inhérente à notre méthode de détermination de la puissance θ (Fig I'-6 et I-15), nous n'avons pas observé de variation de θ avec B_0 lorsque la pression est supérieure à 100 mTorr. Cette valeur correspond à la pression limite obtenue pour la fréquence ν .

Notons que, contrairement à la fréquence de collision, la variation de θ avec la pression est assez nettement modifiée par la présence du champ B_0 . On distingue ainsi deux domaines :

- si $0 < B_0 < 225$ Gs : θ est une fonction décroissante de P .
- si $B_0 = 225$ Gs : θ est constante
- si $B_0 > 225$ Gs : θ est une fonction légèrement croissante de P .

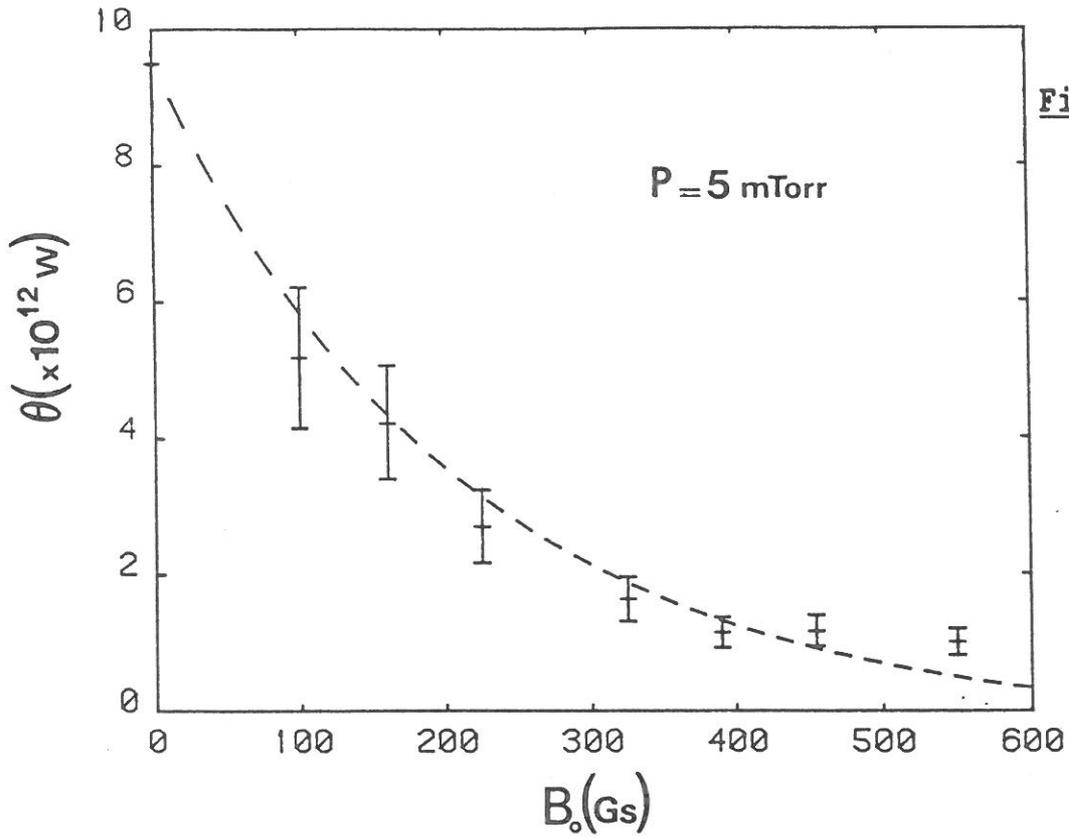
La valeur du champ B_0 séparant ces deux domaines est très certainement dépendante de caractéristiques de la structure de propagation (rayon du plasma surtout) et la fréquence d'onde utilisées.

Les figures II'-8a et II'-8d montrent quelques exemples de variation de la puissance θ avec le champ B_0 , à pression fixée. De même que pour la fréquence ν , il est possible d'établir une loi de variation empirique de θ en fonction de B_0 , pour chaque pression.

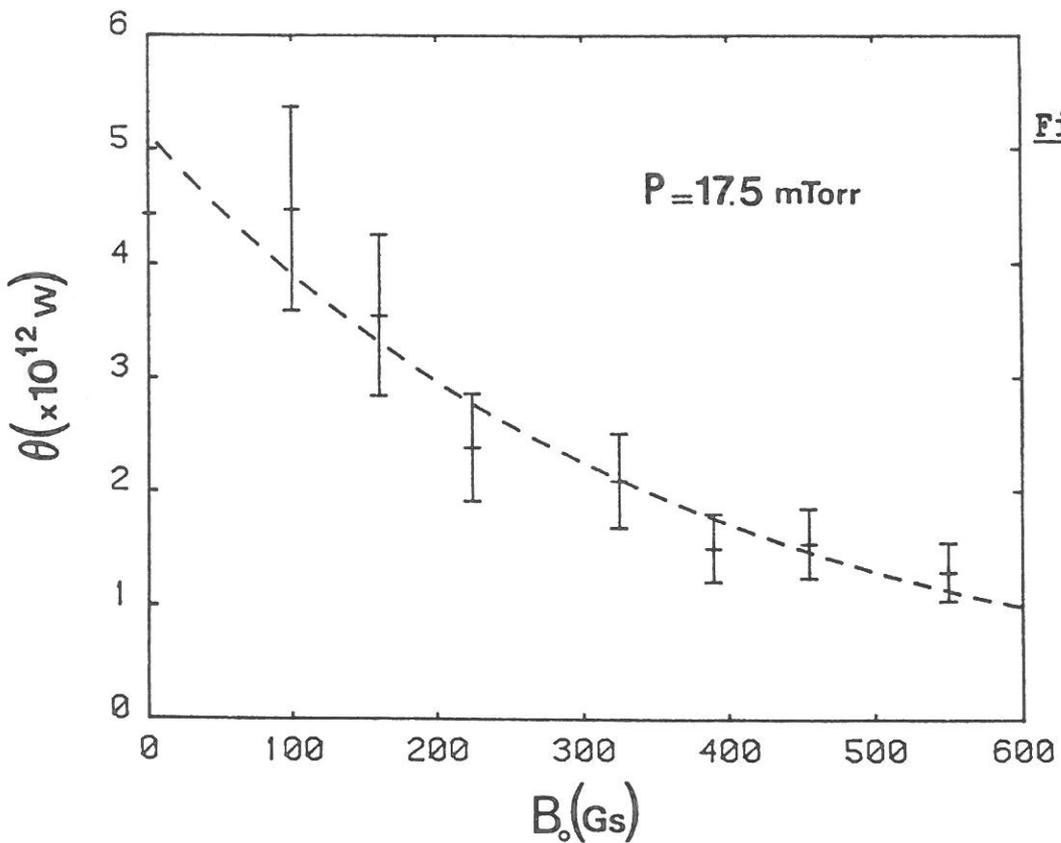
Cette loi est du type :

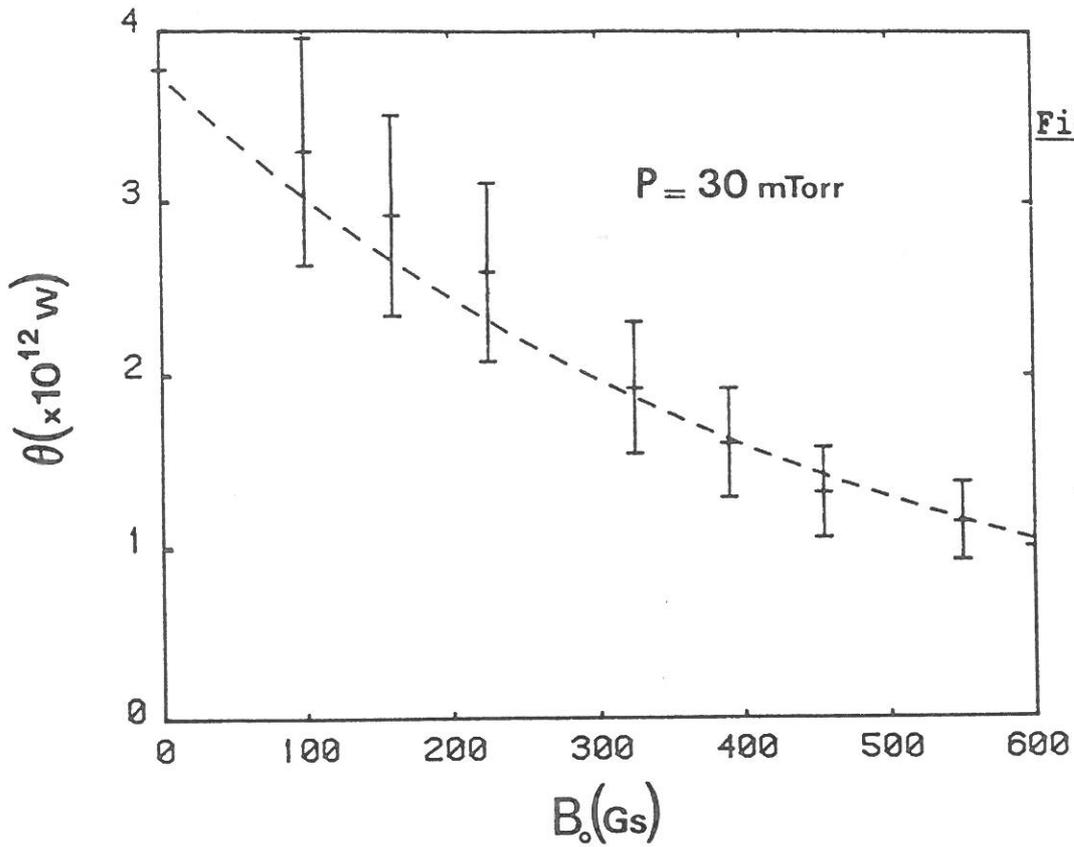
$$\frac{\theta(P, B_0)}{\theta_0(P)} = e^{-a_\theta(P)B_0} \quad (\text{II}'-4)$$

où $\theta_0(P)$ est la puissance nécessaire au maintien d'un électron en l'absence de champ magnétique statique, et $a_\theta(P)$ un coefficient numérique fonction

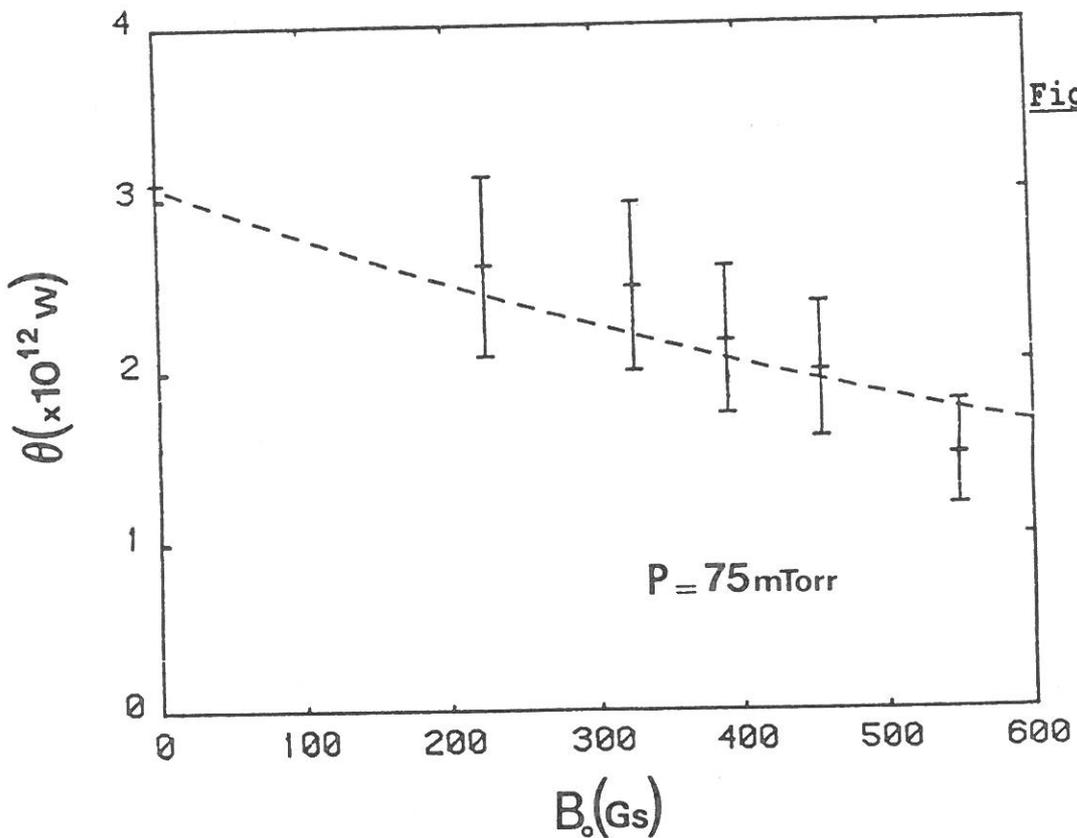


[+]: points expérimentaux (---): loi empirique $\frac{\theta}{\theta_0} = e^{-a(P)B_0}$





[+]: points expérimentaux (---): loi empirique $\frac{\theta}{\theta_0} = e^{-a(P)B_0}$



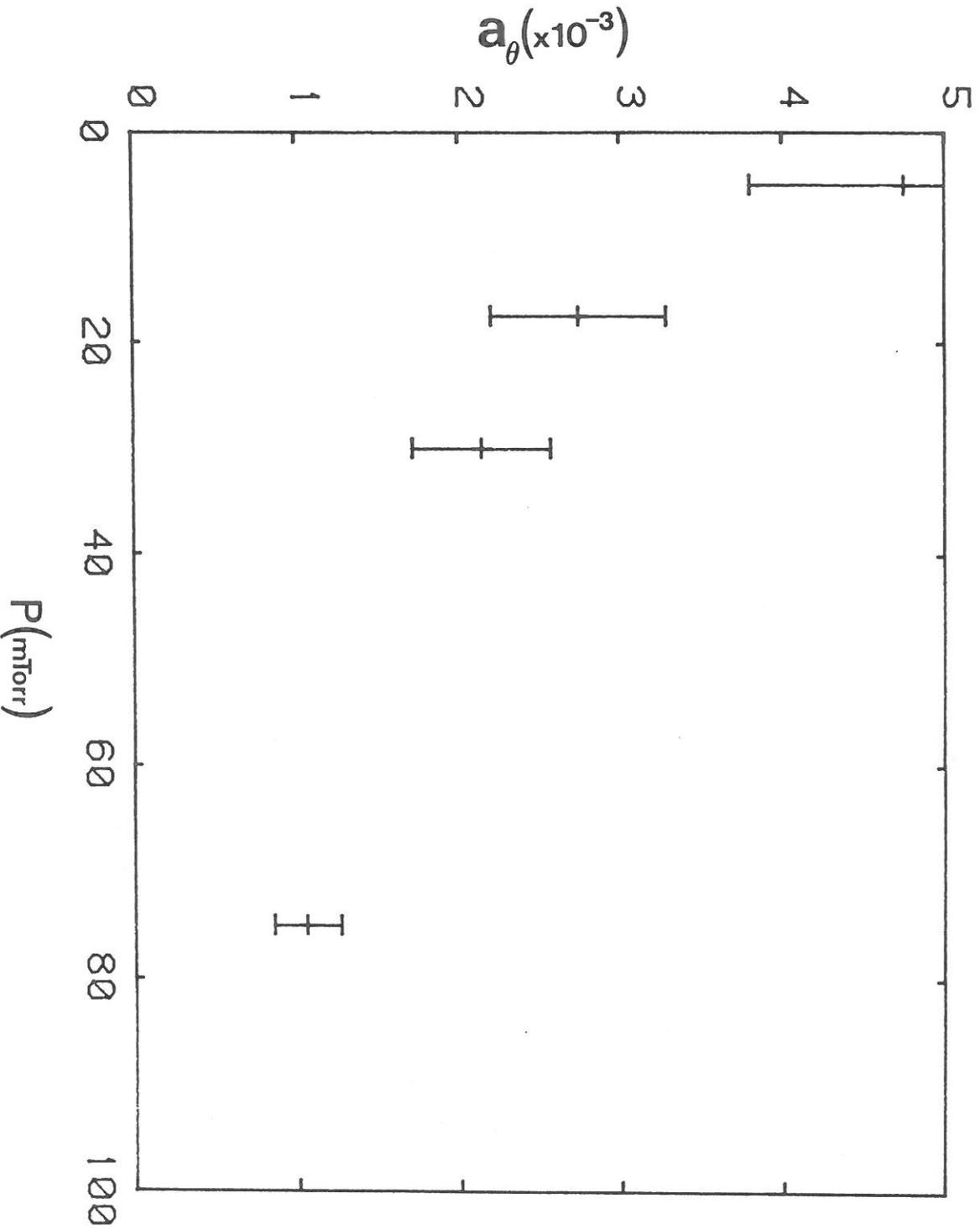


Figure II'-8e: Coefficient empirique donnant la variation de la puissance necessaire au maintien d'un electron avec le champ magnetique statique

décroissante de la pression (Fig. II'-8e).

c - Champ effectif de maintien de la décharge

Nous avons porté sur les figures II'-9 et II'-10 les évolutions du champ effectif moyen \bar{E}_e , en fonction de la pression et du champ magnétique.

Rappelons que ce champ est une caractéristique de la décharge, au même titre que la fréquence ν et la puissance θ . Il est défini par les deux relations :

$$\bar{E}_e^2 = \frac{m}{e^2} \theta \nu \quad (\text{Cf. I'-7})$$

$$\text{et } \bar{E}_e^2 = \frac{\nu^2}{4} \langle E_{pT}^2 \rangle \left\{ \frac{1}{(\omega + \omega_c)^2 + \nu^2} + \frac{1}{(\omega - \omega_c)^2 + \nu^2} \right\} + \frac{\nu^2}{2} \frac{\langle E_{pZ}^2 \rangle}{(\omega^2 + \nu^2)}$$

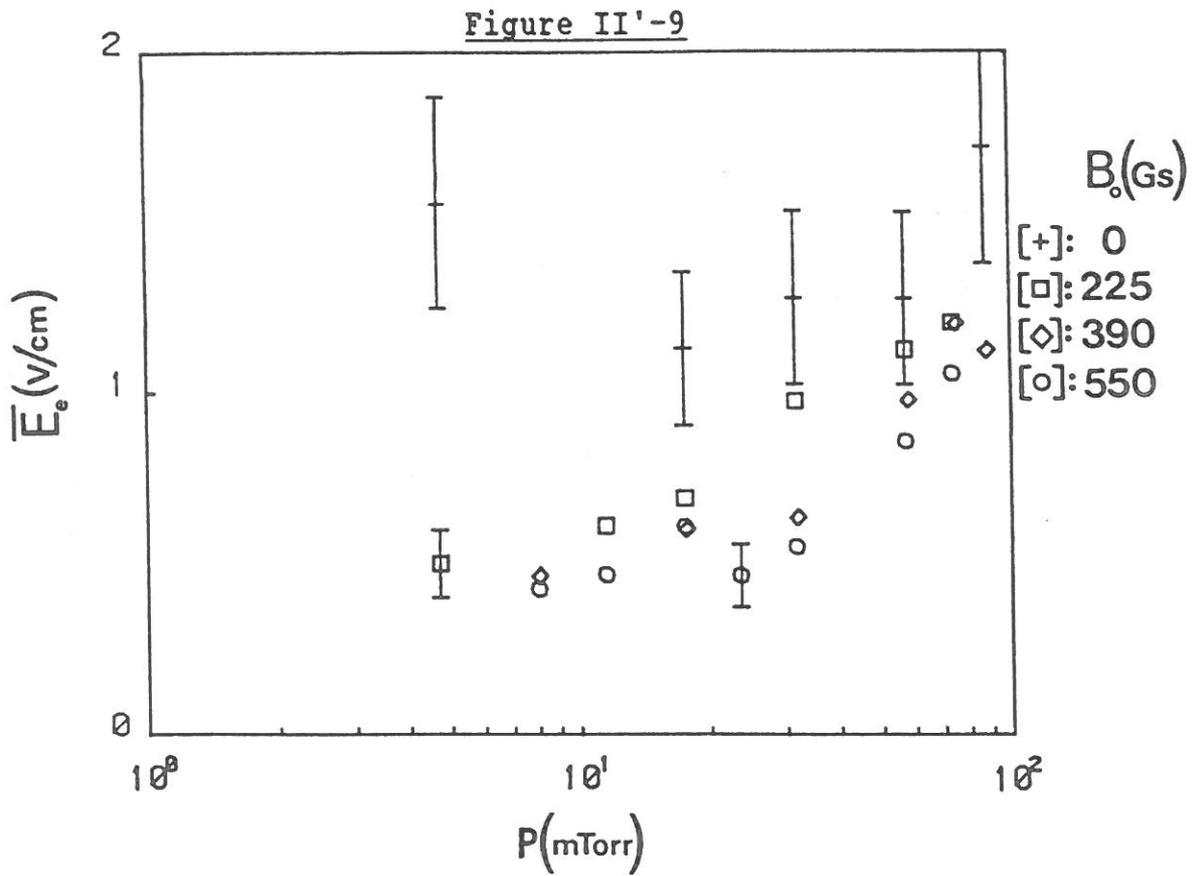
(Cf. I'-11)

La seconde de ces expressions est en fait une relation locale, les moyennes radiales $\langle E_{pT}^2 \rangle$ et $\langle E_{pZ}^2 \rangle$ étant fonction de la densité électronique. Néanmoins, les caractéristiques ν et θ étant indépendantes de la position axiale z et de la densité électronique (Cf. annexe II'-A), \bar{E}_e^2 est uniquement fonction de la pression et du champ magnétique B_0 (et aussi de la structure et de la fréquence expérimentales choisies).

Ainsi, malgré la variation axiale de la pénétration du champ électrique de l'onde dans le plasma (et notamment le passage onde de surface \rightarrow onde de volume lorsque $\omega_c > \omega$), il est possible de caractériser la décharge par le champ \bar{E}_e .

Suivant en cela les variations de ν et θ , le champ effectif de maintien de la décharge est une fonction décroissante du champ magnétique B_0 , à pression fixée (Fig. II'-10).

Par contre, à champ B_0 fixé, \bar{E}_e est une fonction croissante de la pression



Champ effectif de maintien de la décharge

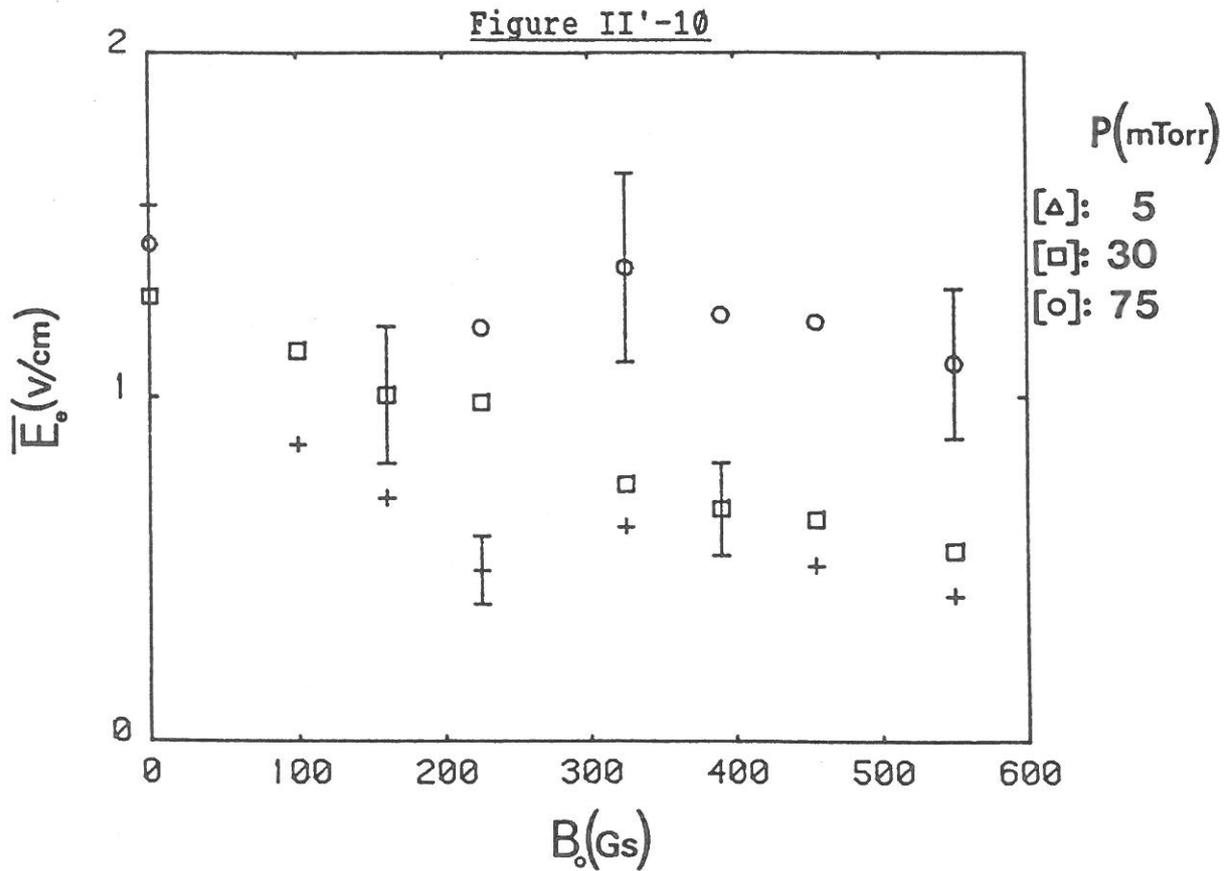
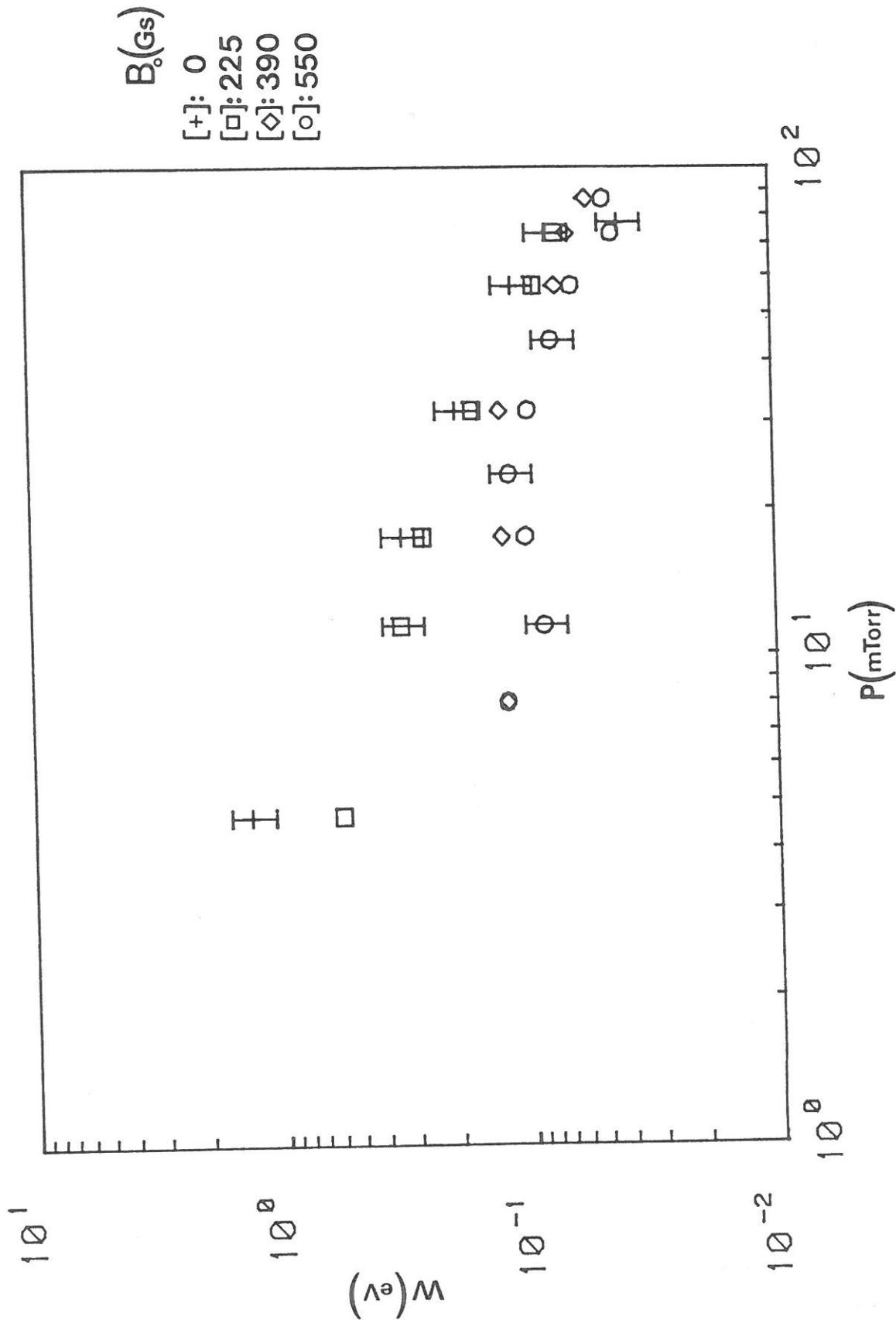


Figure II'-11: Energie acquise par un électron par collision

$$w = \frac{\theta}{\nu}$$



(Fig. II'-9), dans le domaine étudié ($P \leq 100$ mTorr). On peut d'ailleurs remarquer que, par rapport au cas isotrope $B_0 = 0$, le taux de croissance de \bar{E}_e est plus important lorsque le champ B_0 est non nul.

Il est aussi intéressant de regarder les variations de l'énergie w acquise par un électron par collision, définie par :

$$w = \frac{\theta}{\nu} = \frac{e^2}{m} \frac{\bar{E}_e^2}{\nu^2} \quad (\text{Cf. I'-7})$$

Cette énergie est une fonction décroissante de la pression et du champ magnétique (Fig. II'-11). Ceci traduit une diminution de l'énergie moyenne des électrons. Néanmoins, cette décroissance n'a pas la même origine, suivant que la pression ou le champ magnétique est fixé. Ainsi :

- pour P fixée et B_0 croissant : la décroissance de w est la conséquence de la baisse du champ de maintien de la décharge (Cf. Fig. II'-9)

- pour B_0 fixé et P croissante : la décroissance de w est la conséquence de l'augmentation de la fréquence effective de collision électron-neutre (Cf. Fig. II'-4).

3 - CONCLUSION

Nous venons de présenter un ensemble cohérent de résultats expérimentaux, décrivant les variations des caractéristiques de la décharge ν , θ , et \bar{E}_e , en fonction du champ magnétique statique et de la pression.

Les principaux phénomènes qui se dégagent de ces résultats sont les suivants :

- le champ B_0 n'a plus d'action mesurable sur les caractéristiques ν , θ et \bar{E}_e lorsque la pression d'argon est supérieure à 100 mTorr (dans notre limite d'étude : $B_0 \leq 550$ Gs).

L'action de ce champ est d'autant plus importante que la pression est faible.

- à pression fixée :

* pour une puissance au gap fixée, la longueur de la colonne de plasma est une fonction croissante du champ B_0 , de même que la densité électronique au gap. Ceci entraîne une augmentation du nombre total d'électrons présents dans la décharge, et traduit une diminution de la puissances θ nécessaire au maintien d'un électron. Une loi empirique de type exponentielle permet de connaître, pour chaque pression, le taux de variation de θ lorsque le champ B_0 augmente.

* la fréquence effective de collision ν est une fonction légèrement décroissante du champ B_0 (à condition que $P \geq 20$ mTorr). Une loi empirique de variation linéaire décrit relativement bien cette décroissance.

* le champ effectif \bar{E}_e de maintien de la décharge est également une fonction décroissante du champ B_0 .

Attachons nous maintenant à interpréter ces résultats expérimentaux.

II - INTERPRETATION

Pour interpréter les variations expérimentales des caractéristiques de la décharge, nous nous sommes basé sur un modèle simple décrivant la réduction de la diffusion des particules chargées vers les parois du tube à décharge, du fait du champ magnétique statique.

A - MODELE SIMPLE D'ENTRETIEN DE LA DECHARGE

Nous allons tout d'abord décrire ce modèle, pour ensuite comparer les résultats obtenus par celui-ci à nos résultats expérimentaux.

1 - DESCRIPTION DU MODELE

a - Equations locales

Pour établir le modèle, nous avons posé les hypothèses suivantes :

- le régime de diffusion est un régime de diffusion ambipolaire parfaite.

Ainsi que le régime de diffusion de la colonne positive d'une décharge lumineuse normale, le régime de diffusion d'une décharge d'argon de basse pression (produit pression x rayon du tube à décharge < 1 Torr cm) entretenue par une onde de surface n'est pas celui de la diffusion ambipolaire parfaite. En l'absence de champ magnétique statique, C.M. Ferreira a en effet montré [6] que la densité électronique est non nulle à la limite de la gaine de charge spatiale (d'épaisseur négligeable). Ceci est d'autant plus vrai pour le domaine de pression que nous étudions ($P \leq 100$ mTorr, produit Pa $\leq 7.5 \times 10^{-2}$ Torr cm).

Cependant, la principale action du champ magnétique B_0 est de réduire la diffusion des particules chargées vers les parois du tube à décharge [35]. Plusieurs modèles établis pour les colonnes positives (Forrest et Franklin 1966 [36], Ewald, Crawford et Self 1967 [37], Ilic 1973 [38]) ont montré que le régime de diffusion de telles décharges retrouve un caractère de diffusion ambipolaire parfaite lorsque le champ B_0 augmente.

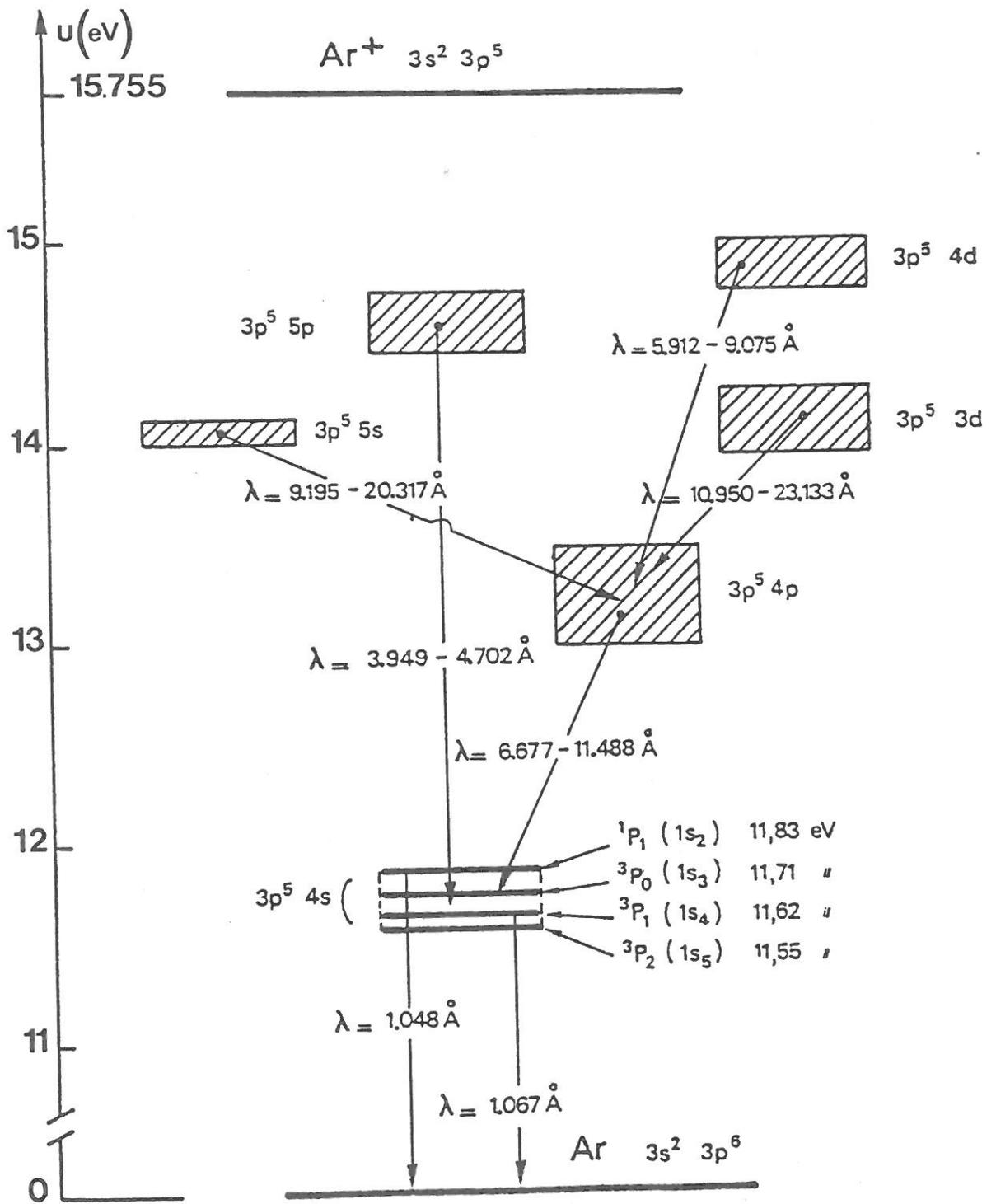


Figure II'-12: Niveaux d'énergie de l'argon neutre

Suivant en cela celle entreprise en plasma isotrope par C.M. Ferreira, la modélisation de l'état stationnaire d'une décharge H.F. anisotrope entretenue par une onde progressive nécessiterait la résolution d'un système lourd d'équations couplées décrivant : d'une part le plasma (équations de conservation des particules chargées et de leur quantité de mouvement), et d'autre part l'onde progressive (tirées des équations de Maxwell).

Par souci de simplicité, nous supposerons que notre décharge est contrôlée par diffusion ambipolaire parfaite, quels que soient la pression et le champ magnétique statique. Ainsi, nous n'utiliserons qu'une formulation très simplifiée pour décrire l'état stationnaire de cette décharge.

- la fonction de distribution en énergie des électrons est une maxwellienne :

$$f_e(u) = \frac{2\sqrt{u}}{\sqrt{\pi} (k_B T_e)^{3/2}} e^{-u/k_B T_e} \quad \text{avec} \quad \int_0^{\infty} f_e(u) du = 1 \quad (\text{II}'-5)$$

où k_B désigne la constante de Boltzmann et T_e la température des électrons.

En fait, cette fonction de distribution est très certainement non maxwellienne. C.M. Ferreira et J. Loureiro ont montré [40] que pour une décharge H.F. d'argon, sans champ magnétique statique, la fonction $f_e(u)$ diffère sensiblement d'une maxwellienne lorsque la densité électronique est de l'ordre de 10^{10} cm^{-3} . Cette ordre de grandeur de densité est typiquement celui rencontré dans notre décharge (Cf. Fig. II'-1 à II'-3).

- seule l'ionisation directe par collision électronique à partir du niveau fondamental de l'atome neutre est présente (énergie d'ionisation pour l'argon : $u_1 = 15.755 \text{ eV}$, Fig. II'-12).

Cette hypothèse est justifiée pour les faibles pressions que nous étudions.

A partir des hypothèses que nous venons de discuter, attachons nous maintenant à décrire l'état stationnaire de la décharge.

La densité de particules chargées n vérifie l'équation de conservation :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(n\vec{v}) = \nu_1 n - \alpha_R n^2 \quad (\text{II}'-6)$$

où ν_1 est la fréquence effective d'ionisation et α_R le coefficient de recombinaison (à deux corps).

Pour les faibles pressions que nous étudions, le taux de recombinaison est négligeable devant le taux d'ionisation. Ainsi, nous obtenons en régime stationnaire :

$$- D_{a_{\parallel}} \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} - D_{a_{\perp}} \nabla_{\perp}^2 n = \nu_1 n \quad (\text{II}'-7)$$

où $D_{a_{\parallel}}$ et $D_{a_{\perp}}$ sont respectivement les coefficients de diffusion ambipolaire dans les directions parallèle et perpendiculaire au champ magnétique statique \vec{B}_0 . Ils sont donnés par les expressions [35] :

$$\left(\begin{array}{l} D_{a_{\parallel}} = \frac{k_B (T_i + T_e)}{M \nu_{in} + m\nu} \\ D_{a_{\perp}} = \frac{k_B (T_i + T_e)}{M \nu_{in} + m\nu + \frac{m\omega_c^2}{\nu} + \frac{M \omega_{c1}^2}{\nu_{in}}} \end{array} \right. \quad (\text{II}'-8)$$

où les quantités suivantes interviennent :

T_i : Température des ions

ν_{in} , ν : fréquences effectives de collision ion-neutre et électron-neutre pour l'échange de la quantité de mouvement (ν_{in} inclut aussi les phénomènes de transfert de charge).

M , m : masses ionique et électronique

ω_{c1} , ω_c : pulsations cyclotron ionique et électronique.

En l'absence de champ magnétique statique, l'hétérogénéité axiale de la densité électronique étant faible devant son hétérogénéité radiale [6, 7], il est possible de négliger le phénomène de diffusion axiale des électrons devant celui de diffusion radiale. Vu les faibles variations

axiales $n_e(z)$ de nos décharges (Cf. Fig. I'-1 et I'-3), ce résultat peut être étendu au cas d'un champ magnétique non nul, pour les domaines de pression et de champ étudiés.

Il faut cependant remarquer que le champ B_0 tend à augmenter la diffusion axiale des électrons, du fait de leur confinement résultant de la réduction de la diffusion radiale.

Rappelons aussi que nous avons négligé l'hétérogénéité axiale du plasma pour décrire l'onde progressive entretenant la décharge. Si cette hétéromogénéité devait être importante, entraînant une diffusion axiale non négligeable, il faudrait en tenir compte pour étudier l'onde progressive, onde et décharge étant étroitement couplées.

Donc, seule la diffusion radiale étant importante, la relation (II'-7) se réduit à :

$$-\frac{\nabla_r^2 n}{n} = \frac{1}{\Lambda_0^2} = \frac{\nu_1}{D_{aT}} \quad (\text{II}'-9)$$

qui a pour solution : $n = n(0) J_0(r/\Lambda_0)$ (II'-10)

$$\text{avec } \Lambda_0 = \frac{a}{2.405}$$

Pour l'argon ($M \nu_{1n} \gg m\nu$), le coefficient D_{aT} peut s'écrire [35] :

$$D_{aT} \simeq \frac{D_a^0}{1 + \mu_e \mu_1 B_0^2} \quad (\text{II}'-11)$$

où D_a^0 est le coefficient de diffusion ambipolaire en plasma isotrope, μ_e et μ_1 étant respectivement les mobilités électroniques et ioniques. Ces trois quantités sont données par [45] :

$$\mu_e = \frac{e}{m \nu} \quad \text{et} \quad \mu_1 = \frac{e}{M \nu_{1n}} \quad (\text{II}'-12)$$

$$D_a^0 \simeq D_1 \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right), \quad \text{avec} \quad D_1 = \frac{kT_i}{M \nu_{1n}} = \frac{kT_i}{e} \mu_1 \quad (\text{II}'-13)$$

Remarquons que la mobilité ionique peut également être exprimée par [39] :

$$\mu_i = \mu_{i0}(0) \frac{n_L}{N} \left[1 + \alpha_F \left(\frac{\bar{E}_e}{P} \right) \right]^{-1/2} \quad (\text{II-14})$$

où $\mu_{i0}(0)$ est la mobilité ionique réduite en champ électrique nul, et n_L le nombre de Loschmidt ($n_L = 2.687 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). Le facteur de correction α_F étant petit (pour l'argon $\alpha_F = 2.64 \times 10^{-2} \text{ Torr cm/V}$), nous supposons en première approximation μ_i indépendante du champ effectif de maintien de la décharge \bar{E}_e . Au vue de nos valeurs expérimentales de champ effectif (Cf. Fig. I-9), cette approximation n'est raisonnable que pour une pression supérieure à 20 mTorr.

L'entretien de la décharge est donc décrit par la relation :

$$\left(\frac{2.405}{a} \right)^2 = \frac{\nu_1}{D_a^0} \left(1 + \mu_e \mu_i B_0^2 \right) \quad (\text{II'-15})$$

où la fréquence effective d'ionisation est donnée par :

$$\nu_1 = N \langle \sigma_i w_e \rangle \quad (\text{II'-16})$$

avec N représentant la densité des neutres et σ_i la section efficace d'ionisation.

Dans toutes les expressions numériques qui suivent, nous avons adopté les unités suivantes : a en mètre, P en Torr, T en Kelvin, B_0 en Gauss.

Ainsi, en plasma isotrope ($B_0 = 0$), la relation (II'-15) devient [43, 47], en posant $x = kT_e/u_i$:

$$\frac{e^x \sqrt{x}}{1 + \frac{x}{2}} = 2.09 \times 10^{16} c^2 \left(\frac{\text{Pa}}{T} \right)^2 \quad (\text{II'-17})$$

où le coefficient c ne dépend que de la nature du gaz. Pour l'argon [43, 47] : $c = 5.3 \times 10^{-2}$.

Si le champ B_0 est non nul, la relation (II'-17) s'écrit :

$$\frac{e^x \sqrt{x}}{1 + \frac{x}{2}} = 2.09 \times 10^{16} c^2 \left(\frac{\text{Pa}}{T} \right)^2 \times \left[1 + 4.9 \times 10^{11} \frac{\mu_{i0}(0)}{\nu} \frac{T}{P} B_0^2 \right] \quad (\text{II'-18})$$

La valeur de $\mu_{10}(0)$ différant suivant les sources, nous avons pris une valeur moyenne déterminée à partir des données de Biondi (1954), Beaty (1962) et Smith (1972) :

$$\mu_{10}(0) = 1.5 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

b - Température électronique et fréquence de collision

Si l'inégalité $\omega \gg \nu_c(u)$ est vérifiée sur la plus grande partie du domaine d'énergie des électrons, $\nu_c(u)$ représentant la fréquence de collision pour l'échange de la quantité de mouvement, la fréquence effective de collision électron-neutre s'écrit [49] :

$$\nu = - \frac{2}{3} \int_0^{\infty} \nu_c(u) \frac{\partial f_e}{\partial u} u^{3/2} du \quad (\text{II}'-19)$$

Ceci nous donne, à l'aide de (II'-5) :

$$\nu(T_e) = - \frac{2 N}{3 \sqrt{\pi m}} (kT_e)^{-3/2} \int_0^{\infty} \sigma_c(u) u^{3/2} \left(1 - \frac{2ukT_e}{m} \right) e^{-\frac{u}{kT_e}} du \quad (\text{II}'-20)$$

où nous avons remplacé $\nu_c(u)$ par sa valeur

$$\nu_c(u) = N \sigma_c(u) \sqrt{\frac{2u}{m}} \quad (\text{II}'-21)$$

où $\sigma_c(u)$ est la section efficace pour le transfert de la quantité de mouvement.

Les deux équations (II'-18) et (II'-20) permettent de déterminer conjointement :

- la température électronique T_e
- la fréquence effective de collision $\nu(T_e)$

Pour résoudre numériquement ces deux relations couplées, nous nous sommes servi de la section efficace de transfert $\sigma_c(u)$ donnée par L.S. Frost [40]. Avant de présenter les résultats de cette résolution, nous allons examiner le bilan local d'énergie d'un électron.

c - Puissance nécessaire au maintien d'un électron

Tant en milieu isotrope qu'anisotrope, le bilan local d'énergie d'un électron s'écrit [7] :

$$\theta = \theta_{inél.} + \theta_{él.} \quad (II'-22)$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta_{él.} = \frac{3m}{M} k T_e \nu \end{array} \right. \quad (II'-23)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta_{inél.} = u_1 \nu_1 + \sum_j u_j^{ex} \nu_j^{ex} \end{array} \right. \quad (II'-24)$$

où la puissance θ nécessaire au maintien d'un électron dans la décharge a été décomposée en fractions dues :

- aux collisions élastiques électron-neutre (terme $\theta_{él.}$)
- aux collisions inélastiques électron-neutre conduisant à l'ionisation directe (avec u_1 en eV) :

$$\theta_{ion} = u_1 \nu_1 = u_1 N C_1 \quad (II'-25)$$

où C_1 est le coefficient d'ionisation et N la densité d'atomes neutres au niveau fondamental.

- aux collisions inélastiques électron-neutre conduisant à l'excitation :

$$\theta_{ex} = \sum_j u_j^{ex} \nu_j^{ex} = N \sum_j u_j^{ex} C_j^{ex} \quad (II'-26)$$

où u_j^{ex} est le seuil du niveau j en eV et C_j^{ex} son coefficient d'excitation. Pour une énergie électronique de l'ordre de l'électron-volt, seules les sections efficaces d'excitation des configurations 4s et 4p de l'argon sont importantes [41]. Nous ne prendrons donc en compte que ces deux groupes de niveaux excités (Fig. II'-12).

Pour les basses pressions que nous étudions, l'énergie électronique perdue par collision élastique est très petite devant celle perdue par collision inélastique, de sorte que l'expression (II'-22) devient :

$$\theta = \theta_{ion} + 1.54 \left[\sum_{j=2}^5 C_{4s}^j(T_e) u_{4s}^j + C_{4p}(T_e) u_{4p} \right] \frac{P}{T} \quad (\text{II}'-27)$$

Toutes les énergies sont exprimées ici en eV, tandis que les coefficients d'excitation C_{4s}^j ($j = 2, 5$) et C_{4p} sont exprimés en cm^3/sec .

D'autre part, à partir de la relation (II'-18) d'entretien de la décharge, nous avons :

$$\theta_{ion} = u_i \nu_i = \frac{u_i}{\Lambda_0^2} \frac{kT_1}{e} \frac{\mu_i \left(1 + \frac{T_e}{T_1} \right)}{\left(1 + \mu_e \mu_i B_0^2 \right)} \quad (\text{II}'-28)$$

soit encore, pour l'argon :

$$\theta_{ion} = 5.35 \times 10^{-25} \frac{T T_1}{\text{Pa}^2} \frac{1 + \frac{T_e}{T_1}}{1 + 0.75 \frac{T B_0^2}{P \nu(T)}} \quad (\text{II}'-29)$$

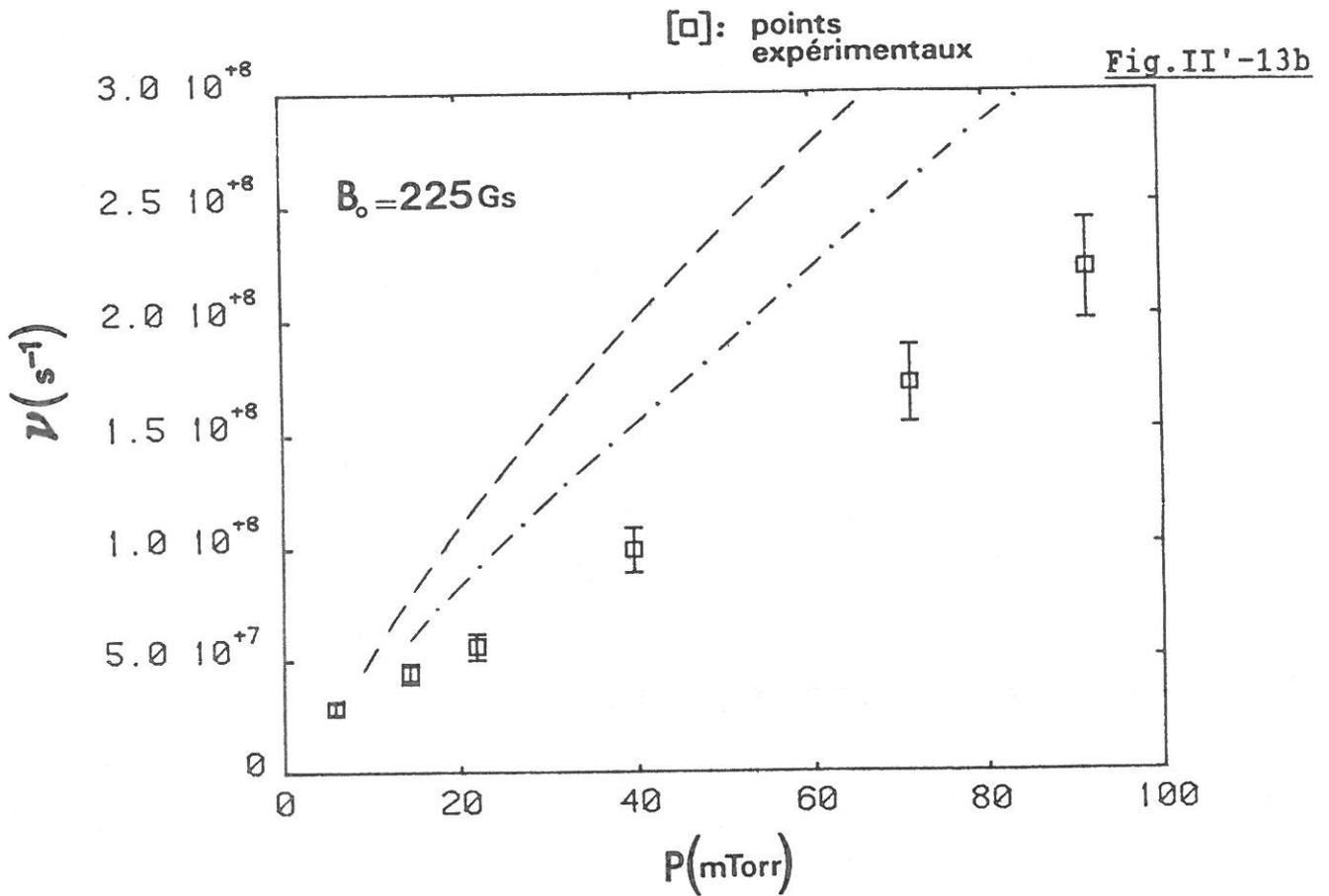
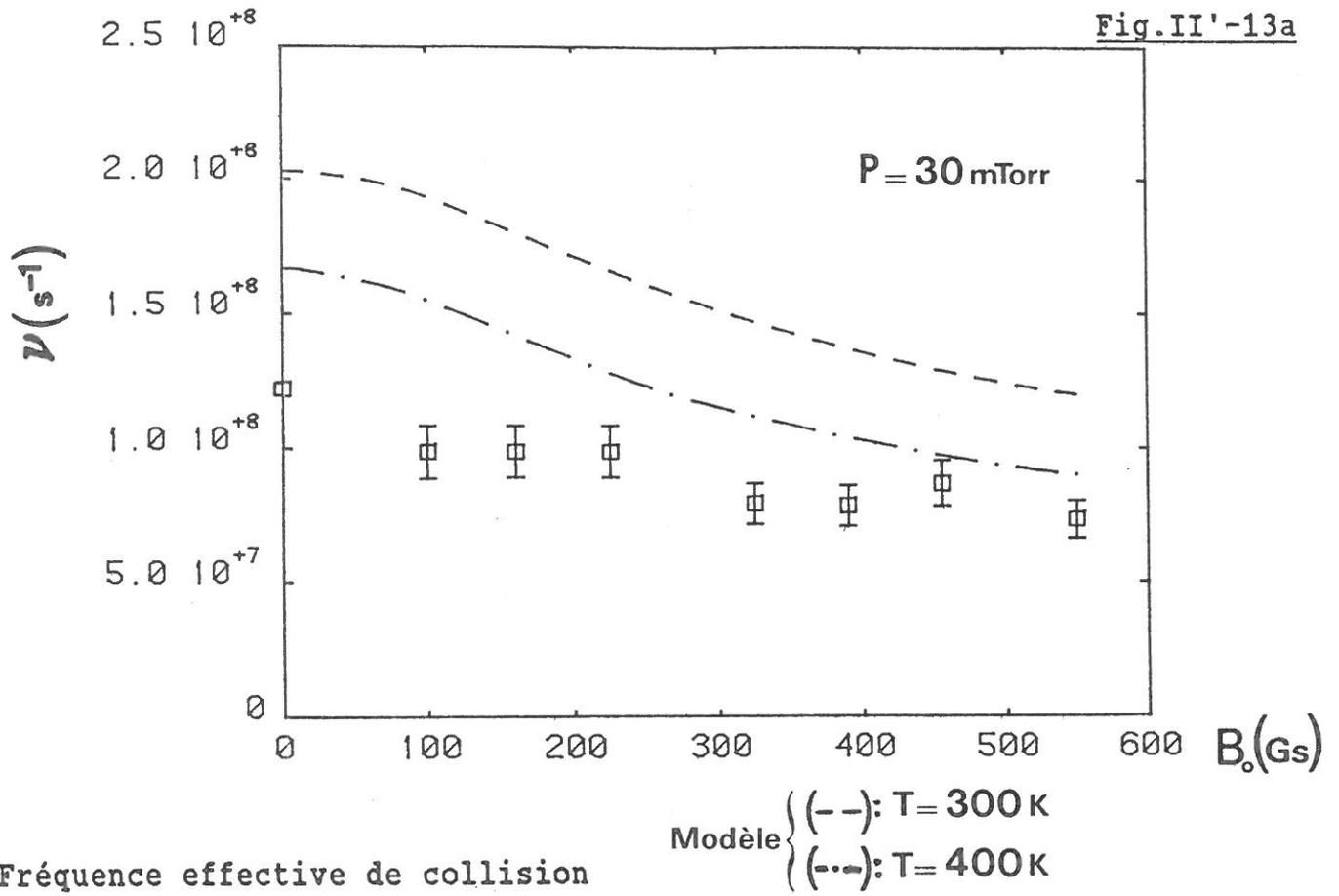
avec $T_1 \simeq T$.

Nous voyons sur les expressions (II'-27) et (II'-29) que la puissance θ peut être calculée une fois déterminée la température électronique, grâce aux relations (II'-18) et (II'-20). Pour ce qui concerne les coefficients C_{4s}^j et C_{4p} , nous avons pris les valeurs numériques données par J. Jolly [42].

Nous allons maintenant comparer les variations des caractéristiques de la décharge ν et θ calculées par le modèle, aux valeurs de ces caractéristiques obtenues par le diagnostic expérimental de la décharge.

2 - COMPARAISON MODELE-EXPERIENCE

a - Frequence effective de collision



Les figures II'-13a et II'-13b montrent, pour une pression (resp. un champ magnétique) fixée, un exemple de variation de la fréquence de collision ν en fonction du champ magnétique B_0 (resp. de la pression P).

Nous y avons porté les résultats obtenus par le modèle pour deux valeurs de température de gaz neutre, 300 et 400 K. Pour nos conditions expérimentales de pression et de champ B_0 , la puissance P_{10} requise pour créer la décharge n'a jamais excédé 20 Watts. Ainsi, cette gamme de température correspond approximativement à la température réelle des atomes neutres.

Nous observons un écart entre les valeurs expérimentales de ν et celles prédites par le modèle. Ceci est certainement dû aux hypothèses simplificatrices que nous avons posé pour établir ce dernier, à savoir :

- un régime de diffusion ambipolaire parfaite. Notons à ce propos que l'écart entre les résultats du modèle et ceux de l'expérience diminue lorsque le champ B_0 augmente, à pression fixée (Fig II'-13a). Il n'est pas impossible que cet effet soit dû à l'augmentation du caractère ambipolaire du régime de diffusion de la décharge.

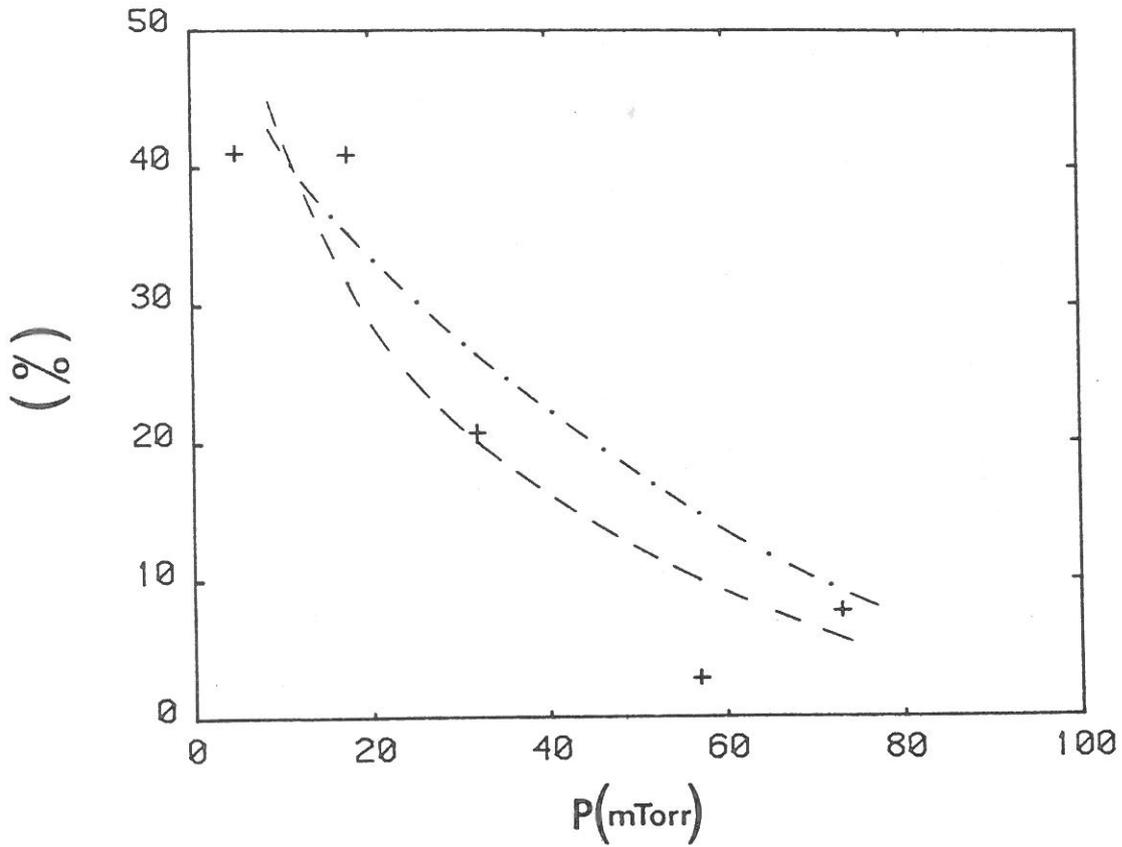
- une fonction de distribution maxwellienne. Nous savons que celle-ci diffère sensiblement d'une maxwellienne pour la gamme de densité rencontrée dans nos décharges, en l'absence de champ magnétique [30].

Aux effets de ces deux **hypothèses** s'ajoute également, lorsque le champ B_0 est non nul, celui d'une hypothèse posée dès le début de notre étude, pour la description de l'onde progressive (Cf. première partie - chapitre I) :

- la fréquence effective de collision est supposé être une quantité scalaire. En toute rigueur, cette fréquence est tensorielle (Cf. annexe IA). En fait, poser ν scalaire revient à supposer que la fréquence de collision pour le transfert de la quantité de mouvement $\nu_c(u)$ est indépendante de l'énergie des électrons u . Cette hypothèse n'est pas justifiée pour l'argon.

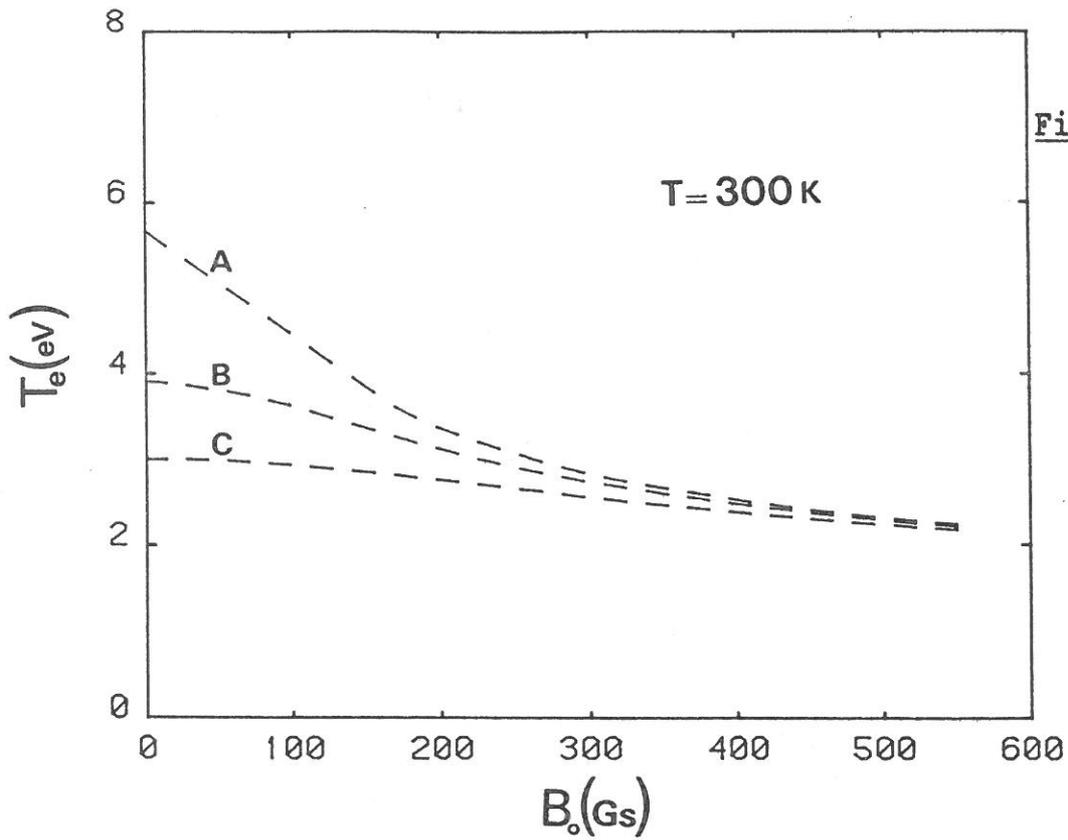
Malgré les différences constatées entre modèle et expérience, le taux de décroissance de la fréquence ν en fonction du champ B_0 est relativement bien décrit par le modèle. Nous avons porté l'évolution de ce taux en

$$2 \frac{\nu(225) - \nu(0)}{\nu(225) + \nu(0)}$$

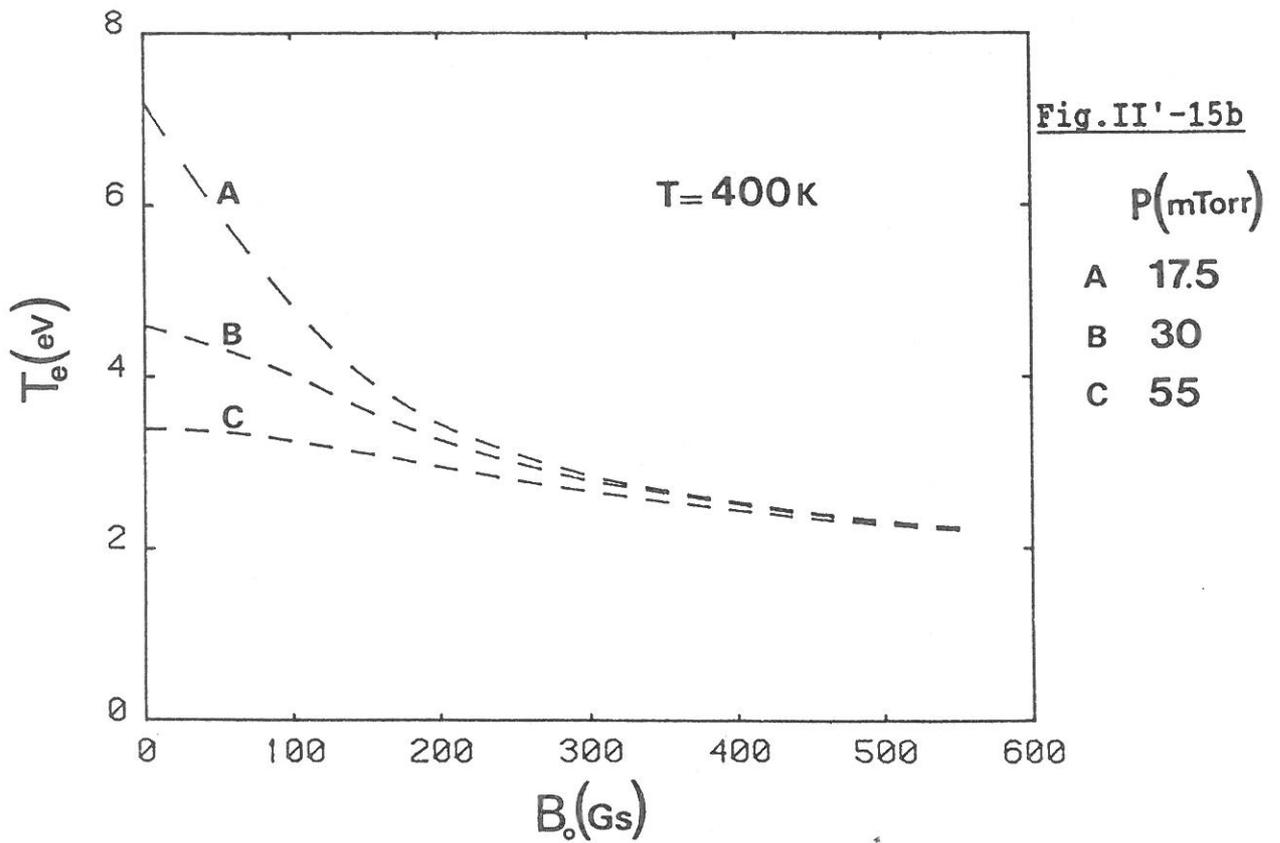


Modèle { (---): T = 300 K
(-.-): T = 400 K [+]: points expérimentaux

Figure II'-14: Taux de variation de la fréquence effective de collision avec le champ magnétique statique ($B_0 = 0 \rightarrow B_0 = 225$ Gs)



Température électronique (Modèle)



fonction de la pression sur la figure II'-14, pour $B_0 = 225$ Gs.

Le modèle et l'expérience sont en accord sur le fait que, pour le domaine de champ B_0 étudié ($B_0 \leq 550$ Gs), ν soit très peu dépendante de B_0 lorsque la pression approche de 100 mTorr. Pour cette pression, nous avons constaté que le taux de décroissance théorique de ν avec B_0 est de l'ordre de 15 %, pour la valeur maximale $B_0 = 550$ Gs.

Remarquons enfin que, d'après le modèle, l'évolution qualitative de ν avec B_0 est plus complexe que la loi empirique simple :

$$\nu(P, B_0) = \nu_0(P) - a_\nu(P)B_0 \quad (\text{Cf. II'-3})$$

dont nous avons parlé précédemment.

Les variations de la température électronique obtenues par le modèle, à l'origine des variations de la fréquence effective de collision théorique, sont représentées sur les figures II'-15a et II'-15b.

A pression P (resp. champ magnétique B_0) fixée, la température T_e est une fonction décroissante du champ B_0 (resp. de la pression). Son taux de variation est d'autant plus faible que la pression et le champ B_0 sont importants. Ces comportements sont à relier à ceux observés sur l'énergie acquise par un électron par collision, déterminée expérimentalement (Cf. fig II'-11).

b - Puissance nécessaire au maintien d'un électron

Sur les figures II'-16a et II'-16b sont données des exemples de variations de la puissance θ nécessaire au maintien d'un électron dans la décharge, en fonction de la pression et du champ magnétique statique.

Nous retrouvons par le modèle les variations qualitatives de la puissance θ , obtenues par le diagnostic expérimental (Cf. Fig II'-7 et II'-8). Ainsi, à champ magnétique B_0 fixé :

- en champ B_0 nul, θ est une fonction croissante de la pression.

- pour B_0 de l'ordre de 200 à 250 Gauss, θ est quasi-constante (Fig. II'-16b).

[□]: points expérimentaux

Modèle {
(- -): T = 300 K
(- · -): T = 400 K

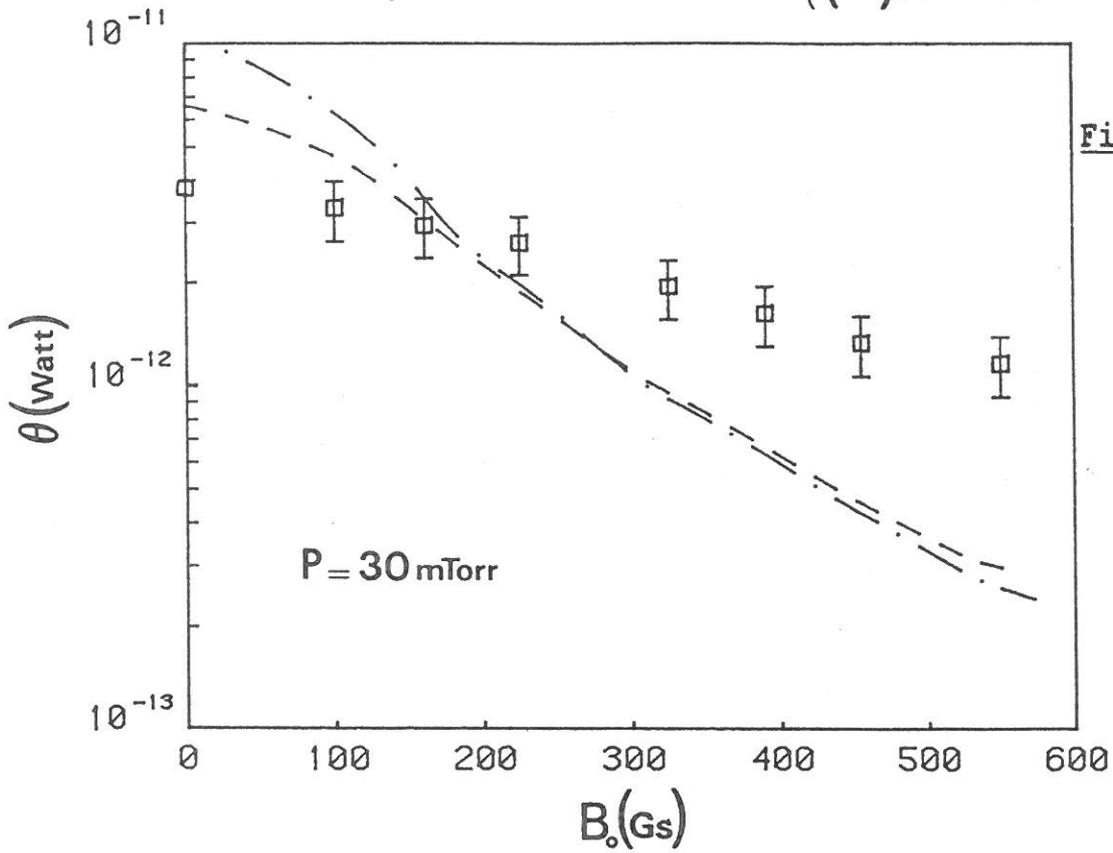


Fig.II'-16a

Puissance nécessaire au maintien d'un électron

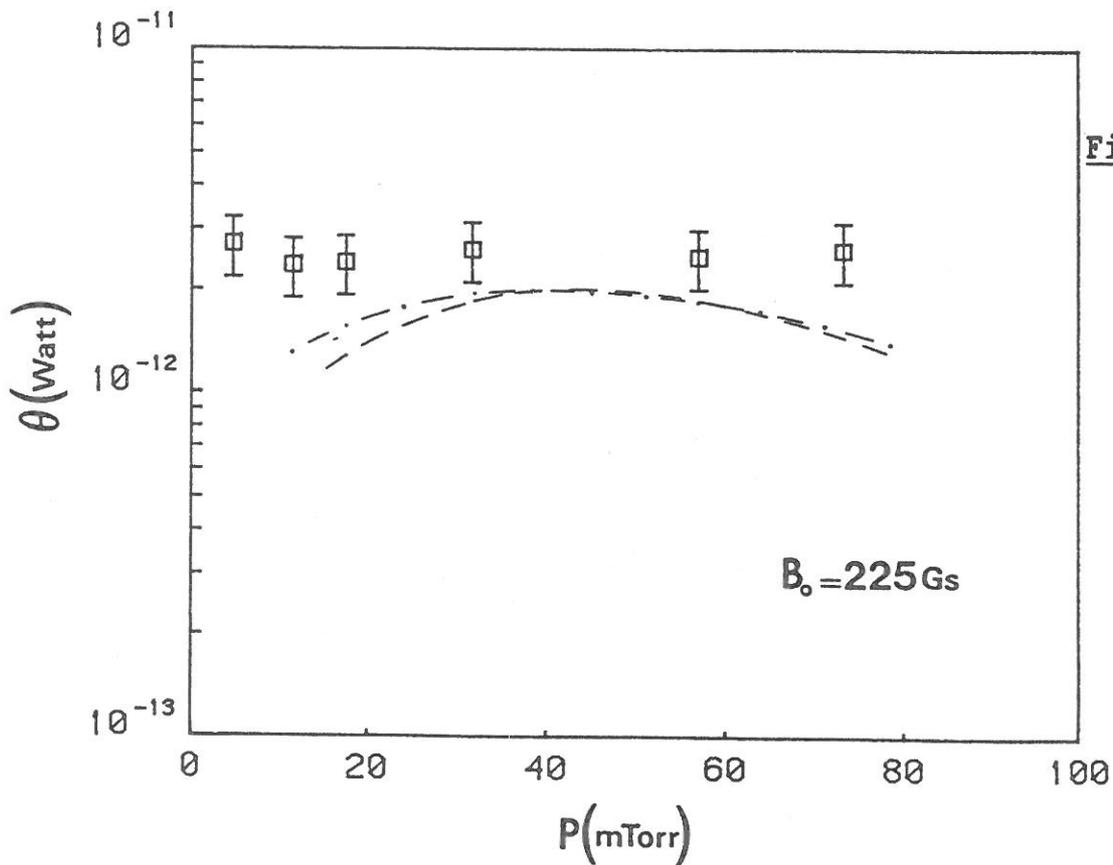


Fig.II'-16b

- à fort champ B_0 (par exemple : $B_0 = 550$ Gs), θ est une fonction croissante de la pression.

Toutefois, le modèle ne décrit pas la décroissance de la puissance θ en valeur absolue. On peut d'ailleurs remarquer que, lorsque le champ B_0 est nul, les valeurs théoriques de θ et de la fréquence de collision ν sont en désaccord avec celles déterminées expérimentalement (Cf. Fig. II'-16a et II'-13a). Toutes ces différences entre les résultats du modèle et les résultats expérimentaux proviennent des hypothèses trop restrictives, posées pour établir le modèle : diffusion ambipolaire parfaite, fonction de distribution en énergie des électrons maxwellienne, fréquence effective de collision scalaire.

Remarquons sur la figure II'-16a la forte différence entre les taux de décroissance expérimentaux et théorique de θ en fonction du champ B_0 , à pression fixée. Le choix d'une fonction de distribution maxwellienne joue certainement le rôle le plus important sur cet écart.

En effet :

- il est compréhensible que l'énergie moyenne des électrons diminue lorsque B_0 augmente, du fait de la baisse du champ effectif de maintien de la décharge (Cf. Fig II'-9 et II'-10). Le modèle montre bien une diminution de cette énergie (Cf. Fig. II'-15a et b). Elle implique une régression du corps de la fonction de distribution vers les basses énergies. Néanmoins, ce corps étant en deça des seuils d'ionisation et d'excitation, ce phénomène n'a pas d'incidence sur les coefficients d'ionisation et d'excitation, donc sur θ (Cf. relations II'-25 et II'-26).

- par contre, le nombre d'électrons d'énergie supérieure aux seuils (queue de la fonction de distribution) peut n'être en réalité que très peu sensible au champ B_0 . De ce fait, en supposant la fonction de distribution maxwellienne, nous surestimons les taux de décroissance des coefficients d'excitation et d'ionisation avec B_0 , surestimant ainsi le taux de décroissance de θ .

c - Bilan

Le modèle que nous venons d'utiliser décrit assez correctement les évolutions, en fonction de la pression :

- du taux de décroissance de la fréquence effective de collision ν avec le champ magnétique B_0 .

- qualitativement, de la puissance θ nécessaire au maintien d'un électron dans la décharge, à champ B_0 fixé.

Néanmoins, ce modèle n'est pas assez complexe pour donner les variations des caractéristiques ν et θ en valeur absolue. Pour pouvoir correctement décrire ces variations, il faudrait notamment connaître plus précisément :

- le régime de diffusion de la décharge. La description théorique de l'état stationnaire de la décharge nécessite une modélisation beaucoup plus complète, prenant en compte la diffusion des particules chargées et la distribution radiale du champ électrique de l'onde progressive, de façon couplée.

- la fonction de distribution en énergie des électrons.

Ne connaissant pas la forme exacte de la fonction de distribution des électrons, nous allons maintenant chercher à interpréter nos résultats expérimentaux par une approche plus macroscopique.

B - RAYON APPARENT DE LA DECHARGE

La puissance nécessaire au maintien d'un électron dans la décharge peut s'écrire (Cf. A1c) :

$$\dot{H} \simeq \dot{H}_{\text{inél}} = \nu_1 u_1 (1 + \tau) \quad (\text{II}'-30)$$

où τ est le rapport des énergies perdues par l'électron en collisions d'excitation et d'ionisation, qui s'exprime par :

$$\tau = \frac{\dot{H}_{\text{ex}}}{\dot{H}_{\text{ion}}} \quad (\text{II}'-31)$$

où \dot{H}_{ion} et \dot{H}_{ex} sont définis par les expressions (II'-25) et (II'-26).

La fréquence d'ionisation est donnée par (Cf. II'-15) :

$$\nu_1 = \frac{\nu_1^0}{1 + \mu_e \mu_i B_0^2} \quad (\text{II}'-32)$$

avec ν_1 représentant la fréquence d'ionisation en plasma isotrope ($B_0 = 0$)

Des relations (II'-30) et (II'-32), on peut déduire le taux de variation de la puissance \dot{H} en fonction du champ B_0 et de la pression P :

$$\frac{\dot{H}(P, B_0)}{\dot{H}_0(P)} = \left| \frac{1 + \tau(P, B_0)}{1 + \tau_0(P)} \right| \frac{1}{1 + \mu_e \mu_i B_0^2} \quad (\text{II}'-33)$$

avec $\tau_0(P) = \tau(P, B_0 = 0)$.

La température électronique calculée par le modèle précédent permet de déterminer les quantités $\tau_0(P)$ et $\tau(P, B_0)$. Il apparaît ainsi que, à pression fixée, le rapport $\left(\frac{1 + \tau}{1 + \tau_0} \right)$ peut varier jusqu'à un facteur deux lorsque le champ B_0 augmente de 0 à 550 Gs (Fig. II'-17). Ceci peut paraître important, mais il faut remarquer que ce rapport est déterminé en supposant

$$\frac{1 + \tau_c \text{ (Modèle)}}{1 + \tau_o}$$

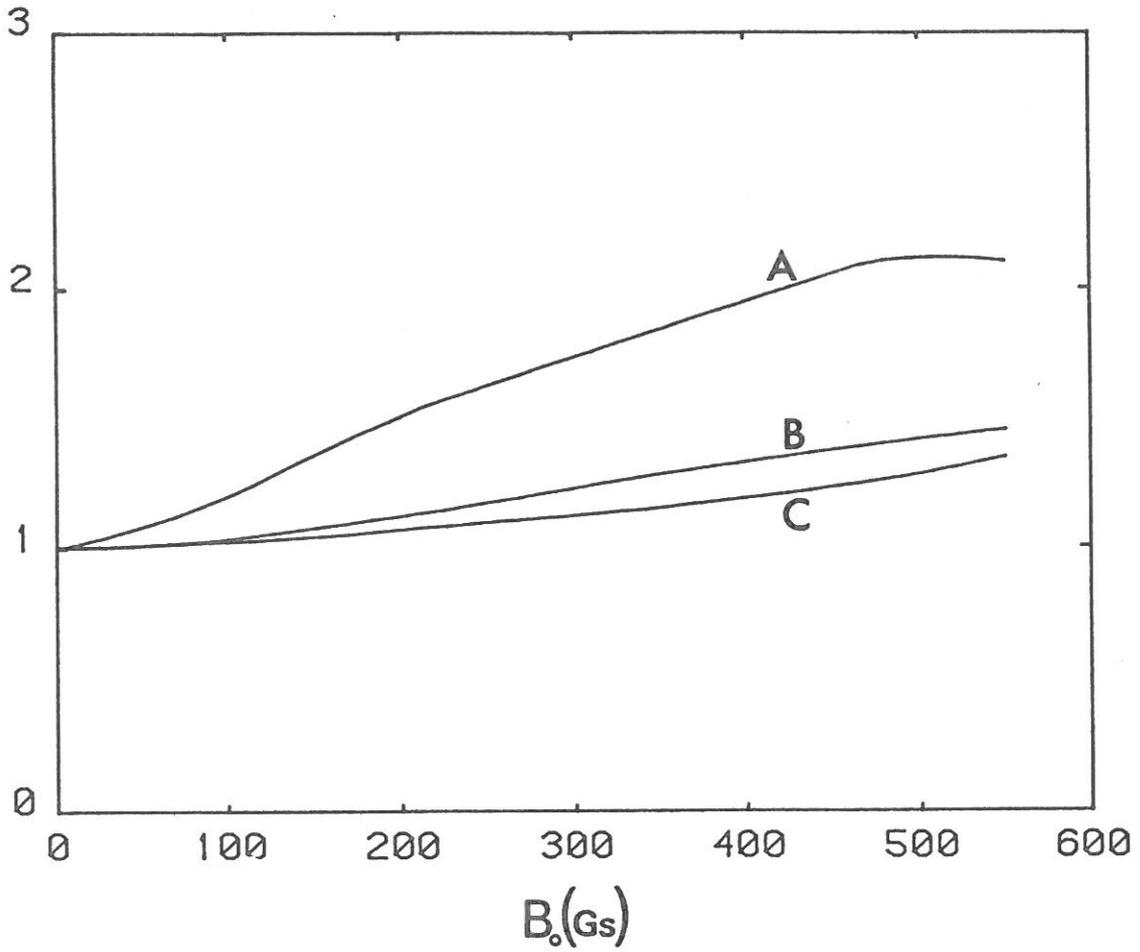


Figure II'-17

	P (mTorr)	$\left\{ \begin{array}{l} \tau_c = \frac{\theta_{ex}}{\theta_{ion}} (P, B_o) \\ \tau_o = \tau_c (B_o = 0) \end{array} \right.$
A	17.5	
B	30	
C	75	

la fonction de distribution des électrons maxwélienne. En tout état de cause, nous pouvons considérer en première approximation que $\left(\frac{1 + \tau}{1 + \tau_0}\right)$ est quasi-indépendant des conditions de fonctionnement de la décharge, pour $P \geq 20$ mTorr et $B_0 \leq 550$ Gs.

Compte tenu des expressions II'-12 et II'-13 donnant les mobilités ionique et électronique, la relation (II'-33) devient alors :

$$\frac{\bar{H}}{\bar{H}_0} = \frac{1}{1 + \frac{m}{M} \frac{\nu}{\nu_{in}} \left(\frac{\omega_c}{\nu}\right)^2} \approx \frac{1}{1 + \frac{m}{M} \frac{\nu}{\nu_{in}} \left(\frac{\Lambda_c}{\Lambda_0}\right)^2} \quad (\text{II}'-34)$$

où nous avons introduit la longueur de diffusion apparente de la décharge, donnée par [29, 33] :

$$\Lambda_c = \Lambda_0 \left[1 + \left(\frac{\omega_c}{\nu}\right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{II}'-35)$$

qui, pour les basses pressions étudiées ($\omega_c \gg \nu$), peut être approximée

par : $\Lambda_c \approx \Lambda_0 \frac{\omega_c}{\nu}$.

D'autre part, le rapport des fréquences de collision électron-neutre et ion-neutre peut s'écrire :

$$\frac{\nu}{\nu_{in}} = \frac{\nu(T_e)}{N C_{in}(T_i)} \quad (\text{II}'-36)$$

où C_{in} est le coefficient de collision ion-neutre pour le transfert de la quantité de mouvement et le transfert de charge. La température ionique étant constante (proche de la température du gaz neutre), le coefficient C_{in} est constant. De plus, mis à part les très faibles pressions ($P \leq 20$ mTorr), la fréquence de collision ν varie quasi-linéairement en fonction de la pression (Cf. Fig. II'-4), et décroît peu en fonction du champ magnétique B_0 .

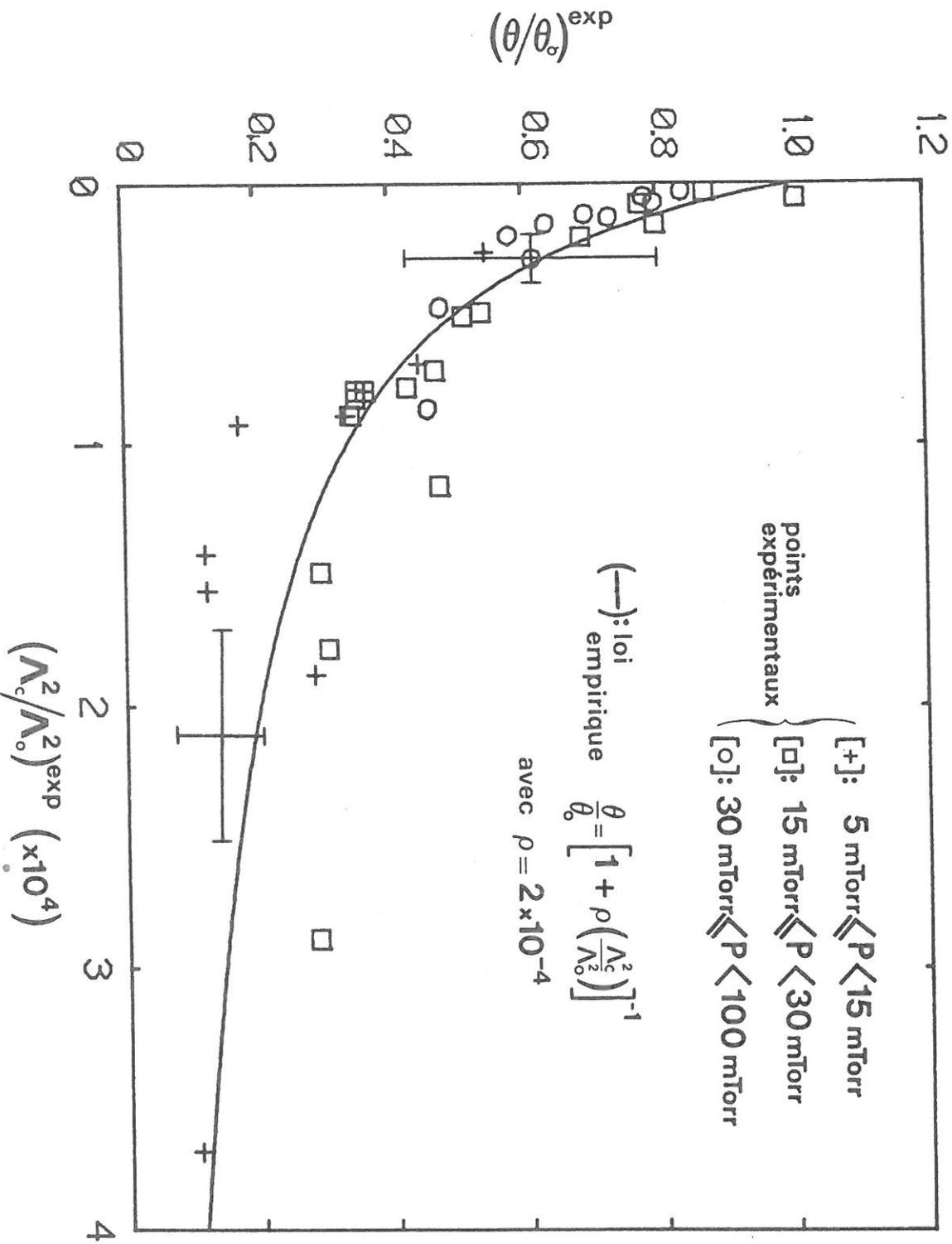


Figure II'-18: Loi de variation des caractéristiques de la décharge

Ainsi, le rapport ν/ν_{in} est quasi-indépendant des conditions de fonctionnement de la décharge, de sorte que la relation (II'-34) peut s'écrire :

$$\frac{H(P, B_0)}{H_0(P)} \simeq \left[1 + \rho_1 \frac{\Lambda_c^2}{\Lambda_0^2} \right]^{-1} \simeq \left[1 + \rho_2 \frac{B_0^2}{\nu^2(P, B_0)} \right]^{-1} \quad (\text{II}'-37)$$

où ρ_i ($i = 1, 2$) est un coefficient dépendant de la nature du gaz, et à priori de la pulsation d'onde et du rayon du plasma :

$$\rho_i = \rho_i(a, \omega) \quad (\text{II}'-38)$$

Nous avons représenté sur la figure II'-18 l'ensemble des valeurs expérimentales obtenues pour les caractéristiques ν et θ , sous la forme:

$$\left(\frac{\theta}{\theta_0} \right)^{\text{exp}} \text{ en fonction de } \frac{\Lambda_c^{\text{exp}}}{\Lambda_0}$$

Nous pouvons constater qu'une loi du type (II'-34) décrit correctement les variations expérimentales de ν et θ . Cette loi traduit une diminution du rayon apparent de la décharge lorsque le champ magnétique B_0 augmente. La décroissance de la puissance \dot{H} est de ce fait une conséquence de la réduction des pertes électroniques par diffusion vers le parois du tube diélectrique.

Le coefficient empirique ρ_i que nous avons déterminé est :

$$\rho_1^{\text{exp}} \simeq 2 \times 10^{-4}$$

$$\text{ou } \rho_2^{\text{exp}} \simeq 6.2 \times 10^{10} \text{ s}^{-2} \text{ Gs}^{-2}$$

C - POINT DE FONCTIONNEMENT DE LA DECHARGE

Pour la structure de la fréquence d'onde que nous avons choisi (tube 15-19-150, 390 MHz), une fois déterminées les lois de variation des caractéristiques de la décharge ν et θ , il est possible de connaître la densité électronique du plasma et la distribution spatiale du champ électrique de l'onde entretenant la décharge, quelles que soient ses

conditions de fonctionnement (pression P , champ magnétique B_0 , puissance de l'onde progressive au niveau du gap P_{10}).

1 - PRINCIPE

Remarquons que la densité électronique n_{e0} existant au gap ($z = 0$) est donnée par la vérification simultanée des deux relations :

$$(II'-39) \quad \begin{cases} \frac{\alpha(n_{e0})}{\nu} = \left(\frac{\theta}{\nu}\right) \frac{S_p}{2 P_{10}} n_{e0} & \text{(Cf. I'-3 et I'-4)} \\ \frac{\alpha(n_{e0})}{\nu} = \mathcal{F}_{\theta, B_0}(n_{e0}) & \text{(Cf. I'-2)} \end{cases}$$

Ainsi, pour un ensemble de conditions (P, P_{10}, B_0) données, le "point de fonctionnement" de la décharge est déterminé par l'intersection des deux courbes représentées par (II'-39).

D'autre part, les caractéristiques ν et θ sont données par ($20 \text{ mTorr} < P < 100 \text{ mTorr}, B_0 \leq 550 \text{ Gs}$) :

$$\nu(P, B_0) = - a_\nu(P, a, \omega) B_0 + \nu_0(P) \quad \text{(Cf. II'-3)}$$

où la variation de la pente a_ν en fonction de la pression est donnée par la figure II'-6, et

$$\frac{\theta_0(P)}{\theta(P, B_0)} \simeq \left[1 + \rho_1(a, \omega) \left| \frac{\omega_c}{\nu(P, B_0)} \right|^2 \right]^{-1} \quad \text{(Cf. I'-36)}$$

Dans ces expressions, la pente a_ν et le coefficient numérique ρ_1 sont a priori dépendant du rayon du plasma "a" et de la pulsation d'onde ω . D'autres études restent à menées pour déterminer leurs variations en fonction de a et ω .

Les caractéristiques $\nu_0(P)$ et $\theta_0(P)$, en l'absence de champ magnétique

statique, sont données par des lois de similitude du type [7, 13] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\dot{H}_0(P)}{P} = f_{\dot{H}}(Pa) \\ \frac{v_0(P)}{P} = f_v(Pa) \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(II'-40)} \\ \text{(II'-41)} \end{array}$$

Il vient ainsi :

$$f_{\dot{H}}(Pa) \frac{P}{\dot{H}(P, B_0)} = 1 + \rho_2(a, \omega) \left(\frac{B_0}{P} \right)^2 \left[f_v(Pa) - a_v(P, a, \omega) \frac{B_0}{P} \right]^{-2} \quad \text{(II'-42)}$$

où $\rho_2(a, \omega)$ et $a_v(P, a, \omega)$ sont fonctions de la nature du gaz.

Pour notre gamme de pression ($20 \text{ mTorr} < P < 100 \text{ mTorr}$), la connaissance des fonctions f_v et $f_{\dot{H}}$, du coefficient ρ et de la pente a_v permettent donc de déterminer :

- $v(P, B_0)$, à l'aide de (II'-3)
- $\dot{H}(P, B_0)$, à l'aide de (II'-42)

Remarquons qu'il n'est pas impossible que les relations (II'-3) et (II'-42) puissent être posées en terme de lois de similitude. En effet, s'il est montré que la pente a_v est uniquement fonction du produit Pa , la relation (II'-3) devient :

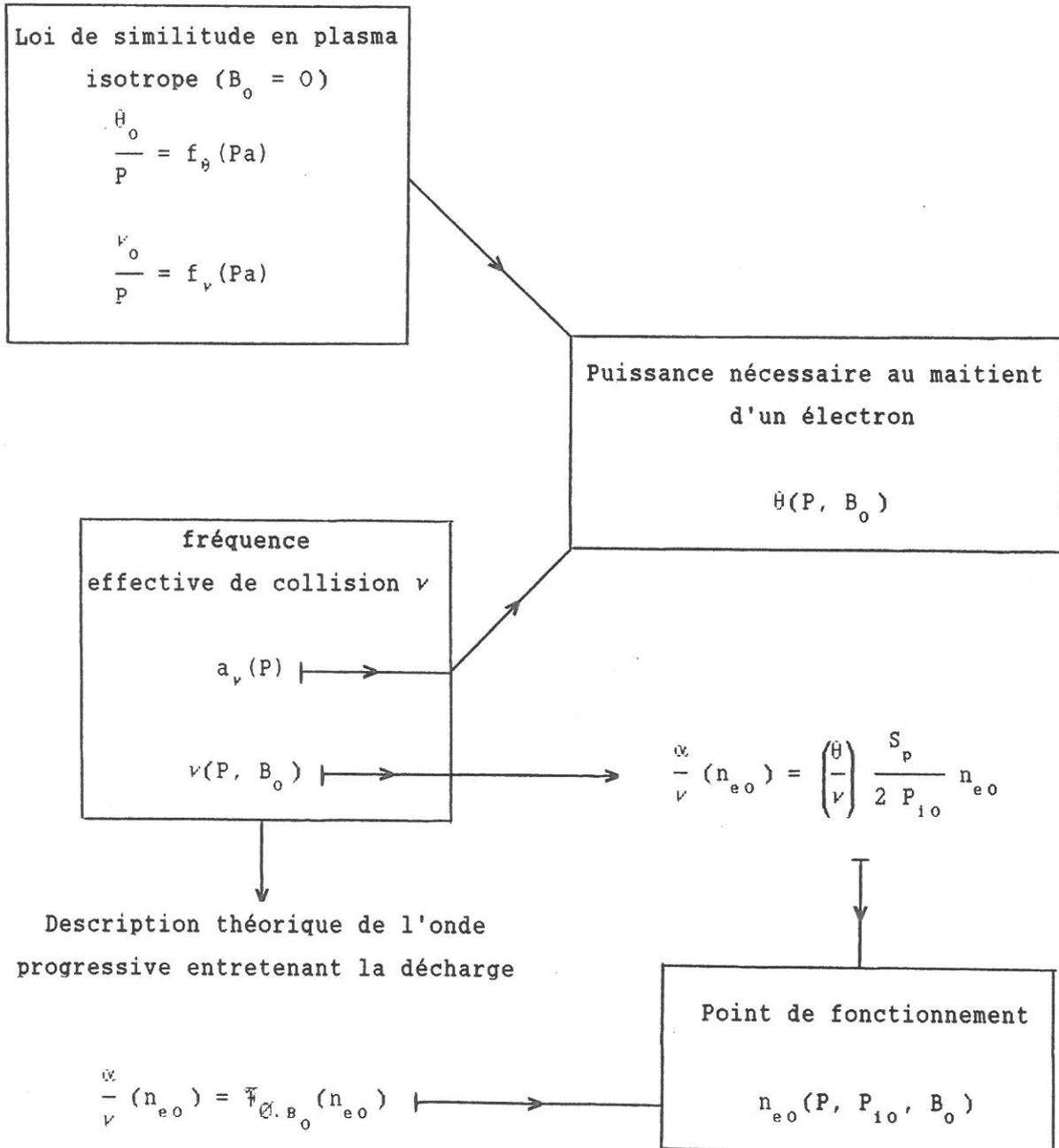
$$\frac{v(P, B_0)}{P} = - a_v(Pa) \frac{B_0}{P} + f_v(Pa) \quad \text{(II'-43)}$$

de sorte que, si le coefficient ρ_2 ne dépend que de la nature du gaz, (II'-42) et (II'-43) constituent un système du type

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{v}{P} = F_v \left(Pa, \frac{B_0}{P} \right) \\ \frac{\dot{H}}{P} = F_{\dot{H}} \left(Pa, \frac{B_0}{P} \right) \end{array} \right. \quad \text{(II'-44)}$$

Figure II'-19 : Détermination de la densité électronique par le point de fonctionnement de la décharge

Conditions de fonctionnement de la décharge : P, P_{10}, B_0 .



La vérification de telles lois nécessite l'étude expérimentale d'un grand nombre de décharges, créées dans des structures et avec des fréquences d'onde variables.

L'organigramme de la figure II'-19 récapitule la méthode de détermination de la densité électronique existant au niveau du gap, pour un ensemble de conditions expérimentales (P, P_{10}, B_0) donné.

2 - EXEMPLES

La figure II'-20 montre quelques exemples de points de fonctionnement. Les conditions en (P, P_{10}, B_0) de cette figure correspondent à celles de la figure II'-1. on y voit l'augmentation de la densité électronique n_{e0} lorsque, à pression et puissance fixées, le champ B_0 augmente. Notons que, pour ces conditions, l'action de B_0 se traduit beaucoup plus par l'augmentation de la longueur de la colonne de plasma (donc du nombre total d'électrons présents dans la décharge), que par celle de la densité au gap n_{e0} (Cf. Fig. I'-1).

Nous présentons par ailleurs, sur la figure II'-21, des exemples de variation de la densité électronique en fonction du champ B_0 , à pression et puissance fixées.

Une fois déterminée la densité n_{e0} , la modélisation de la colonne de plasma (chapitre I, figure I'-11) permet de connaître :

- la décroissance axiale de la moyenne radiale de la densité électronique, grâce à la détermination de la fréquence effective de collision ν (relation II'-3).

- la distribution spatiale (radiale et axiale) du champ électrique de l'onde dans le plasma, grâce aux résultats des calculs théoriques donnés en première partie de cette thèse.

Figure II'-20: Point de fonctionnement de la décharge

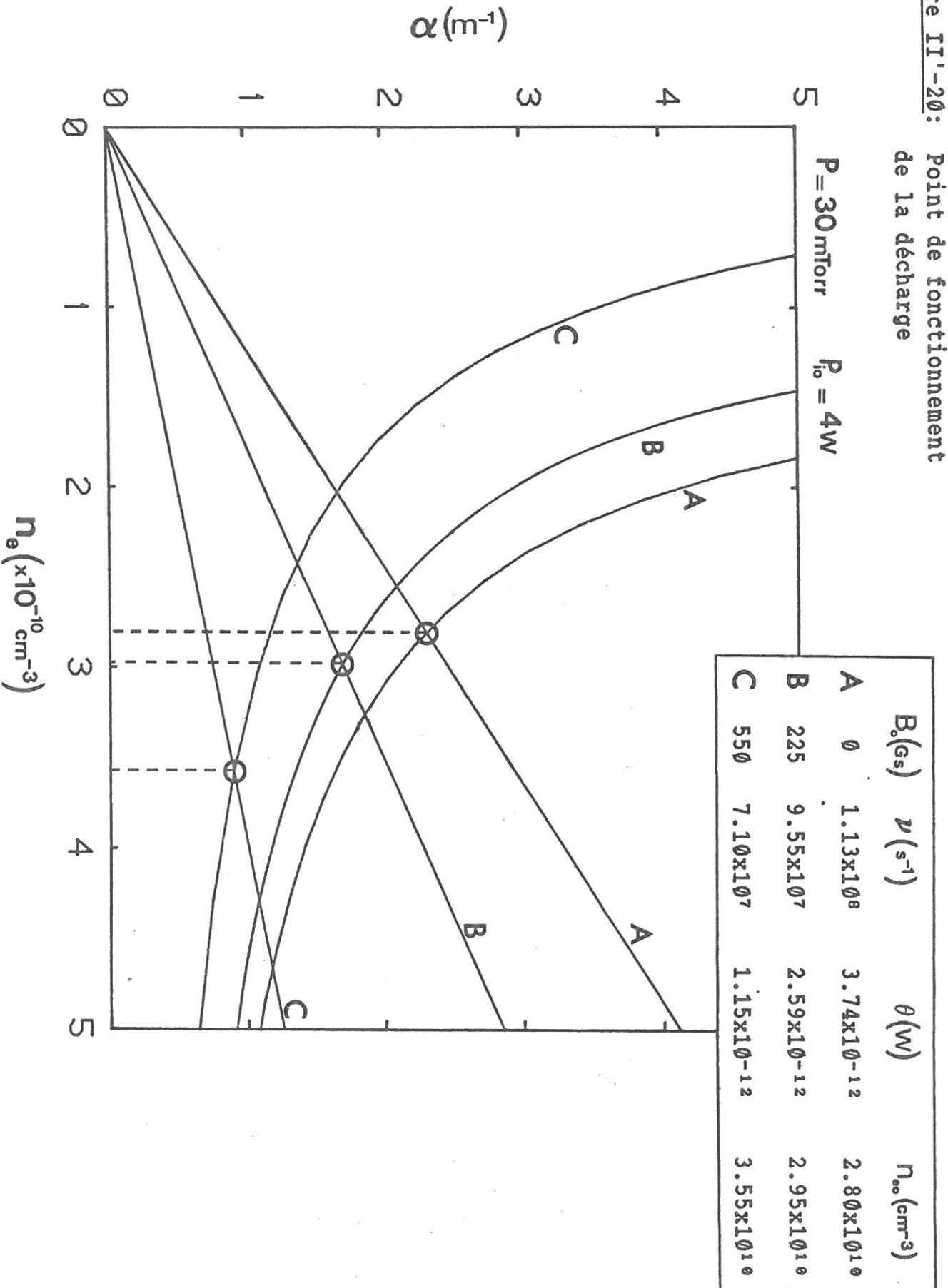
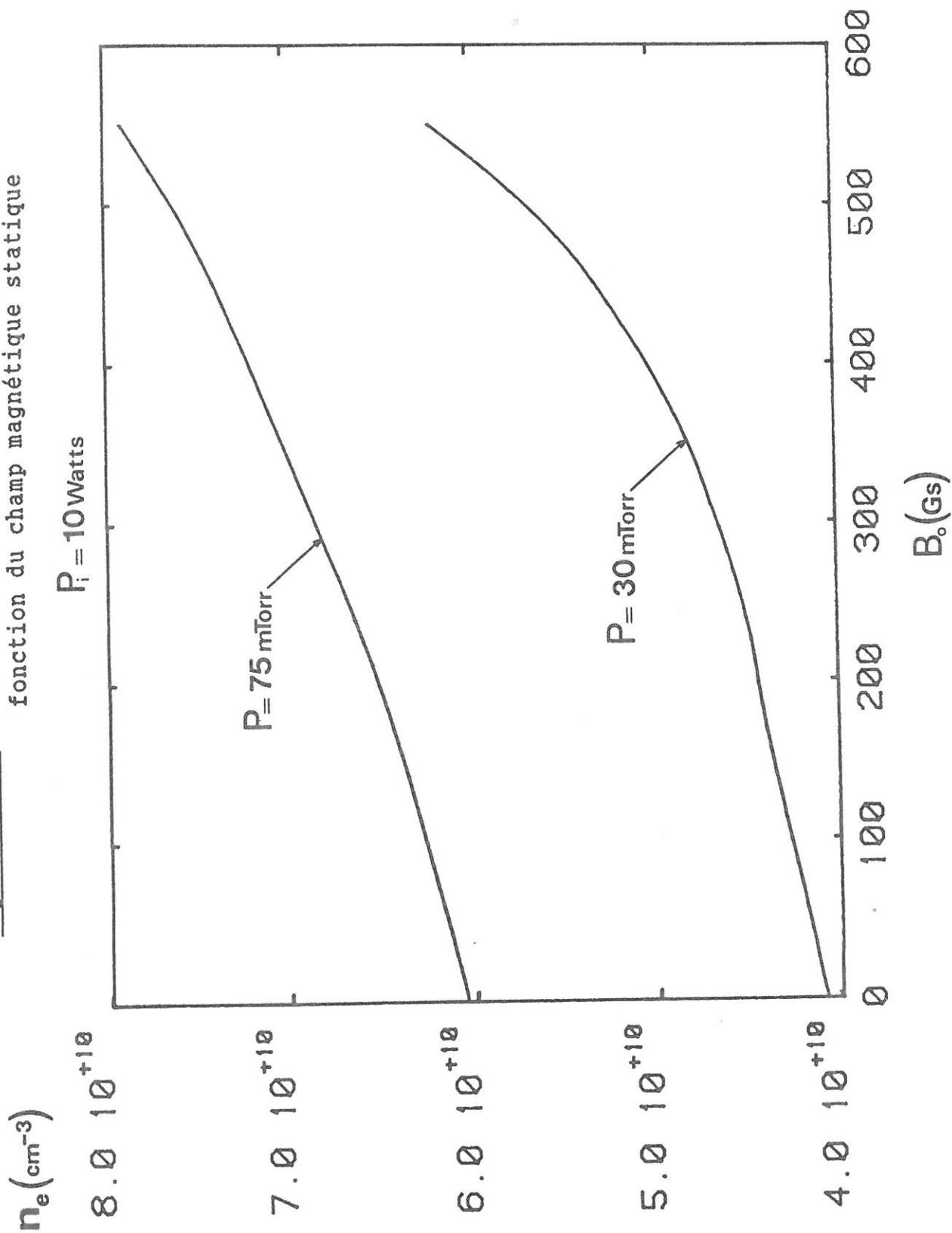


Figure II'-21: Variation de la densité électronique en fonction du champ magnétique statique



D - CONCLUSION

Pour interpréter les variations des caractéristiques ν et θ en fonction du champ magnétique B_0 , nous avons en premier lieu cherché à expliquer ces variations. Pour cela, nous avons adopté la démarche suivante :

- à partir d'hypothèses simplificatrices (diffusion ambipolaire parfaite, fonction de distribution en énergie des électrons maxwellienne, fréquence effective de collision scalaire), nous avons résolu l'équation décrivant l'état stationnaire de la décharge. Cette première approche nous a permis de décrire correctement les évolutions qualitatives de ν et θ . Néanmoins, ce modèle simplifié est incomplet, du fait des hypothèses posées pour l'établir.

- Nous avons relié ν et θ par une équation macroscopique traduisant la décroissance de la puissance θ avec B_0 , en terme de réduction du rayon apparent de la décharge. Nous avons montré que nos résultats expérimentaux sont cohérents avec ce type de description, prouvant ainsi que la décroissance de θ avec B_0 est liée à la réduction des pertes électroniques par diffusion vers les parois du tube à décharge.

En second lieu, à l'aide de la loi ressortant de cette dernière approche et de la loi empirique de variation de ν (Cf. partie I de ce chapitre), nous avons montré comment déterminer le point de fonctionnement de la décharge. Ainsi, quels que soient le champ magnétique B_0 ($B_0 \leq 550$ Gs), la pression ($5 \text{ mTorr} \leq P \leq 100 \text{ mTorr}$) et la puissance P_{10} , il est maintenant possible de modéliser la décharge (profil axial de densité électronique, distribution spatiale de l'énergie électromagnétique).

C O N C L U S I O N

Dans le passé, il a été montré qu'une décharge micro-onde créée par une onde de surface peut être caractérisée par [7, 9-16] :

- la fréquence effective de collision électron neutre pour le transfert de la quantité de mouvement ν_0 .

- la puissance nécessaire au maintien d'un électron dans la décharge θ_0 .

- le champ électrique effectif de maintien de la décharge, qui se déduit des quantités précédentes :

$$\bar{E}_{e0} = \frac{\sqrt{m}}{e} \sqrt{\theta_0 \nu_0}$$

Ainsi, il a été établi théoriquement [7] et expérimentalement [13] deux lois de similitude pour l'argon, sous la forme de deux relations donnant ν et θ en fonction de la pression P et du rayon du plasma a :

$$\frac{\nu_0(P)}{P} = f_\nu(\text{Pa}) \quad \text{et} \quad \frac{\theta_0(P)}{P} = f_\theta(\text{Pa})$$

De la même façon, nous venons de montrer qu'une décharge entretenue par une onde progressive, en présence d'un champ magnétique statique \vec{B}_0 axial, est également caractérisée par les trois quantités $\nu(P, B_0)$,

$\theta(P, B_0)$ et $\bar{E}_e(P, B_0)$.

Pour nos conditions expérimentales d'étude (tube 15-19-150, $\omega/2\pi = 390$ MHz, $5 \text{ mTorr} \leq P \leq 100 \text{ mTorr}$, $B_0 \leq 550$ Gs), nous avons établi de nouvelles lois permettant de connaître les variations de ces caractéristiques en fonction du champ B_0 , de la pression et des valeurs ν_0 et θ_0 en champ magnétique nul. Ces lois empiriques sont complémentaires des lois de similitude connues en plasma isotrope. Leur ensemble autorise maintenant la description des conditions d'entretien de la décharge, en l'absence ou en présence du champ B_0 .

En premier lieu, nous avons mis en évidence la décroissance de l'énergie moyenne des électrons lorsque le champ B_0 augmente à pression fixée. Cette décroissance se traduit par une baisse de la fréquence effective de collision, régit par la première des lois empiriques :

$$\nu(P, B_0) = \nu_0(P) - a_\nu(P)B_0$$

où la pente $a_\nu(P)$ est indépendante du champ B_0 .

D'autre part, nous avons montré que la seconde loi simple suivante relie les caractéristiques ν et θ entre elles ($\nu \ll \omega$) :

$$\frac{\theta(P, B_0)}{\theta_0(P)} = \left[1 + \rho_1 \frac{\lambda_c^2}{\lambda_0^2} \right]^{-1} \simeq \left[1 + \rho_2 \frac{B_0^2}{\nu^2(P, B_0)} \right]^{-1}$$

où le coefficient ρ_i ($i = 1, 2$) est indépendant des conditions de fonctionnement de la décharge (puissance initiale de l'onde progressive, pression, champ magnétique). Pour chaque pression, cette loi permet de connaître le taux de décroissance de la puissance nécessaire au maintien d'un électron dans la décharge, lorsque le champ B_0 augmente.

En première approche, les lois empiriques de variation de ν et θ en fonction de B_0 peuvent être interprétées à l'aide d'un modèle simple, basé sur la réduction des pertes électroniques par diffusion vers les parois du tube à décharge. Néanmoins, d'autres études seront nécessaires pour améliorer la concordance entre expérience et théorie. Des expériences complémentaires devront aussi être menées, pour déterminer le domaine de validité de ces lois et vérifier si elles sont généralisables (rôles joués par les divers paramètres de l'étude : rayon du plasma, fréquence d'onde, nature du gaz).

Cependant, de même qu'en l'absence de champ magnétique, l'étude de la propagation de l'onde sans tenir compte du profil radial de densité électronique nous a permis de décrire correctement le transfert énergétique onde-plasma. A l'aide des lois précédentes, nous pouvons ainsi modéliser la décharge (détermination des profils axiaux de la densité électronique et de la puissance transportée par l'onde, en valeurs absolues), et connaître ses

conditions d'entretien (champ effectif de maintien), en fonction de la pression et du champ magnétique.

De plus, nous avons montré que le champ magnétique B_0 permet de changer fortement la distribution radiale du champ électromagnétique de l'onde, et donc celle de son énergie. Ainsi, suivant les valeurs de densité électronique et de champ B_0 , cette énergie se propage soit à la périphérie du plasma (plasma entretenu par une onde de surface), soit dans le volume de celui-ci (plasma entretenu par une onde de volume).

Du fait des hypothèses posées (densité électronique indépendante de la position radiale, fréquence de collision ν supposée scalaire), ces résultats sont à utiliser avec précaution. Néanmoins, ils suggèrent que la répartition radiale des espèces excitées du plasma, fonction des profils radiaux de la densité électronique et du champ électrique, est fortement influencées par la présence du champ B_0 .

Ceci amène de nouvelles voies de recherche. Ces études futures pourront s'orienter vers :

- la description théorique de l'état stationnaire d'une tranche de plasma en régime de diffusion (détermination couplée des profils radiaux de la densité électronique et du champ électromagnétique dans le plasma), suivant en cela les travaux de C.M. Ferreira [6] menés en plasma isotrope ($B_0 = 0$). Il sera entre autre nécessaire d'étudier les caractéristiques de propagation de l'onde en prenant en compte le profil de densité électronique, et les variations de ce profil en fonction du champ B_0 .

- la détermination expérimentale des répartitions radiales des espèces excitées du plasma, par spectroscopie radiale d'émission (ou d'absorption). Les résultats de cette étude devront être comparés à ceux obtenus par la description théorique précédente. Comme en l'absence de champ magnétique [14], il conviendra d'établir des lois d'émission reliant les densités d'espèces radiatives à l'intensité du champ électrique de l'onde dans le plasma. Ces lois permettront de connaître les distributions radiales couplées du champ électrique et des densités d'espèces excitées.

L'intérêt essentiel du travail que nous venons de présenter, et de ses développements futurs, est la mise au point de réacteurs de traitement de surface, dans lesquels la répartition radiale des divers espèces arrivant sur le substrat joue un rôle déterminant. En effet, par le contrôle du profil radial du champ électrique dans le plasma, le champ magnétique B_0 permettrait de mieux homogénéiser cette répartition. Actuellement, des réacteurs de grand diamètre ($10 \text{ cm} \leq 2a \leq 20 \text{ cm}$) sont étudiés expérimentalement, et un programme de recherche est envisagé, au sujet de l'action du champ magnétique B_0 sur ces plasmas de grand volume (répartition des espèces).

A N N E X E I A

TERME DE COLLISION ELECTRON NEUTRE POUR LE TRANSFERT DE LA QUANTITE DE MOUVEMENT

Le terme de collision électron-neutre intervenant dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement des électrons s'écrit [45] :

$$\vec{P} = - n_e m \vec{v} \cdot \vec{v}_e \quad (A1-1)$$

où \vec{v}_e est la vitesse macroscopique de l'électron, et \vec{v} un tenseur diagonal anisotrope :

$$\vec{v} = \begin{vmatrix} v_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & v_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & v_{zz} \end{vmatrix} \quad (A1-2)$$

dont les composantes se déduisent des anisotropies du premier ordre de la fonction de distribution en vitesse des électrons $f(v_e)$ et de la fréquence de collision microscopique : $\nu_c(v_e) = N \sigma_c(v_e) v_e$, où N est la densité des neutres et σ_c la section efficace de collision pour le transfert de la quantité de mouvement .

Nous avons :

$$v_{xx} = \frac{\int_0^{\infty} \nu_c(v_e) \alpha_{11}(v_e) v_e^4 dv_e}{\int_0^{\infty} \alpha_{11}(v_e) v_e^4 dv_e} \quad (A1-3)$$

et une expression identique pour v_{yy} et v_{zz} , où α_{11} doit être respectivement remplacé par β_{11} et α_{10} . Ces termes d'anisotropie sont donnés par les expression [45] :

$$\alpha_{10} = \frac{e E_z}{j\omega + \nu_c} \frac{1}{m v_e} \frac{\partial f_0}{\partial v_e} \quad (A1-4)$$

$$\alpha_{11} = \frac{(j\omega + \nu_c)e E_x - e\omega_c E_y}{(j\omega + \nu_c)^2 + \omega_c^2} \frac{1}{m \nu_e} \frac{\partial f_0}{\partial \nu_e} \quad (\text{A1-5})$$

$$\beta_{11} = \frac{e\omega_c E_x + (j\omega + \nu_c)e E_y}{(j\omega + \nu_c)^2 + \omega_c^2} \frac{1}{m \nu_e} \frac{\partial f_0}{\partial \nu_e} \quad (\text{A1-6})$$

où E_x , E_y , et E_z sont les composantes du champ électrique de l'onde dans le plasma, et f_0 la partie isotrope de la fonction de distribution.

Si ν_c est indépendante de ν_e , on obtient alors :

$$\nu_{xx} = \nu_{yy} = \nu_{zz} \quad (\text{A1-7})$$

de sorte que le tenseur $\vec{\nu}$ se réduit au scalaire ν .

Dans notre étude, nous utilisons une fréquence effective de collision ν scalaire, telle que le terme de collision s'écrive :

$$\vec{P} = - n_e m \nu \vec{v}_e \quad (\text{A1-8})$$

de sorte que nous ne tenons pas compte de la dépendance de la fréquence microscopique ν_c par rapport à l'énergie des électrons.

A N N E X E II-A

EQUATION DE DISPERSION

1 - EXPRESSION ANALYTIQUE GENERALE ($\nu \neq 0$)

La relation de phase liant la densité électronique au nombre d'onde est déterminée à partir des conditions de continuité des composantes de champ électromagnétique tangentielle aux interfaces plasma-diélectrique ($r = a$), et diélectrique-air ($r = b$) de la structure de propagation.

Pour le plasma, les composantes E_{pz} , H_{pz} , $E_{p\varphi}$ et $H_{p\varphi}$ sont respectivement données par les expressions (I-23), (I-24), (I-31) et (I-33)

Les composantes de champ hors du plasma vérifient le système d'équation [1] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla_T^2 E_{1z} + k_1^2 E_{1z} = 0 \\ \nabla_T^2 H_{1z} + k_1^2 H_{1z} = 0 \\ \vec{E}_{1T} = - \frac{\gamma}{k_1^2} \vec{\nabla}_T E_{1z} + j \mu_0 \frac{\omega}{k_1^2} \vec{i}_z \wedge \vec{\nabla}_T H_{1z} \quad (\text{IIA} - 1) \\ \vec{H}_{iT} = - \frac{\gamma}{k_1^2} \vec{\nabla}_T H_{1z} - j \epsilon_0 \epsilon_i \frac{\omega}{k_1^2} \vec{i}_z \wedge \vec{\nabla}_T E_{1z} \end{array} \right. \quad (\text{IIA} - 1)$$

L'indice i représente le milieu de propagation : $i = v$ pour le diélectrique de permittivité relative ϵ_v , et $i = e$ pour l'air de permittivité relative 1. D'autre part :

$$k_1^2 = k_0^2 \epsilon_i + \gamma^2 \quad (i = v, e) \quad (\text{IIA-2})$$

où la constante de propagation est : $\gamma = \alpha + j\beta$

Les solutions de (IIA-1) sont des combinaisons de fonctions de

Bessel à argument complexe [50]. Les composantes de champ électrique tangentielles aux interfaces de la structure doivent s'annuler à la surface du cylindre métallique ($r = d$). On obtient alors pour les composantes axiales :

- dans le tube diélectrique :

$$\begin{cases} E_{vz}(r) = C J_0(k_v r) + D H_0^{(1)}(k_v r) \\ H_{vz}(r) = E J_0(k_v r) + F H_0^{(1)}(k_v r) \end{cases} \quad (\text{IIA-3})$$

- à l'extérieur :

$$\begin{cases} E_{ez}(r) = G \left[H_0^{(1)}(k_e d) J_0(k_e r) - J_0(k_e d) H_0^{(1)}(k_e r) \right] \\ H_{ez}(r) = H \left[H_0^{(1)}(k_e r) J_1(k_e d) - J_0(k_e r) H_1^{(1)}(k_e d) \right] \end{cases} \quad (\text{IIA-4})$$

Dans ces expressions, J_n et $H_n^{(1)}$ sont respectivement les fonctions de Bessel de première et troisième espèce, d'ordre $n = 0, 1$. Les lettres C à H représentent des constantes d'intégration indéterminées, complexes.

L'écriture des huit équations de continuité (deux pour chacune des composantes E_z , H_z , E_φ et H_φ) amène après quelques calculs à un système de quatre équations, dont les quatre inconnues sont arbitrairement choisies : A_1 , A_2 , C et E. L'annulation du déterminant de ce système donne l'équation de dispersion. Cette équation s'écrit :

$$f_{\emptyset, \omega/\omega_c, \nu/\omega} \left(\gamma = \alpha + j\beta, \frac{\omega}{\omega_p} \right) = \begin{vmatrix} X_{11} & X_{21} & X_{31} & 0 \\ X_{12} & X_{22} & 0 & X_{42} \\ X_{13} & X_{23} & 0 & X_{43} \\ X_{14} & X_{24} & X_{34} & 0 \end{vmatrix} = 0 \quad (\text{IIA-5})$$

où les trois paramètres suivants interviennent :

- les caractéristiques de la structure de propagation et la pulsation d'onde (sigle \emptyset).
- le rapport ω/ω_c
- le rapport ν/ω , où ν est la fréquence effective de collision électron-neutre.

Les coefficients X_{ij} ($i, j = 1, 4$) de (IIA-5) sont donnés par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned}
 X_{11} &= J_0(p_1 a) \\
 X_{21} &= J_0(p_2 a) \\
 X_{31} &= -J_0(k_v a) - \zeta H_0^{(1)}(k_v a) \\
 X_{12} &= -L_2 P_1 J_1(p_2 a) \\
 X_{22} &= -L_1 p_2 J_1(p_2 a) \\
 X_{42} &= \frac{j\omega\mu_0}{k_v} \left[J_1(k_v a) + \delta H_1^{(1)}(k_v a) \right] \\
 X_{13} &= h_1 J_0(p_1 a) \\
 X_{23} &= h_2 J_0(p_2 a) \\
 X_{43} &= -J_0(k_v a) - \delta H_0^{(1)}(k_v a) \\
 X_{14} &= -\frac{Q}{a_2} p_1 p_2^2 J_1(p_2 a) \\
 X_{24} &= -\frac{Q}{a_2} p_1 p_2^2 J_1(p_2 a) \\
 X_{34} &= \frac{-j\omega \epsilon_0 \epsilon_v}{k_v} \left[J_1(k_v a) + \zeta H_1^{(1)}(k_v a) \right]
 \end{aligned} \tag{II A-6}$$

Avec l'abréviation suivante :

$$(HJ)_n^p = H_n^{(1)}(k_e d) J_p(k_e b) - J_n(k_e d) H_p^{(1)}(k_e b) \tag{II A-7}$$

les quantités δ et ζ sont données par les expressions :

$$\zeta = \frac{k_e \epsilon_v (HJ)_0^0 J_1(k_v b) - k_v (HJ)_0^1 J_0(k_v b)}{k_v (HJ)_0^1 H_0^{(1)}(k_v b) - k_e \epsilon_v (HJ)_0^0 H_1^{(1)}(k_v b)} \tag{II A-8}$$

et la même chose pour δ , où $\epsilon_v (HJ)_0^0$ doit être remplacé par $(HJ)_1^0$, et $(HJ)_0^1$ par $(HJ)_1^1$.

2 - CAS D'UN PLASMA NON COLLISIONNEL ($\nu = 0$)

a - Forme analytique simplifiée

Quand $\nu = 0$ ($\gamma = j\beta$) :

$$k_1^2 = k_0^2 \epsilon_i - \beta^2 \quad (i = v, e) \quad (\text{IIA-9})$$

et

$$\frac{2p_{1,2}^2}{k_0^2} = - \frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}} (\xi^2 + 1) + (1 - \xi^2) + 2\epsilon_{\parallel} \pm \left[\left(\frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}} - 1 \right)^2 (\xi^2 - 1)^2 - 4\xi^2 \epsilon_{\parallel} \frac{\epsilon_x^2}{\epsilon_{\perp}^2} \right]^{1/2} \quad (\text{IIA-10})$$

$$\text{soit : } p_{1,2}^2 = \mathcal{G} \left(\beta, \frac{\omega}{\omega_p}, \frac{\omega}{\omega_c} \right) \quad (\text{IIA-11})$$

où nous avons posé : $\xi = \frac{\beta c}{\omega}$, réel. Dans ce cas, l'équation de dispersion s'écrit plus simplement :

$$f_{\emptyset, \omega/\omega_c} \left(\beta, \frac{\omega}{\omega_p} \right) = 0 \quad (\text{IIA-12})$$

où seuls les paramètres \emptyset et ω/ω_c interviennent. Les coefficients X_{ij} ($i, j = 1, 4$) gardent les formes analytiques données par les expressions (IIA-6) à (IIA-8).

b) Principe de résolution numérique

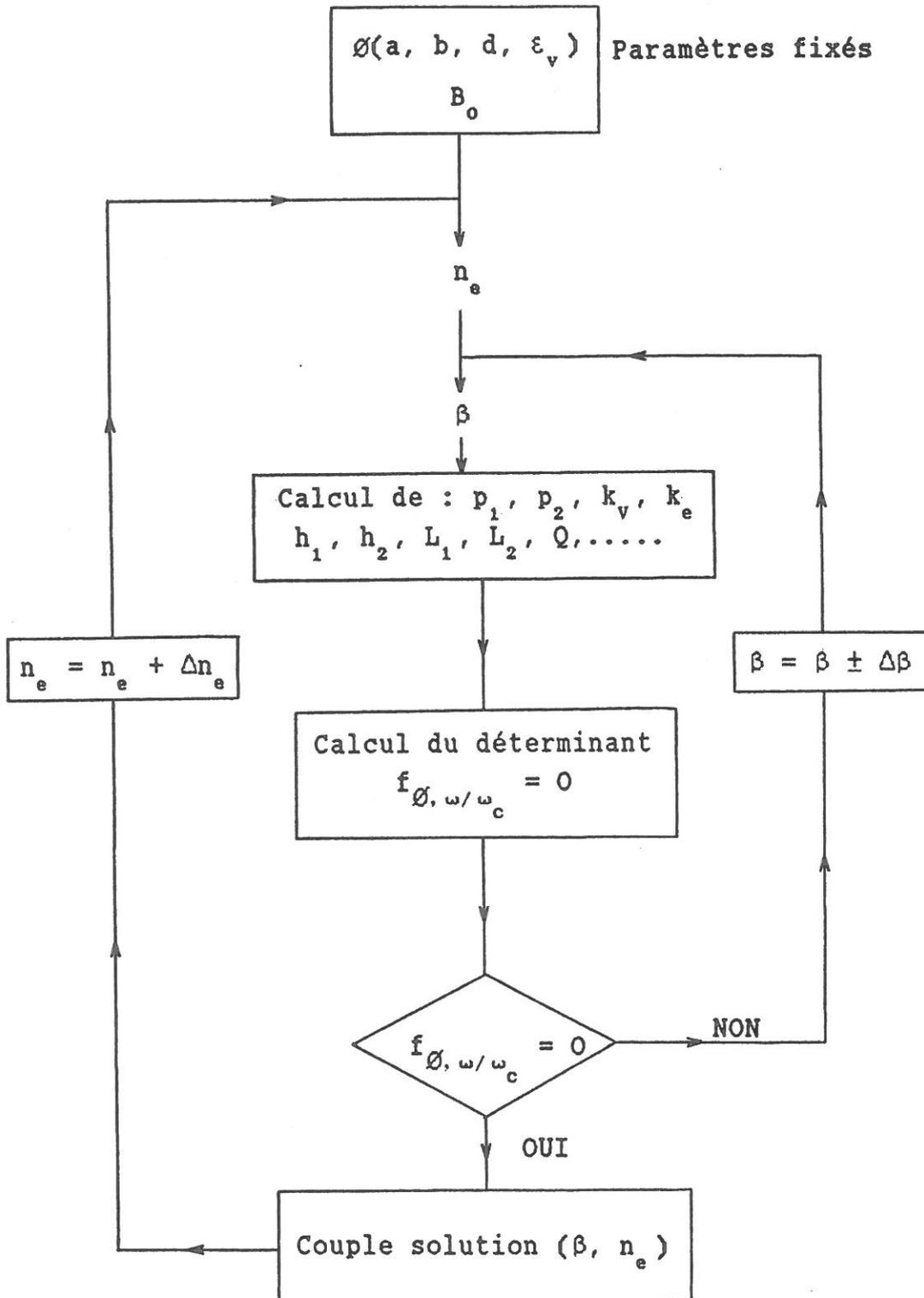
La méthode numérique employée pour résoudre (IIA-12) est identique à celle décrite dans les références [15, 28, 29] pour le calcul des caractéristiques de propagation de l'onde en plasma isotrope. Elle peut se résumer ainsi (voir organigramme) :

- on se donne les paramètres de la structure, la pulsation d'onde, et le champ magnétique statique.

- pour différentes valeurs de densité n_e voulues et fixées, on change la valeur de β jusqu'à obtenir un déterminant $f_{\emptyset, \omega/\omega_c}$ nul. On utilise pour cela un algorithme de minimisation (méthode de Powell [50]) cherchant à annuler le module du déterminant.

- chacun des couples (β, n_e) pour lesquels $f_{\emptyset, \omega/\omega_c} = 0$ sont des points solutions de l'équation de dispersion.

ORGANIGRAMME



A N N E X E II-B

NOMBRES D'ONDE TRANSVERSES

Les nombres d'onde transverses p_i ($i = 1, 2$) jouent un rôle important dans le calcul du champ électromagnétique de l'onde, et de ce fait dans la détermination du type d'onde se propageant dans la structure.

Rappelons en effet que la composante axiale du champ électrique s'écrit :

$$E_{pz}(r) = E_{pz1}(r) + E_{pz2}(r) = A_1 J_0(p_1 r) + A_2 J_0(p_2 r) \quad (\text{IIB-1})$$

où A_1 et A_2 sont des constantes complexes. Toutes les autres composantes de champ sont fonctions des E_{pz1} ($i = 1, 2$), (expressions (I-24) et (I-30) à (I-33)).

Les nombres p_i ($i = 1, 2$) sont déterminés par résolution de l'équation (I-35) :

$$\frac{2p_{1,2}^2}{k_0^2} = - \frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}} (\xi^2 + 1) + (1 - \xi^2) + 2\epsilon_{\parallel}$$

$$\pm \left[\left(\frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}} - 1 \right)^2 (\xi^2 - 1)^2 - 4\xi^2 \epsilon_{\parallel} \frac{\epsilon_X^2}{\epsilon_{\perp}^2} \right]^{1/2} \quad (\text{IIB-2})$$

$$\xi = \frac{\beta C}{\omega}, \text{ réel.}$$

Ces nombres sont connus par la résolution de l'équation de dispersion (détermination du nombre d'onde β , voir annexe IIA).

1 - NATURE DES NOMBRES D'ONDE TRANSVERSES

Il est intéressant de connaître la nature des nombres p_i ($i = 1, 2$) (réelle, imaginaire ou complexe), et les domaines associés à chacune de ces natures, en champ magnétiquestatique et en densité électronique. En effet,

Tableau IIB-1

<p>RPE ($\omega_p = \omega$)</p> <p>$\frac{A_2}{A_1}$ réel < 0</p> <p>$\lim_{\beta \rightarrow \infty} \left \frac{A_2}{A_1} \right = 0$</p> <p>(I-38)</p> <p>$\frac{A_2}{A_1}$ complexe</p> <p>et $\left \frac{A_2}{A_1} \right = 1$</p>	<p>ω/ω_p</p> <p>B_0 infini</p> <p>p réel</p> <p>$E_{pz}(0) > E_{pz}(a)$</p>	<p>RESONANCE D'ONDE ($\beta \rightarrow \infty$)</p>		<p>RCE ($\omega_c = \omega$)</p> <p>$\omega_c < \omega$</p>	<p>$B_0 = 0$</p> <p>(II-6)</p> <p>k_p imaginaire</p> <p>$E_{pz}(0) < E_{pz}(a)$</p>
	<p>$E_{pz}(0) > E_{pz}(a)$</p> <p>p_1 et p_2 réels</p> <p>③</p>	<p>$E_{pz}(0) > E_{pz}(a)$</p> <p>p_1 réel p_2 imaginaire</p> <p>④</p>	<p>$E_{pz}(0) > E_{pz}(a)$</p> <p>p_1 et p_2 imaginaires</p> <p>②</p>	<p>$E_{pz}(0) > E_{pz}(a)$</p> <p>p_1 et p_2 complexes conjugués</p> <p>①</p>	<p>$E_{pz}(0) > E_{pz}(a)$</p> <p>p_1 et p_2 imaginaires</p> <p>②</p>
	<p>$\omega_c > \omega$</p> <p>(c)</p>	<p>RESONANCE D'ONDE :: (II-5)</p>		<p>$\omega_c > \omega$</p>	

on peut conclure sur la forme radiale de la solution associée $E_{p_{z1}}$ dans les cas suivants :

- si p_1 est réel : $|E_{p_{z1}}(0)| > |E_{p_{z1}}(a)|$

- si p_1 est imaginaire : $|E_{p_{z1}}(0)| < |E_{p_{z1}}(a)|$

Le tableau IIB-1 présente l'évolution des nombres p_i ($i=1,2$) en nature. On peut y noter deux changements de nature possibles, lorsque le rapport ω/ω_p augmente :

- quel que soit ω_c , la séparation en tiret du tableau IIB-1 correspond au passage :

$$\left[\begin{array}{l} p_1^2 \text{ complexes} \\ p_1 \text{ et } p_{p2} \text{ complexes conjugués} \end{array} \right] \rightarrow \left[\begin{array}{l} p_1^2 \text{ réel} \\ p_1 \text{ et } p_2 \text{ réels ou,} \\ p_1 \text{ et } p_2 \text{ imaginaires} \end{array} \right]$$

Ce changement se situe pour un couple $(\beta, \omega/\omega_p)$ de la courbe de phase, vérifiant le système :

$$(IIB-3) \left\{ \begin{array}{l} \frac{\omega}{\omega_p} = \mathfrak{f}_i \left(\frac{\beta C}{\omega} \right), \text{ avec } \mathfrak{f}_i \text{ donnée par (I-38)} \\ \mathfrak{f}_{\emptyset} \left(\omega/\omega_c, \left(\beta, \frac{\omega}{\omega_p} \right) \right) = 0, \text{ équation de dispersion} \end{array} \right.$$

Ce couple peut être déterminé par une méthode graphique comme montré sur la figure IIB-2.

- si $\omega_c > \omega$, il apparaît un second point (β, ω_c) correspondant à un changement de nature des nombres p_i , notée par la séparation en pointillé sur le tableau IIB-1.

Le type de solution dans la région intermédiaire dépend de la valeur du rapport ω/ω_c (régions notées 2 et 3).

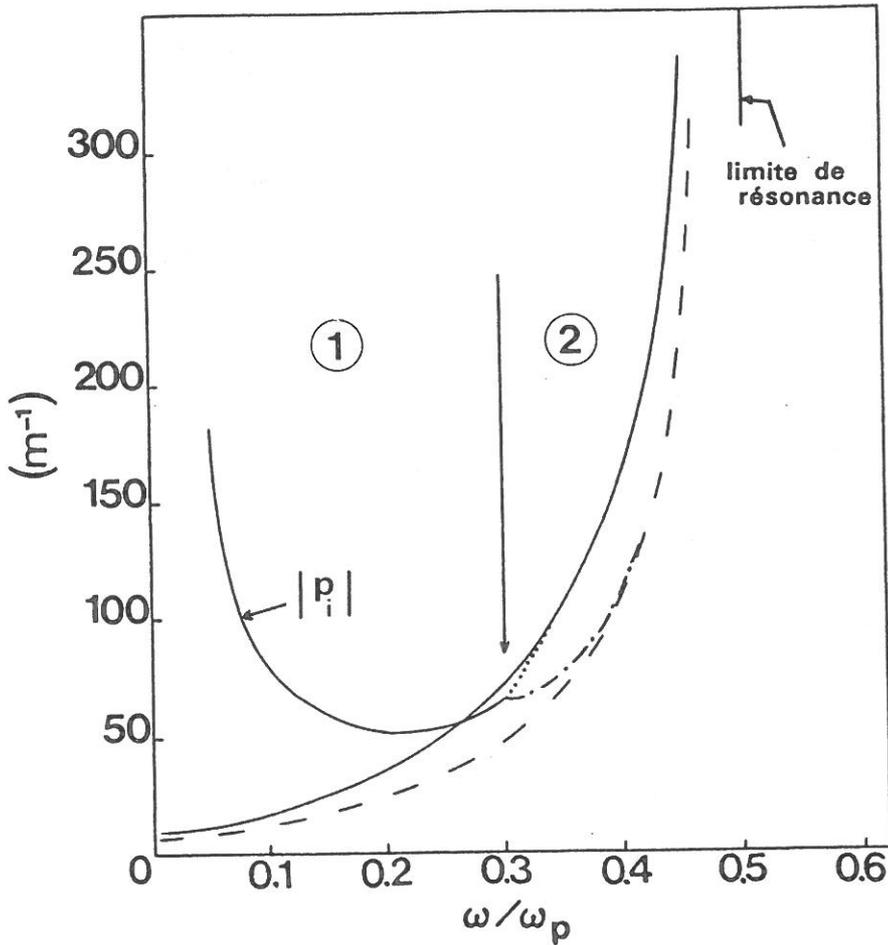


Fig.IIB-1a

$$\omega/\omega_c = 1.39$$

$$B_0 = 100 \text{ Gs}$$

(—): courbe de phase

$$f_{\phi, \omega/\omega_c}(\beta, \frac{\omega}{\omega_p}) = 0$$

(--): $\beta \sqrt{\frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_T}}$

(-·-·): $|p_1|$ (···): $|p_2|$

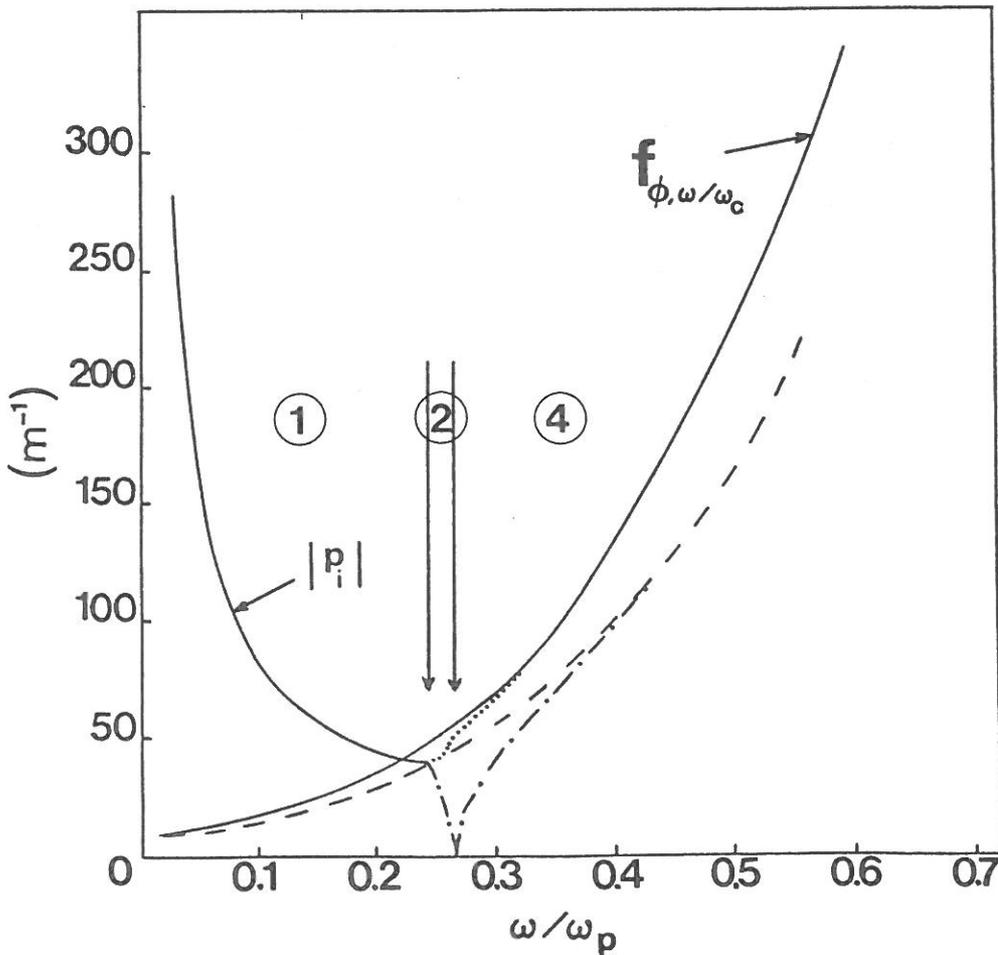


Fig.IIB-1b

$$\omega/\omega_c = 0.75$$

$$B_0 = 186 \text{ Gs}$$

(--): $\beta \sqrt{\frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_T}}$

(-·-·): $|p_1|$ (···): $|p_2|$

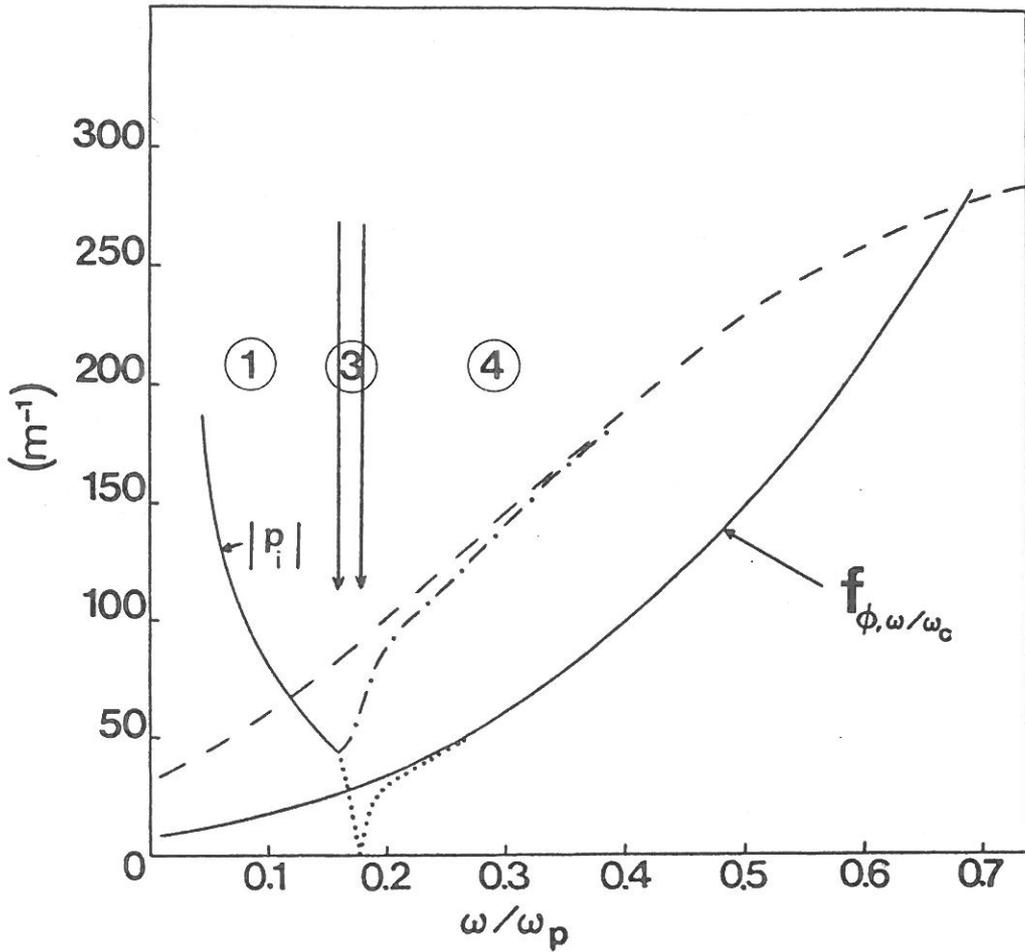


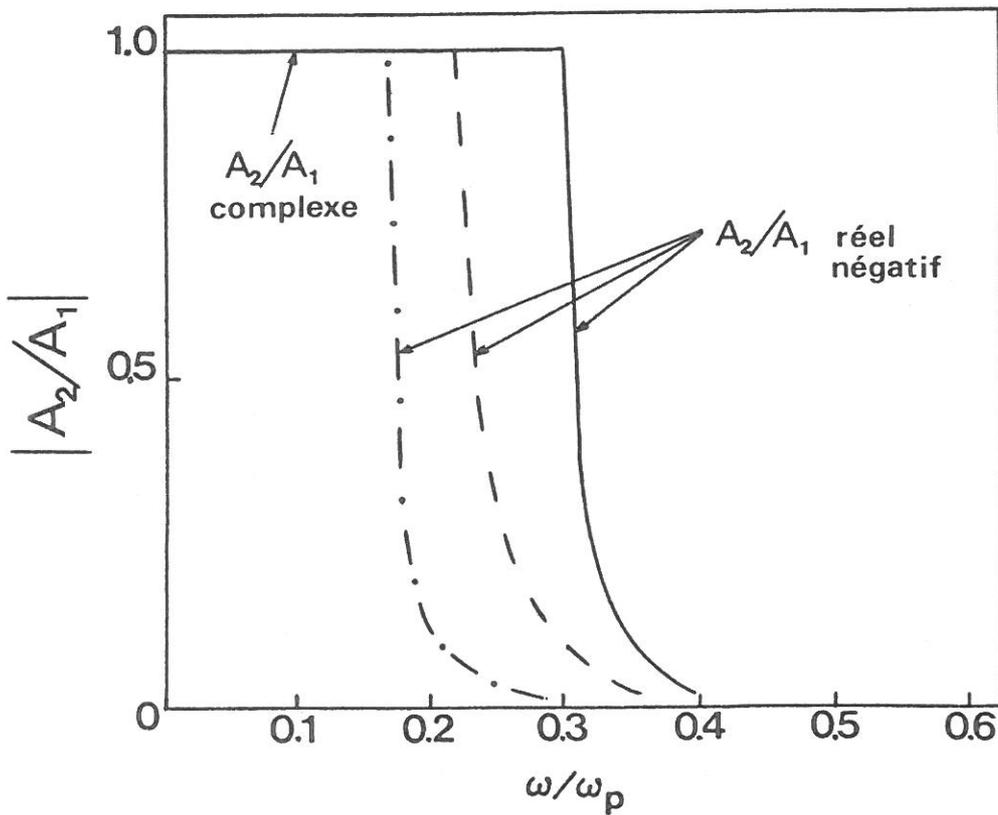
Fig. IIB-1c

$\omega/\omega_c = 0.25$

$B_0 = 550 \text{ Gs}$

(--): $\beta \sqrt{\frac{\epsilon_{||}}{\epsilon_T}}$

(-·-·): $|p_1|$ (···): $|p_2|$



ω/ω_c

(—): 1.39

(--): 0.75

(-·-·): 0.25

Fig. IIB-3

Figure IIB-2: Point de changement de nature des nombres d'onde transverses (p_i^2 complexe \rightarrow p_i^2 réel)

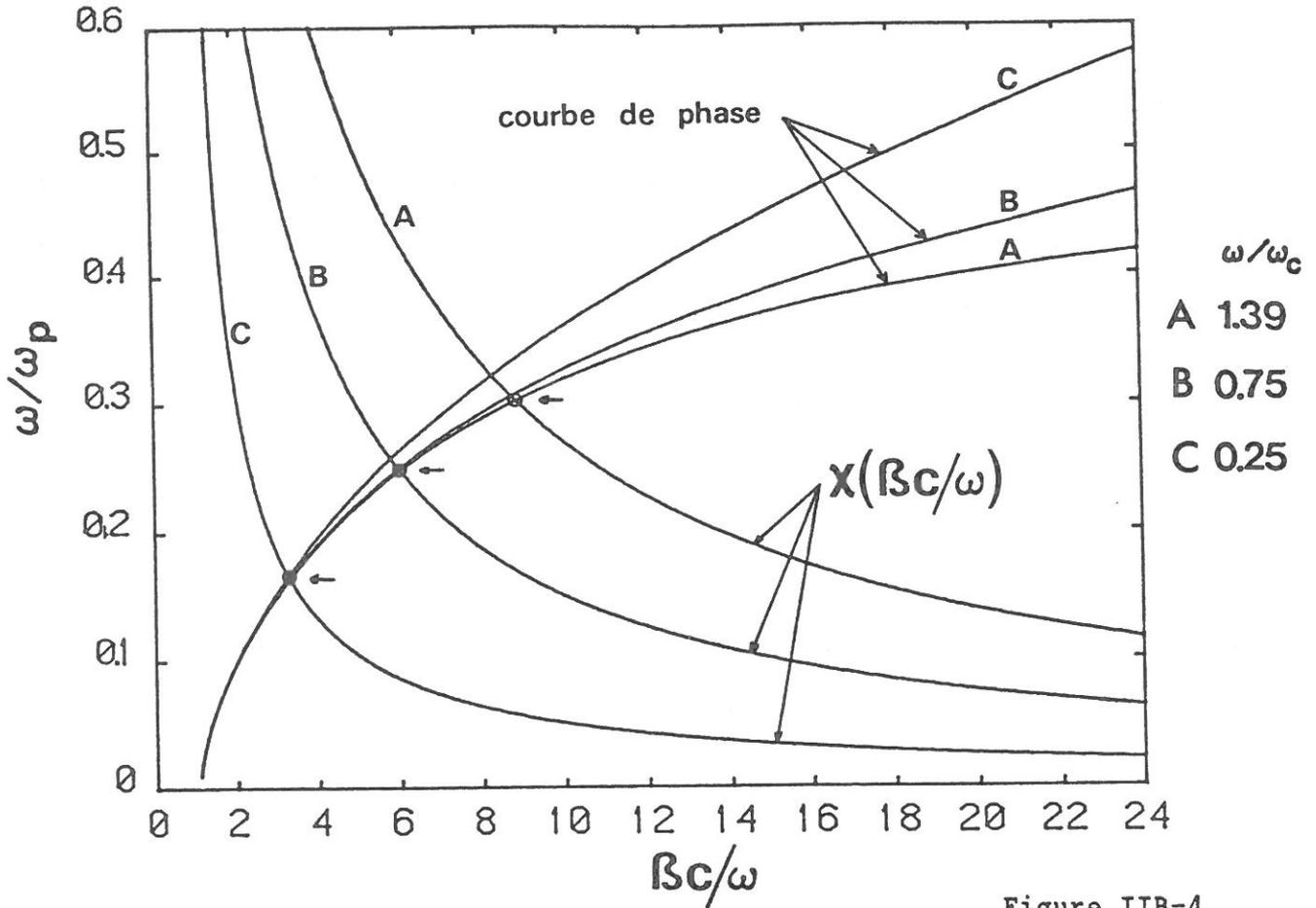
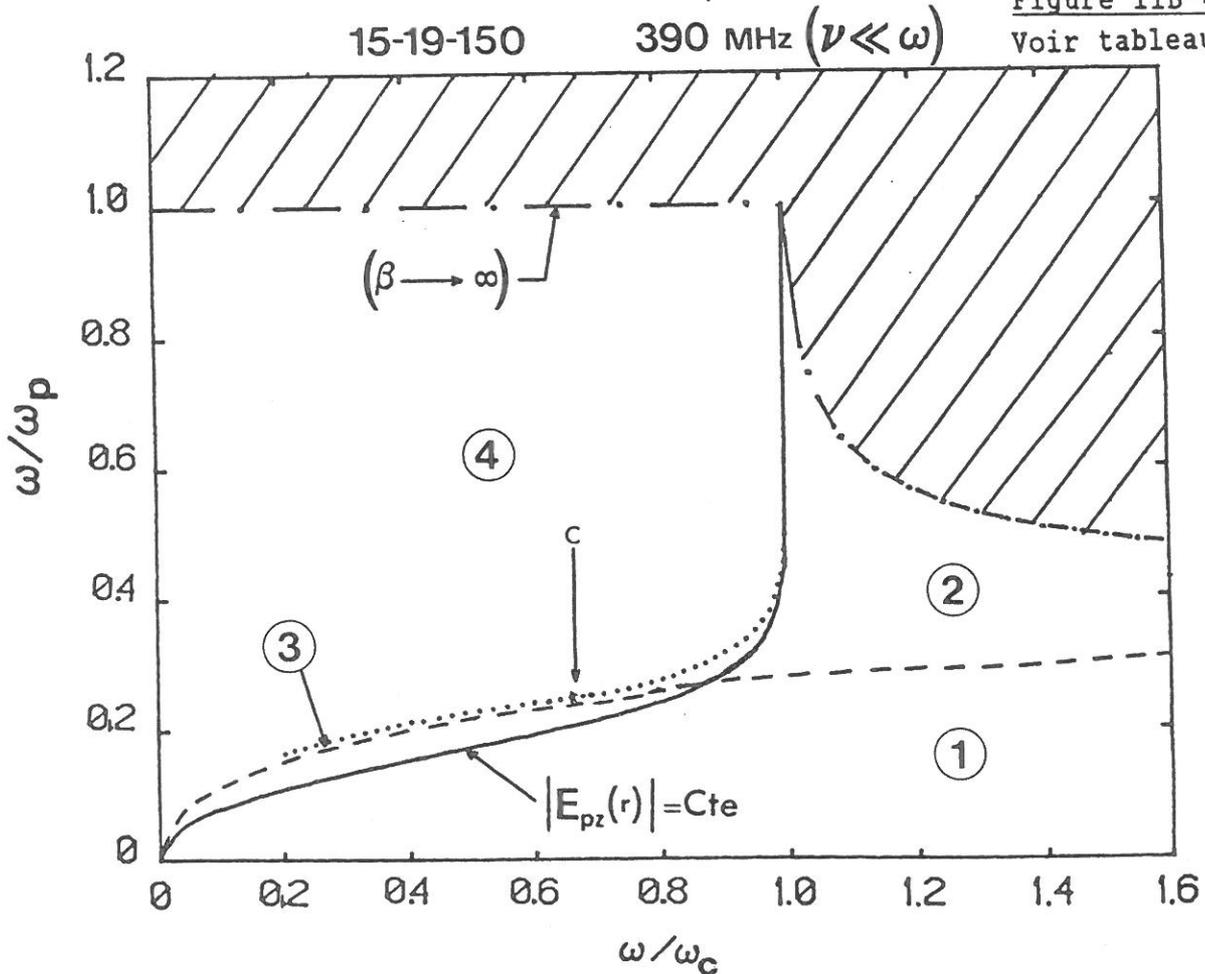


Figure IIB-4
Voir tableau IIB-1



2 - MODULE DES NOMBRES D'ONDE TRANSVERSES

Les figures IIB-1a à IIB-1c présentent, pour différentes valeurs du champ magnétique B_0 , l'évolution des modules des nombres p_i ($i = 1, 2$), en fonction du rapport ω/ω_p . Les flèches et les numéros indiqués sur ces figures correspondent aux changements de nature présentés ci-dessus.

Quelle que soit ω_c , dans la région 1, les deux nombres transverses sont complexes conjugués et leurs modules sont égaux. Ils se différencient au niveau de la transition : p_1^2 complexe \rightarrow p_1^2 réel.

Pour $\omega_c > \omega$ (Fig. IIB-1b et 1c), un des deux nombres p_i s'annule lors du second changement de nature.

Enfin, quelque soit ω_c , les nombres p_i tendent rapidement, pour les faibles densités électroniques (forts ω/ω_p), vers :

- pour p_2 : $j\beta$ (imaginaire)

$$- \text{ pour } p_1 : \begin{cases} j\beta \sqrt{\frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}}} & \text{si } \omega_c < \omega \text{ (imaginaire)} \\ \beta \sqrt{\frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}}} & \text{si } \omega_c < \omega \text{ (réel)} \end{cases}$$

3 - IMPORTANCE RELATIVE DES COMPOSANTES ASSOCIEES

Une fois déterminés β , p_1 et p_2 , il est possible de calculer le rapport de constantes A_1/A_2 . Celui-ci va nous renseigner sur l'importance relative des deux composantes E_{pz1} constituant l'expression (IIB-1). La figure IIB-3 représente l'évolution du module $|A_1/A_2|$.

Pour les faibles valeurs de ω/ω_p , $\frac{A_1}{A_2}$ est complexe de module 1. Puis ce rapport devient réel négatif, et sa valeur absolue décroît rapidement pour tendre vers zéro. Quelle que soit ω_c , le point de changement de

comportement de A_1/A_2 correspond au changement de nature : p_1^2 complexe
→ p_1^2 réel (Tableau IIB-1).

A partir des natures des nombres p_i ($i = 1,2$) et du rapport A_2/A_1 , lorsque ω_c est finie, la détermination de la forme du profil $|E_{p_z}(r)|$ n'est possible que pour les faibles densités électroniques (région 4 du tableau IIB-1). Pour ce domaine de densité, on recoupe les solutions de champ et le type d'onde obtenus dans l'approximation quasi-statique (tableau I-2).

Nous présentons pour finir les domaines de nature des nombres p_i ($i = 1,2$) en densité électronique (rapport ω/ω_p) et en champ magnétique (rapport ω/ω_c), comparés à ceux correspondant aux types de profil trouvés pour $|E_{p_z}(r)|$ (Fig. IIB-4). Nous pouvons ainsi constater que la courbe frontière $|E_{p_z}(r)| = \text{Cte}$ n'est pas déterminée exactement par un changement de nature des nombres p_i , sauf au voisinage de la RCE, pour les basses densités électroniques où la composante E_{p_z2} associée à p_2 ne joue plus de

rôle dans l'expression de E_{p_z} , $\left(\frac{A_2}{A_1} \rightarrow 0 \right)$.

A N N E X E I I I A

RESOLUTION NUMERIQUE DE L'EQUATION DE DISPERSION

PLASMA COLLISIONNEL ($\nu \neq 0$)

Dans le cas d'un plasma collisionnel, l'équation de dispersion s'écrit (voir annexe II-A)

$$f_{\varnothing, \omega/\omega_c, \nu/\omega} (\gamma = \alpha + j\beta, \omega/\omega_p) = 0 \quad (\text{IIIA-1})$$

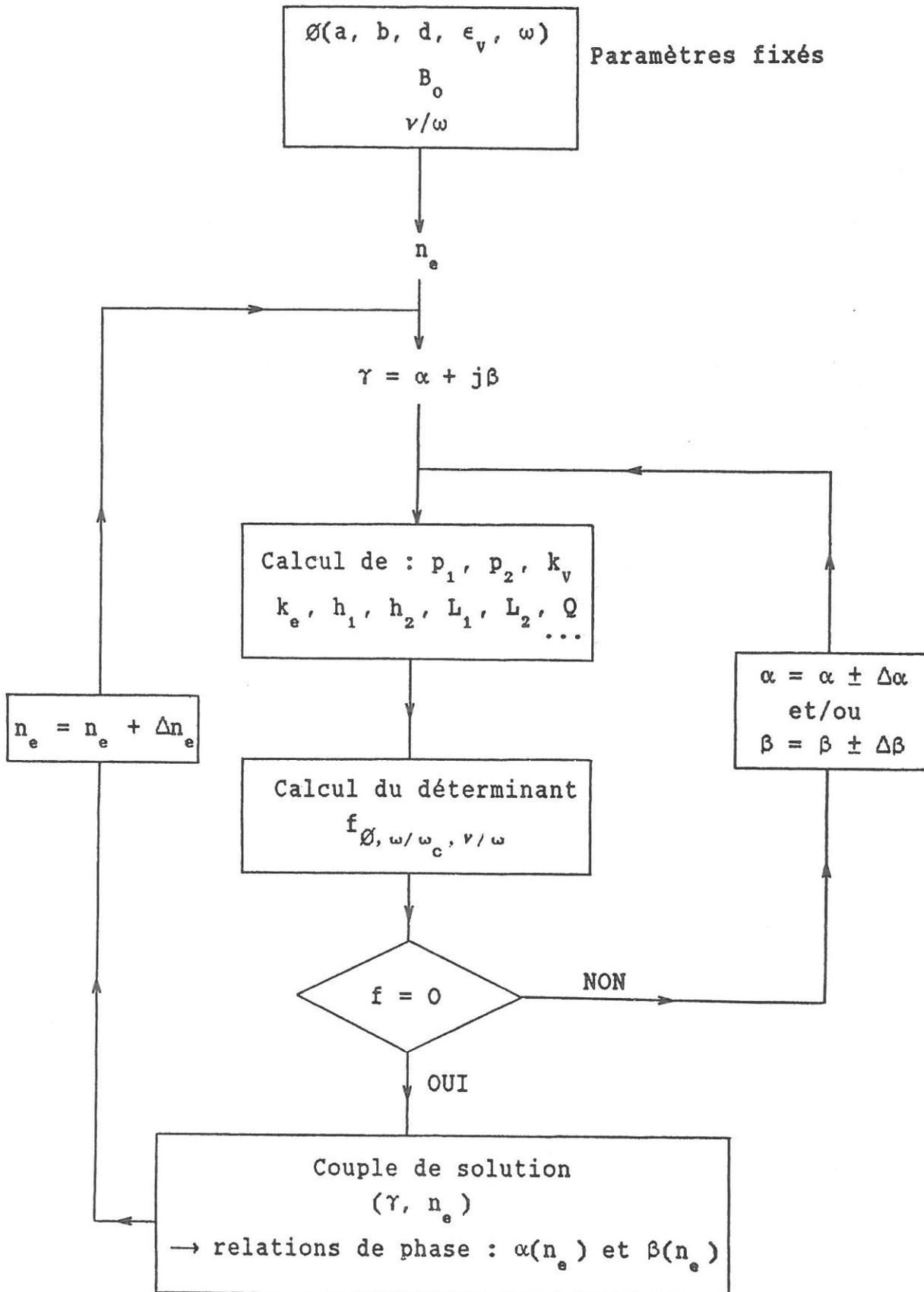
La solution de cette équation amène simultanément aux deux relations de phase :

$$\alpha(\omega/\omega_p) \text{ et } \beta(\omega/\omega_p)$$

pour les paramètres \varnothing , ω/ω_c et ω/ω_p choisis.

La méthode numérique utilisée pour cette résolution est calquée sur celle mise en place pour l'étude d'un plasma isotrope [15, 28, 29]. Le principe en est le même que celui présenté en annexe II-A pour le cas d'un plasma non collisionnel, mais la recherche du zéro de la fonction f se fait ici dans les deux directions du plan complexe : α et $j\beta$ (voir organigramme).

ORGANIGRAMME



A N N E X E II-'A

INDEPENDANCE DES CARACTERISTIQUES DE LA DECHARGE

PAR RAPPORT A LA DENSITE ELECTRONIQUE

Nos conditions expérimentales ont été détaillé au chapitre I sous-chapitre I de la deuxième partie. Nous avons vu que la décharge est créée en faible flux de gaz (de 10^{-3} à 0.4 sccm), avec les conditions suivantes :

- une pression au niveau du gap P variant de 5 m Torr à 100 mTorr
- un champ magnétique statique B_0 variant de 0 à 550 Gauss.

Il est important de montrer que, quels que soient P et B_0 , les caractéristiques de la décharge :

- la fréquence effective de collision électronique : ν
- la puissance nécessaire au maintien d'un électron dans la décharge: θ
- le champ électrique effectif de maintien :

\bar{E}_e sont des quantités indépendantes de la position axiale z et de la densité électronique, uniquement fonctions de P et de B_0 .

Ceci peut être facilement vérifié, en faisant varier la puissance initiale P_{i0} de l'onde progressive au niveau du gap, pour un couple (P, B_0) donné.

En effet, si l'on augmente la puissance P_{i0} , on augmente la longueur de la colonne de plasma entretenue par cette onde. On peut ainsi obtenir deux profils expérimentaux de densité électronique $n_e^{exp}(z)$ pour deux valeurs de P_{i0} distinctes. Le calcul des profils théoriques $n_e^{th}(z)$, reproduisant ces décroissances expérimentales de densité, permet de montrer que la fréquence ν est indépendante de P_{i0} , donc de la densité électronique (Fig. II'A-1 et II'A-2).

D'autre part, connaissant la fréquence ν , la puissance θ peut être déterminée en tout point du plasma, grâce à l'équation locale :

$$2 \alpha(n_e) P_i(z) = n_e^{exp}(z) S_p \theta \quad (II'A-1)$$

où S_p est la section du plasma, α le coefficient d'atténuation de l'onde et $P_i(z)$ sa puissance électromagnétique, dont la décroissance axiale peut être déterminée par résolution de l'équation :

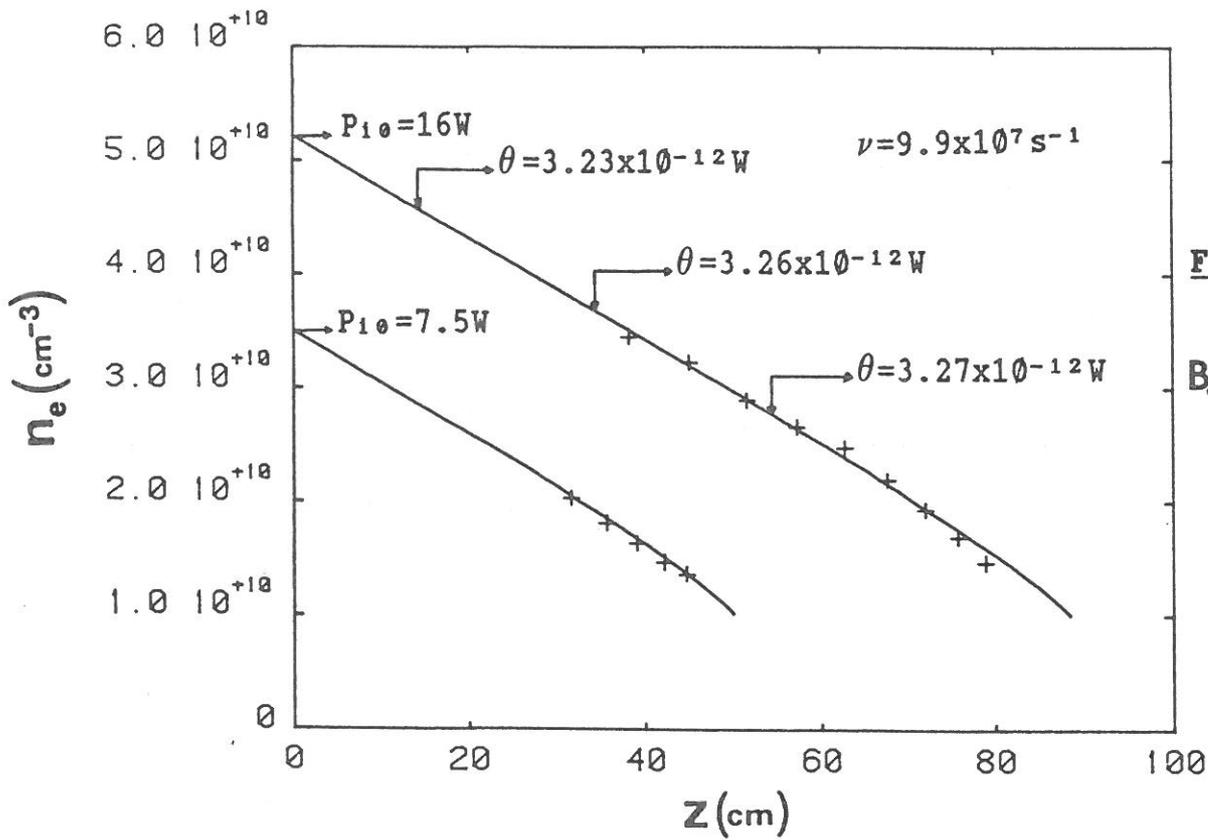


Fig.II'A-1

(—): profils théoriques $n_{ev}^{\text{th}}(z)$ [+]: points expérimentaux
 $P = 30 \text{mTorr}$

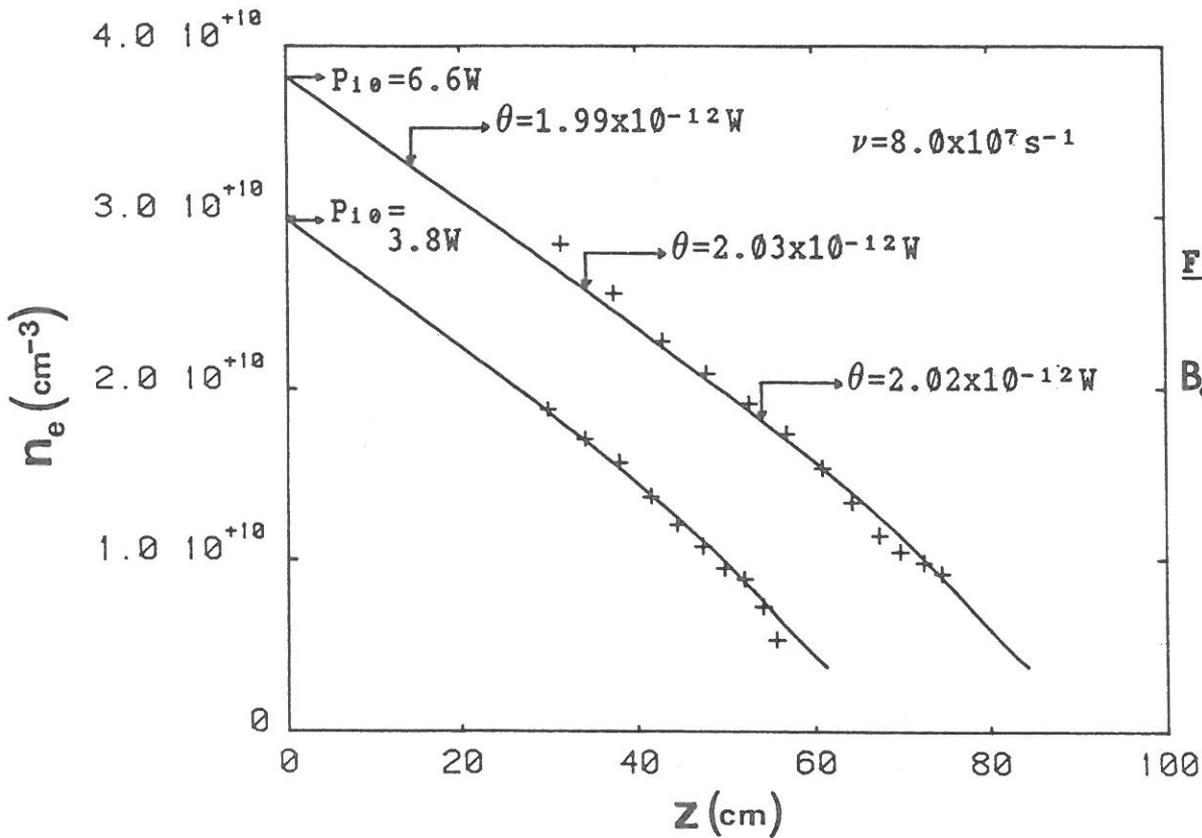


Fig.II'A-2

$$\frac{dP_1}{dz} = - 2 \alpha (n_e) P_1(z) \quad (\text{II}'\text{A}-2)$$

On vérifie ainsi, grâce aux relations (II'A-1) et (II'A-2), que la puissance H est indépendante de la position axiale z et de la densité électronique (Fig. II'A-1 et II'A-2).

De l'indépendance de v et H par rapport à z et n_e suit celle du champ effectif \bar{E}_e , du fait de la relation :

$$\bar{E}_e^2 = \frac{m}{e^2} H v \quad (\text{II}'\text{A}-3)$$

R E F E R E N C E S

PROPAGATION D'ONDE DANS LES PLASMAS-ONDES DE SURFACE

- [1] : W.P. Allis, S.J. Buchbaum, A. Bers
"Waves in Anisotropic Plasmas"
MIT Press (1963)
- [2] : A.W. Trivelpiece, R.W. Gould
J. Appl. Phys., 30 (1959) 1784-1793
- [3] : A.W. Trivelpiece
"Slow Wave Propagation in Plasma Waveguides"
San Francisco Press, Inc. (1967)
- [4] : M. Camus
VI CIPIG (Paris 1963) Tome III, p. 223
- [5] : D. Ilić
Int. J. Electronics, 24 (1968) 439-452

DECHARGES HF ENTRETENUES PAR ONDE DE SURFACE

- [6] : C.M. Ferreira
J. Phys. D : Appl. Phys., 14 (1981) 1811-1830
- [7] : C.M. Ferreira
J. Phys. D : Appl. Phys. 16 (1983) 1673-1685
- [8] : M. Moison, C. Beaudry, P. Leprince
IEFE Trans. Plasma Science, PS-3, 55 (1975)
- [9] : V.M.M. Glaude, M. Moisan, R. Pantel, P. Leprince, J. Marec
J. Appl. Phys. 51 (1980) 5693-5698

- [10] : P. Nghiem, M. Chaker, E. Bloyet, P. Leprince, J. Marec
J. Appl. Phys. 53 (1981) 2920-2922
- [11] : P. Leprince, J. Marec
J. Physique, 42 (1981) 1421-1425
- [12] : M. Chaker, P. Nghiem, E. Bloyet, P. Leprince, J. Marec
J. Physique. LETTRES 43 (1982) L71-L75
- [13] : C. Boisse-Laporte, A. Granier, E. Dervisevic, P. Leprince, M. Marec
J. Phys. D : Appl. Phys., 20 (1987) 197-203
- [14] : C. Boisse-Laporte, A. Granier, E. Bloyet, P. Leprince, J. Marec
J. Appl. Phys., 61 (1987) 1740-1746
- [15] : A. Granier, C. Boisse-Laporte, P. Leprince, J. Marec
J. Phys. D : Appl. Phys. 20 (1987) 204-209
- [16] : A. Granier, G. Gousset, P. Leprince, J. Marec
Revue Phys. Appl. 22 (1987) 999-1006
- [17] : R. Darchicourt, S. Pasquiers, C. Boisse-Laporte, P. Leprince,
J. Marec
Article accepté à la publication, J. Phys. D: Appl. Phys.
(août 1987)
- [18] : A.B. Sa', S. Pasquiers, C.M. Ferreira
XVIII ICPIG, Swansea (Tome 4, p 840)
- [19] : S. Pasquiers, A.B. Sa', C. Boisse-Laporte, C.M. Ferreira,
J. Lourciro, P. Leprince, J. Marec, A. Granier, R. Darchicourt,
S. Piret
Rapport interne L.P. 221 (Juin 1987), LPGP (Orsay)
- [20] : S. Piret, G. Gousset, C. Boisse-Laporte

article soumis à J. Phys. D : Appl-Phys.

- [21] : C. Boisse-Laporte, G. Gousset, A. Granier
39th GEC, Madison (oct. 1986)
- [22] : C. Boisse-Laporte, P. Leprince, R. Darchicourt, J. Marec,
S. Pasquiers
39th GEC, Madison (oct. 1986) LB-7 (p. 138)
- [23] : A. Granier, J. Marec, P. Supiot, C. Boisse-Laporte,
R. Darchicourt, S. Pasquiers, P. Leprince
40th GEC, Atlanta (oct. 1987)
- [24] : R. Darchicourt, E. Bloyet, C. Boisse-Laporte, A. Granier,
P. Leprince, J. Marec
ISPC, Tokyo (sept. 1987)
- [25] : P. Nghiem, M. Chaker, E. Bloyet, P. Leprince, J. Marec
Rapport interne L.P. 188 (1981), LPGP (Orsay)
- [26] : M. Chaler, P. Nghiem, E. Bloyet, P. Leprince, J. Marec
Rapport interne L.P. 190 (Mai 1981), LPGP (Orsay)
- [27] : S. Saada, E. Bloyet, C. Dervisevic, C. Boisse-Laporte
Rapport interne L.P. 202 (Nov 1983), LPGP (Orsay)
- [28] : C. Boisse-Laporte, E. Bloyet, E. Dervisevic, A. Granier,
P. Leprince, J. Marec, S. Saada
Rapport interne L.P. 205 (Mars 1984), LPGP (Orsay)
- [29] : A. Granier, C. Boisse-Laporte, E. Bloyet, P. Leprince, J. Marec
Rapport interne L.P. 218 (Mai 1986), LPGP (Orsay)

DECHARGES H.F D'ARGON

- [30] : C.M. Ferreira, J. Loureiro
J. Phys. D : Appl. Phys., 16 (1983) 2471-2483

DECHARGES H.F EN PRESENCE D'UN CHAMP MAGNETIQUE

[31] : B. Lax, W.P. Allis, S.C. Brown
J. Appl. Phys., 21 (1950) 1297-1304

[32] : J. Pelletier, Y. Arnal, B. Petit, C. Pomot, M. Pichot
J. Phys. D : Appl. Phys. 19 (1986) 795-809

DECHARGES H.F ENTRETENUES PAR ONDE PROGRESSIVE EN PRESENCE D'UN CHAMP
MAGNETIQUE

[33] : M. Moisan, R. Pantel, A. Ricard
Can. J. Phys. 60 (1982) 379-383

[34] : I. Zhelyazkov, E. Benova, V. Atanassov
J. Appl. Phys. 62 (1987) 2713-2721

DECHARGES D.C. EN PRESENCE D'UN CHAMP MAGNETIQUE

[35] : V.E. Golant
Soviet Physics Uspekhi, 79 (1963) 161-197

[36] : J.R. Forrest, R.N. Franklin
Brit. J. Appl. Phys. 17 (1966) 1569-1574

[37] : H.N. Ewald, F.W. Crawford, S.A. Self
J. Appl. Phys., 38, (1967) 2753-2761

[38] : D. Ilić
J. Appl. Phys. 44 (1973) 3993-4001

AUTRES ARTICLES ET OUVRAGES D'INTERET GENERAL

[39] : L.S. Frost
Physical Review, 105 (1956) 354-356

- [40] : L.S. Frost
Physical Review, 136 (1964) 6A, 1538-1545
- [41] : E. Eggarter
J. Chem. Phys., 62 (1975) 833
- [42] : J. Jolly
Rapport interne L.P. 165 (Sept 1977), LPGP (Orsay)
- [43] : Gas Discharges II (p. 124)
Encyclopedia of Physics - Berlin 1956
- [44] : R.F. Harrington
"Time Harmonic Electromagnetic Fields"
Mc Grax Hill (1961)
- [45] : J.L. Delcroix
"Physique des Plasmas", Tome 2
Dunod-Paris 1966
- [46] : G. Bekefi
"Radiation Processes in Plasmas"
John Wiley and Sons - New York 1966
- [47] : S.C. Brown
"Introduction to Electrical Discharges in Gases"
John Wiley and Sons - New York 1966
- [48] : A. Gilardini
"Low Emery Electron Collision in Gases"
John Wiley and Sons - New York 1972
- [49] : B.E. Cherrington
"Gaseous Electronics and Gas Lasers"
Pergamon Press - Oxford 1979
- [50] : N.W. Mc Lachlan

"Bessel Functions for Engineers"
Oxford University Press 1961

[51] : Himmelblau
"Applied Nonlinear Programming"
Mc Graw-Hill (1972), p. 167 SS