

ORSAY  
Série A.  
N° d'ordre :

1362

# THÈSE

PRÉSENTÉE

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD  
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE grade DE DOCTEUR ès-sciences

PAR

MAREC Jean Lucien Ernest

SUJET DE LA THÈSE :

ONDES DE GAINÉ, AMORTISSEMENTS NON COLLISIONNELS.

Soutenu le 29-10-1974 devant la Commission d'examen

MM. DELCROIX ..... Président.

LEPRINCE

MESSIAEN

MOURIER

STOREY

Examineurs.





12/11

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur Le Professeur J.L. DELCROIX qui, à divers titres, a permis la réalisation de ce travail et m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse.

Monsieur A.M. MESSIAEN a bien voulu accepter la charge de rapporteur au sein du jury. A la suite des fructueuses discussions que nous avons eues, il a bien voulu m'aider de ses conseils et suggestions pour rédiger ce mémoire, qu'il trouve ici l'expression de mes plus vifs remerciements.

Monsieur P. LEPRINCE, Maître de Recherche au C.N.R.S. a accepté de suivre ce travail. Au cours des discussions nombreuses et régulières que nous avons eues, il m'a souvent apporté une aide déterminante et m'a donné de précieux conseils. Pour son aide et son accueil toujours amical, qu'il trouve ici l'expression de mes très sincères remerciements.

Je voudrais aussi remercier Monsieur L.R.O. STOREY, Directeur de Recherche au C.N.R.S. qui a bien voulu s'intéresser à mon travail et me faire l'honneur d'être membre de ce jury.

Si ce travail a pu être mené à bien, c'est grâce à Monsieur G. MOURIER qui a bien voulu me prendre au sein de son équipe, qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

Cette étude<sup>‡</sup> a été effectuée au Laboratoire de Recherches Hyperfréquences de la THOMSON-CSF dirigé par Monsieur B. EPSZTEIN. Je le remercie très vivement de m'avoir donné la possibilité d'y mener mon travail à bien.

... / ...

‡ Cette étude a été réalisée grâce à l'aide matérielle et financière de la Direction des Recherches et Moyens d'Essais.



*Je voudrais aussi remercier très sincèrement Monsieur Le Professeur P.E. VANDENPLAS qui m'a si aimablement reçu dans son laboratoire et avec qui j'ai eu de fructueuses discussions.*

*Qu'ils soient du bureau de dessin, des ateliers de mécanique ou de verrerie ou des traitements thermiques, tous les membres du personnel m'ont apporté une collaboration active et efficace, qu'ils en soient tous sincèrement remerciés.*

*Qu'il me soit également permis de remercier les ingénieurs et techniciens de ce laboratoire qui m'ont réservé un accueil chaleureux et plus particulièrement Monsieur Y. ARCHAMBAULT avec qui j'ai eu de nombreux échanges et Monsieur G. FOSCOLO dont l'expérience de "tubiste" m'a souvent été précieuse.*

*Enfin, je voudrais remercier Madame C. LOUCHE qui a assuré la frappe et la mise en page de cette thèse avec dévouement malgré le surcroît de travail que cela représentait pour elle ainsi que Madame J. BONNEVAY qui en a assuré la reproduction.*





## SOMMAIRE

	<u>Pages</u>
<u>INTRODUCTION</u> .....	1
<u>I - ESQUISSE BIBLIOGRAPHIQUE DU PROBLEME</u> .....	4
1.1. <u>Les sondes à résonance</u> .....	4
1.1.1. Premières expériences. Résonances à $f_p$ .....	4
1.1.2. Théorie sans gaine de la sonde à résonance ....	5
1.1.3. Nouvelles expériences $\omega_{rés} = f(\omega_p, V_s)$ .....	5
1.1.4. Théorie avec gaine de la sonde à résonance ....	6
1.2. <u>Etudes portant sur les propriétés H.F. des antennes sphériques</u> .....	8
1.2.1. Etudes théoriques .....	12
1.2.2. Etudes expérimentales .....	17
1.2.3. Etudes des résonances secondaires .....	18
1.3. <u>Etudes d'antennes de géométrie non sphériques</u> .....	29
1.3.1. Calculs et mesures d'impédances .....	29
1.3.2. Rayonnement d'antennes .....	34
1.3.3. Distributions de courants sur une antenne .....	37
1.4. <u>Conclusion</u> .....	39
<u>II - LES ONDES DE GAINÉ</u> .....	42
11.1. <u>Ondes de surface et résonances de gainé : un même phénomène</u> .....	43
11.2. <u>Les ondes de gainé le long d'un cylindre</u> .....	47
11.3. <u>Conditions de validité de l'approximation électrostatique.</u> .....	57
11.3.1. Cas du plan conducteur infini .....	57
11.3.2. Cas du conducteur cylindrique .....	59
11.4. <u>Validité de l'approximation "plasma froid"</u> .....	65
11.4.1. Cas du conducteur plan infini .....	68
11.4.2. Cas du conducteur cylindrique .....	68
11.4.3. Approximation électrostatique pour un plasma tiède .....	69
11.5. <u>Conclusion</u> .....	73



III - <u>L'AMORTISSEMENT NON COLLISIONNEL DES ONDES DE GAINÉ</u> .....	76
III.1. <u>Les différents mécanismes d'amortissement non collisionnel</u> .....	76
III.1.1. Amortissement par mélange de phase .....	76
III.1.2. Amortissement Landau en milieu inhomogène ..	77
III.2. <u>Le mécanisme d'amortissement de PAVKOVICH et KINO</u> .....	78
IV - <u>LE MONTAGE EXPERIMENTAL ET LES METHODES DE MESURE</u> .....	93
IV.1. <u>Le montage expérimental</u> .....	96
IV.2. <u>Réalisation du tube à longueur de propagation variable</u> .	99
IV.3. <u>Le comparateur de phase</u> .....	106
IV.4. <u>Les méthodes de mesure</u> .....	107
IV.4.1. Mesures de la température et de la densité électroniques .....	107
IV.4.2. Mesure de la constante de propagation .....	116
IV.4.3. Mesure de l'amortissement .....	119
V - <u>RESULTATS EXPERIMENTAUX. DISCUSSION</u> .....	121
V.1. <u>Données expérimentales</u> .....	121
V.2. <u>Détection d'ondes lentes</u> .....	124
V.3. <u>Tracé des courbes de dispersion</u> .....	127
V.4. <u>Etude de la symétrie H.F. du tube à longueur de propagation         variable</u> .....	129
V.5. <u>Etude expérimentale de l'amortissement et de la longueur         d'onde</u> .....	130
V.6. <u>Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux.         Discussion</u> .....	142
<u>CONCLUSION</u> .....	145
<u>REFERENCES</u> .....	147





## INTRODUCTION

Quand on insère un conducteur métallique dans un gaz ionisé, il se forme entre lui et le plasma une zone de déplétion électronique : la gaine ionique. Si, de plus, on excite ce conducteur par un champ électrique H.F. (sondes à résonance, antennes, etc..), de nombreuses études ont montré que la gaine ionique joue un rôle important par rapport à ses propriétés hyperfréquences.

Nous nous intéressons plus particulièrement au domaine des fréquences inférieures à la fréquence plasma où diverses grandeurs caractéristiques des antennes (Impédance d'entrée, diagramme de rayonnement par exemple) sont profondément affectées par la présence de la gaine. Dans ce domaine, MESSIAEN et VANDENPLAS [44-46] ont observé des modifications du rayonnement d'une antenne bi-hémisphérique. Ils les ont interprétées par des résonances du système antenne-plasma dues à l'existence de la gaine.

Nous avons repris l'étude de ces phénomènes de résonance dans différentes géométries pensant qu'ils étaient à l'origine des résonances secondaires observées sur divers types de sondes H.F. Une étude en géométrie cylindrique [58] nous a permis de montrer que ces résonances sont dues à des ondes stationnaires dans les directions tangentielles. Celles-ci sont la manifestation en géométrie fermée d'un phénomène très général : la propagation d'ondes de surface le long de tout conducteur métallique dans la gaine ionique qui le sépare du plasma. Ces ondes que nous avons appelées ondes de gaine [58] sont très lentes puisque les dimensions des résonateurs sont faibles devant la longueur d'onde. Au cours de cette étude, nous avons observé, sur les résonances, un fort amortissement de ces ondes que seul un mécanisme non collisionnel peut expliquer. Toutefois, nous ne disposons pas d'une technique de mesure assez fine pour pouvoir obtenir autre chose que des résultats qualitatifs. De ce fait, aucune conclusion n'a pu être fournie quant au mécanisme physique d'amortissement.

... / ...

Etant donné l'intérêt actuellement suscité par les expériences utilisant des antennes en milieu ionisé, il nous a paru utile de poursuivre nos recherches sur les ondes de gaine. Nous nous sommes fixés comme objectif de déterminer de façon plus précise leurs caractéristiques de propagation et en particulier, le mécanisme responsable de leur fort amortissement. Nous avons effectivement pensé qu'une telle étude nous conduirait à une meilleure compréhension du rôle joué par la gaine dans le comportement des antennes en milieu ionisé. Enfin, il nous a également semblé qu'on pourrait tirer de ce travail diverses applications relatives aux méthodes de diagnostic et de chauffage des plasmas par exemple.

Des théories proposées sur les mécanismes d'amortissement non collisionnel, celle de PAVKOVICH et KINO [13] nous a paru la plus réaliste. Aussi, l'expérience que nous avons réalisée a eu pour point de départ des calculs approchés fondés sur cette théorie. Ils nous ont amené à la conclusion suivante : le paramètre critique des pertes non collisionnelles est indépendant de la densité et de la température électroniques. Aussi, nous avons imaginé de mettre au point un dispositif expérimental dans lequel on mesure directement les grandeurs caractéristiques de la propagation des ondes de gaine : longueur d'onde et coefficient d'amortissement, c'est le tube à longueur de propagation variable. Dans cette expérience, on peut changer l'importance des pertes (par action sur la longueur de propagation ou sur l'épaisseur de gaine) ce que ne permettait pas l'expérience antérieure.

Pour présenter ce programme d'étude, nous avons adopté le plan suivant :

- Dans un premier chapitre, le problème est situé à l'aide d'une bibliographie générale.
- Dans le second chapitre, on rappellera les caractéristiques générales de la propagation des ondes de gaine et des résonances de gaine et on discutera la validité des différentes hypothèses faites (approximations électrostatiques et plasma froid entre autres).

... / ...

- Le troisième chapitre sera consacré plus spécifiquement aux problèmes théoriques des amortissements non collisionnels (analyse bibliographique sommaire, présentation détaillée et discussion du modèle théorique, méthodes de calcul des amortissements).
- Dans le quatrième chapitre, nous expliquerons comment a été conçue et réalisée notre expérience et ce qu'elle apporte de nouveau. Puis, on indiquera les méthodes de mesures employées tant pour déterminer les caractéristiques du plasma que les grandeurs permettant de décrire les mécanismes de propagation et d'amortissement des ondes de gaine.
- Enfin dans le cinquième chapitre, on présentera l'ensemble des résultats expérimentaux en fonction des divers paramètres et au vu de ces résultats on discutera dans quelle mesure le modèle théorique que nous avons choisi est convenable.
- On concluera cette étude par une brève analyse des renseignements nouveaux qu'elle a apportés et on fera un bilan d'ensemble en indiquant les diverses possibilités d'application qui peuvent en découler.

ooOoo

## CHAPITRE I - ESQUISSE BIBLIOGRAPHIQUE DU PROBLEME.

Un grand nombre de travaux a été consacré ces dernières années à l'étude des différentes caractéristiques des antennes fonctionnant dans un milieu ionisé (impédance, distribution de courant sur l'antenne, diagramme et résistance de rayonnement). Ceci s'explique, sans doute, par l'importance qu'ont prise des applications comme les télécommunications spatiales à partir de satellites artificiels ou les méthodes de diagnostic des plasmas spatiaux et de laboratoire pour lesquelles la connaissance de ces grandeurs est essentielle. Dans le cas le plus général, la sonde ou l'antenne sont séparées du plasma par une gaine ionique qui peut modifier leurs propriétés hyperfréquences. Notre propos dans ce chapitre est d'indiquer la situation et l'originalité de notre travail par rapport à cet ensemble d'études. Nous distinguerons trois grandes catégories de travaux portant sur : les sondes à résonance, les propriétés H.F. des antennes sphériques (monopolaires ou dipolaires) et celles d'antennes de géométrie quelconque.

### I.1. LES SONDES A RESONANCE.

#### I.1.1. Premières expériences. Résonances à $f_p$ .

Les expériences sur les sondes à résonance sont les premières à avoir montré l'importance du rôle joué par la gaine ionique dans les problèmes d'hyperfréquences dans les plasmas. Rappelons brièvement le phénomène: Au potentiel continu d'une sonde immergée dans un plasma, on superpose une faible tension de fréquence variable et on observe le courant continu collecté par la sonde (ou on mesure son admittance); aux basses fréquences, ce courant est indépendant de la fréquence du signal "H.F." superposé mais est plus important que le courant avant superposition; lorsque la fréquence croît, le courant continu passe par

... / ...



un maximum qui correspond à une résonance du système plasma-gaine (le plasma étant de nature inductive et la gaine de nature capacitive, l'admittance résultante et le courant peuvent avoir un maximum à la résonance). Ce phénomène dit de "redressement par résonance" a été découvert en 1960 par des chercheurs japonais : TAKAYAMA, IKEGAMI et MIYAZAKI [1]. Ils avaient observé le maximum du courant continu pour une fréquence égale à la fréquence de plasma et en avaient donc déduit une méthode simple de détermination de la densité électronique.

### 1.1.2. Théorie sans gaine de la sonde à résonance.

Les premiers papiers où l'on a essayé de donner une théorie de ce phénomène sont ceux de DERFLER [2] et d'ICHIKAWA [3 - 5]. Ces différentes théories traitent un problème unidimensionnel où la sonde est un plan conducteur infini limitant un plasma semi-infini. DERFLER calcule une impédance dans laquelle apparaît un terme résistif qu'il associe à la présence d'un amortissement Landau. Les auteurs japonais, en partant de l'équation de Vlasov linéarisée et en supposant que le champ électrique extérieur s'amortit sur une longueur  $L$  (d'environ une longueur de Debye), trouvent une résonance à la fréquence de plasma et une relation entre la fréquence de collision électrons-neutres et la hauteur du pic de courant où  $L$  intervient. Dans le dernier article, il est également tenu compte des temps de transit des électrons. Dans ses expériences, CAIRNS [6] a confirmé la position de la résonance mais avec des moyens de mesure de la densité électronique incertains. D'autre part, il a obtenu des valeurs de la fréquence de collision très différentes de celles prévues par la théorie précédente et, pour parvenir à des ordres de grandeur comparables, il devait introduire une longueur d'amortissement d'environ vingt longueurs de Debye. Enfin, il observait quelques résonances secondaires que ne prévoyait aucune des théories précitées et qu'il ne savait pas interpréter.

### 1.1.3. Nouvelles expériences. $\omega_{rés} = f(\omega_p, V_s)$ .

En 1963, différentes expériences réalisées avec des moyens de diagnostic plus rigoureux ont démontré que la résonance avait lieu à

... / ...

une fréquence inférieure à celle de plasma. Pour MAYER [7], il s'agissait de mesures d'admittance et pour GIERKE, MULLER, PETER et RABBEN [8, 9] de mesures du courant continu collecté par la sonde. Ces derniers ont en outre observé que la fréquence de résonance dépendait de la tension continue appliquée sur la sonde et aussi de paramètres comme la géométrie et la dimension de la sonde. Ces résultats étaient d'ailleurs à rapprocher de ceux observés par LEVITSKII et SASHURIN [10] sur deux sondes sphériques excitées en opposition de phase.

#### 1.1.4. Théorie avec gaine de la sonde à résonance.

Pour justifier ces nouveaux résultats expérimentaux, WIMMEL [11] a élaboré un modèle de gaine unidimensionnel comportant deux régions : la gaine proprement dite dont l'épaisseur est déterminée par la loi de Child-Langmuir et une région où le plasma est perturbé par la présence de la sonde et dont l'épaisseur est choisie pour fournir une fréquence de résonance comparable à celle déduite des relations données par MAYER [7] ou par GOULD et VANDENPLAS [12]. Il calcule donc numériquement le courant collecté en tenant compte des temps de transit des électrons dans la gaine. Toutefois, il suppose d'une part que seuls les électrons d'énergie positive au niveau de la sonde peuvent l'atteindre et d'autre part que les électrons ont une vitesse constante (ceci limite à des champs H.F. faibles). Malgré ces limitations, ses résultats sont en bonne concordance avec les valeurs expérimentales de PETER et autres [8, 9] mais, lui aussi, obtient (par le calcul) des résonances secondaires en dessous de la fréquence de plasma lorsque l'épaisseur de la région où le plasma est perturbé est très supérieure à la longueur de Debye :

Dans le même temps, une théorie microscopique fondée sur la résolution de l'équation de Vlasov conduisait PAVKOVICH et KINO [13] à établir un modèle de gaine unidimensionnel où était introduit le profil de potentiel statique. Comme nous le verrons de façon détaillée au chapitre III, ils calculaient la densité de courant en tout point, la pénétration du champ électrique H.F. dans le plasma et

... / ...

définissaient une impédance dont les variations avec les divers paramètres du problème traduisaient le comportement H.F. de la gaine. Ils ont trouvé que cette impédance comportait une partie résistive correspondant à un mécanisme d'amortissement non collisionnel qu'on peut considérer comme une généralisation de l'amortissement Landau, rejoignant ainsi les premières conclusions de DERFLER [2]. Une expérience réalisée par HARP et KINO [14, 15] a fourni un accord satisfaisant quant aux variations du champ électrique avec la distance à la paroi (au moins tant que la fréquence du champ H.F. est assez basse devant la fréquence de plasma). Toutefois, la partie réelle du champ électrique étant beaucoup plus importante que la partie imaginaire qui, elle, contribue à l'amortissement, aucun résultat décisif n'a pu être obtenu pour confirmer le mécanisme d'amortissement si l'on tient compte en plus de l'imprécision des méthodes de diagnostic (sonde de Langmuir placée très près de la lisière estimée de la gaine). L'article de PAVKOVICH et KINO peut être rapproché de celui de GOULD [16] pour qui le mécanisme de dissipation peut se décrire ainsi : les électrons pénétrant dans la gaine sont réfléchis en un temps fini. Durant cette période un électron est accéléré par le champ électrique H.F. Si la fréquence du champ est inférieure à la fréquence moyenne de transit, les électrons peuvent augmenter leur énergie. Selon l'auteur, on peut représenter cette réflexion des électrons en considérant que la gaine est oscillante. Il y a, dans ces conditions, une collision inélastique au cours de laquelle s'effectue le transfert d'énergie aux électrons. Tout ceci est contenu dans la théorie de PAVKOVICH et KINO, au moins implicitement.

Une tentative d'adaptation de cette théorie unidimensionnelle au cas d'une géométrie sphérique, où la notion d'impédance est plus aisée à définir, a été entreprise par HARP [17, 18]. L'expression qu'il obtenait pour l'admittance présentait un maximum à une fréquence très inférieure à la fréquence de plasma. Comme dans la pratique, les calculs de PAVKOVICH et KINO s'avèrent trop compliqués pour être directement utilisables au niveau des diagnostics, il a mis au point un modèle théorique plus simple avec une gaine "vide" où le champ électrique est uniforme dans le cas plan, ces valeurs étant affectées d'un facteur

... / ...

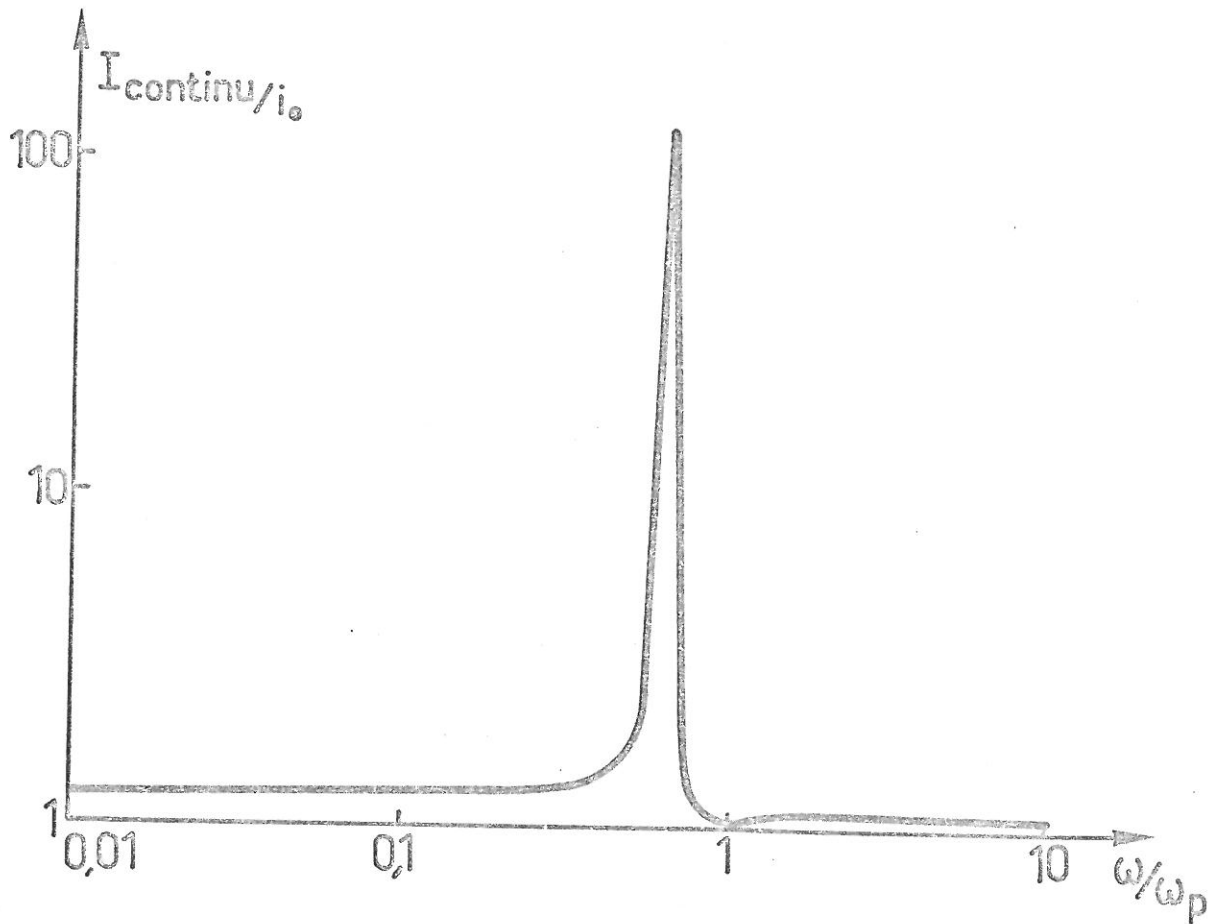
multiplicatif en géométrie sphérique :  $E_s = E_1 \left(\frac{a}{r}\right)^2$  dans la gaine où  $E_1$  est le champ électrique à la surface de la sonde et  $a$  le rayon de celle-ci. Ce modèle permet de retrouver, avec une bonne approximation, le champ de la théorie de PAVKOVICH et KINO lorsque l'épaisseur de la gaine ionique est d'environ cinq longueurs de Debye. C'est également dans un but pratique que les calculs de DOTE et ICHIMIYA [19, 20] ont été entrepris. Les auteurs cherchent, cette fois, à traduire les propriétés résonnantes du système sonde-gaine-plasma à l'aide de circuits équivalents. Ils trouvent que le système présente une antirésonance peu marquée (par suite de l'amortissement collisionnel) à la fréquence de plasma et aussi que la résonance série et la hauteur de son pic dépendent fortement de la polarisation de la sonde (la fréquence de résonance est minimale pour un potentiel que les auteurs pensent être le potentiel de plasma et le pic passe par un maximum au voisinage du potentiel flottant) comme on peut le voir sur les figures 1 à 3. Enfin, nous signalerons des travaux de MESSIAEN et al., [42, 43] qui proposent une méthode pour calculer le courant H.F. de sondes de différentes géométries en utilisant l'approximation quasistatique au voisinage de la sonde. La fréquence de résonance est bien trouvée inférieure à la fréquence et fonction de la géométrie utilisée et de l'épaisseur de la gaine. Cette dernière est calculée par intégration numérique de l'équation de Poisson. Une vérification expérimentale [43] a permis de confirmer ces résultats et en particulier, de trouver des valeurs de l'épaisseur de la gaine, déduites de la fréquence de résonance, en accord avec celles calculées par la théorie de CHEN [116].

Comme nous venons de le voir, aucune des études précédentes ne fait la synthèse d'une théorie complète de la gaine ionique incluant les mécanismes d'amortissement et d'une étude expérimentale conjointe.

1.2. ETUDES PORTANT SUR LES PROPRIETES H.F. DES ANTENNES SPHERIQUES.

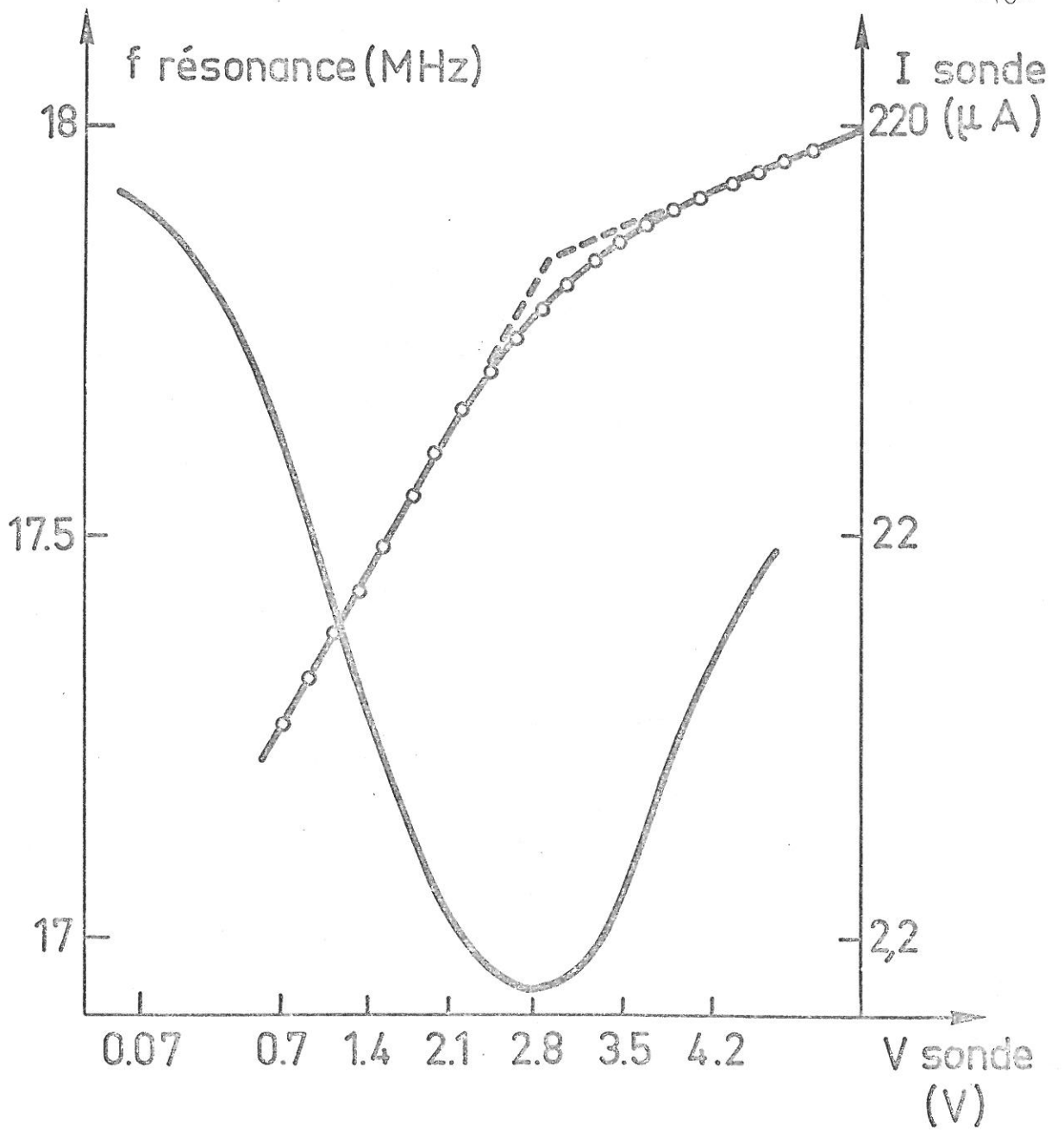
Une autre série d'études, d'ailleurs assez proches de celles sur les sondes à résonance, a été menée par différents auteurs sur les propriétés H.F. d'antennes sphériques. Nous considérerons trois types d'études : études théoriques, études expérimentales et études des résonances secondaires que certains auteurs ont observées mais non expliquées [6, 11].





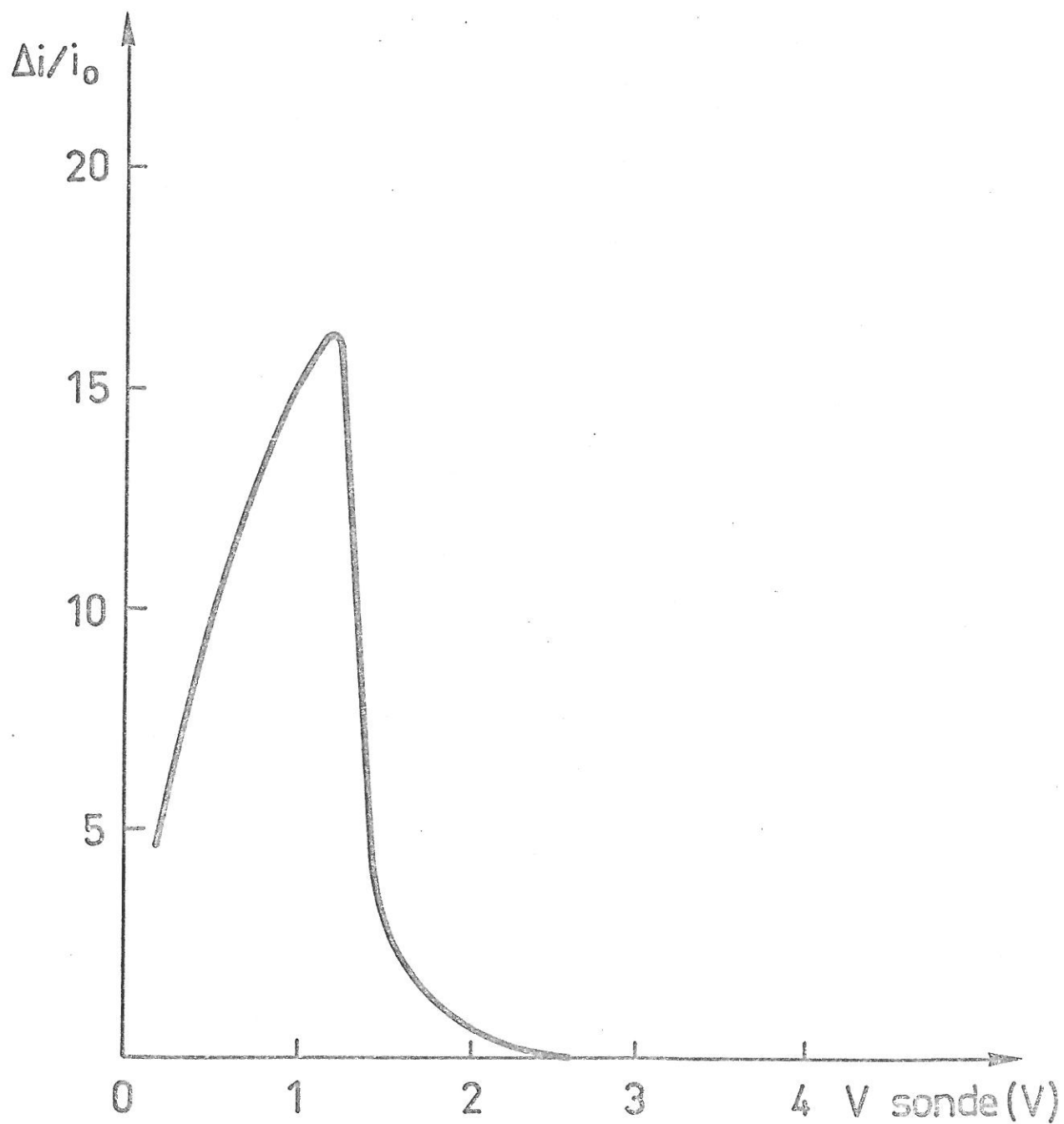
VARIATIONS DU COURANT "REDRESSE"  
AVEC LA FREQUENCE DU SIGNAL HF  
SUPERPOSE.  $v_{en}/\omega_p = 0,05$ , TENSION ALTER-  
NATIVE = 1V - (D'après T.DOTE et T.ICHIMIYA [20])

Fig. 1



FREQUENCE DE RESONANCE EN FONCTION DE LA TENSION DE POLARISATION DE LA SONDE ET CARACTERISTIQUE DE SONDE. (D'APRES T. DOTE ET T. ICHIMIYA [20]).

Fig. 2



HAUTEUR DU PIC EN FONCTION DE LA TENSION DE LA POLARISATION DE LA SONDE  
(D'après T. DOTE et T. ICHIMIYA [20] )

### 1.2.1. Etudes théoriques.

Un ensemble d'articles a été publié par WAIT et SPIES [21-23] concernant les conditions de rayonnement d'une antenne sphérique à fente annulaire. Le plasma considéré est un plasma chaud et la théorie employée est hydrodynamique. Les auteurs calculent l'admittance du système dans divers milieux et envisagent le cas d'une gaine diélectrique séparant l'antenne du plasma, gaine qui selon ces auteurs peut jouer un rôle analogue à celui de la gaine ionique. Ils montrent qu'un tel système peut exciter des ondes électroacoustiques de façon non négligeable et ce d'autant plus que les dimensions de l'antenne sont faibles. Enfin, ils trouvent que la présence d'une gaine diélectrique réduit la puissance transférée à cette onde ainsi que la conductance de l'antenne et l'écart entre sa susceptance dans le plasma et dans le vide. Cette réduction croît avec l'épaisseur de la gaine ce qui correspond à un découplage décroissant de l'onde électroacoustique. Bien qu'ils trouvent un terme réel dans l'expression de l'admittance, les auteurs n'ont pas cherché à le relier à un mécanisme d'amortissement quelconque; il est vrai qu'utilisant une description hydrodynamique, ils ne pourraient certainement pas retrouver des résultats analogues à ceux de PAVKOVICH et KINO. Nous allons voir que BUCKLEY a utilisé une démarche très différente.

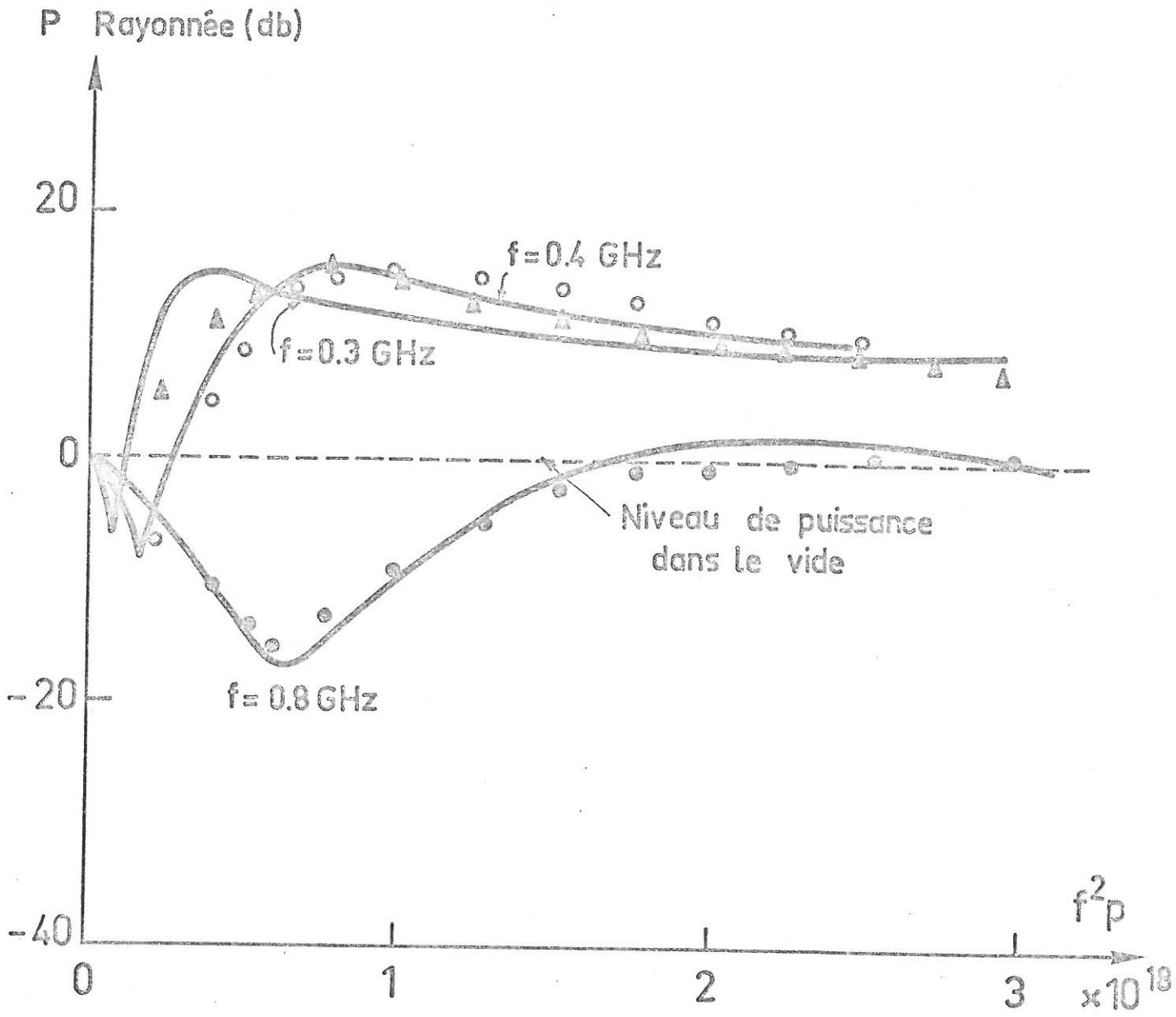
L'important travail entrepris par BUCKLEY [24, 25] est relatif à l'étude du phénomène de résonance sur le courant continu collecté par une sonde sphérique monopolaire excitée par un signal H.F. Pour bien comprendre le phénomène, cet auteur pense qu'il faut disposer d'une théorie microscopique qui conduit à l'équation intégrale dont est solution le champ électrique. Pour cela, il se place dans le cas où la sonde est au potentiel flottant et il prend comme point de départ les équations de Boltzmann-Vlasov et de Maxwell. Il insère dans l'équation de Boltzmann un terme de relaxation qui représente les collisions électrons-neutres. Le profil de gaine continu qu'il choisit est directement obtenu à partir de la théorie de BERNSTEIN et RABINOWITZ [17]. L'équation intégrale est résolue par une technique d'inversion de matrice et il

... / ...

trouve ainsi la forme du champ électrique alternatif et la perturbation du champ électrique sur les trajectoires électroniques. Ces résultats sont très semblables à ceux de PAVKOVICH et KINO [13] tant que la fréquence d'excitation est assez inférieure à la fréquence du plasma, d'autre part il trouve conformément aux prévisions de HARP [17] qu'il y a concordance entre les fréquences pour lesquelles l'admittance de la sonde et le courant "redressé" présentent un maximum. Enfin, il étudie l'influence sur les phénomènes de résonance de la polarisation de l'antenne, de ses dimensions et de la fréquence de collision. Ces résultats sont en bon accord avec les travaux expérimentaux de DAVIES [26].

Les conditions de rayonnement d'antennes bihémisphériques dipolaires recouvertes de plasma ont été étudiées de façon détaillée par plusieurs auteurs. Nous examinerons maintenant les travaux de LIN et CHEN [27-31], ceux de MESSIAEN et VANDENPLAS [44-46] étant plus spécialement axés sur l'étude des phénomènes de résonances secondaires seront examinés dans le paragraphe 1.2.3. A la différence de MESSIAEN et VANDENPLAS, LIN et CHEN considèrent que le plasma entourant l'antenne est limité (par une couche d'air ou de vide) et non plus infini. Ils supposent en outre que le plasma est chaud et ils traitent le problème par les équations des moments linéarisées. Les calculs font apparaître les résultats suivants : lorsque la fréquence d'excitation  $f$  de l'antenne est supérieure à la fréquence de plasma  $f_p$ , son rayonnement diminue avec la fréquence d'excitation et passe par un minimum (ou coupure) pour  $f = f_p$  puis, lorsque  $f$  est assez fortement abaissée, l'antenne rayonne à nouveau et peut dans certaines conditions dépasser considérablement le niveau de rayonnement de l'antenne dans le vide (cf. Fig. 4). Ils trouvent aussi que l'épaisseur de la gaine a une faible influence sur le niveau de rayonnement et que par contre des ondes électroacoustiques excitées dans le plasma peuvent y produire des résonances qui impliquent un important rayonnement (cf. Fig. 5). Cette étude du rayonnement a été poursuivie récemment par MAXAM et CHÉN [32] sur une antenne recouverte d'une couche de diélectrique. Ils font l'hypothèse de limites rigides pour les ions et les électrons aux bords du plasma et trouvent qu'en plus de l'onde électromagnétique rayonnée, une onde électroacoustique et une

... / ...

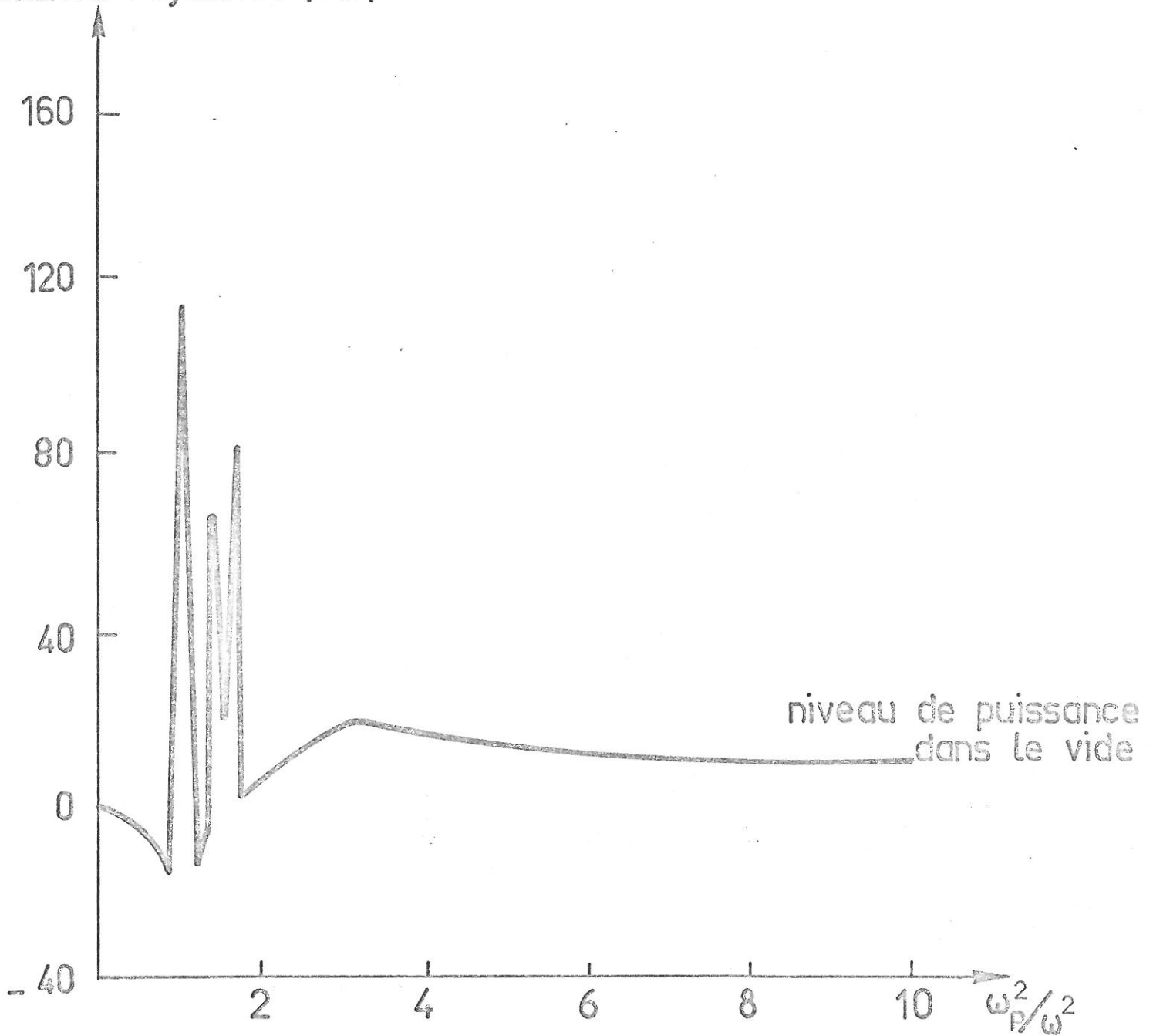


RAYONNEMENT THEORIQUE ET EXPERIMENTAL D'UNE ANTENNE SPHERIQUE DANS UN PLASMA CHAUD (D'après LIN et CHEN [31])

— Courbe théorique  
▲ ○ ● Points expérimentaux

Fig.4

Puissance rayonnée (db)



Effet des résonances électroacoustiques sur le rayonnement d'une antenne sphérique dans un plasma chaud (d'après LIN et CHEN [31]).

onde pseudosonore sont excitées. Le rayonnement et l'impédance de l'antenne sont calculés en tenant compte de l'effet de ces ondes. Les principaux résultats sont les suivants : existence d'une résonance de l'onde électroacoustique si  $f_p < f$ , existence de résonances de l'onde pseudosonore si  $f_p > f$ , accroissement du rayonnement électromagnétique lorsque  $f_p > f$ . Enfin, l'onde pseudosonore peut être excitée et peut se propager sans coupure quelle que soit la densité électronique du plasma. Ces analyses qui négligent les phénomènes de résonance secondaires ne sont de ce fait pas véritablement en mesure d'expliquer le mécanisme d'accroissement du rayonnement à des fréquences inférieures à la fréquence de plasma.

Enfin ASO [33] effectue une analyse self-consistante de l'impédance d'une sonde sphérique polarisée négativement et plongée dans un plasma chaud isotrope. Cette analyse repose sur l'emploi des équations de Maxwell et de l'hydrodynamique d'ordres zéro et un. Une résolution numérique est faite et l'auteur examine l'influence du profil de densité (dédit de la théorie de BERNSTEIN et RABINOWITZ [117]) sur le comportement de la résonance. Pour cela, il établit une équation différentielle pour la densité de courant  $J$  et il en tire une expression de l'impédance de l'antenne en utilisant comme condition limite au niveau de l'interface plasma-gaine la condition dite de "rigidité" employée par d'autres auteurs comme BALMAIN [91] et FEJER [63]. Enfin l'auteur conclue que le modèle "gaine à profil de densité abrupt" (gaine vide) constitue une excellente approximation pour étudier les propriétés H.F. d'une sonde immergée dans un plasma. Cette étude s'est donc principalement intéressée au problème de la résonance principale sans aborder les problèmes d'amortissement et de résonances secondaires.

Tous les articles que nous venons de citer ont eu pour but de mieux comprendre les conditions de fonctionnement des antennes en milieu ionisé et surtout d'établir des modèles théoriques simples qui permettent des applications aux diagnostics. C'est cette partie expérimentale que nous aborderons maintenant.

... / ...



### 1.2.2. Etudes expérimentales.

Les expériences effectuées en géométrie sphérique ont essentiellement porté sur des mesures d'impédance qui devaient servir de diagnostic dans des plasmas ionosphériques. L'interprétation des résultats est faite à l'aide de différents modèles de profils de densité électronique dans la gaine ionique.

Dans l'expérience de HEIKKILA [34], le plasma est à très faibles densité et température électroniques ( $n_e \sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$  et  $T_e \sim 400^\circ\text{K}$ ). Le modèle employé (également utilisé par HOLT et LERFALD [35]) pour interpréter les résultats a été emprunté à KOSTELNICEK [36] qui utilise une théorie hydrodynamique avec réflexion des électrons sur l'interface plasma-gaine et présente l'impédance d'une telle sonde sous la forme de deux impédances placées en série correspondant respectivement à la gaine (capacitive) et au plasma. Ils ont ainsi pu observer une antirésonance (maximum de la partie réelle de l'impédance) au voisinage de la fréquence de plasma et constater que l'impédance est supérieure à sa valeur dans le vide au dessus de la fréquence de plasma.

D'autres expériences conduites par BALMAIN et OKSIUTIK [37] ont été interprétées avec un profil de densité linéaire prenant naissance soit au niveau de la paroi, soit à trois ou quatre longueurs de Debye de celle-ci. Le calcul employé pour déterminer l'impédance (ou l'admittance) considérée comme la somme de deux impédances fait usage de l'hypothèse quasistatique dans un plasma froid. Ce type de calculs a d'ailleurs été employé par d'autres auteurs [38 - 40] dans la même géométrie. Les auteurs montrent qu'ils permettent d'interpréter les expériences dans des plasmas isotropes mais aussi dans des plasmas anisotropes. Le calcul plasma chaud (c'est à dire hydrodynamique) n'étant nécessaire dans ces derniers que pour expliquer certains phénomènes de résonance observés.

Enfin, TARSTRUP et HEIKKILA [41], pour des plasmas à basse température électronique ( $T_e \sim 500^\circ\text{K}$ ) ont tenté des interprétations appuyées sur des profils de densité plus sophistiqués comme ceux calculés par BERNSTEIN et RABINOWITZ [117] dans le cas où la sonde est au

... / ...

potentiel flottant et par LAFRAMBOISE [119] dans celui où elle est au potentiel de plasma. La théorie hydrodynamique employée a permis de trouver un bon accord avec les résultats expérimentaux : la résonance de l'impédance est bien située au voisinage de la fréquence de plasma ce qui permet une détermination assez précise de la densité électronique (la température électronique étant déterminée à partir du calcul hydrodynamique) et de la fréquence de collision électrons-neutres. Enfin, les auteurs ont observé la présence d'un amortissement non collisionnel à de plus basses pressions qui ne peut être expliqué que par un modèle fondé sur la théorie microscopique.

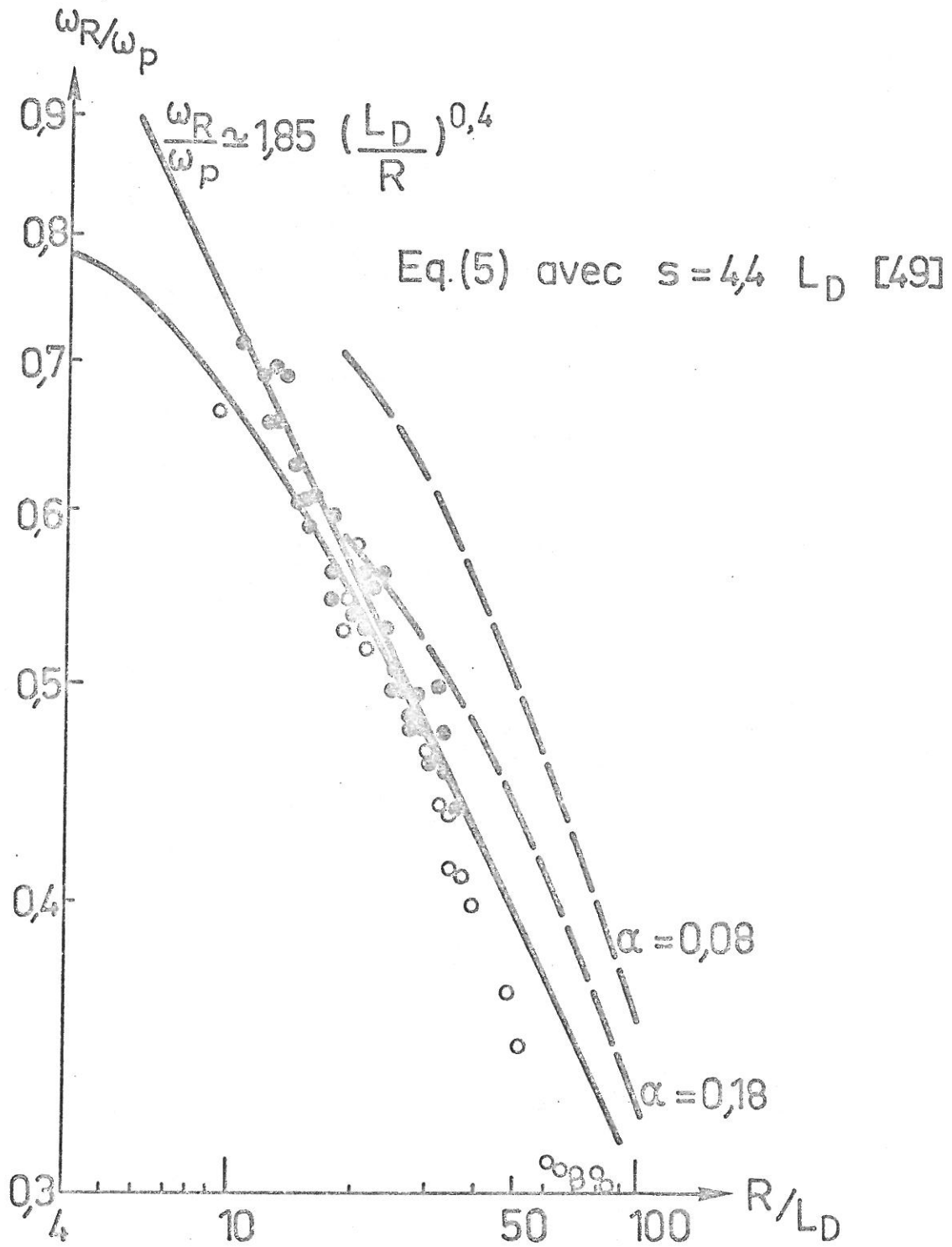
### 1.2.3. Etude des résonances secondaires.

Un certain nombre d'auteurs s'est spécifiquement intéressé à l'étude tant théorique qu'expérimentale des phénomènes de résonances secondaires observés dans différents travaux expérimentaux [6, 26] ou prévus par divers calculs [11, 23] et auxquels aucun de ces auteurs ne semble avoir prêté attention. Ces effets ont d'abord été observés et expliqués par MESSIAEN et VANDENPLAS [44-46]. Les résultats les plus complets ont été donnés sur des antennes bihémisphériques dipolaires dont ils ont calculé l'admittance. Ces calculs ont mis en évidence une série de résonances essentiellement déterminée par des phénomènes de résonance entre le plasma et la gaine ionique et fortement influencée par l'épaisseur de celle-ci. L'analyse est simple puisqu'elle repose sur un modèle de gaine vide d'électrons et pourtant, elle donne un bon accord avec les résultats expérimentaux pour la position de la résonance et sa variation avec l'épaisseur de la gaine. Les auteurs se sont aussi intéressés aux propriétés de rayonnement de ces antennes et ils ont observé qu'à la résonance, le champ rayonné augmentait considérablement ce qui, selon eux, était dû à l'importance des champs locaux au voisinage de l'antenne, qui déterminent l'amplitude du champ à grande distance. D'autre part, ils pensent que les phénomènes de résonance peuvent s'observer dans toute géométrie appropriée et qu'il est donc possible de modifier la géométrie de l'antenne selon les applications souhaitées.

... / ...

Dans le même temps, BEKEFI et quelques autres [47-49] étudiaient une structure d'antenne identique et en calculaient l'admittance [47]. Leurs expériences les ont amenés aux conclusions suivantes :

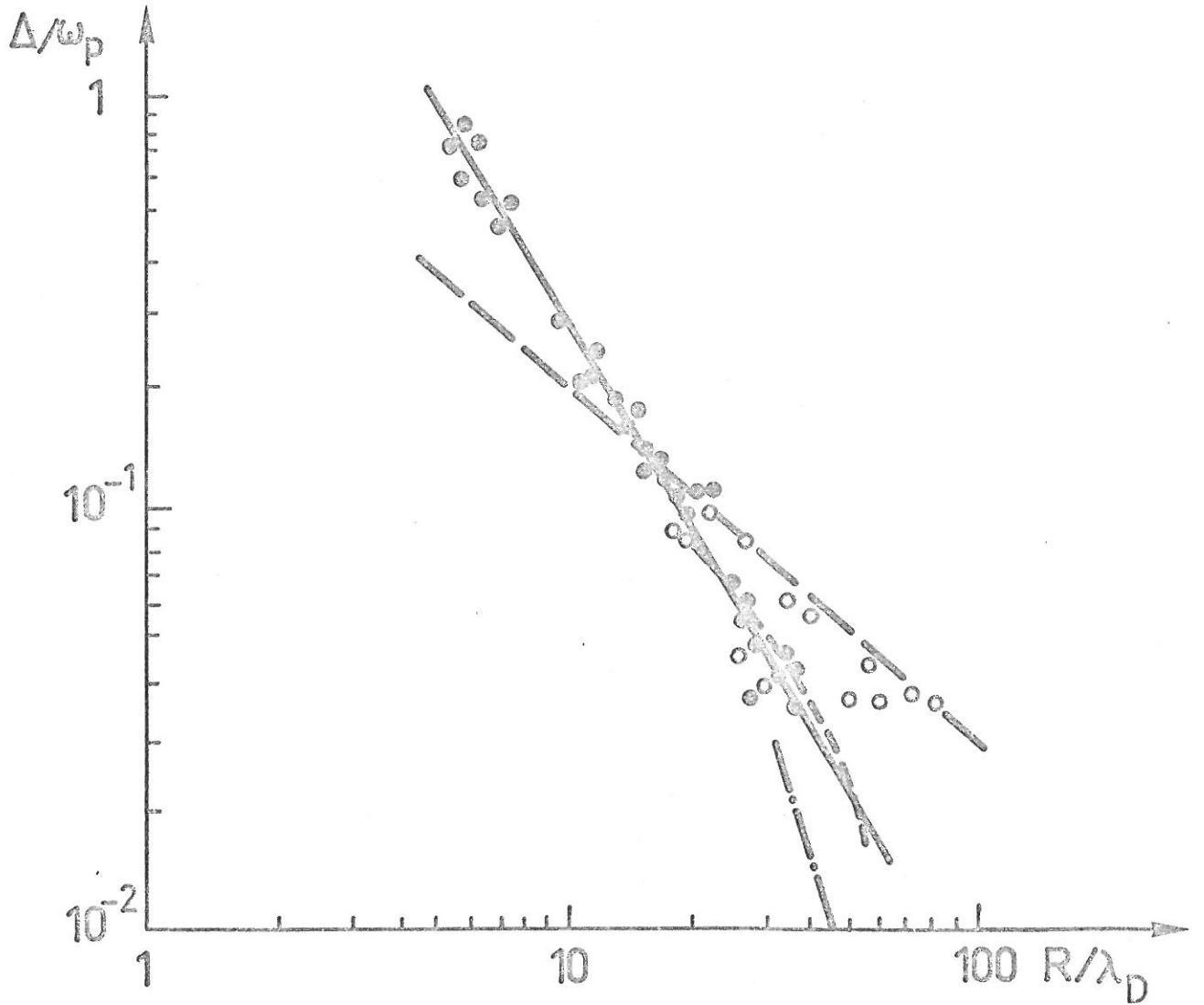
- Le modèle proposé par HARP [17] pour la gaine permet de déterminer correctement la position des résonances tant que le rayon de l'antenne est supérieur à quinze longueurs de Debye. Les deux résonances observées (Fig. 6) représentent des résonances dipôle et monopôle - De la largeur des pics de résonance, on peut déduire les pertes dans la gaine (leur origine est non collisionnelle d'après les auteurs), une relation empirique est établie (cf. Figure 7) - La conclusion relative à la nature des résonances est en contradiction tant avec les résultats de MESSIAEN et VANDENPLAS qu'avec les nôtres. D'ailleurs, dans un certain nombre d'expériences, WALETZKO [48] a obtenu des résonances de fréquence inférieure aux deux autres et qu'il n'est donc plus possible d'interpréter selon un modèle multipolaire. Dans un article plus récent de COHEN et BEKEFI [50], le système plasma-gaine est décrit par un circuit équivalent qui comprend en série une capacité qui représente la gaine et un circuit "bouchon" qui représente le plasma. Cette description est d'ailleurs semblable à celle de HARP [17]. Les auteurs calculent l'admittance de l'antenne en supposant que l'épaisseur de la gaine est faible devant son rayon et que l'amortissement aussi est faible. Deux résonances seulement sont observées, les éléments du circuit équivalent sont alors obtenus en cherchant le meilleur accord entre les courbes théorique et expérimentale de variation de l'admittance avec la fréquence. L'accord est cherché sur chaque résonance après avoir soustrait sur chacune d'elle la contribution de l'autre résonance (cf. Figures 8 et 9). Les résultats portés sur la figure montrent que la fréquence de résonance "dipolaire" est correctement prévue par la théorie si la gaine a une épaisseur de 3,3 longueurs de Debye au lieu de 4,5 dans les expériences précédentes et la relation empirique qui permet de trouver cette résonance est différente dans les deux cas (cf. Figure 10). Enfin la valeur de l'amortissement est reliée au rapport longueur de Debye  $L_D$  / rayon de la sonde par une expression différente de celles trouvée dans les travaux antérieurs (cf. Figure 7). Aucune explication de ces divergences n'a été donnée. Dans le but de comparer leurs résultats à des théories de gaine plus complexes où l'on tient compte d'un profil de potentiel, les auteurs ont calculé théoriquement la largeur du pic et la position de la



COMPARAISON DES AMORTISSEMENTS  
DANS LES DIFFERENTES EXPERIENCES  
DE BEKEFI ET COURBES SEMI-EMPIRIQUES

- Points expérimentaux de [49]
- Points expérimentaux de [50]

Fig. 6

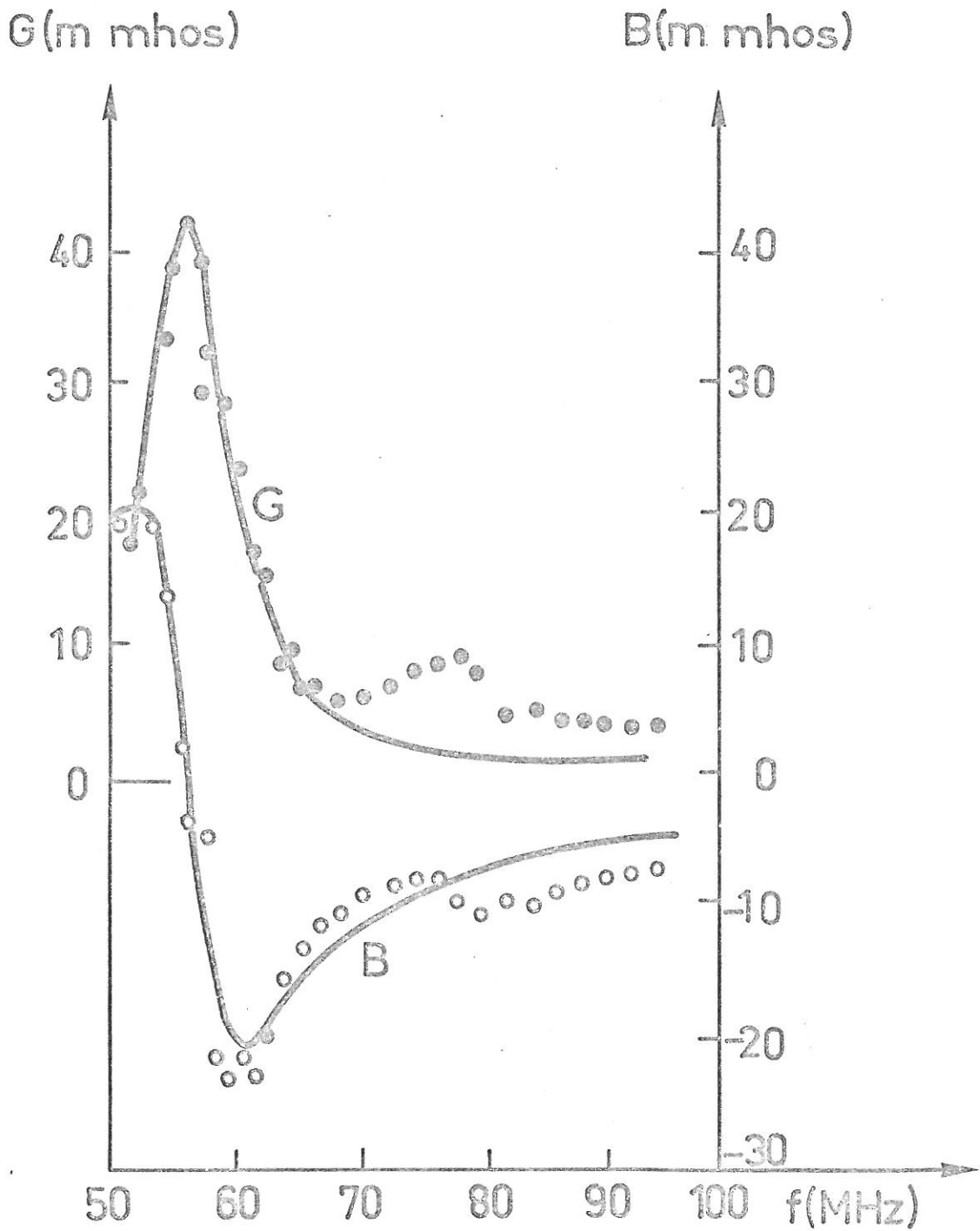


COMPARAISON ENTRE LES AMORTISSEMENTS  
OBTENUS DANS DEUX EXPERIENCES DIFFERENTES

- Points expérimentaux [49]
- Courbe empirique  $\Delta/\omega_p = 7,8(L_D/R)^{1,5}$
- Points expérimentaux [50]
- - - Courbe empirique  $\Delta/\omega_p = 2(L_D/R)$
- · · · ·  $\alpha = 0,08$     - · - · - ·  $\alpha = 0,18$

Fig. 7

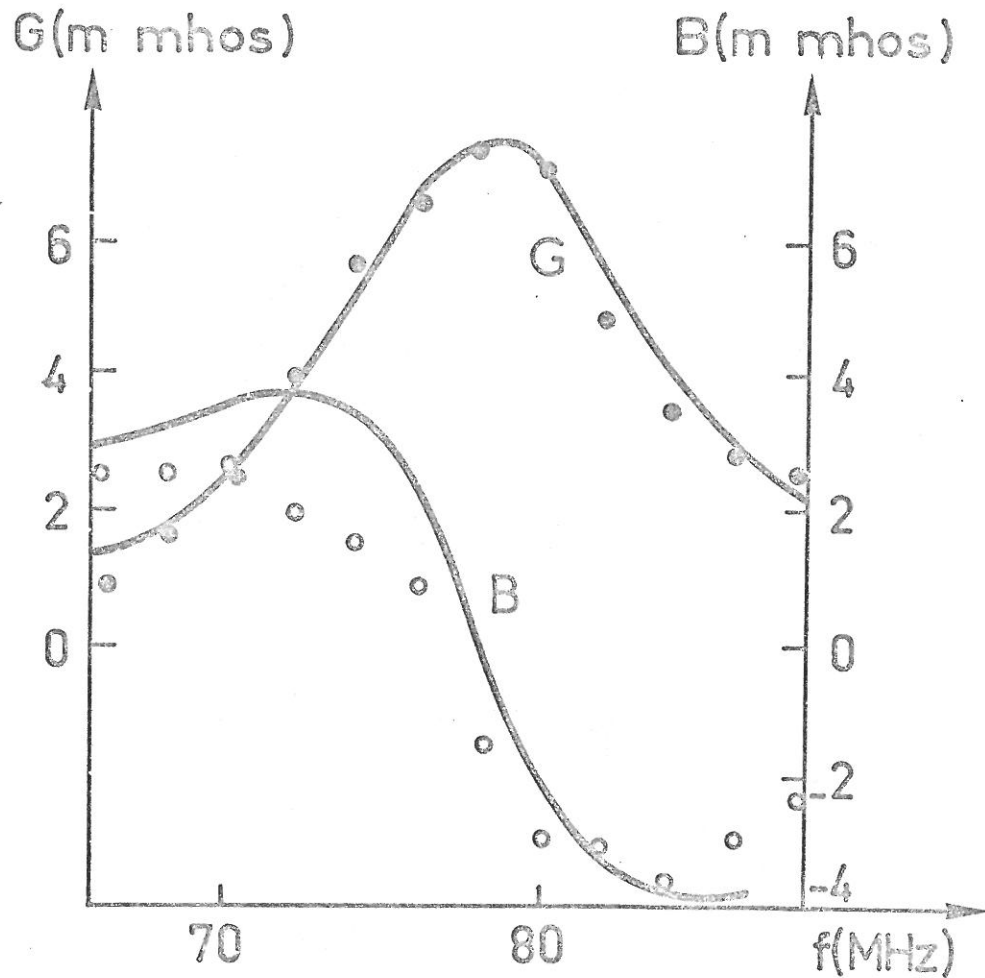
résonance. Pour cela, ils ont pris un profil de potentiel parabolique du type potentiel réduit =  $-\alpha(r/L_D)^2$  où  $\alpha$  est un paramètre d'accord ajustable. Les résultats (cf. Figures 6 et 7) sont jugés satisfaisants. On remarquera toutefois que si on cherche à améliorer l'accord pour l'amortissement, il devient plus mauvais pour la position de la résonance. A la suite de ces résultats est présentée l'analyse d'un mécanisme d'amortissement lié à la modulation de la gaine. Cet effet, tel qu'il est étudié ne nous concerne pas car il est examiné sous l'angle du comportement non linéaire de la gaine lorsque la puissance H.F. d'excitation de la sonde est suffisante. Nous verrons cependant que cet effet existe aussi à petite puissance et qu'il est inclu dans la théorie de PAVKOVICH et KINÖ [13]. A la suite de ces travaux essentiellement expérimentaux nous citerons l'article théorique de KAN [51] dont les applications numériques ont été faites à partir des données expérimentales de COHEN et BEKEFI [50]. Toutefois, elles ont été utilisées pour un monopole. La théorie élaborée est une extension de celle de GOULD [16] dans le cadre d'une approximation quasi-statique. L'équation fondamentale qui permet de déterminer le profil de potentiel est tirée de la théorie de BERNSTEIN et RABINOWITZ [117]. L'expression qui donne l'épaisseur de la gaine est formée d'un terme d'ordre zéro indépendant du temps qui détermine la fréquence de résonance et de termes oscillants d'ordre supérieur dont le premier fait apparaître l'amortissement non collisionnel dans la gaine. L'admittance du système est calculée à partir d'un circuit équivalent à deux termes : l'un comporte une capacité et une résistance en série correspondant à la nature capacitive de la gaine et à l'existence d'un amortissement, l'autre placé en série sur le premier est uniquement la capacité du plasma. Les calculs présentés sont valables pour des fréquences très inférieures à la fréquence de plasma et pour des sondes de grand rayon devant la longueur de Debye (rayon supérieur à trente longueurs de Debye). L'auteur déclare trouver un bon accord avec les valeurs d'amortissement qu'il calcule et celles trouvées dans les expériences de COHEN et BEKEFI. En fait, cet accord n'est guère démontré (cf. Figure 11), on peut seulement dire que l'amortissement croît lorsque le potentiel de polarisation devient plus négatif (gaine plus épaisse). Quant à la détermination de la résonance, l'accord serait assez bon avec un potentiel réduit de 7 au lieu de 5 (valeur de l'expérience).



ADMITTANCE PRES DE LA RESONANCE  
DIPOLE ( D'après COHEN et BEKEFI [50])

- o o Points expérimentaux
- Courbes théoriques

Fig.8

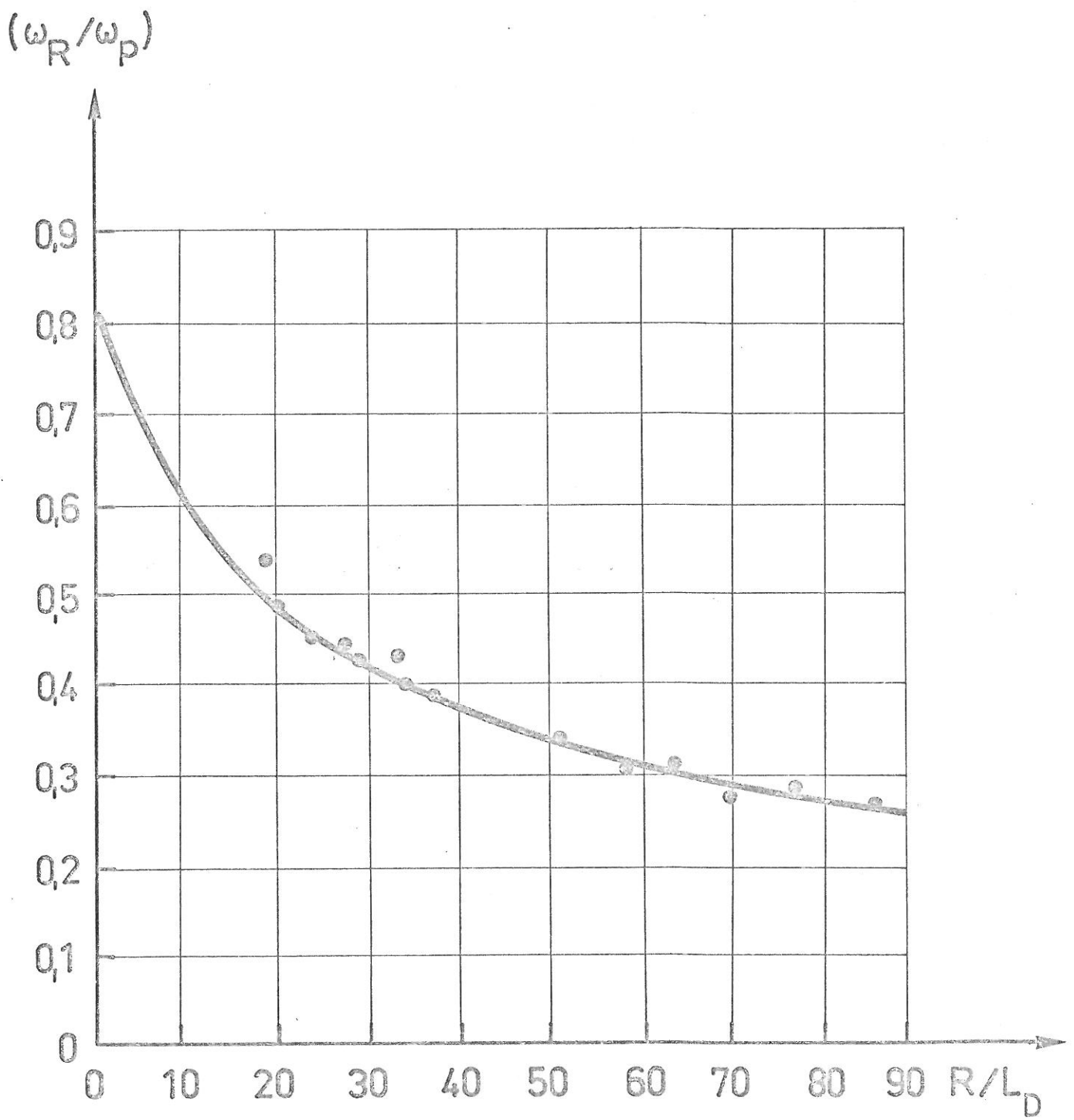


ADMITTANCE PRES DE LA RESONANCE  
MULTIPOLAIRE (D'après COHEN et BEKEFI [50])

●● Points expérimentaux  
— Courbes théoriques

Fig. 9

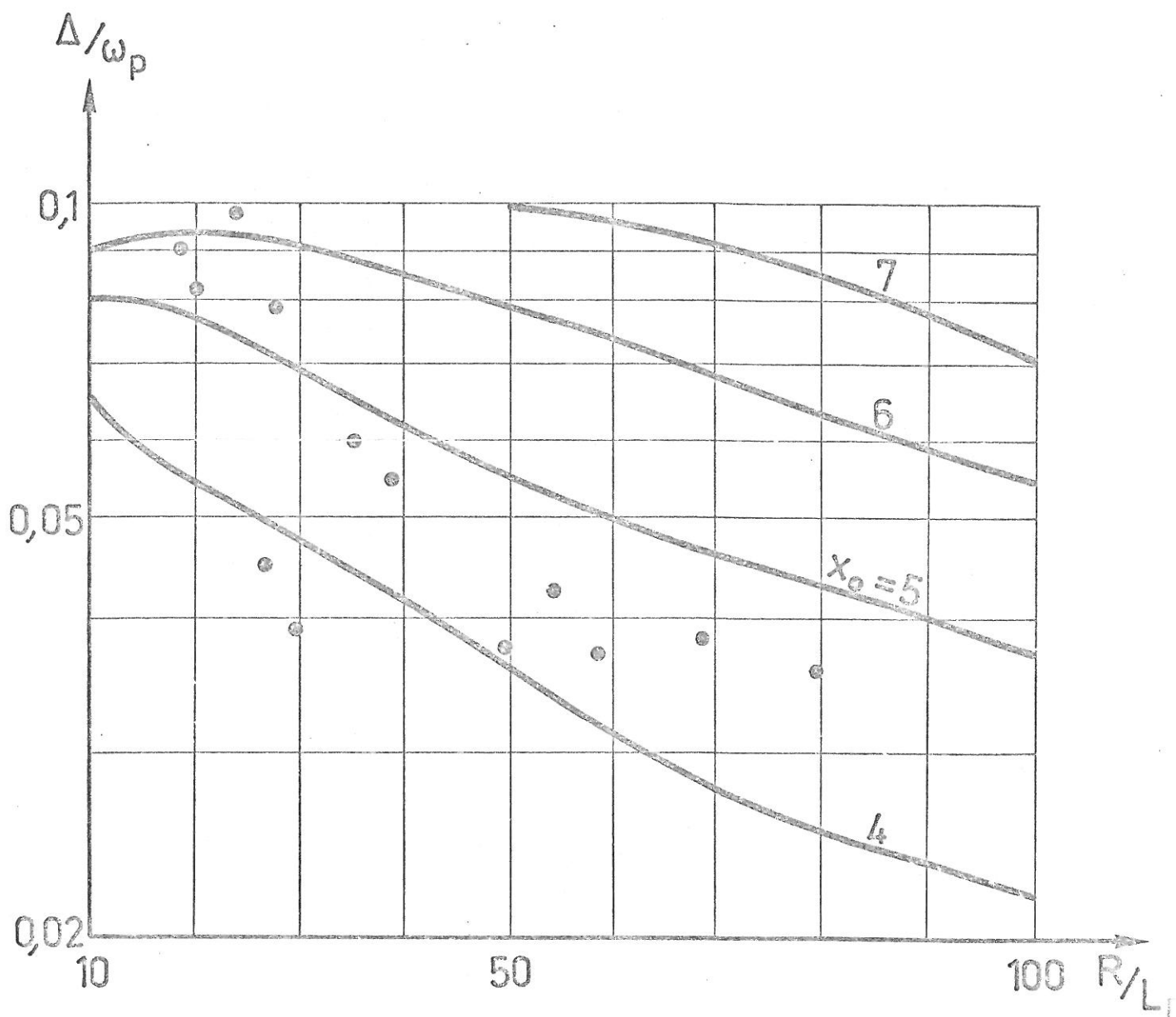




RESONANCE DU MODE DIPOLAIRE (D'après BEKEFI - COHEN [50] (Eq. 9 a avec  $s=3,3L_D$ ))

• Points expérimentaux

Fig.10

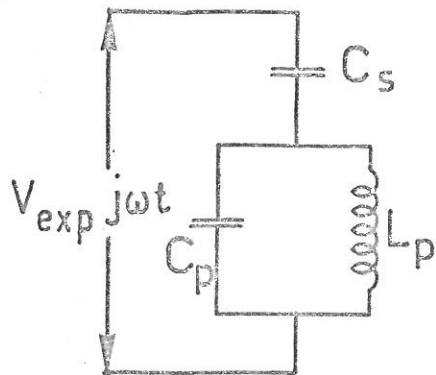


COMPARAISON DES AMORTISSEMENTS CALCULES PAR KAN [51] ET DES VALEURS EXPERIMENTALES DE COHEN-BEKEFI [50]

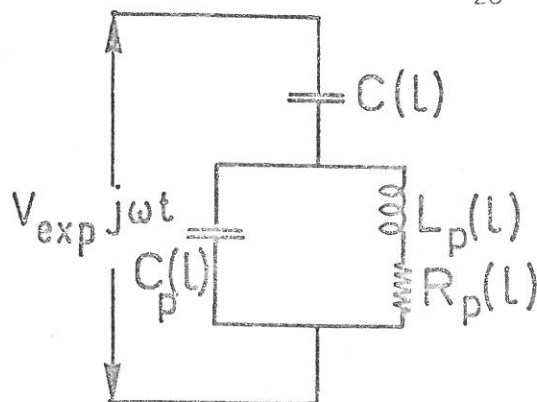
— Courbes théoriques  
• Points expérimentaux

Fig. 11

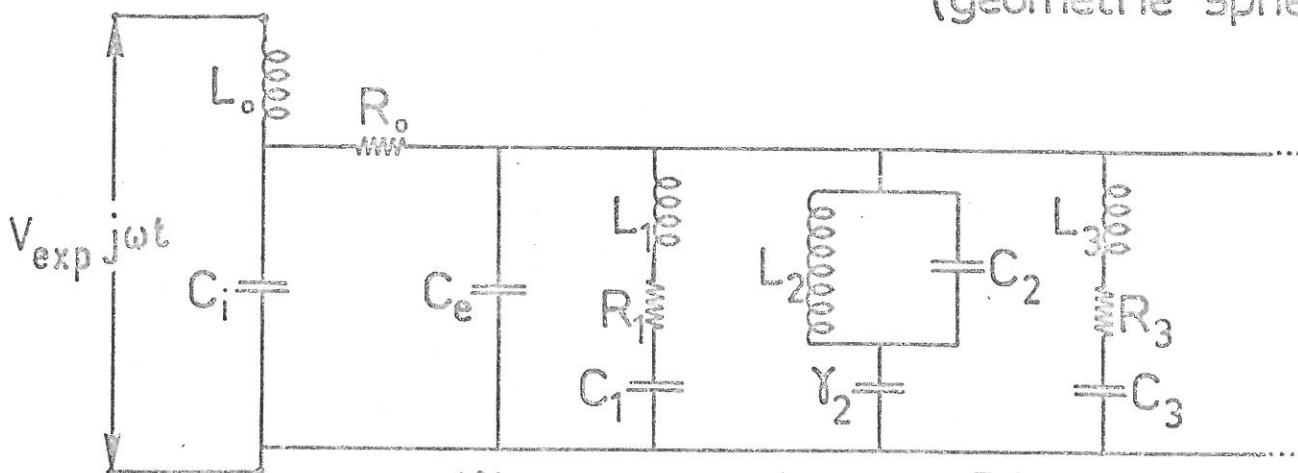
A la suite des expériences de MESSIAEN et VANDENPLAS et des premiers travaux de BEKEFI, nous avons repris l'étude des résonances de gaine d'abord en géométrie sphérique [52 - 55]. Des explications physiques plus complètes des phénomènes ont pu être données, en particulier, sur la nature exacte des résonances. On a déterminé expérimentalement et par le calcul l'impédance d'entrée et le rayonnement de telles antennes. Un certain nombre de modèles a été réalisé avec différents types d'excitation. Au cours de ces expériences, nous avons pu observer jusqu'à huit résonances électrostatiques de gaine. De leur largeur, on a déduit des valeurs d'amortissement dont on a essayé de rendre compte à l'aide d'un schéma électrique équivalent [59]. Celui-ci était composé d'une suite de circuits résonnants placés en parallèle, chacun de ces circuits résonne à une fréquence égale à l'une des fréquences de résonance observées, une résistance tente de rendre compte de l'amortissement observé (cf. Figure 12). On a obtenu un accord acceptable. L'amortissement observé étant très important, on n'a pu l'expliquer que par un mécanisme non collisionnel, celui qui a été choisi [13] ne permettait de trouver qu'un accord qualitatif. Enfin, nous avons montré que les propriétés de rayonnement accru que MESSIAEN et VANDENPLAS attribuaient à ces antennes étaient seulement dûes à la résonance entre la capacité et la self équivalentes à la gaine et au plasma respectivement et qu'en fait le rayonnement était limité par le faible rendement de ces antennes. D'autre part, nous avons montré que si ces résonances avaient bien lieu dans diverses géométries appropriées comme le prétendaient MESSIAEN et VANDENPLAS, elles existent aussi dès qu'on excite un système à géométrie fermée. Nous avons, en effet, démontré que ces résonances étaient la visualisation, dans un cas particulier, d'un phénomène plus général, la propagation d'ondes le long de tout conducteur métallique, dans la gaine ionique qui le sépare du plasma [56-59]. Nous avons donc poursuivi l'étude des résonances électrostatiques de gaine dans une géométrie différente, celle d'une sonde cylindrique excitée à l'une de ses extrémités par un câble coaxial H.F. Cette étude nous a permis de mettre en évidence l'existence d'un autre phénomène important, celui d'une série de résonances de type thermique (ou "Tonks-Dattner") liées à la présence d'un gradient de densité électronique dans la gaine comme cela a, par ailleurs, été observé par différents autres auteurs [60, 61]. Enfin, une étude plus approfondie du fort amortissement des ondes de gaine a été entreprise mais, on n'a pu décider avec certitude quel était le mécanisme mis en jeu, les moyens de mesures dont on disposait étant trop imprécis [59, 62].



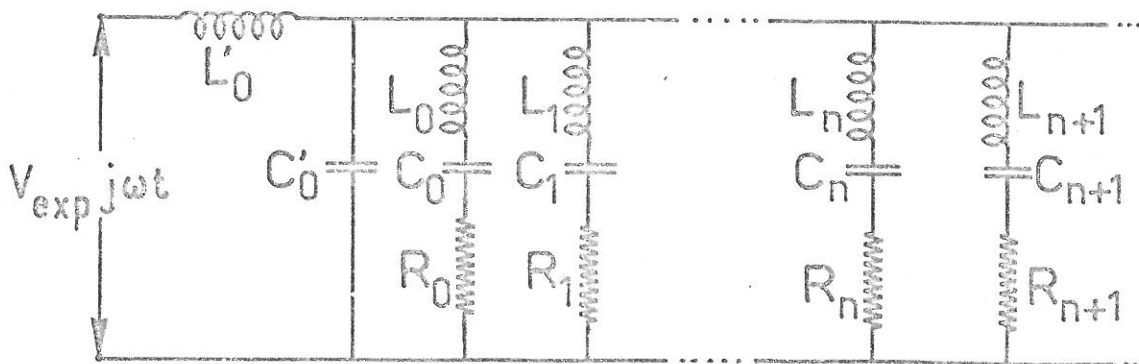
a) modèle sans pertes de HARP [18]



b) modèle avec pertes de BEKEFI [50].  
L désigne le multipôle (géométrie sphérique)



c) modèle avec pertes de BOULANGER et al. [53].  
 $C_e$  et  $C_i$  sont les capacités des sphères correspondant aux charges externes et internes en surface.



d) modèle avec pertes, MAREC [59], n désigne l'ordre de la résonance de gaine,  $R_n$  représente la contribution aux pertes non collisionnelles sur le mode correspondant (géométrie cylindrique)

LES DIFFERENTS TYPES DE CIRCUITS EQUIVALENTS AU SYSTEME SONDE (OU ANTENNE) PLASMA.

La simplicité de la géométrie sphérique a permis de nombreux progrès dans l'étude du comportement des antennes en milieu ionisé. Toutefois, la plupart des études théoriques ont eu pour souci principal d'être un outil d'interprétation pratique des expériences. De ce fait, les différents auteurs ont négligé divers aspects du problème comme :

- le mécanisme d'amortissement des ondes même lorsqu'ils élaborent un modèle de gaine ionique avec un profil de densité électronique réaliste - l'existence de phénomènes de résonances secondaires. Ce sont les travaux portant sur ce dernier phénomène qui ont, sans doute, permis l'étude la plus approfondie sans toutefois apporter de réponse définitive. Avant d'indiquer sur quels axes nous avons orienté notre travail, nous donnerons encore quelques indications relatives à des études d'antennes dans des géométries plus complexes et en particulier la géométrie cylindrique.

### 1.3. ETUDES D'ANTENNES DE GEOMETRIES NON SPHERIQUES.

Un nombre important de travaux a été effectué dans des géométries non sphériques mais il n'y en a que peu où les effets de gaine ont été considérés étant données les complications théoriques que cela implique. D'autre part ces géométries d'antenne sont souvent prévues pour fonctionner dans des conditions où la fréquence d'excitation est nettement supérieure à la fréquence de plasma et où le champ magnétique joue un rôle important. Pour ne pas alourdir ce chapitre, nous n'y ferons pas mention de ces derniers articles. Pour ceux où il est tenu compte de la gaine, nous les classerons en trois catégories selon le problème étudié : impédance de l'antenne, rayonnement de l'antenne et distribution de courant sur l'antenne.

#### 1.3.1. Calculs et mesures d'impédances.

Le premier article qui étudie le problème de l'impédance d'une antenne en présence d'une gaine ionique est celui de FEJER [63] (celui de MAYER [7] ayant essentiellement pour but l'étude de la résonance). Il considère un système à deux sphères excitées en opposition de phase par deux fils minces et la gaine ionique est supposée vide d'électrons, c'est à dire que les électrons se réfléchissent élastiquement sur la limite de la gaine. Il trouve une impédance purement imaginaire et

n'observe donc aucun amortissement.

Reprenant les conclusions de WAIT et SPIES [23] en géométrie sphérique, GALEJS [64] simule les effets de la gaine ionique en recouvrant d'une couche diélectrique une antenne électriquement courte. Il emploie une formulation variationnelle et présente les résultats sous forme numérique. Il montre que la réactance de l'antenne croît, si l'épaisseur du diélectrique est supérieure à la longueur de Debye, tandis que sa résistance diminue. La réactance tend vers sa valeur dans le vide si on augmente l'épaisseur du diélectrique. Il en tire une conclusion analogue à celle de WAIT et SPIES [23].

MILLER [65, 66] examine, lui, l'influence de la gaine sur l'admittance d'un dipôle cylindrique infini à "gap" d'excitation circulaire d'épaisseur non nulle. Deux cas sont envisagés : une gaine vide et une gaine inhomogène. L'auteur trouve des résultats numériques très proches dans les deux cas. Cependant, dans le dernier cas, en plus d'une résonance voisine de la moitié de la fréquence de plasma, il trouve une résonance juste en dessous de la fréquence de plasma qu'il n'obtenait pas dans l'autre cas. Enfin, dans le cas où la gaine est vide, il y a une coupure de la propagation dans le plasma alors que ce n'est plus vrai lorsque le profil de densité varie exponentiellement dans la gaine. Aucune interprétation physique du phénomène n'est donnée par l'auteur.

On peut signaler également une étude de LYTTLE et SCHULTZ [67] sur des antennes sphéroïdales allongées. Quatre modèles théoriques sont employés : plasma froid (et chaud) sans gaine (et avec gaine), tous reposent sur la théorie hydrodynamique et dans le cas où il y a une gaine, les électrons subissent une réflexion spéculaire sur l'interface plasma-gaine. Dans le modèle plasma froid avec gaine, les maxima de conductance et de susceptance dépendent fortement de l'épaisseur de la gaine au-dessous de la fréquence de plasma. Au-dessus, la gaine n'agit que peu sur l'admittance. Dans le modèle plasma chaud avec gaine, le diagramme de rayonnement est d'autant plus altéré que l'épaisseur de la gaine croît et il se rapproche de celui d'une source ponctuelle, la puissance rayonnée par le mode électromagnétique est peu affectée tandis que celle rayonnée sur le mode électroacoustique (qui est beaucoup plus élevée) décroît lorsque l'épaisseur de la gaine croît.

On peut également signaler le travail de RYBAK et CHURCHILL [68] sur l'admittance d'une antenne à fente demi-longueur d'onde séparée du plasma par une gaine de trois longueurs de Debye. Les auteurs montrent que si la fréquence de plasma  $f_p$  est supérieure à la fréquence d'excitation  $f$  et si le plasma est froid, l'admittance croît linéairement avec le rapport  $f_p/f$  et non linéairement si la température électronique n'est pas nulle. Selon eux, cet effet est dû à la fois à la formation de la gaine et à la vitesse thermique aléatoire des électrons mais, aucune justification n'a été donnée.

Sur le plan du calcul d'admittances (ou d'impédances) d'antennes fonctionnant dans un milieu ionisé et séparées du plasma par une gaine ionique, on peut également indiquer ceux que nous avons fait pour deux types d'antennes différents. Il s'agit d'une antenne plane à gap d'excitation rectangulaire [69] et d'une antenne à disque excitée par un coaxial [70]. Les hypothèses d'un plasma froid et d'une gaine vide ont été faites et une méthode variationnelle a été mise au point pour examiner l'influence de la gaine sur l'admittance d'entrée des antennes. Une telle technique est a priori utilisable dans toutes les géométries dans le cas où l'on considère que l'antenne est excitée à une fréquence plus basse que la fréquence de plasma.

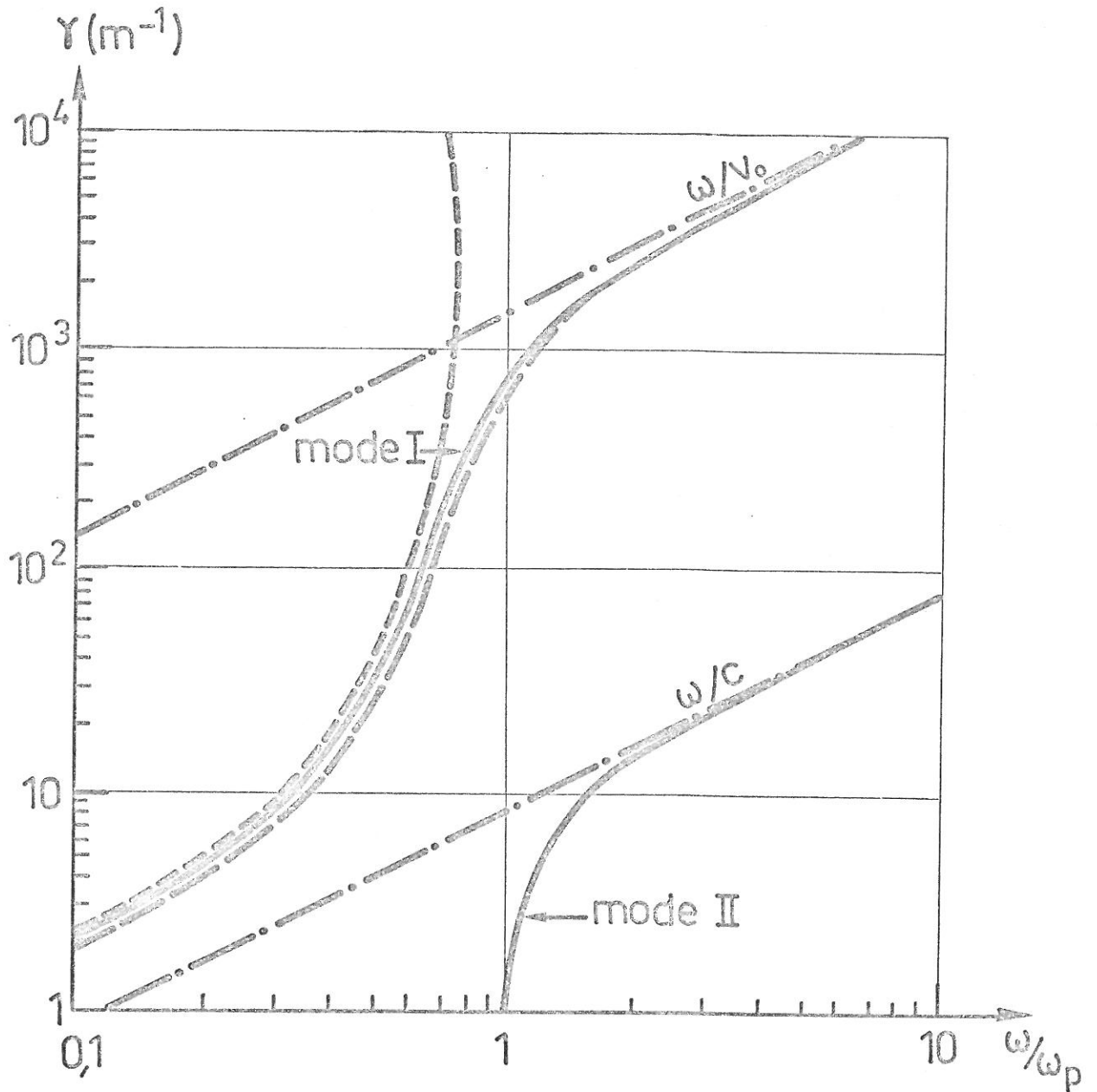
Sur le plan expérimental, on pourra citer deux études : celles d'ANCONA [71] sur un monopole épais et celle de MEYER, VERNET et LASSUDRIE [72]. Dans la première, l'effet de la gaine a été observé et l'auteur établit, pour déterminer l'épaisseur de la gaine  $g$ , une relation analogue à celle de HARP [17]  $g = A [(V_p - V_s)/kT_e]^{1/2}$  avec pour  $A$  des valeurs comprises entre 2,1 et 3,6, HARP, lui trouvait 3,2. A son avis l'effet de la gaine, du point de vue impédance, se traduit par l'introduction d'une capacité en série. La deuxième étude est relative à l'influence de la gaine sur le comportement H.F. d'une antenne cylindrique immergée dans un plasma chaud et isotrope. Cette étude comporte une partie théorique et une vérification expérimentale. Le modèle choisi est le suivant : la gaine est supposée vide, au lieu de supposer que la composante normale de la vitesse des électrons s'annule sur l'interface (condition dite de rigidité proposée par exemple par SESHADRI [73]), les auteurs considèrent qu'un électron peut osciller autour de la limite de la gaine et traduisent ce fait en supposant que les champs dans le plasma sont ceux que créeraient des sources fictives localisées sur



l'interface suivant en cela un processus proposé par COHEN [74-76]. Ces sources sont des densités surfaciques de charges et de courants reliées par l'équation de continuité, leurs amplitudes peuvent être calculées par les conditions de raccordement classiques, les équations de base étant celles de Maxwell et de la théorie hydrodynamique. Le calcul est appliqué d'abord à une antenne sphérique et les auteurs retrouvent un résultat déjà obtenu par SCHIFF et FEJER [77] pour l'impédance de l'antenne. Cependant, à notre avis, deux faits mettent en cause la validité du calcul :

- Dans la présentation de COHEN, il intervient deux autres termes de source, une source de "flux de fluide" -  $eQ$  qui intervient dans l'équation de continuité et une source de "corps mécanique"  $F$  qui intervient, elle, dans l'équation de transport de la quantité de mouvement. A la source  $Q$  correspond une discontinuité de la composante normale de la vitesse et à la source  $F$  une discontinuité de pression, CARLIN et MITTRA [78] ont montré que ce dernier terme avait une influence négligeable sur la distribution de courant sur l'antenne. Quant au terme de source  $Q$  il faut, pour le négliger, s'imposer la condition  $\underline{n} \cdot \underline{v} = 0$  sur la limite ( $\underline{n}$ , vecteur unitaire normal à la vitesse,  $\underline{v}$ , vitesse des électrons) ce qui paraît contradictoire avec l'hypothèse des auteurs. En second lieu, on remarquera qu'il intervient dans le problème trois constantes dont deux seulement sont déterminées par l'emploi des conditions de raccordement, la condition de SESHADRI servait d'ailleurs à déterminer la troisième constante. D'autres conditions ont aussi été employées par BALMAIN [79], CARLIN et MITTRA [78] et par WAIT [80] du type absorption partielle au niveau de la lisière. Ce même type de calcul est ensuite appliqué à une antenne cylindrique monopole. Les constantes sont cette fois exprimées en fonction du champ d'excitation sur l'antenne ce qui revient à introduire un nouveau type de conditions aux limites. Les calculs numériques relatifs à la distribution de courant font apparaître l'existence de modes guidés le long de l'antenne. Ces modes sont identiques à ceux dont nous avons démontré l'existence [58] au moins tant que  $\omega/\omega_p$  reste inférieur à  $1/\sqrt{2}$ . Les auteurs tracent d'ailleurs les courbes de dispersion de ces modes en utilisant la théorie de SESHADRI, la leur et la notre, on peut voir sur la figure 13 que les résultats sont concordants en-dessous de  $\omega_p/\sqrt{2}$ . Dans l'expérience de vérification qui a été réalisée, l'antenne est un monopole cylindrique le long duquel doit s'établir un système d'ondes stationnaires (cf. [58]) et l'admittance d'entrée de





COURBES DE DISPERSION DES MODES GUIDES LE LONG D'UNE ANTENNE CYLINDRIQUE (D'après MEYER et autres [72]).

— Théorie de MEYER : mode I correspond à  $\gamma > k_p k_e$   
 mode II " " "  $\gamma < k_p$

--- Théorie de SESHADRI.

-.-.- Théorie quasistatique en plasma froid.

Rayon d'antenne = 2 mm = épaisseur de gaine.

$KT_e \sim 6$  eV et  $f_p \sim 400$  MHz

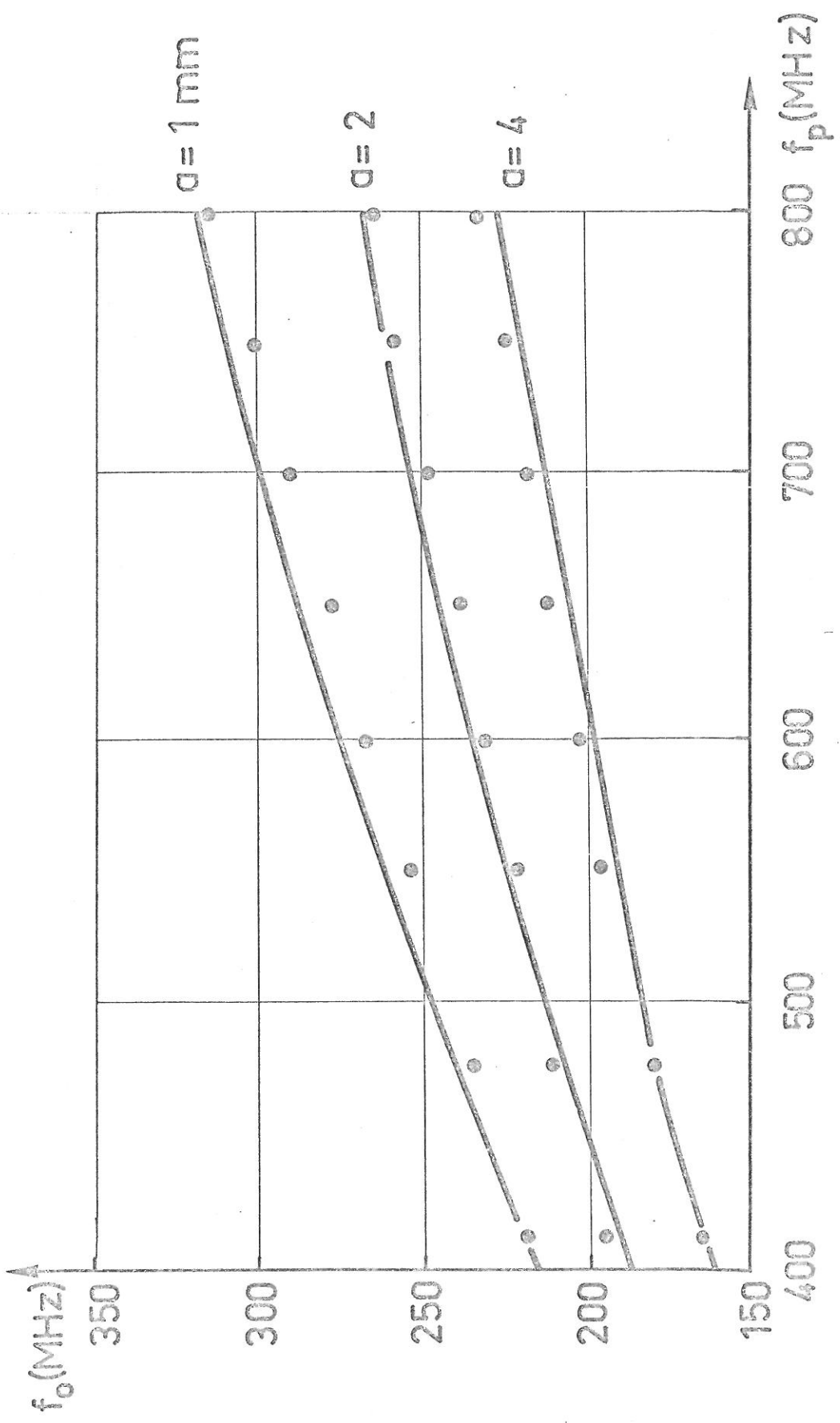
Fig.13

L'antenne présentera donc des résonances déterminées par une condition identique à la notre [59]. On remarquera que seuls ont été présentés des résultats expérimentaux portant sur la résonance fondamentale. D'autre part, l'accord théorie-expérience sur la position de cette résonance est bon si la gaine a une épaisseur de trois longueur de Debye (cf. Figure 14). Les auteurs disent qu'un meilleur accord peut être obtenu en jouant sur la valeur de l'épaisseur de la gaine et c'est ainsi qu'ils déterminent effectivement cette valeur s'ils trouvent plus proche des résultats de LAFRAMBOISE [19] que celles obtenues par SESHADRI. On fera quatre remarques à propos de ces résultats : 1) La méthode employée pour affiner la valeur de l'épaisseur de la gaine conduit à des écarts d'environ 5 à 10 % par rapport à la valeur théorique de trois longueurs de Debye utilisée au départ. Ceci paraît compatible avec les erreurs expérimentales et laisse à penser que cette valeur était correcte et qu'en définitive cette épaisseur de gaine dépend peu du rapport (longueur Debye/rayon sonde). 2) Sur la figure 15 on constate que les épaisseurs de gaine obtenues par les deux théories se déduisent les unes des autres par une translation d'environ 0,9 longueur de Debye, ce qui paraît surprenant (cf. Fig. 15). 3) Si nous reprenons nos calculs d'épaisseur de gaine [59], avec la valeur du potentiel réduit indiquée par les auteurs, nous trouvons un rapport (épaisseur de gaine/rayon sonde) = 3,7, valeur beaucoup plus proche de celles de LAFRAMBOISE alors que notre relation n'est qu'approchée. 4) Les expériences ont été réalisées dans un domaine de valeurs de  $\omega/\omega_p$  comprises environ entre 0,3 et 0,6 qui est précisément inclus dans la région où les trois théories sont en accord (cf. Figure 13). Il nous paraît donc prématuré de dire, étant données en outre nos remarques sur les calculs théoriques, de tirer de ces résultats expérimentaux des conclusions tendant à confirmer la validité de la nouvelle technique de conditions aux limites présentée dans ce papier.

### 1.3.2. Rayonnement d'antennes.

Mis à part les articles déjà cités de WAIT [21-23, 80] et de LYTTLE et SCHULTZ [67], peu nombreux sont les travaux sur ce sujet dans

... / ...

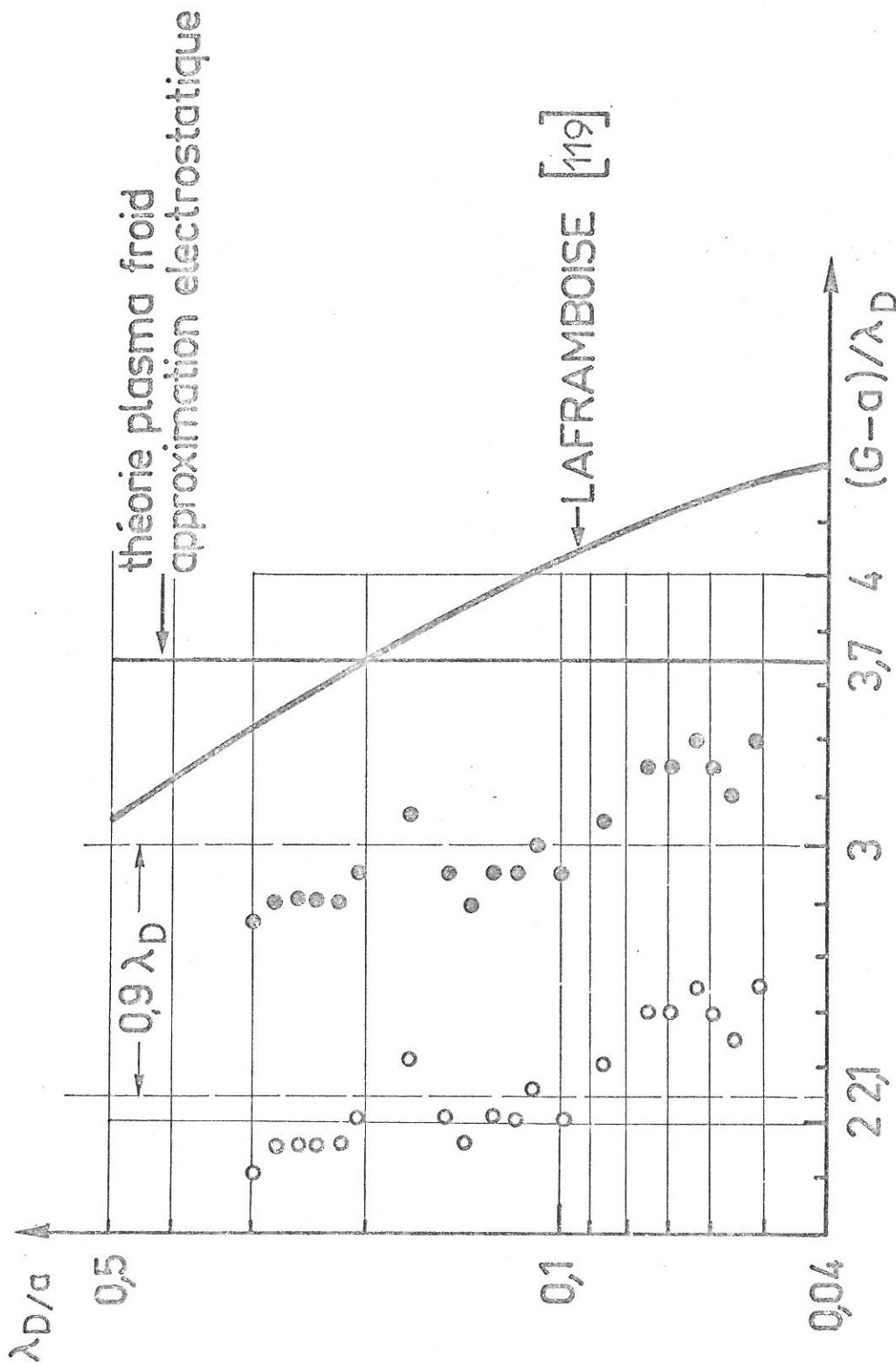


FREQUENCE DE RESONANCE EN FONCTION DE LA FREQUENCE DE PLASMA (D'APRES MEYER [72])

$a$  = rayon du monopole de longueur 40 mm      • points experimentaux

$T_e = 70\ 000^\circ\text{K}$

— Courbes théoriques pour  $(G-a)/\lambda_D = 3$



COMPARAISON DES EPAISSEURS DE GAINÉ PAR LES DIFFERENTES THEORIES (En partie d'après MEYER [72])

— Valeurs moyennes de  $g/\lambda_D = (G-a)/\lambda_D$

● Calculs de MEYER

○ Calculs par la méthode de SESHADRI

Fig. 15

lesquels les auteurs ont inclu les phénomènes de gaine. On peut toutefois citer des études déjà anciennes dont les conclusions sont analogues à celles de WAIT comme celles de WHALE [81, 82], de WAIT [83] et de SESHADRI [84]. Enfin on citera aussi l'étude de SAMMADAR [85] sur un système constitué par un guide circulaire fonctionnant sur le mode TEM et ouvert sur un plasma, l'ouverture étant pratiquée dans un plan conducteur. Il suppose que le profil de densité peut être représenté par un polynôme et trouve une expression du champ rayonné qu'il ne tente pas d'interpréter.

### 1.3.3. Distributions de courants sur une antenne.

Un certain nombre d'études a été consacré à la détermination de la distribution de courant à la surface d'une antenne immergée dans un plasma. Quelques unes seulement ont tenu compte des effets de gaine. La connaissance de cette distribution est importante tant pour la détermination du rayonnement de l'antenne que, par exemple, pour prévoir la position des résonances puisque la forme de la distribution peut modifier la condition de résonance.

MILLER et OLTE ont examiné le problème de l'excitation de courants de surface sur un cylindre infiniment long par des ondes électromagnétiques et électroacoustiques. La formulation repose sur l'emploi des équations linéarisées des moments de l'équation de Boltzmann sans collisions. Il est tenu compte de la présence de la gaine ionique sous deux formes, une où elle est vide [86] et l'autre [87] où le profil est celui calculé par SELF [120]. Les principaux résultats trouvés sont : la gaine fait "écran" à l'onde électroacoustique et cet effet croît avec l'épaisseur de la gaine. Par contre, elle n'affecte pas les courants excités par les ondes électromagnétiques. Enfin, l'inhomogénéité de la gaine ne change pas les résultats. Dans l'ensemble, les résultats obtenus sont voisins de ceux obtenus par SESHADRI [88].

... / ...

Les expériences de JUDSON, CHEN et LUNDQUIST [89-91] sont particulièrement intéressantes car elles mettent bien en évidence les résonances de gaine même si les auteurs n'ont pas su l'établir. Ils ont mesuré l'amplitude et la phase des distributions de courant sur des monopoles de longueurs variant entre  $\lambda_0/4$  et  $11 \lambda_0/2$  ( $\lambda_0$  est la longueur d'onde dans le vide) pour différentes valeurs de  $\omega_p/\omega$ . Lorsque la fréquence de plasma est inférieure à la fréquence d'excitation, le plasma se comporte comme un diélectrique qui rend l'antenne électriquement plus courte et ce d'autant plus que la densité du plasma croît. Si, par contre, la fréquence de plasma devient plus grande que celle d'excitation, alors on observe un changement "anormal" de la distribution de courant et il apparaît une amplitude de courant oscillante accompagnée d'une inversion de phase. Des observations analogues ont été faites par des chercheurs japonais [92, 93] qui ont, en outre, montré [94] que le comportement de la distribution de courant peut s'expliquer de façon satisfaisante par le modèle plasma froid où l'on suppose qu'une gaine ionique "vide" entoure l'antenne. Une équation de dispersion des modes de surface est donnée, elle dérive de celle que nous avons obtenue [58] et ne s'applique que dans le cas où  $|s_0 b|$ ,  $|s_e b| \ll 1$ ,  $s_e$  et  $s_0$  étant les constantes de propagation dans le plasma et dans le vide respectivement et  $b$  étant le rayon de la gaine. Enfin, dans un autre papier, les mêmes auteurs, après avoir déterminé l'équation de dispersion du mode longitudinal ont mis en évidence la propagation d'une onde de surface complexe accompagnant le rayonnement d'une onde de plasma [95]. Ils ont montré que l'atténuation de l'onde de surface décroît lorsque l'épaisseur de la gaine croît et expliqué la présence de cet amortissement par un échange d'énergie à la lisière de la gaine entre le mode de surface et l'onde de plasma électronique qui forme une onde de fuite accompagnant le rayonnement de l'onde de plasma dans l'espace. Aucune explication n'est fournie pour justifier le sens de variation de l'atténuation avec l'épaisseur de la gaine.

Une étude théorique [96] a ensuite été menée par LIN et MEI pour déterminer l'influence sur la distribution de courant sur une antenne de plusieurs phénomènes, à savoir : les collisions, la gaine ionique et la plus ou moins grande absorptivité au niveau de l'interface plasma-gaine (réflexions plus ou moins élastiques des électrons sur la gaine) - L'antenne est cylindrique et elle est excitée en son centre

par un faible gap de tension. Comme GALEJS [64], ils ont trouvé que le nombre d'onde et l'amplitude de la composante sinusoïdale du courant sur l'antenne décroissent lorsque l'épaisseur de la gaine croît, de même pour la résistance de rayonnement. D'autre part, ils ont constaté que l'effet de la gaine ionique sur l'impédance d'entrée est de réduire sa partie résistive et d'accroître sa partie imaginaire. Toutefois, on notera que ces calculs ont été faits pour des valeurs de  $\omega/\omega_p$  comprises entre 1 et 3 environ et donc que l'excitation des ondes de gaine n'entre pas en jeu ce qui explique, sans doute, les résultats relatifs à l'impédance d'entrée. Enfin, ils trouvent que l'absorptivité n'influe sur l'impédance d'entrée qu'au voisinage de la résonance et seulement pour des antennes courtes, c'est à dire si l'oscillation de plasma est dominée par l'onde électroacoustique.

Deux autres articles pourraient encore être cités mais ils reposent sur l'emploi d'une théorie que nous avons déjà eu l'occasion de critiquer au paragraphe 11.3.1., ils ont été présentés par MEYER et VERNET et concernent des antennes cylindriques immergées dans un plasma chaud [97, 98].

Les constatations que nous avons faites à la suite des divers paragraphes consacrés tant aux sondes à résonance qu'aux antennes sphériques nous paraissent toujours valables. En effet, la majorité des études que nous avons passées brièvement en revue considèrent que la gaine est vide ou ont fait diverses hypothèses sur la rigidité ou l'absorptivité de la gaine mais, dans tous les cas, les problèmes de résonances secondaires comme ceux de l'amortissement sont laissés de côté et il apparaît ainsi qu'il était nécessaire de poursuivre des études complémentaires pour mieux cerner les problèmes posés par l'emploi d'antennes en milieu ionisé.

#### 1.4. CONCLUSION.

Pour conclure, nous ferons quelques remarques avant d'indiquer le but que nous avons cherché à atteindre en entreprenant notre travail et sur quelles bases il s'appuie. Tout d'abord, dans la précédente revue bibliographique, nous avons pu voir se dégager plusieurs axes de recherche qui ont apporté divers renseignements sur le fonctionnement

... / ...

des antennes en milieu ionisé en présence d'une gaine ionique. Sur le plan théorique, des tentatives ont été faites pour tenir compte des profils de densité électroniques réels dans la gaine dans les effets H.F. de cette dernière. Ces théories qui ont montré qu'un mode se propageant le long d'un conducteur métallique subissait un amortissement important n'ont pas reçu actuellement de confirmation expérimentale et de ce fait, il est peu tenu compte de ce phénomène dans l'interprétation des expériences qui ont été réalisées ou dans l'élaboration de théories limitées à certains aspects du problème des antennes (impédance, distribution de courant et rayonnement). Enfin, un autre phénomène qui, nous l'avons déjà dit à plusieurs reprises, a souvent été ignoré est celui des résonances secondaires (ou résonances électrostatiques de gaine) lorsque l'antenne est excitée en dessous de la fréquence de plasma. En outre parmi les diverses études plus particulièrement consacrées à ce sujet, certaines ont délibérément ignoré le mécanisme d'amortissement responsable des pertes observées tandis que les autres n'ont pas permis d'obtenir une conclusion décisive. C'est pourquoi, nous avons pensé qu'il était justifié de poursuivre des études ayant pour but de tenir compte de l'excitation d'ondes de gaine (c'est à dire du phénomène des résonances secondaires) dans le fonctionnement des antennes à des fréquences inférieures à la fréquence de plasma et de parvenir ainsi à une connaissance approfondie du mécanisme d'amortissement de ces ondes en liaison avec les profils de densité électronique dans la gaine. On remarquera au passage qu'une telle étude nous conduira nécessairement à une meilleure connaissance de la gaine ionique et donc du fonctionnement des antennes. Pour suivre ce programme, nous avons décidé de réaliser une expérience dans laquelle les ondes de gaine seraient excitées et dans laquelle il serait possible de mesurer l'amortissement qu'elles subissent. L'expérience que nous décrirons plus loin (cf. chapitre IV) a été conçue à partir de remarques faites sur le mécanisme théorique d'amortissement non collisionnel présenté par PAVKOVICH et KINO [13] qui a été la seule à nous fournir des ordres de grandeur compatibles avec nos résultats expérimentaux bien que les calculs faits aient été approchés et les méthodes de mesures peu satisfaisantes. Cette théorie qui fait l'hypothèse

... / ...



d'un profil de potentiel parabolique dans la gaine montre que le paramètre critique des pertes est le produit  $\omega_p \times t_r$  ( $t_r$  = temps de réflexion des électrons) et qu'il est indépendant de la température et de la densité électroniques. En effet, si  $k$  est le coefficient de la force de rappel exercée sur un électron dans le "puits" parabolique, sa fréquence d'oscillation est proportionnelle à  $(k/m_e)^{1/2}$  or,  $k$  est proportionnel à  $T_e/\ell^2$  ( $\ell$  = distance parcourue par l'électron) et  $\omega_p$  est proportionnel à  $V_{th}/\ell$  ( $V_{th}$  = vitesse thermique des électrons) donc le produit  $\omega_p \times t_r$  est bien indépendant des paramètres du plasma. Or c'est bien ce paramètre qui est critique pour les pertes puisqu'il détermine le rapport du temps mis par un électron pour faire un aller et retour dans la gaine à la période de plasma. Ainsi, il était inutile d'envisager un système où l'on agirait sur les paramètres classiques du plasma pour modifier les pertes et nous avons donc décidé de réaliser une ligne de propagation où l'amortissement des ondes de gaine varierait à la fois par la longueur de propagation et par l'épaisseur de la gaine (ce qui revient à se déplacer sur une courbe de dispersion) modifiant ainsi, avec ce dernier paramètre le temps de réflexion des électrons par rapport à la période de plasma. Donc, cette étude nous donnera les moyens de mesurer directement l'atténuation des ondes de gaine, ce qui n'avait jamais été réalisé jusqu'ici, et nous permettra vraiment de juger la validité des théories existantes et au besoin de les adapter.

oo0oo



## CHAPITRE II - LES ONDES DE GAINÉ.

Nous l'avons vu dans le chapitre précédent, les résonances de gainé ont été mises en évidence par MESSIAEN et VANDENPLAS [44] en géométrie sphérique. Leur explication du phénomène était la suivante : dans le calcul de la puissance active rayonnée par leur antenne ils ont trouvé une série de pôles; aux fréquences correspondantes, la puissance rayonnée est maximale, ce sont les résonances. Celles-ci sont dues, selon eux, à des échanges d'énergie entre la gainé ionique (milieu capacitif) et le plasma (milieu inductif). Après avoir repris leur étude dans la même géométrie de façon plus détaillée, nous avons choisi de poursuivre nos recherches en géométrie cylindrique. A cela, il y a plusieurs raisons : - tout d'abord, des résonances secondaires ont également été observées dans cette géométrie et aucune explication n'a été donnée quant à leur existence. Nous pensons, nous, qu'il s'agit du même type de résonances lié, comme nous l'avons déjà dit, à un phénomène plus général, la propagation d'ondes de surface le long de tout conducteur métallique, dans la gainé ionique qui le sépare du plasma. Comme nous l'avons signalé dans le paragraphe 1.3.3., ces ondes ont été observées par des chercheurs japonais [92-94], dans une étude sur les distributions de courant à la surface d'une antenne, sans qu'ils aient toutefois pensé à relier les deux phénomènes. Enfin, l'intérêt de cette géométrie se situe aussi au niveau des applications : diagnostic de plasmas de laboratoire par des sondes H.F. cylindriques, diagnostic de plasmas ionosphériques par des antennes de formes diverses qui comportent le plus souvent des brins cylindriques le long desquels on retrouvera ces phénomènes. Nous allons, ci-dessous, rappeler les principaux résultats en indiquant comment on peut relier approximativement les phénomènes de résonance dans diverses géométries et aussi quelles sont les hypothèses et approximations faites ainsi que leur justification.

... / ...

## 11.1. ONDES DE SURFACE ET RESONANCES DE GAINÉ : UN MÊME PHÉNOMÈNE.

Pour montrer que les résonances de gainé ne sont qu'un cas particulier de la propagation d'ondes de surface lentes dans la gainé le long d'un conducteur, nous allons montrer l'existence de celle-ci dans le cas d'un conducteur plan. Soit  $yo_z$  un plan conducteur infini (cf. Fig. 16 a) baigné sur l'une de ses faces par un plasma semi-infini (dans la direction  $x$ ) dont il est séparé par une gainé ionique d'épaisseur  $g$ . On fera les hypothèses suivantes : le plasma est froid (les ions sont donc immobiles par rapport aux électrons) de densité électronique constante  $n_e$ , la gainé ionique est vide d'électrons, le signal H.F. est un "petit signal" qui ne perturbe pas le plasma et les ondes que nous voulons mettre en évidence sont lentes et se propagent dans la direction  $z$ .

Dans ces conditions, on peut décrire le plasma par sa constante diélectrique :

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2.1)$$

et les équations de Maxwell dans le plasma sont :

$$\underline{\nabla} \times \underline{H} = j\omega\epsilon_0 \epsilon_p \underline{E} \quad (2.2)$$

$$\underline{\nabla} \times \underline{E} = -j\omega\mu_0 \underline{H} \quad (2.3)$$

En prenant le rotationnel de (2.3) et en combinant avec (2.2) on obtient l'équation de propagation dans le plasma :

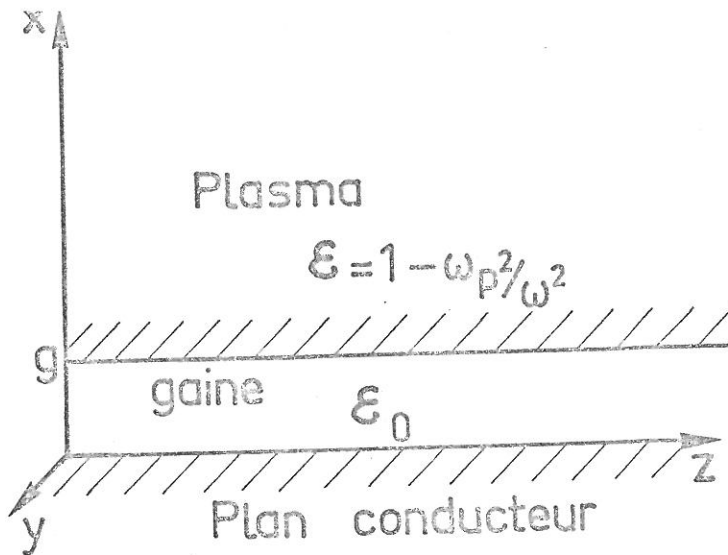
$$\underline{\Delta} \underline{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_p \underline{E} = 0 \quad (2.4)$$

Les ondes cherchées étant lentes, on peut se placer dans les conditions de l'approximation électrostatique. En effet, la vitesse de phase de ces ondes obéit à l'inégalité :

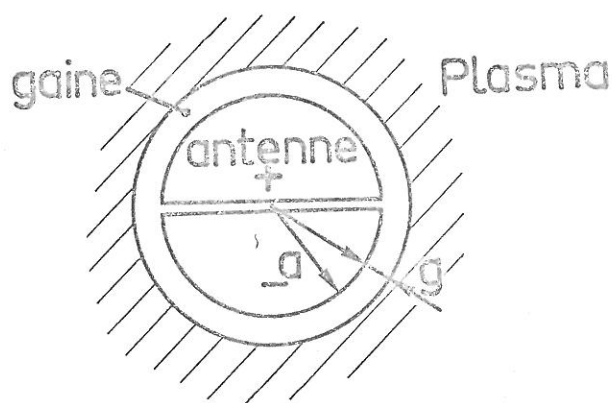
$$v_\phi^2 \ll c^2 \quad \vec{c}^2 \rightarrow \infty \quad (2.5)$$

Ceci revient à choisir  $\mu_0$  ou  $\epsilon_0$  très petits, ici  $\mu_0 \sim 0$ . Dans ce cas, le champ électrique  $\underline{E}$  dérive d'un potentiel  $\phi$  dont les expressions

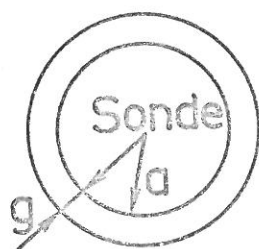
... / ...



a) Géométrie plane



b) Géométrie bihémisphérique



c) Géométrie cylindrique

LES DIFFERENTES GEOMETRIES UTILISEES  
POUR TRAITER LES ONDES DE GAINÉ

Fig.16

dans la gaine et dans le plasma sont :

$$\phi_v = A e^{j(\omega t - \beta z)} \operatorname{sh} \beta x \quad (2.6)$$

$$\phi_p = B e^{j(\omega t - \beta z)} e^{-\beta x} \quad (2.7)$$

Le potentiel  $\phi$  étant solution de l'équation de Laplace et devant satisfaire aux conditions de nullité sur le conducteur et à l'infini. L'équation de dispersion s'obtient en écrivant les conditions de raccordement classiques au niveau de l'interface plasma-gaine, soit :

$$\boxed{\frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 1 + \operatorname{coth} \beta g} \quad \text{ou} \quad \boxed{\epsilon_p = -\operatorname{coth} \beta g} \quad (2.8)$$

La gaine étant uniquement capacitive, il ne peut y avoir de résonance ou de propagation que si la permittivité du plasma est négative : le terme inductif correspondant à l'inertie des électrons domine et les deux membres de (2.8) (relation de droite) sont négatifs : la carte du champ électrique a l'aspect présenté sur la Figure 17.

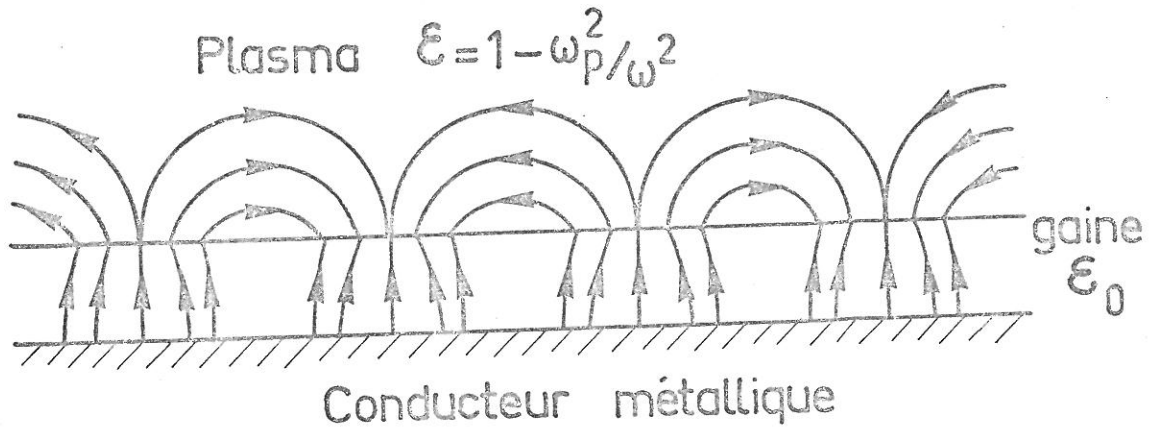
Nous allons maintenant montrer comment on peut passer de l'équation (2.8) à la relation qui détermine les fréquences de résonance en géométrie sphérique. En effet, si  $a$  et  $g$  sont respectivement le rayon de l'antenne et l'épaisseur de la gaine (cf. Figure 16 b) et si  $\lambda$  est la longueur d'onde de l'onde excitée à la surface de la sphère, la géométrie étant fermée, la condition de résonance peut s'écrire approximativement :

$$2 \pi a \approx n \lambda \quad \text{ou} \quad \beta \approx na \quad (2.9)$$

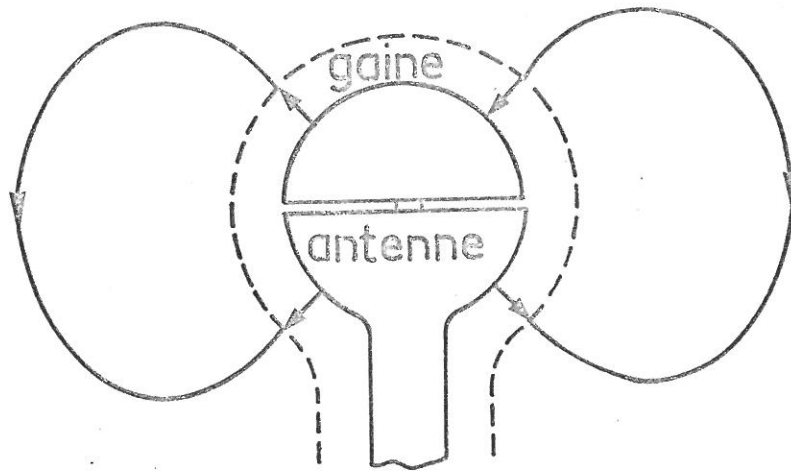
en reportant la valeur de  $\beta$  dans l'équation (2.8) et en supposant que l'épaisseur de la gaine est faible devant le rayon de l'antenne et que  $n$  est assez petit, on trouve en première approximation, pour les résonances, la relation :

$$\boxed{\frac{\omega_p^2}{\omega_{\text{rés}}^2} \approx 1 + \frac{a}{ng}} \quad (2.10)$$

... / ...



a) Géométrie plane



b) Géométrie bihémisphérique

CARTES DU CHAMP ELECTRIQUE

Fig.17

Or, c'est ce résultat qui avait été primitivement trouvé par MESSIAEN et VANDENPLAS [44], un calcul plus complet [45] les ayant ensuite conduit à un résultat très voisin :

$$\frac{\omega_p^2}{\omega_{rés}^2} \approx 1 + \frac{a}{(n+1)g} \quad (2.11)$$

L'analogie de la description mathématique et la bonne concordance de ces résultats nous montrent que les résonances de gaine ont pour origine le phénomène de propagation que nous venons de décrire et qu'elles sont la conséquence de la géométrie fermée du système antenne-gaine, plongé dans le plasma, qui constitue alors un résonateur de faibles dimensions devant la longueur d'onde ce qui justifie bien une hypothèse d'ondes lentes. Nous pouvons également obtenir, par un processus identique, l'ordre de grandeur des fréquences de résonance de gaine pour un monopôle cylindrique de longueur L en écrivant comme condition de résonance, par des ondes sans variation azimutale:

$$\left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{2} = L \quad (2.12)$$

d'où la relation des résonances avec n et g/a petits :

$$\frac{\omega_p^2}{\omega_{rés}^2} \approx 1 + \frac{L}{(2n+1)g} \quad (2.13)$$

Après cette première approche du phénomène, nous allons établir l'équation de dispersion des modes de gaine.

## 11.2. LES ONDES DE GAINÉ LE LONG D'UN CYLINDRE.

Précisons les hypothèses que nous avons faites pour établir l'équation de dispersion des ondes de gaine en géométrie cylindrique :

1. On effectue un calcul "petit signal" car la puissance du signal H.F. d'excitation est assez basse (environ 10 mW) pour ne pas perturber le plasma.

... / ...



2. Les ions sont immobiles ( $\omega_{pi} \ll \omega$ ) et le plasma est considéré comme froid (vitesse thermique  $v_T \ll$  vitesse phase  $v_\phi$ ). Cette hypothèse sera justifiée plus loin (paragraphe II.4).
3. La densité électronique dans le plasma est constante.
4. La gaine ionique est coaxiale au conducteur cylindrique et elle est "vide" d'électrons.
5. Le plasma qui entoure le conducteur est infini (dans notre expérience, le rayon du plasma est d'environ 250 fois la longueur de Debye or, le nombre d'onde longitudinal étant très grand, au moins  $100 \text{ m}^{-1}$ , la composante radiale du champ électrique de l'onde de gaine est fortement amortie à une quarantaine de longueurs de Debye du conducteur central, ce qui justifie l'hypothèse d'un plasma infini).
6. Les ondes de gaine étant lentes, on utilise l'approximation électrostatique (ceci signifie que la condition  $v_\phi \ll C$  doit être remplie). Cette hypothèse et ses conséquences seront justifiées au paragraphe II.3.

Appelons  $a$  et  $b$  les rayons du cylindre et de la gaine d'épaisseur  $g$ . On décrira le système à l'aide de coordonnées cylindriques telles que leur axe  $z$  coïncide avec celui du conducteur. En choisissant pour  $\phi$  une variation en  $\cos m\phi$ , l'équation de Laplace dont le potentiel  $\phi$  est solution s'écrit :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} - \left( \frac{m^2}{r^2} + \beta^2 \right) \phi = 0 \quad (2.14)$$

en supposant, pour les variations longitudinales et temporelles des différentes grandeurs, une forme  $\exp [j(\omega t - \beta z)]$ .

Dans ce qui suit, les indices  $v$  et  $p$  seront utilisés pour indiquer que les grandeurs considérées sont relatives au vide (gaine) et au plasma. Le potentiel  $\phi_v(r)$  doit être nul sur le conducteur et égal à  $\phi_0$  au niveau de l'interface, si  $\phi_0$  est le potentiel inconnu du plasma à la lisière de la gaine. Enfin la condition de raccordement des potentiels sur l'interface détermine le potentiel dans le plasma. Dans ces conditions les composantes radiales et longitudinales du champ électrique ont pour

... / ...

expression :

$$E_{rv} = -\beta\phi_0 \frac{I'_m(\beta r) K_m(\beta a) - I_m(\beta a) K'_m(\beta r)}{I_m(\beta b) K_m(\beta a) - I_m(\beta a) K_m(\beta b)} \quad (2.15)$$

$$E_{rp} = -\beta\phi_0 \frac{K'_m(\beta r)}{K_m(\beta b)} \quad (2.16)$$

$$E_{zv} = j\beta\phi_0 \frac{I_m(\beta r) K_m(\beta a) - I_m(\beta a) K_m(\beta r)}{I_m(\beta b) K_m(\beta a) - I_m(\beta a) K_m(\beta b)} \quad (2.17)$$

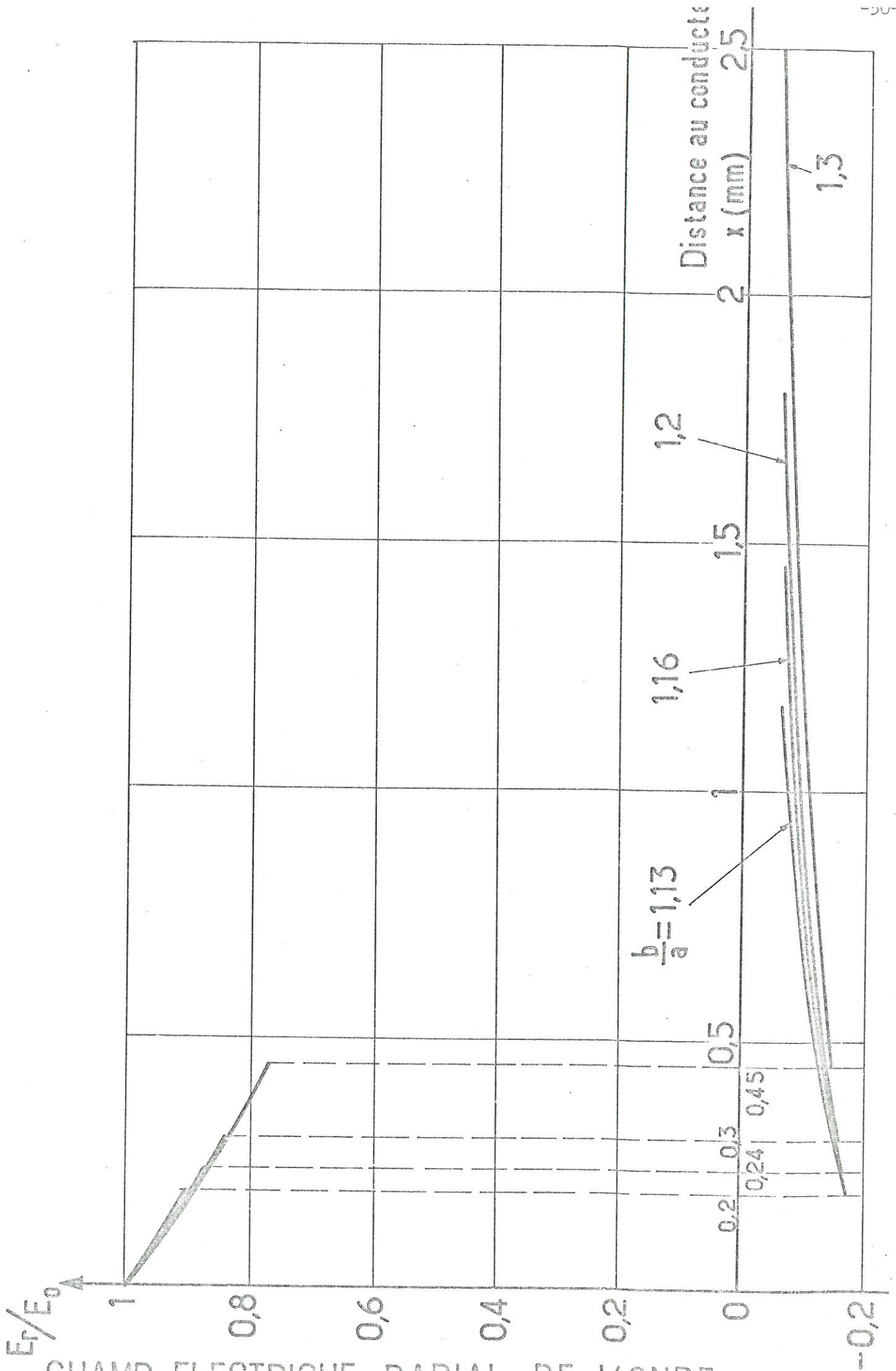
$$E_{zp} = j\beta\phi_0 \frac{K_m(\beta r)}{K_m(\beta b)} \quad (2.18)$$

Les signes prime indiquent une dérivation par rapport à  $\beta r$ . Quelques exemples des variations de la composante radiale du champ électrique en fonction de la distance au conducteur sont donnés sur la Figure 18 (on a choisi le rapport  $b/a$  comme paramètre et on a normalisé les amplitudes du champ électrique à l'amplitude du champ sur le conducteur métallique). Enfin, l'équation de dispersion s'obtient en écrivant la condition de raccordement des composantes radiales du champ électrique. On peut la mettre sous la forme :

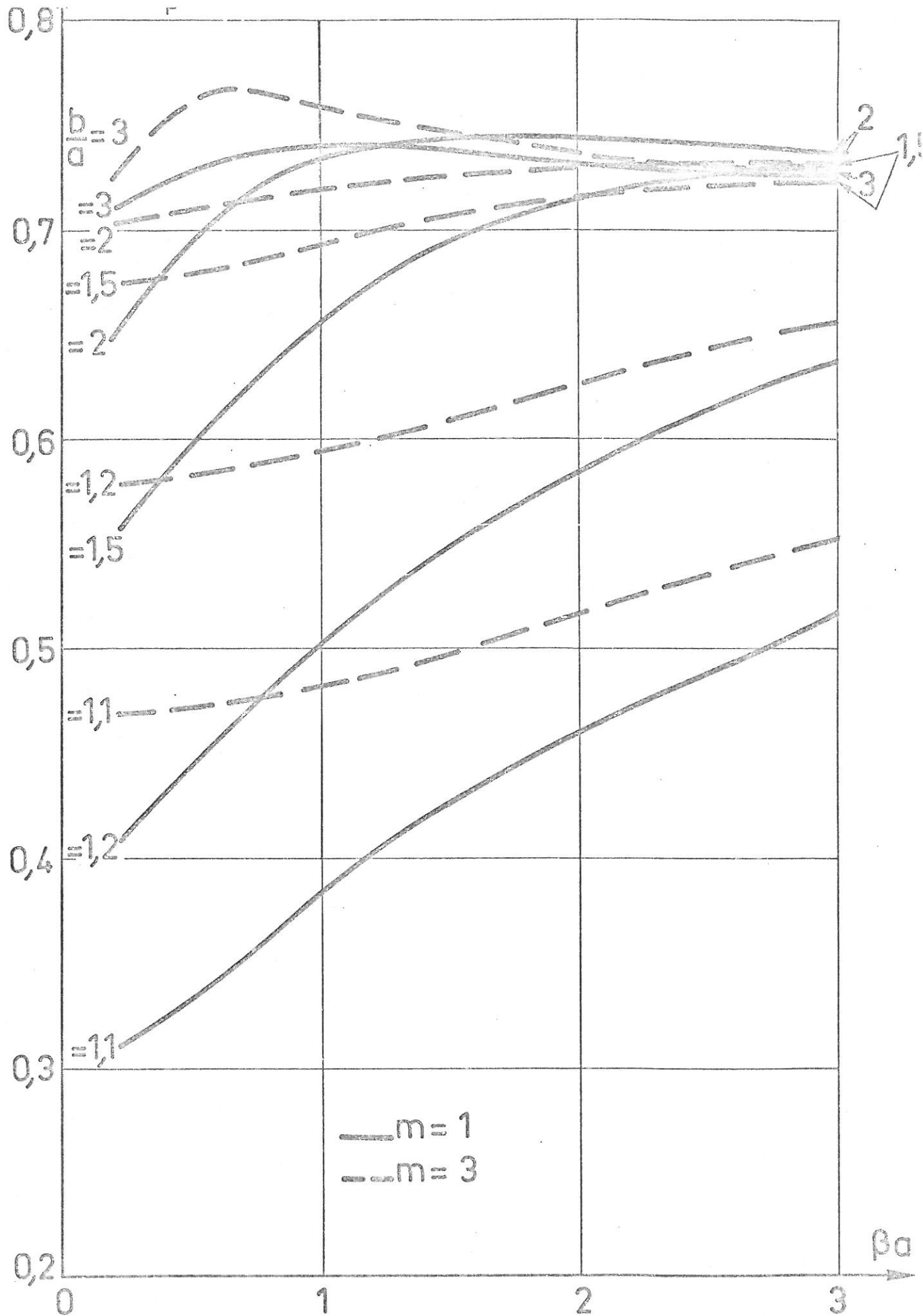
$$\frac{\omega}{\omega_p} = \left[ 1 - \frac{K_m(\beta b)}{K'_m(\beta b)} \cdot \frac{I'_m(\beta b) K_m(\beta a) - K'_m(\beta b) I_m(\beta a)}{I_m(\beta b) K_m(\beta a) - I_m(\beta a) K_m(\beta b)} \right]^{-1/2} \quad (2.19)$$

La relation (2.19) indique clairement qu'à chaque épaisseur de gaine il correspond une courbe de dispersion pour un mode  $m$  donné. On peut voir sur la figure 19 l'évolution des courbes de dispersion des modes  $m = 1$  et  $m = 3$  avec l'épaisseur de la gaine. On remarquera que ces courbes semblent tendre vers une valeur asymptotique de  $\omega/\omega_p$  légèrement supérieure à 0,7. En effet, si on examine le comportement de la relation (2.19) pour les grandes valeurs de  $\beta a$ , on trouve que  $\omega/\omega_p$  tend vers  $(2)^{-1/2}$ . Physiquement ce résultat est prévisible puisque la région des grandes valeurs de  $\beta a$  ou de  $\beta$  correspond à celle des ondes de très courte longueur d'onde, c'est à dire d'ondes à très faible vitesse de phase. On peut considérer que dans cette zone, on se raccorde donc au cas des ondes de surface du dioptré plan (cf. paragraphe précédent). On observera

... / ...



CHAMP ELECTRIQUE RADIAL DE L'ONDE DE GAINE EN GEOMETRIE CYLINDRIQUE



COURBES DE DISPERSION DES MODES ELECTROSTATIQUES POUR DIFFERENTES EPAISSEURS DE GAINÉ

Fig. 19

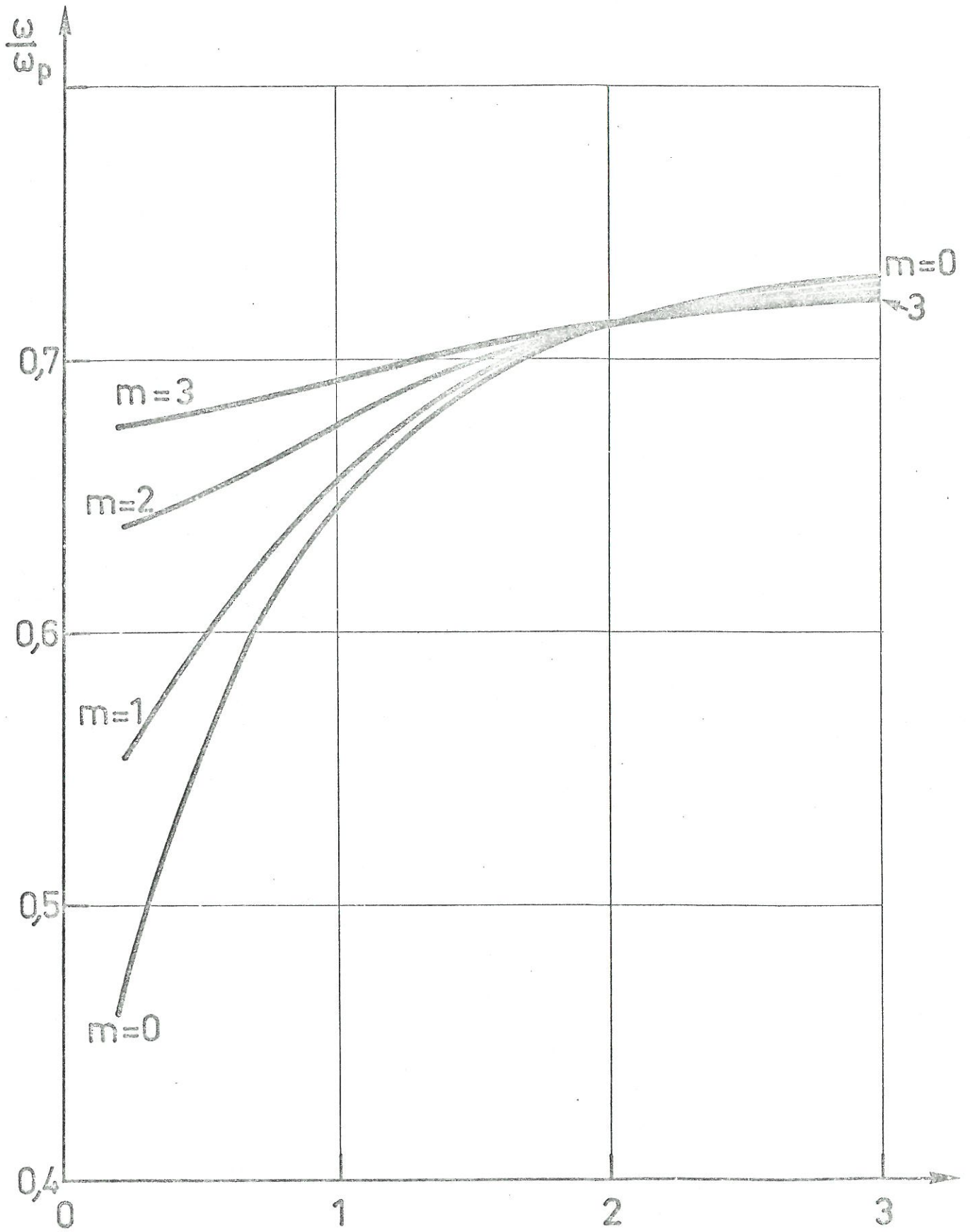
aussi, sur cette figure, que les courbes n'ont pas été tracées pour des valeurs de  $\beta a$  inférieures à 0,2. En effet, pour de petites valeurs de  $\beta a$ , la relation (2.19) indique l'existence d'une fréquence de coupure, pour les modes  $m$  différents de zéro, donnée par la relation :

$$\frac{\omega^2_{\text{coupure}}}{\omega_p^2} = 1 - \left(\frac{a}{b}\right)^{2m} \quad (2.20)$$

En réalité, cette coupure n'a aucun sens physique, car, dans le cas des très faibles valeurs de  $\beta a$ , les ondes excitées ont une grande longueur d'onde et elles ne sont plus lentes. La théorie quasistatique (cf. hypothèse 6) n'est donc plus applicable et dans cette région il faut effectuer un calcul électromagnétique complet (cf. paragraphe suivant), d'où la limitation de nos courbes. Sur les figures 20 et 21, on compare les courbes de dispersion des premiers modes ( $m = 0$  à  $m = 3$ ) pour une même épaisseur de gaine. La figure 21 retiendra plus spécialement notre attention car elle montre clairement une propriété très générale de ce type de propagation : l'existence d'une longueur d'onde pour laquelle il y a changement de signe de la vitesse de groupe (ceci se traduit sur la figure par la présence de maxima en  $\omega/\omega_p$ ). L'explication de ce phénomène est la suivante : les composantes radiales du champ électrique dans le plasma et dans la gaine sont de signes opposés, les flux des vecteurs de Poynting dans les deux milieux sont donc de sens opposés et il y aura nécessairement une valeur de la longueur d'onde à partir de laquelle le flux résultant changera de sens et donc la vitesse de groupe de signe. (Remarque : ce phénomène n'est pas observable par propagation d'énergie).

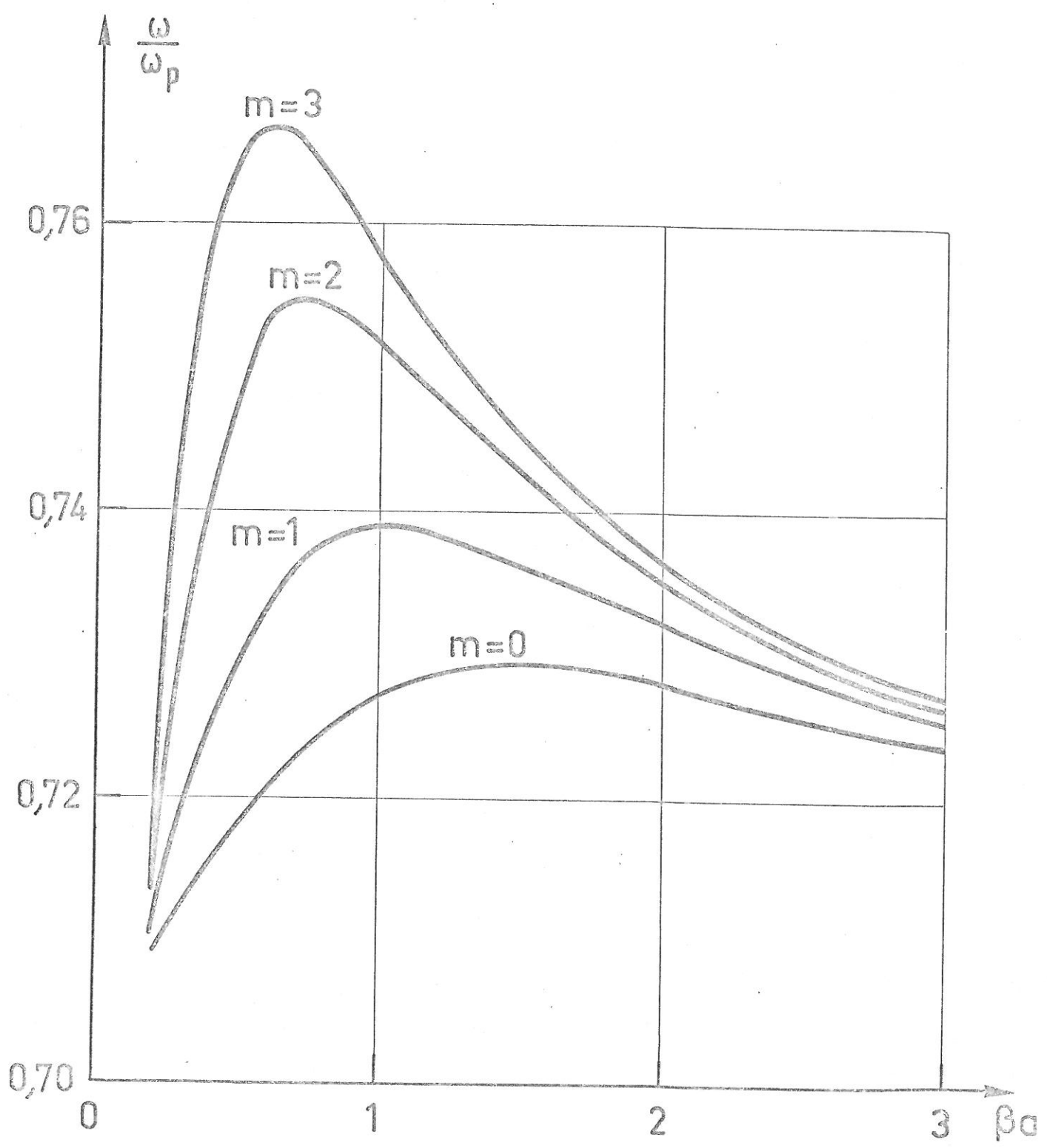
Enfin, comme c'est le mode principal  $m = 0$  que l'on observe expérimentalement, nous donnons un réseau des courbes de dispersion correspondant à ce mode sur la figure 22.

L'étude des résonances de gaine que nous avons faite antérieurement nous a permis de tester la validité de cette théorie. En utilisant la condition de résonance (2.13), on a pu prévoir les fréquences de résonance pour différentes épaisseurs de gaine. L'accord entre théorie et expérience est très bon pour les résonances d'ordre supérieur ( $n \neq 0$ ) comme le montre la Figure 23. Au contraire, cette figure indique un désaccord très net pour la résonance  $n = 0$ . Il est incontestablement lié



COURBES DE DISPERSION DES MODES ELECTROSTATIQUES.  $b/a = 1,5$

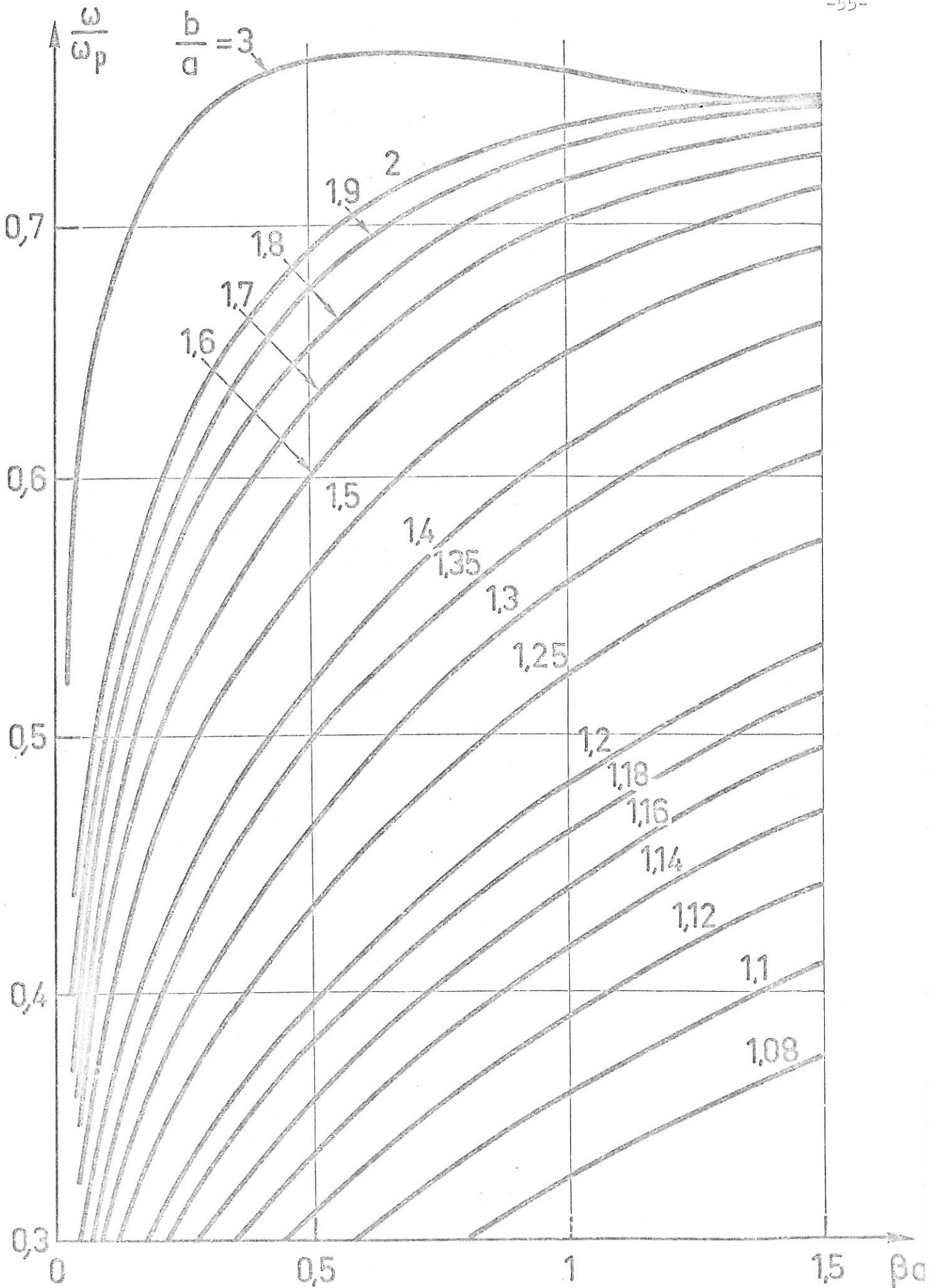
Fig. 20



COURBES DE DISPERSION DES MODES ELECTROSTATIQUES  $\frac{b}{a} = 3$

Fig. 21

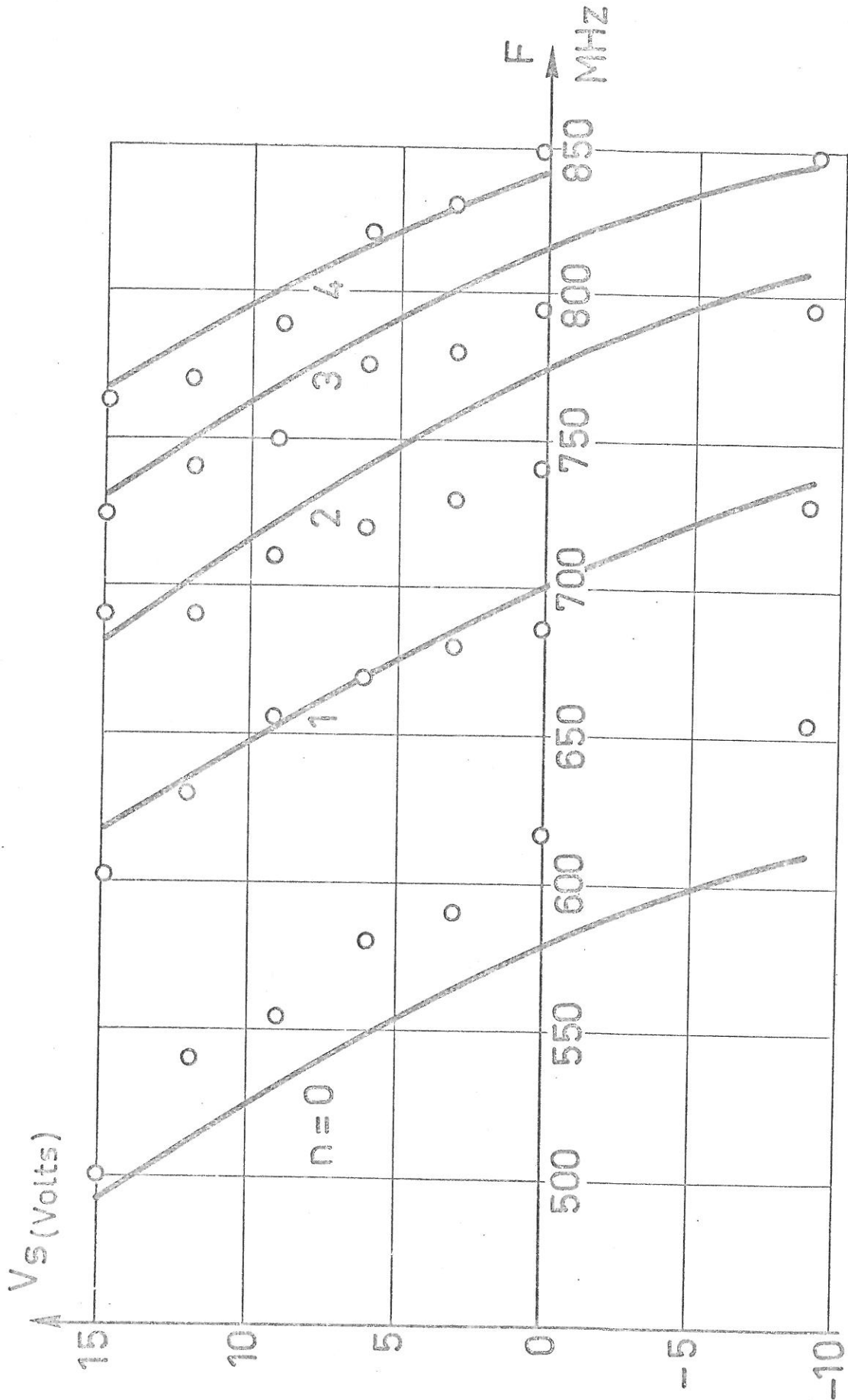




COURBES DE DISPERSION DU MODE  $m=0$   
PARAMETRE  $b/a$

Fig. 22





COMPARAISON DES FREQUENCES DE RESONANCE THEORIQUE ET EXPERIMENTALES

— théorie

o points expérimentaux

à la non validité de l'hypothèse électrostatique pour décrire cette résonance, ceci parce qu'elle correspond à l'excitation d'une onde de grande longueur d'onde (ou de grande vitesse de phase). Nous allons donc étudier dans quelles conditions cette hypothèse est valable et comparer les résultats qu'elle fournit à ceux de la théorie électromagnétique.

### 11.3. CONDITIONS DE VALIDITE DE L'APPROXIMATION ELECTROSTATIQUE.

Nous ferons cette étude en établissant l'équation de dispersion des ondes de gaine dans le cas où on ne fait plus l'hypothèse électrostatique et on comparera les domaines où ces 2 théories sont sensiblement concordantes. Nous aurons ainsi l'ordre de grandeur de l'approximation faite.

#### 11.3.1. Cas du plan conducteur infini.

Les trois premières hypothèses du paragraphe 11.2. seront conservées dans ce calcul et les conditions 4 et 5 seront simplement adaptées à la géométrie du système. Les équations de Maxwell dans le plasma sont toujours les équations (2.2) et (2.3). La méthode d'obtention de l'équation de dispersion repose sur une méthode de séparation des champs en champs transverses et longitudinaux et on pose :

$$\underline{E} = \underline{E}_t + E_z \underline{i}_z \quad (2.21)$$

$$\underline{H} = \underline{H}_t + H_z \underline{i}_z \quad (2.22)$$

où  $\underline{i}_z$  représente le vecteur unitaire sur l'axe des z. De même, on sépare l'opérateur gradient selon deux opérateurs :

$$\underline{\nabla} = \underline{\nabla}_t + \underline{i}_z \frac{\partial}{\partial z} = \underline{\nabla}_t - j\beta \underline{i}_z \quad (2.23)$$

On suppose que les ondes H.F. pouvant se propager le long du plan conducteur ont une dépendance en z de la forme  $e^{-j\beta z}$  avec en outre :

$$\underline{\nabla}_t = \underline{i}_x \frac{\partial}{\partial x} + \underline{i}_y \frac{\partial}{\partial y} \quad (2.24)$$

... / ...

$\underline{i}_x$  et  $\underline{i}_y$  étant les vecteurs unitaires sur les axes des x et des y respectivement. En prenant les rotationnels des équations (2.2) et (2.3), on trouve les équations dont sont solutions  $\underline{E}_{zp}$  et  $\underline{H}_{zp}$  et les expressions de  $\underline{E}_+$  et  $\underline{H}_+$  en fonction de  $E_z$ , soit :

$$\nabla_+^2 \underline{E}_{zp} + \left( \epsilon_p \frac{\omega^2}{C^2} - \beta^2 \right) \underline{E}_{zp} = 0 \quad (2.25)$$

$$\nabla_+^2 \underline{H}_{zp} + \left( \epsilon_p \frac{\omega^2}{C^2} - \beta^2 \right) \underline{H}_{zp} = 0 \quad (2.26)$$

$$\underline{E}_{+p} = - \frac{j\beta}{\frac{\omega^2}{C^2} \epsilon_p - \beta^2} \nabla_+ \underline{E}_{zp} \quad (2.27)$$

et

$$\underline{H}_{+p} = - \frac{j\omega \epsilon_0 \epsilon_p}{\frac{\omega^2}{C^2} \epsilon_p - \beta^2} \underline{i}_z \times (\nabla_+ \underline{E}_{zp}) \quad (2.28)$$

Remarque : Les équations (2.25) et (2.26) admettent deux types de solutions correspondant aux modes T.M. et T.E. respectivement. Nous ne donnons ici que les solutions T.M. car il n'y a pas de possibilité de propagation guidée du mode T.E. dans notre cas.

On obtient des expressions analogues pour les composantes de champ dans la gaine en remplaçant, dans les relations (2.25) à (2.28), l'indice p par l'indice v et  $\epsilon_p$  par 1. On simplifiera la présentation des calculs, sans restreindre la généralité du problème, en supposant que les grandeurs sont uniformes dans la direction y (c'est à dire  $\frac{\partial}{\partial y} = 0$ ). Par application des conditions aux limites, on trouve les composantes  $E_x$  et  $E_z$  du champ électrique dans la gaine et dans le plasma :

$$E_{zv} = E_{zv}^0 \sin \alpha_v x \quad (2.29)$$

$$E_{zp} = E_{zv}^0 \sin \alpha_v g \cdot e^{-\alpha_p (x - g)} \quad (2.30)$$

$$E_{xp} = - \frac{j\beta}{\alpha_p} E_{zv}^0 \sin \alpha_v g \cdot e^{-\alpha_p (x - g)} \quad (2.31)$$

$$E_{xv} = - \frac{j\beta}{\alpha_v} E_{zv}^0 \cos \alpha_v x \quad (2.32)$$

... / ...

$$\text{avec : } \alpha_v^2 = \beta^2 - \frac{\omega^2}{C^2} \quad (2.33)$$

$$\alpha_p^2 = \beta^2 - \epsilon_p \frac{\omega^2}{C^2} \quad (2.34)$$

$E_{zv}^0$  est une constante. En écrivant la condition de raccordement du déplacement électrique normal à l'interface plasma-gaine, on obtient l'équation de dispersion qu'on peut mettre sous la forme :

$$\epsilon_p = - \left[ \frac{1 - \epsilon_p \frac{v_\phi^2}{C^2}}{1 - \frac{v_\phi^2}{C^2}} \right]^{1/2} \coth \left[ (1 - \frac{v_\phi^2}{C^2})^{1/2} \beta g \right] \quad (2.35)$$

où  $v_\phi = \omega/\beta$  est la vitesse de phase de l'onde. Sur la figure 24, nous avons tracé les courbes  $\omega/\omega_p = f(\beta g)$  en prenant le rapport  $v_\phi/C$  comme paramètre. A chaque vitesse de phase correspond une courbe. Toutes ces courbes admettent une limite fonction de  $v_\phi/C$  lorsque  $\beta g$  devient infini et non plus (2)<sup>-1/2</sup> :

$$\lim_{\beta g \rightarrow \infty} \left( \frac{\omega}{\omega_p} \right) = \left[ \frac{1 - \frac{v_\phi^2}{C^2}}{2 - \frac{v_\phi^2}{C^2}} \right]^{1/2} \quad (2.36)$$

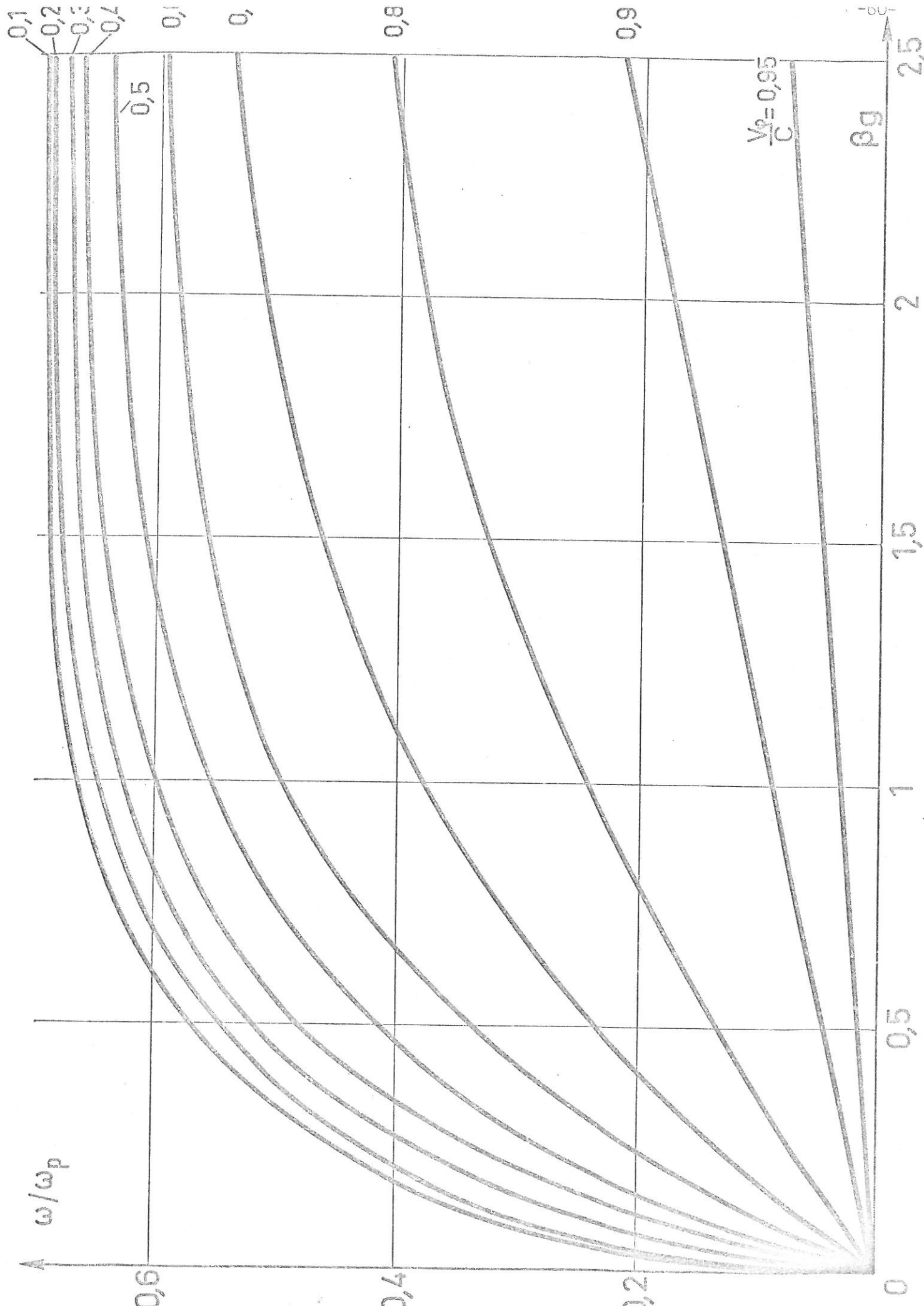
Lorsque  $v_\phi/C$  devient suffisamment petit, ces courbes tendent asymptotiquement vers la courbe électrostatique  $\epsilon_p = - \coth \beta g$ . Ces courbes, cependant, ne sont pas les courbes de dispersion, aussi avons-nous tracé des courbes  $\omega/\omega_p = f(\beta)$  sur la figure 25 pour plusieurs épaisseurs de gaine et simultanément, nous avons tracé la courbe électrostatique correspondante. On peut voir que l'accord est excellent tant que  $\beta$  est assez grand, c'est à dire la vitesse de phase suffisamment basse et que l'écart entre les deux théories ne dépasse guère 10 % au moins tant que l'épaisseur de la gaine n'est pas trop faible.

Nous allons maintenant examiner le cas de la géométrie cylindrique.

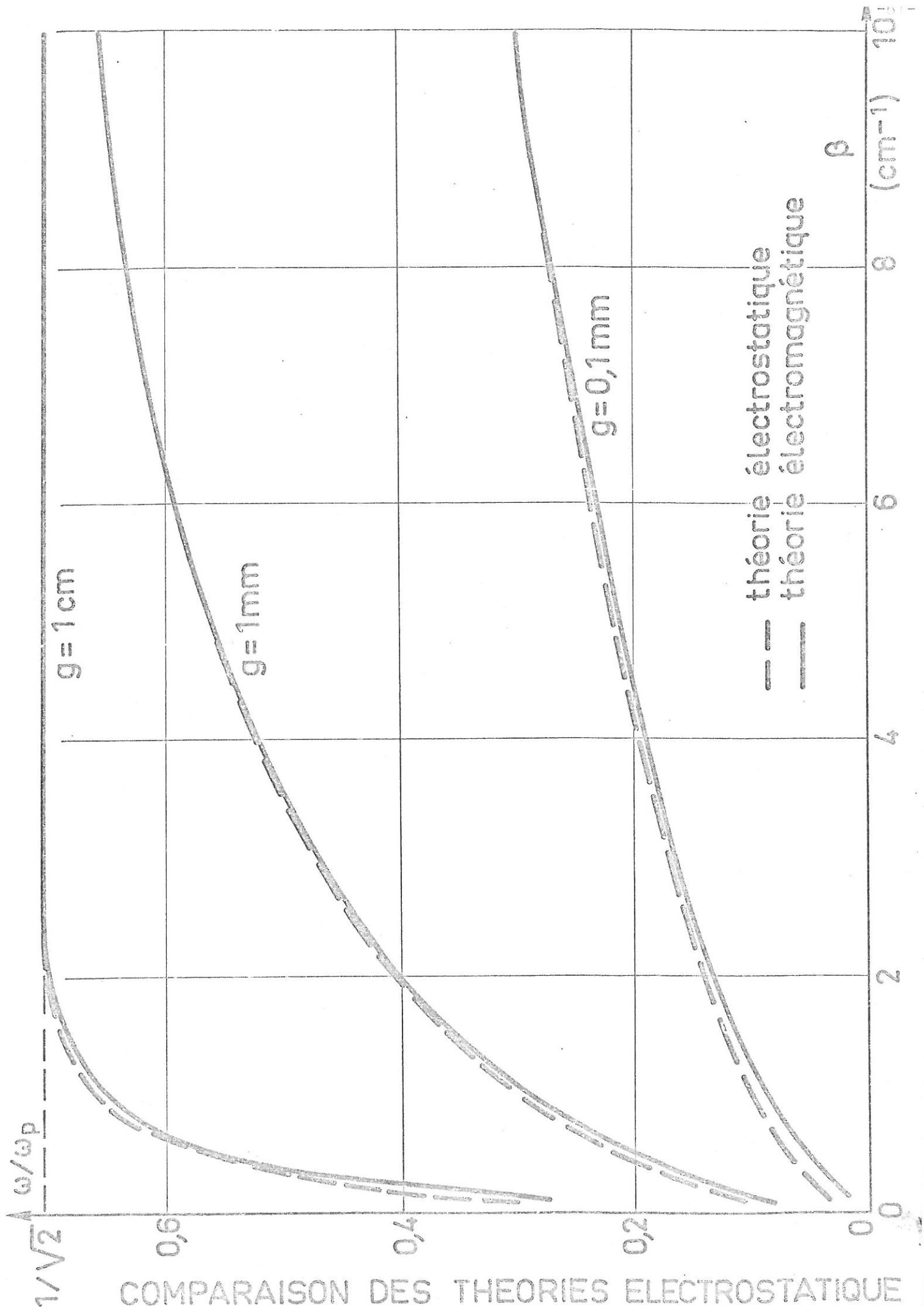
### 11.3.2. Cas du conducteur cylindrique.

Les hypothèses sont celles mentionnées au paragraphe 11.2. excepté l'hypothèse 6. Le système de coordonnées utilisé est cylindrique  $(r, \phi, z)$  et la dépendance en  $\phi$  des composantes de champ est de la forme  $e^{jm\phi}$ . Du fait de la géométrie, on peut écrire que les composantes de champ dérivent d'une composante unique du potentiel vecteur :

... / ...



THEORIE ELECTROMAGNETIQUE DES ONDES DE GAINÉ EN GEOMETRIE PLANE Fig.24



COMPARAISON DES THEORIES ELECTROSTATIQUE ET ELECTROMAGNETIQUE DANS LE CAS PLAN Fig.25

$A_{zp}$  dans le plasma et  $A_{zv}$  dans la gaine. (La remarque faite au paragraphe précédent sur le mode T.E. est toujours valable, aussi nous ne présentons que les résultats relatifs au mode T.M.). Ces composantes sont solutions respectivement de :

$$\Delta A_{zp}(r, z) + \epsilon_p \frac{\omega^2}{C^2} A_{zp}(r, z) = 0 \quad (2.37)$$

$$\Delta A_{zv}(r, z) + \frac{\omega^2}{C^2} A_{zv}(r, z) = 0 \quad (2.38)$$

Les conditions de rayonnement à l'infini imposent les expressions :

$$A_{zp}(r, z) = A H_m^{(1)}(\alpha_p r) e^{-j\beta z} \quad (2.39)$$

$$A_{zv}(r, z) = B J_m(\alpha_v r) + C H_m^{(1)}(\alpha_v r) e^{-j\beta z} \quad (2.40)$$

Les conditions de raccordement sur le conducteur métallique et sur l'interface plasma-gaine fournissent l'équation de dispersion :

$$\alpha_p \frac{K_m(\alpha_p b)}{K'_m(\alpha_p b)} = \epsilon_p \alpha_v \frac{K_m(\alpha_v a) I'_m(\alpha_v b) - K'_m(\alpha_v b) I_m(\alpha_v a)}{K_m(\alpha_v a) I'_m(\alpha_v b) - K'_m(\alpha_v b) I_m(\alpha_v a)} \quad (2.41)$$

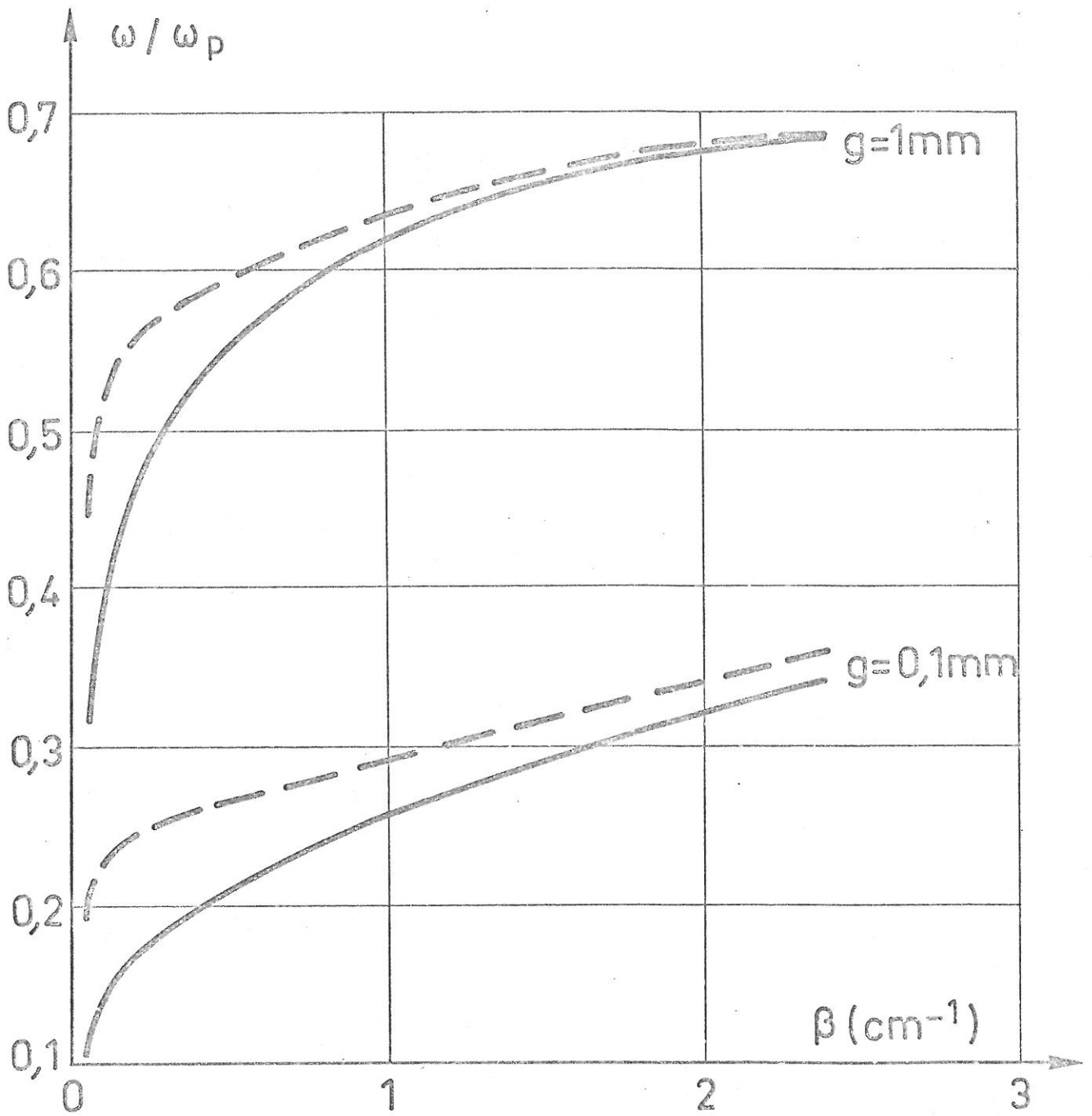
où  $\alpha_v$  et  $\alpha_p$  sont toujours définies par les relations (2.33) et (2.34).

Nous avons tracé sur la figure 26 les courbes de dispersion des deux premiers modes pour deux épaisseurs de gaine qui encadrent les valeurs habituellement rencontrées dans nos expériences. Pour effectuer le calcul de ces courbes il faut, en outre, s'imposer une valeur de la fréquence de plasma et nous avons choisi une valeur moyenne par rapport à nos valeurs expérimentales, à savoir  $f_p = 1$  GHz. On remarquera que, cette fois, tous les modes ont des courbes de dispersion passant par l'origine. En effet, si on étudie le comportement de  $\omega/C$  pour des ondes rapides (diagramme de Brillouin), on trouve :

$$\frac{\omega}{C} \sim \beta \quad \text{si } m = 0 \quad (2.42)$$

$$\frac{\omega}{C} \sim \left(\frac{\alpha}{1+\alpha}\right)^{1/2} \beta \quad \text{si } m \neq 0 \quad (2.43)$$

... / ...

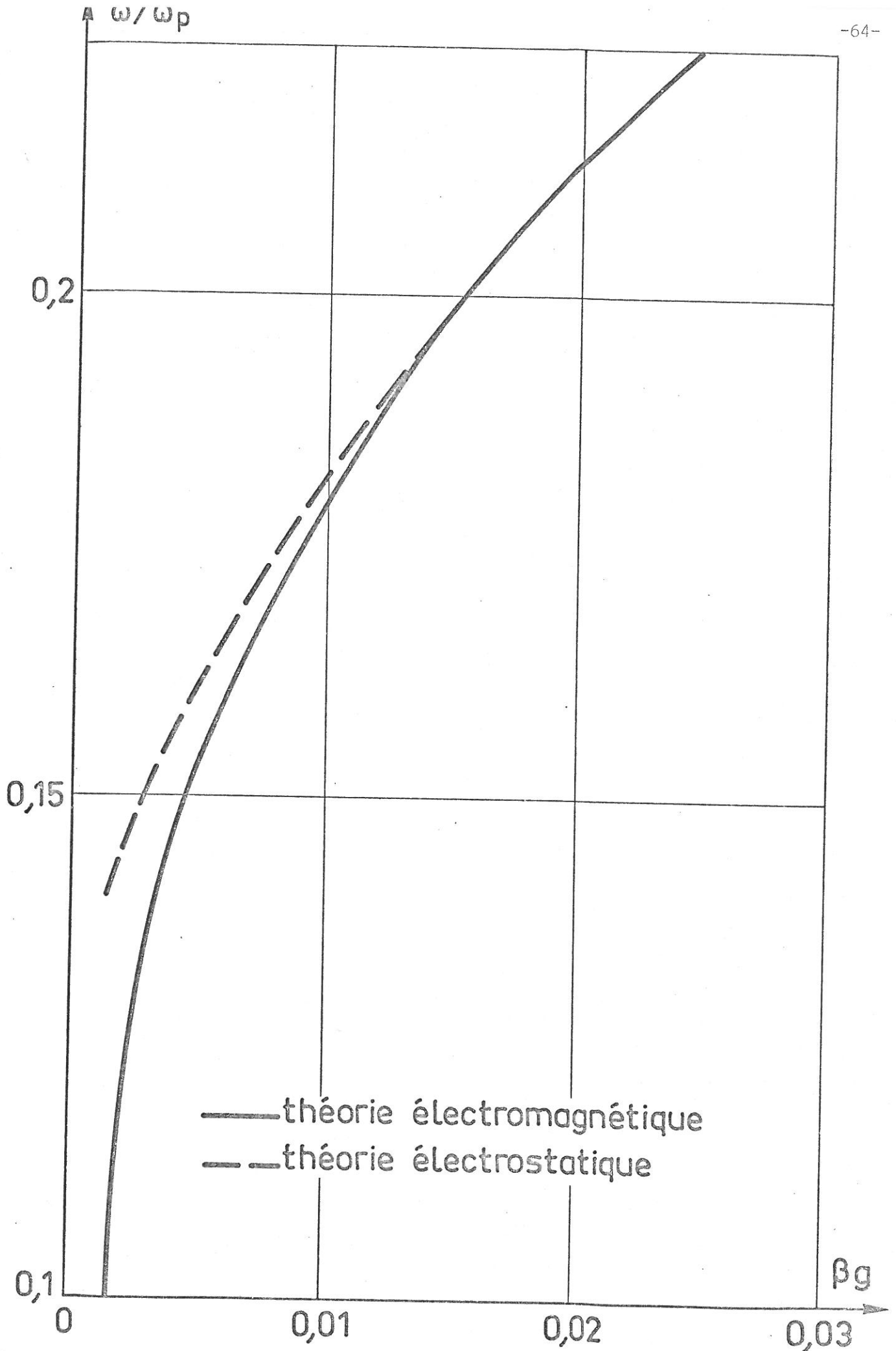


COURBES DE DISPERSION : THEORIE ELECTRO-MAGNETIQUE CAS CYLINDRIQUE  $f_p = 1$  GHz ET  $a = 1,5$  mm

—  $m = 0$   
- -  $m = 1$

Fig. 26





COMPARAISON DES THEORIES ELECTROMAGNETIQUE ET ELECTROSTATIQUE  $f_p = 1$  GHz

Fig.27

$$\text{avec :} \quad \alpha = \frac{\delta^m - \delta^{-m}}{\delta^m + \delta^{-m}} \quad (2.44)$$

$$\text{et :} \quad \delta = \frac{b}{a} \quad (2.45)$$

Donc, au voisinage de l'origine les courbes de dispersion forment un faisceau de droite. Ceci montre bien que les fréquences de coupure de la théorie électrostatique n'ont aucune signification physique.

La comparaison entre les théories électrostatique et électromagnétique est donnée sur la figure 27 pour le mode  $m = 0$  (seul mode observé expérimentalement). Là encore, on voit aisément que le désaccord ne se manifeste que pour de très faibles valeurs de  $\beta g$ . L'écart relatif est d'environ 5 % pour  $v_\phi / C$  de l'ordre de 0,1 et 10 % pour  $v_\phi / C$  de l'ordre de 0,2 sur l'exemple donné qui correspond à une situation peu favorable, comme on l'a vu en géométrie plane, du fait de la très faible épaisseur de la gaine. Comme on peut le voir sur la figure 27Bis, la théorie électromagnétique permet de prévoir de façon satisfaisante les fréquences de la résonance principale dans l'expérience antérieure du monopôle cylindrique [100].

Etant données les fréquences d'excitation employées dans nos expériences (cf. chapitres IV et V), on peut déduire de tout ce qui précède que la théorie électrostatique décrira correctement les phénomènes de propagation observés tant que la longueur d'onde des ondes de gaine restera très inférieure à la longueur d'onde dans le vide. Ce sera généralement le cas et l'emploi de cette hypothèse est donc justifié dans notre étude.

#### II.4. VALIDITE DE L'APPROXIMATION "PLASMA FROID".

La température électronique joue un double rôle. Tout d'abord, elle influe sur la dimension de la gaine ionique (l'épaisseur de la gaine est proportionnelle à la longueur de Debye), d'autre part elle est responsable de l'amortissement Landau. Aussi, l'hypothèse "plasma froid" peut-elle paraître abusive même si la température électronique du plasma est assez faible (quelques eV). En réalité, il faut bien remarquer que cette hypothèse n'implique pas une température électronique nulle mais

... / ...

signifie seulement que la vitesse thermique des électrons est nettement inférieure à la vitesse de phase de l'onde étudiée. Nous allons donc montrer, dans ces conditions, que si deux théories, l'une tenant compte d'une température électronique non nulle et l'autre la supposant nulle, sont employées, elles conduisent à des courbes de dispersion très proches au moins si la vitesse thermique des électrons ne devient pas trop grande devant la vitesse de phase. Pour cela, on effectuera un calcul électromagnétique où la température électronique est introduite au travers du système des équations de transport dans lequel on a fait l'hypothèse d'adiabaticité.

Pour résoudre ce problème, nous avons suivi une méthode proposée par DIAMENT, GRANATSTEIN et SCHLESINGER [101]. Les ions sont toujours supposés immobiles et les hypothèses 1, 3, 4 et 5 du paragraphe 11.2. sont conservées. Dans ces conditions, on décrit le plasma à l'aide de la théorie adiabatique linéarisée. La méthode consiste alors à établir un système de deux équations totalement découplées par séparation du champ électrique perturbé en deux parties, l'une solénoïdale  $E_{em}$  et l'autre irrotationnelle  $E_{ac}$ .  $E_{em}$  et  $E_{ac}$  représentent respectivement le mode électromagnétique et le mode acoustique. En adjoignant à ce système l'équation d'onde du champ électrique dans la gaine et en écrivant les conditions de raccordement, on obtient la nouvelle équation de dispersion. Toutefois, pour résoudre complètement le système, on doit introduire une condition supplémentaire en plus des conditions classiques. Celle-ci doit être self-consistante avec le profil de densité électronique en échelon (profil correspondant à l'hypothèse gaine "vide d'électrons") qui implique une condition de rigidité de la gaine traduite par la relation :

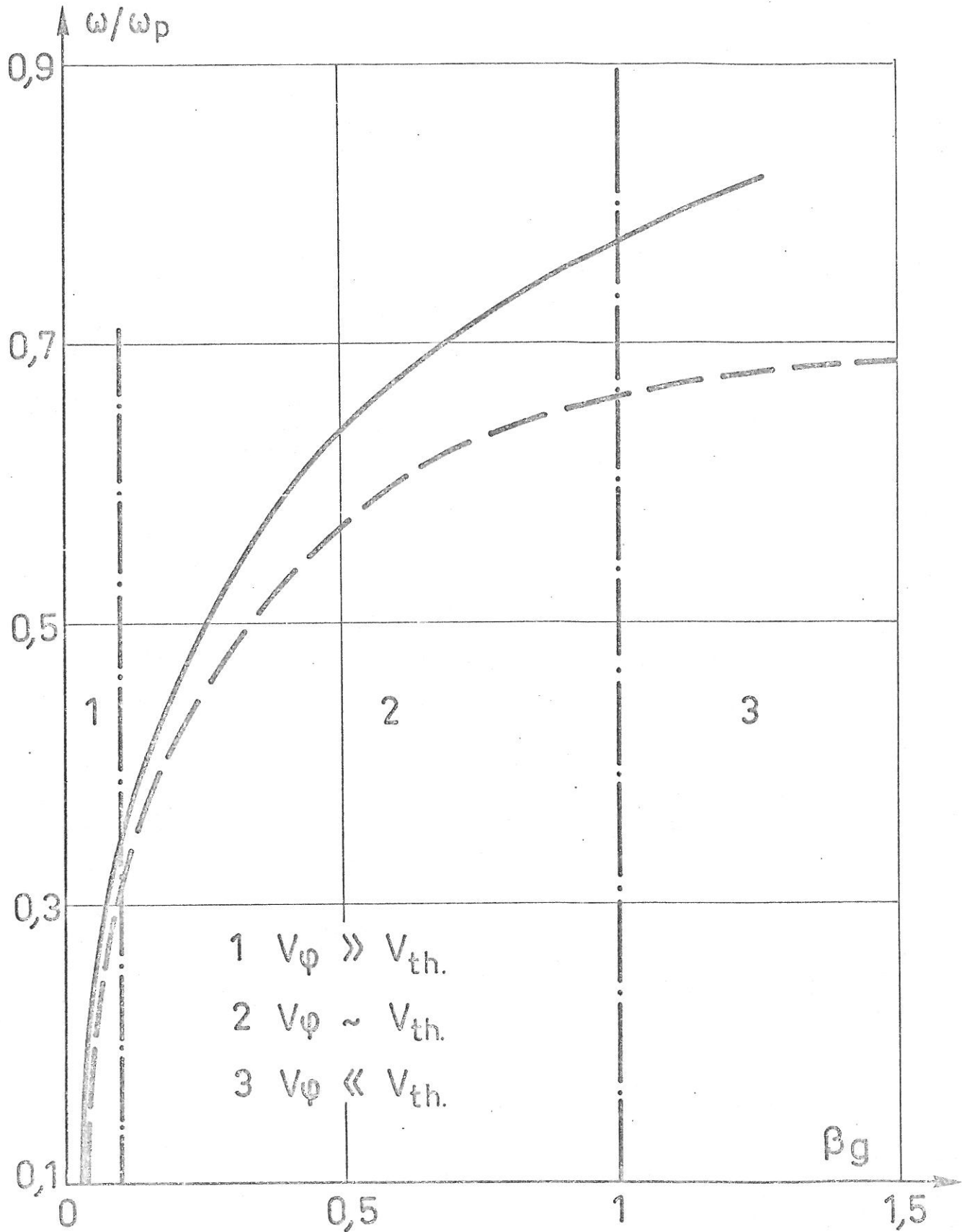
$$\underline{n} \cdot \underline{v}_1 = 0 \quad (2.46)$$

où  $\underline{n}$  est le vecteur unitaire porté par la normale à l'interface plasma gaine et  $\underline{v}_1$  la vitesse perturbée. On montre que la condition (2.46) peut se mettre sous la forme (on trouvera le détail des calculs dans la référence [119]) :

$$\underline{n} \cdot E_{em} + \frac{\omega^2}{\omega_p^2} \underline{n} \cdot E_{ac} = 0 \quad (2.47)$$

qui montre bien le couplage des deux types d'ondes.

Comme précédemment, nous donnerons les résultats dans les deux configurations géométriques plane et cylindrique.



COMPARAISON DES COURBES DE DISPERSION EN PLASMA FROID ET EN PLASMA TIEDE (THEORIE ELECTROMAGNETIQUE) CAS PLAN.

$f_p = 1 \text{ GHz}$       $T_e = 30\,000 \text{ °K}$

— Plasma tiède     - - - Plasma froid

Fig. 28

11.4.1. Cas du conducteur plan infini.

Après quelques calculs, on trouve aisément la relation de dispersion ci-dessous :

$$\epsilon_p = - \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \times \frac{\beta^2}{\alpha_a \alpha_p} \right) \frac{\alpha_p}{\alpha_v} \coth \alpha_v g \quad (2.48)$$

avec les définitions suivantes :

$$\alpha_a^2 = \beta^2 - \frac{\omega^2}{C^2} \frac{\epsilon_p}{\theta} \quad (2.49)$$

$$\theta = \frac{\gamma k T_e}{m C^2} \quad (2.50)$$

où  $\gamma$  est la constante de la relation d'adiabaticité.

Comme le montre l'exemple donné sur la figure 28 où nous avons choisi une fréquence de plasma de 1 GHz, une température électronique de  $3.10^4$  K et une épaisseur de gaine de 1 mm, l'écart entre les deux théories croît avec  $\beta g$ . On peut conclure que si la vitesse thermique des électrons reste faible devant la vitesse de phase, la température électronique n'a pratiquement aucune influence. Si les deux vitesses sont du même ordre de grandeur, la théorie plasma tiède prévoit des fréquences de résonance plus élevées sur le monopôle ou des ondes de plus grande longueur d'onde à fréquence d'excitation fixe. Dans ce cas les écarts théoriques entre les deux courbes de dispersion sont d'environ 10 à 20 %. Enfin, si la vitesse thermique devient très supérieure à la vitesse de phase, les courbes de dispersion sont notablement modifiées et celles où il est tenu compte de la température électronique croissent beaucoup plus vite en  $\omega/\omega_p$ . Il est donc impossible d'ignorer la température électronique du plasma dans cette zone.

11.4.2. Cas du conducteur cylindrique.

Avec les mêmes hypothèses de dépendance en  $z$  et en  $\phi$  qu'au paragraphe 11.3.2., on obtient cette fois comme équation de dispersion :

$$\epsilon_p = \frac{[\alpha_p \alpha_a K'_m(\alpha_p b) K'_m(\alpha_a b) + \beta^2 K'_m(\alpha_p b) K'_m(\alpha_a b)] [I'_m(\alpha_v b) K'_m(\alpha_v a) - I'_m(\alpha_v a) K'_m(\alpha_v b)]}{\alpha_v \alpha_a K'_m(\alpha_v b) K'_m(\alpha_a b) [I'_m(\alpha_v b) K'_m(\alpha_v a) - I'_m(\alpha_v a) K'_m(\alpha_v b)]} \quad (2.51)$$

... / ...

L'exemple que nous donnons sur la figure 29 nous amène à des conclusions identiques à celles établies dans le cas plan. Toutefois, on peut remarquer que l'écart entre les théories "plasma froid" et "tiède" est nettement inférieur en géométrie cylindrique. En effet, dans la zone où la vitesse thermique et la vitesse de phase sont du même ordre de grandeur, les écarts relatifs sont d'environ 4 à 8 % au lieu de 10 à 20 % environ. Comme on le verra plus loin, nous avons travaillé avec des rapports  $v_\phi/v_T$  de l'ordre de 10 à 50 dans nos expériences. Ceci justifie l'emploi d'une théorie plasma froid pour décrire la propagation de nos ondes de gaine.

Pour être complets, il nous reste à montrer que, dans le cas où la température électronique joue un rôle non négligeable, il est encore possible de simplifier le problème en décrivant la propagation des ondes de gaine à l'aide d'une théorie électrostatique qui tient compte de cette température électronique.

#### 11.4.3. Approximation électrostatique pour un plasma tiède.

Le modèle employé est toujours celui indiqué au début du paragraphe 11.4. mais l'hypothèse électrostatique permet de simplifier les équations dont sont solutions les champs  $E_{em}$  et  $E_v$  (champ électrique dans la gaine). En effet ces champs dérivent d'un potentiel, ils sont donc solutions de :

$$\begin{aligned} E_{em} &= -\underline{\nabla} \phi_{em} & \nabla^2 \phi_{em} &= 0 \\ & & \text{ou} & \\ E_v &= -\underline{\nabla} \phi_v & \nabla^2 \phi_v &= 0 \end{aligned}$$

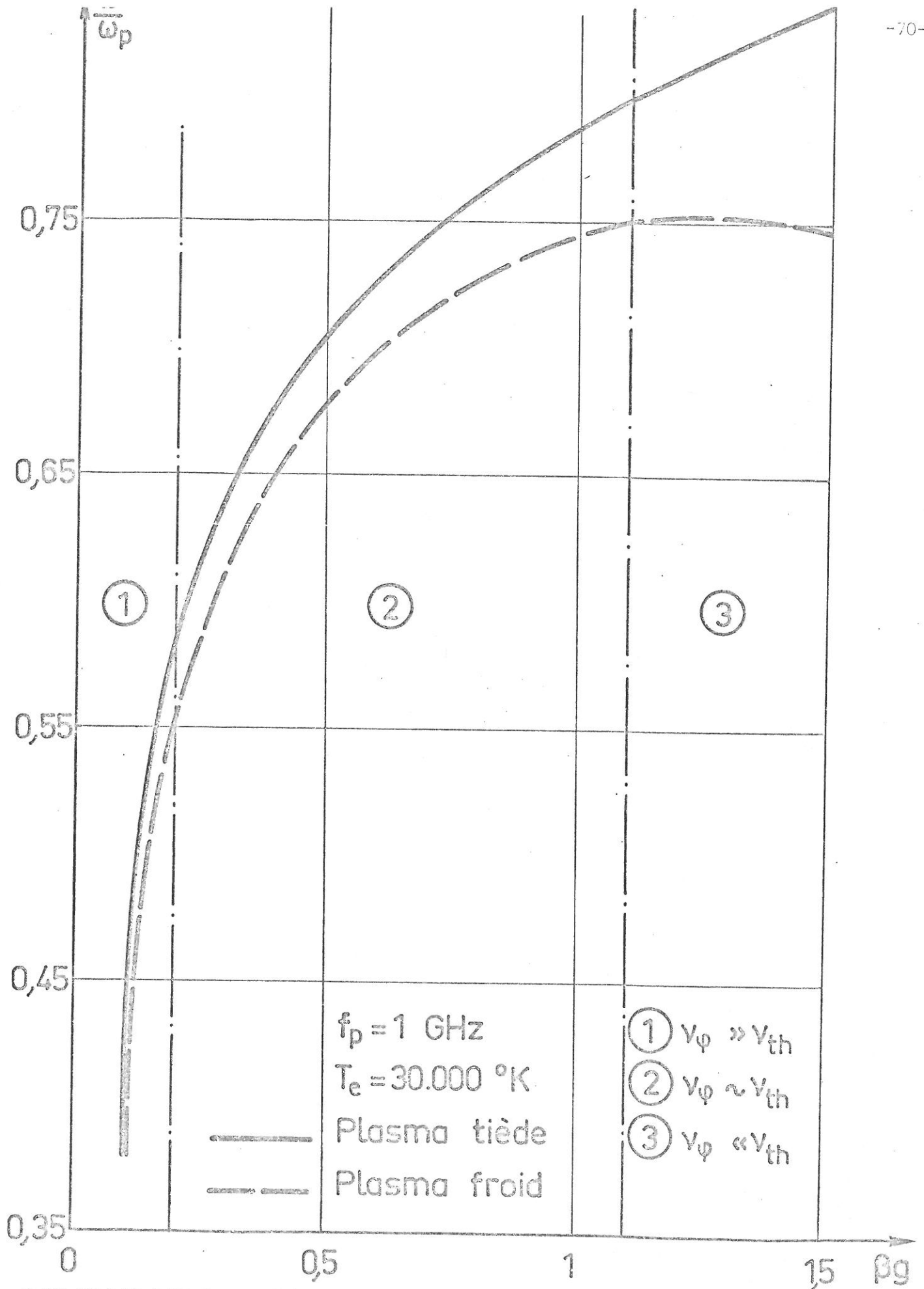
Quant à l'équation vectorielle dont est solution le champ  $E_{ac}$ , on montre aisément qu'elle peut se mettre sous la forme scalaire équivalente :

$$\left( \nabla^2 + \frac{\omega^2}{C^2} \cdot \frac{\epsilon_p}{\theta} \right) \phi_{ac}(r) = 0 \quad (2.52)$$

Les conditions aux limites sur le conducteur et à l'infini donnent, en géométrie cylindrique, les expressions suivantes pour les potentiels  $\phi_{em}, \phi_v$  et  $\phi_{ac}$  :

$$\phi_v(r) = A \left[ I_m(\beta r) - \frac{I_m(\beta a)}{K_m(\beta a)} K_m(\beta r) \right] \quad (2.53)$$

... / ...



COMPARAISON DES COURBES DE DISPERSION EN PLASMA TIEDE ET EN PLASMA FROID (THEORIE ELECTROMAGNETIQUE). CAS CYLINDRIQUE.

Fig. 29

$$\phi_{ac}(r) = D K_m \left[ \left( 1 - \frac{\epsilon_p}{\theta} \cdot \frac{v^2}{C^2} \right)^{1/2} \beta r \right] \quad (2.54)$$

$$\phi_{em}(r) = C K_m(\beta r) \quad (2.55)$$

Quant aux deux conditions vectorielles de raccordement à l'interface plasma-gaine, elles peuvent se mettre sous la forme de trois conditions scalaires :

$$\underline{n} \cdot \underline{E}_{em} + \frac{\omega^2}{\omega_p^2} \underline{n} \cdot \underline{E}_{ac} = 0 \quad (2.56)$$

$$\underline{n} \cdot \underline{E}_{em} + \underline{n} \cdot \underline{E}_{ac} = \underline{n} \cdot \underline{E}_v \quad (2.57)$$

$$\phi_{em} + \phi_{ac} = \phi_v \quad (2.58)$$

Les deux conditions (2.56) et (2.57) peuvent s'écrire directement sur les potentiels sous la forme :

$$\frac{\partial \phi_{em}}{\partial r} + \frac{\omega^2}{\omega_p^2} \frac{\partial \phi_{ac}}{\partial r} = 0 \quad (2.59)$$

$$\frac{\partial \phi_{em}}{\partial r} + \frac{\partial \phi_{ac}}{\partial r} = \frac{\partial \phi_v}{\partial r} \quad (2.60)$$

A partir des trois équations (2.58) à (2.60), on obtient aisément l'équation de dispersion des ondes de gaine :

$$\epsilon_p = \frac{I'_m(\beta b) K_m(\beta a) - I'_m(\beta a) K'_m(\beta b)}{I'_m(\beta b) K_m(\beta a) - I'_m(\beta a) K'_m(\beta b)} \cdot \frac{K_m(\beta b)}{K'_m(\beta b)} \left[ 1 - \frac{\beta}{\alpha_a} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{K_m(\alpha_a b) K'_m(\beta b)}{K'_m(\alpha_a b) K_m(\beta b)} \right]$$

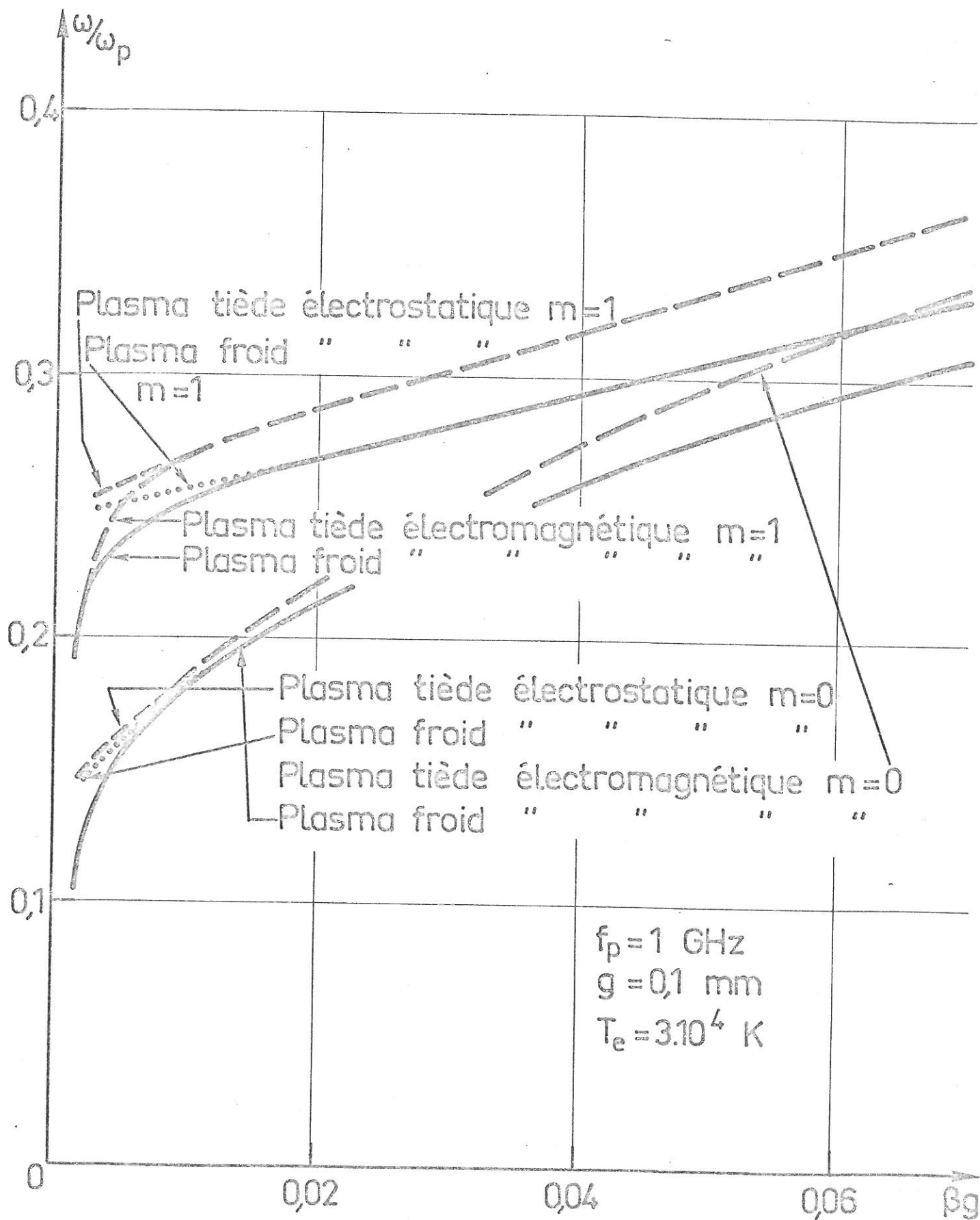
(2.61)

On voit aisément que la relation (2.61) se déduit de la relation (2.51) en supposant dans cette dernière que :

$$\alpha_v = \alpha_p = \beta$$

... / ...





CAS CYLINDRIQUE. COMPARAISON DES 4 MODELES THEORIQUES

Fig. 30

Cette double égalité traduit simplement que les ondes de gaine étant des ondes très lentes, on peut négliger le terme-en  $v_\phi / C$  dans les relations de définition (2.33) et (2.34). Nous donnons sur la figure 30 les courbes  $\frac{\omega}{\omega_p} = f(\beta g)$  des deux premiers modes dans les différents cas. On voit ainsi que, même si on tient compte de la température électronique, il est justifié de se placer dans le cadre de l'approximation électrostatique dès que  $\beta g$  devient suffisant.

Un calcul analogue peut être fait en géométrie plane et il conduit à l'équation de dispersion suivante :

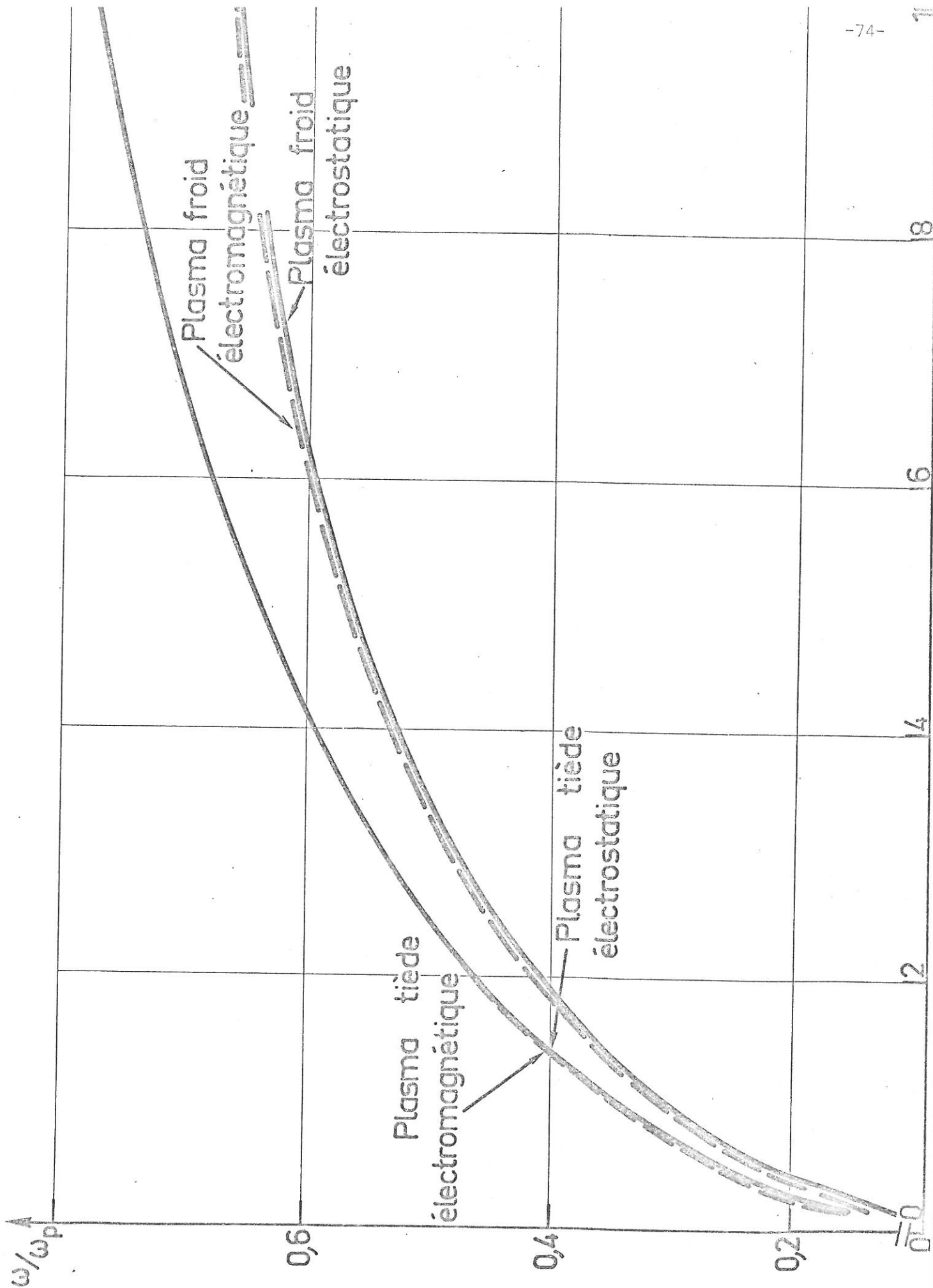
$$\epsilon_p = -\left(1 - \frac{\beta}{\alpha_a} \cdot \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \coth \beta g \tag{2.62}$$

Là encore, cette relation peut se déduire de la relation (2.48) obtenue dans le cas électromagnétique en y remplaçant  $\alpha_v$  et  $\alpha_p$  par  $\beta$ . L'exemple que nous donnons sur la figure 31 montre une concordance excellente entre les deux théories "plasma tiède".

#### 11.5. CONCLUSION.

Nous terminerons ce chapitre en résumant les résultats précédents dans un tableau où seront indiquées les différentes approximations que nous employons et leur justification :

... / ...



CAS PLAN. COURBES DE DISPERSION SELON LES 4 MODELES THEORIQUES.  $f_p = 1 \text{ GHz}$ .  $T_e = 3 \cdot 10^4 \text{ K}$

Fig. 31

Nature de l'approximation	Justification
Electrostatique	$0,01 \leq \frac{v_\phi}{C} \leq 0,15$ dans nos expériences
Plasma froid	$0,03 \leq \frac{v_\dagger}{v_\phi} \leq 0,15$ dans nos expériences
Ions immobiles	$\frac{\omega_{pi}}{\omega} \sim 0,005$ dans nos expériences
Etude seulement du mode $m = 0$	A priori tous les modes $m$ sont possibles. Cependant, l'excitation est sélective et dépend de la manière dont on couple l'énergie. Dans notre cas, le système d'excitation azimuthal employé excite préférentiellement le mode $m = 0$
Profil de densité électronique en échelon ( $n_e = 0$ dans la gaine, $n_e = \text{Cte}$ dans le plasma)	Tenir compte d'un profil de densité électronique réel (effectivement assez plat) conduirait à des calculs trop complexes ne donnant en définitive pas de résultats beaucoup plus précis (cf. par exemple [120]).

oo0oo

## CHAPITRE III - L'AMORTISSEMENT NON COLLISIONNEL

### DES ONDES DE GAINÉ

Avant de présenter l'étude détaillée du mécanisme d'amortissement non collisionnel de PAVKOVICH et KINO [13] et des modifications que nous y avons apportées pour tenir compte de la propagation d'une onde longitudinale, il nous paraît utile d'indiquer que les pertes collisionnelles ne jouent qu'un rôle négligeable dans notre problème. En effet, dans notre expérience, la fréquence de collision électrons-neutres est de quelques MHz ce qui correspond à des pertes très faibles (leur ordre de grandeur est donné par la valeur du coefficient de qualité  $Q_c = \omega/\gamma_c \sim 1.000$ , valeur bien supérieure à celles obtenues dans nos expériences, cf. chapitre V).

#### III.1. LES DIFFERENTS MECANISMES D'AMORTISSEMENT NON COLLISIONNEL.

Divers mécanismes d'amortissement non collisionnel ont été proposés. A notre avis, ils peuvent se classer en deux catégories : amortissement par mélange de phases [106-112] et amortissement Landau en milieu inhomogène [102-105, 113, 114]. Pour mieux situer le problème, nous rappellerons brièvement en quoi consistent ces mécanismes puis, nous indiquerons les raisons de notre choix.

##### III.1.1. Amortissement par mélange de phases.

Ce problème a été traité essentiellement pour décrire le couplage aux ondes de plasma de champs électriques quasistatiques de fréquence  $\omega$  excités extérieurement (problème de la propagation radiale des oscillations de plasma dans une colonne non homogène). Le schéma proposé pour ce mécanisme d'amortissement est le suivant : pour chaque mode, on définit deux rayons critiques  $r_c$  et  $r_L$  (cf. Figure A).  $r_c$  est tel que la fréquence d'oscillation du mode considéré est égale à la fréquence de plasma locale ( $\omega_p(r_c) = \omega_n$ ).  $r_L$  est un rayon tel que, pour  $r > r_c$ , l'amortissement Landau serait très important (plus on se rapproche de la

... / ...

paroi, plus la fréquence du mode s'écarte de la fréquence de plasma locale, il en résulterait donc un très fort amortissement si on se trouvait dans un plasma de densité électronique quasi constante). Au centre de l'intervalle ( $r_c, r_L$ ) on peut considérer que l'approximation W K B est satisfaisante (hypothèse d'une faible variation relative de la densité non perturbée sur la longueur d'onde de l'oscillation de plasma) et donc que l'oscillation stationnaire est la somme de deux ondes progressives se dirigeant l'une  $E^+$  vers l'extérieur et l'autre  $E^-$  vers l'intérieur. A l'extrémité  $r_c$  de cet intervalle, le couplage est lié à la réflexion de l'onde  $E^-$  (l'oscillation de fréquence  $\omega_n$  est à la

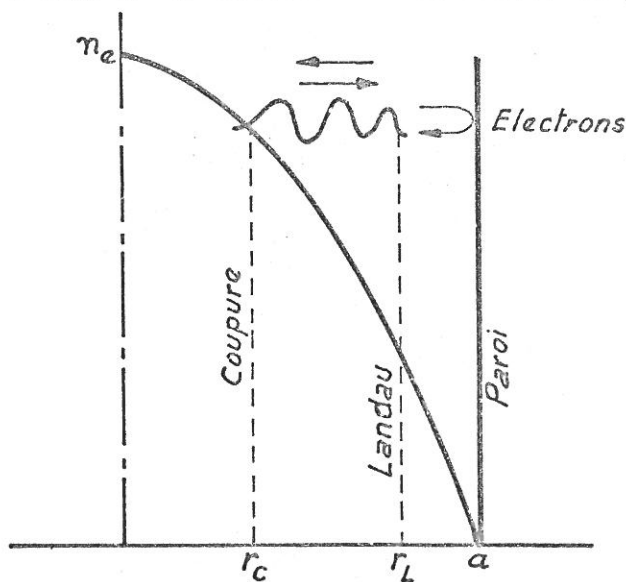


Figure A - Effet "klystron reflex" [106]

coupure), à l'extrémité  $r_L$ , le couplage peut être assuré par des électrons qui, synchrones avec l'onde  $E^+$  l'amortissent puis se propagent sans collisions jusqu'à la paroi, se réfléchissent sur la gaine et en revenant en  $r_L$  peuvent exciter l'onde  $E^-$  par un effet qu'on peut assimiler à un effet de "klystron reflex".

### III.1.2. Amortissement Landau en milieu inhomogène.

Dans un plasma homogène, l'effet Landau est lié aux électrons dont la vitesse est proche de la vitesse de phase de l'onde et s'étend donc dans tout le plasma. Si le milieu est inhomogène, la vitesse de phase de l'onde varie avec la fréquence de plasma locale, de ce fait,

... / ...

L'effet Landau ne peut s'étendre que sur une très courte distance. De plus, la vitesse des électrons n'est pas seulement due à l'agitation thermique, une dérive leur est imposée par le potentiel statique variable qui correspond au profil de densité électronique. Donc, pour déterminer l'amortissement Landau total, il faut tenir compte en chaque point aussi bien des électrons se dirigeant vers le profil de potentiel que de ceux ayant déjà subi une réflexion sur ce profil. Il est alors clair qu'il y aura un mécanisme de mélange de phases concomittant puisqu'on doit considérer des électrons qui se déplacent dans les deux sens.

Si nous avons choisi d'employer le modèle théorique de PAVKOVICH et KINO, c'est donc parce qu'il inclut ces différents mécanismes et qu'en plus il utilise un profil de potentiel statique parabolique proche de la réalité (cf. [121]).

### III.2. LE MECANISME D'AMORTISSEMENT DE PAVKOVICH ET KINO.

Dans ce paragraphe, nous reprenons de façon détaillée la théorie de PAVKOVICH et KINO [13] en essayant de mettre en lumière les divers éléments physiques qui pouvaient se trouver masqués par les différents calculs mathématiques. Enfin, nous indiquons comment nous utilisons leurs résultats pour interpréter nos résultats expérimentaux et les approximations que nous avons faites pour tenir compte de l'onde de gaine.

Rappelons d'abord les hypothèses faites :

- 1 Absence de champ magnétique.
- 2 Pas de mouvement H.F. des ions.
- 3 Distribution statique des vitesses électroniques maxwellienne.
- 4 Variation rapide des différentes grandeurs perpendiculairement à la lisière de la gaine en son voisinage.
- 5 Toutes les grandeurs H.F. sont traitées comme de petites perturbations.
- 6 Le plasma s'étend de  $x = 0$  à  $x = +\infty$  et il est uniforme. Pour  $x < 0$ , on suppose que la densité du plasma décroît de façon monotone.

L'hypothèse 4 permet de ramener le problème à une géométrie unidimensionnelle. Ainsi, si  $i_1$  est le courant de convection et  $E_1$  le champ électrique H.F., l'équation de conservation des charges peut s'écrire sous forme

... / ...

unidimensionnelle :

$$\frac{\partial}{\partial x} [ i_1(x) + j\omega \epsilon_0 E_1(x) ] = 0 \quad (3.5)$$

D'autre part, l'hypothèse 5 qui correspond à l'approximation "petit signal" permet de linéariser l'équation de Boltzmann sans collisions qui sera utilisé dans la suite.

Avec ces diverses hypothèses, on peut mettre l'équation de Boltzmann sans collisions sous la forme :

$$\left( \frac{df_1}{dt} \right)_0 = \frac{e}{m} E_1 \frac{\partial f_0}{\partial v} \quad (3.6)$$

avec

$$\begin{cases} f = f_0 + f_1 \\ E = E_0 + E_1 \end{cases}$$

(Les indices 0 et 1 indiquant respectivement les grandeurs non perturbées et perturbées). En effet, l'équation (3.6) est dérivée de l'équation de Boltzmann en négligeant le terme du second ordre  $-\frac{e E_1}{m} \frac{\partial f_1}{\partial v}$  (linéarisation) et en remarquant que l'équation de Boltzmann est vérifiée en l'absence de perturbation et que son premier membre n'est autre que la dérivée totale de  $f_1$  par rapport au temps dans un repère qui suit la trajectoire d'ordre zéro (ou trajectoire non perturbée).

La fonction de distribution des vitesses perturbée et la densité de courant perturbée vont donc s'obtenir en intégrant l'équation (3.6) le long de la trajectoire d'ordre zéro, soit :

$$f_1(x, v, t) = \frac{e}{m} \int_{t'_0}^{t'=t} E_1(x', v', t') \frac{\partial f_0}{\partial v'} dt' + f_1(x_0, v_0, t_0) \quad (3.7)$$

Le problème défini par l'équation (3.7) est un problème de conditions initiales, celles-ci étant :

$$\begin{cases} x'(x, v, t) = x \\ v'(x, v, t) = v \\ \dots / \dots \end{cases} \quad (3.8)$$



Ce type de problème dont le formalisme a été développé par ROSENBLUTH et ROSTOKER [115] se résoud habituellement par les transformées de Laplace. Les équations pour ces transformées sont les mêmes que celles des problèmes de valeurs propres où  $f_1(x, v, t) = f_1(x, v) e^{pt}$ . Il est clair qu'aussi longtemps que  $p$  a une partie réelle positive, il n'y a pas de difficultés de convergence dans l'équation (3.7) et, de plus,  $f_1(x_0, v_0, t_0)$  tend vers zéro lorsque  $t_0$  tend vers moins l'infini.

Dans ces conditions :

$$f_1(x, v, t) = \frac{e}{m} \int_{t'=t_0}^{t'=t} E_1(x', v', t') \frac{\partial f_0}{\partial v'} dt' \quad (3.9)$$

et la perturbation de densité de courant au premier ordre est donc :

$$i_1(x, t) = - e \int_{-\infty}^{+\infty} v f_1(x, v, t) dv \quad (3.10)$$

Puisqu'on considère un problème de champs électriques H.F., on fera la convention d'une dépendance temporelle en  $\exp(-j\omega t)$  où  $\omega$  aura une petite partie imaginaire négative ce qui est équivalent à ce que nous venons d'écrire et dès lors, on écrira la fonction perturbée de distribution des vitesses :

$$f_1(x, v) = \frac{e}{m} \int_{-\infty}^t E_1(x') e^{-j\omega(t-t')} \frac{\partial f_0(x', v')}{\partial v'} dt' \quad (3.11)$$

et la densité de courant perturbée :

$$i_1(x) = - e \int_{-\infty}^{+\infty} v f_1(x, v) dv \quad (3.12)$$

Pour calculer la densité de courant en  $x$ , on considère tous les électrons susceptibles de parvenir en  $x$  à l'instant  $t$ . Pour des raisons de commodité, on caractérise la trajectoire par  $x'$  plutôt que par  $t'$  et on sépare les électrons en deux catégories selon le signe de leur vitesse. Ceux

... / ...

dont la vitesse est négative n'ont subi aucune réflexion tandis que ceux de vitesse positive ont subi une réflexion à un certain moment sur leurs parcours. L'expression (3.12), compte tenu de (3.11), s'écrira donc :

$$\begin{aligned}
 i_1(x) = & -\frac{e^2}{m} \int_{-\infty}^0 v dv \int_{+\infty}^x E_1(x') e^{-j\omega t_{NR}} \frac{1}{v'} \frac{\partial f_0(x', v')}{\partial v'} dx' \\
 & -\frac{e^2}{m} \int_0^{+\infty} v dv \int_{+\infty}^{x_{\min}(v)} E_1(x') e^{-j\omega t_R} \frac{1}{v'} \frac{\partial f_0(x', v')}{\partial v'} dx' \\
 & -\frac{e^2}{m} \int_0^{+\infty} v dv \int_{x_{\min}(v)}^x E_1(x') e^{-j\omega t_{NR}} \frac{1}{v'} \frac{\partial f_0(x', v')}{\partial v'} dx' \quad (3.13)
 \end{aligned}$$

Dans cette relation,  $t_{NR}(x, x', v)$  représente le temps de transit de  $x$  à  $x'$  pour un électron qui n'a pas subi de réflexion dans la gaine,  $t_R(x, x', v)$  représente, lui, le temps de transit d'un électron qui a subi une réflexion dans la gaine entre les positions  $x'$  et  $x$ ; quant à  $x_{\min}(v)$ , c'est la valeur minimale de  $x$  que peut atteindre un électron de vitesse  $v$ . Il est évident que  $t_{NR}$ ,  $t_R$  et  $x_{\min}(v)$  dépendent du champ continu de la gaine.

Il nous faut maintenant examiner la signification physique de chacun des termes de (3.13). Sur les deux premiers termes dans l'intégration sur  $x'$ , on intègre tous les électrons depuis l'infini jusqu'à  $x'$  (puisque  $E_1(x') \frac{\partial f_0(x', v')}{\partial v'}$  représente une densité) et on détermine ensuite ceux qui peuvent atteindre  $x$  en fonction de leur vitesse. Certains le font sans réflexion, leur vitesse est donc négative et on les intègre tous de l'infini jusqu'à  $x$ , c'est le premier terme de (3.13). Pour les deux autres termes, l'explication dépend des positions relatives de  $x_{\min}(v)$  et de  $x$ . Prenons d'abord le cas où  $x_{\min}(v) < x$ . On peut alors essayer de donner de la relation (3.13) un schéma d'interprétation sous la forme suivante (Figure B).

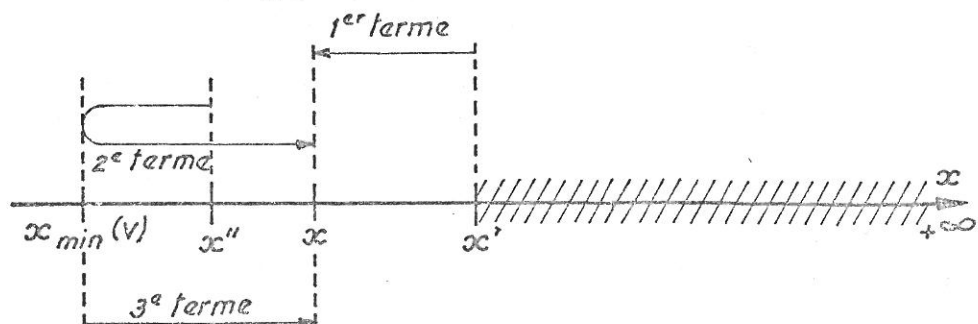


Figure B

Le second terme correspond alors à des électrons partis de  $x'' < x$  subissant une réflexion en  $x_{\min}(v)$  et revenant en  $x$  avec une vitesse positive nécessairement. Le temps mis par l'électron est donc  $t_R$  différent de  $t_{NR}$  (cas du premier terme). Pour tenir compte de ces électrons, on les intègre de l'infini jusqu'à  $x''$  puis, jusqu'à  $x_{\min}(v)$ . L'interprétation du troisième terme est plus délicate : on peut dire qu'il s'agit d'électrons plus lents qui ont déjà subi une réflexion avant l'instant où ils se trouvent en  $x''' < x_{\min}(v)$ . Donc, dans l'échelle de temps correspondant au transit de  $x'$  en  $x$ , tout se passe comme s'ils n'avaient subi aucune réflexion bien que leur vitesse soit positive, c'est ce qui explique la présence dans l'intégrand d'un temps  $t_{NR}$ . Enfin, on tiendra compte de tous ces électrons en intégrant de  $x_{\min}(v)$  à  $x$ . Dans le cas où  $x_{\min}(v) > x$ , on peut donner le schéma explicatif ci-dessous (Figure C).

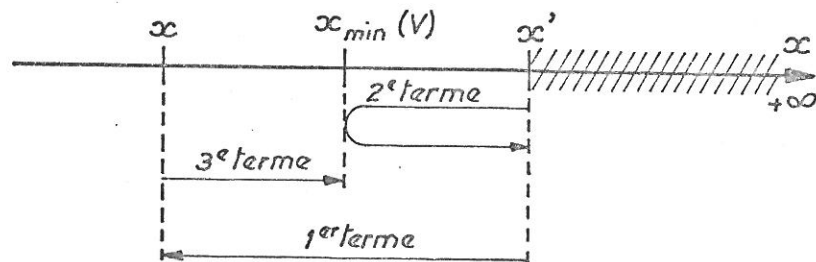


Figure C

Le premier terme a la même signification que précédemment, quant aux deux autres, il s'agit d'électrons qui ne peuvent atteindre  $x$  et dont on soustrait la densité de courant.

Ce qu'il faut bien voir, c'est que dans la relation (3.13), le terme  $x_{\min}(v)$  est tantôt plus petit, tantôt plus grand que  $x$ . Ainsi, on effectue bien une sélection des électrons par leur vitesse. L'interprétation apparaît encore plus clairement lorsqu'on transforme ce critère en un critère sur les énergies grâce au changement de variable :

$$\epsilon = \frac{1}{2} m v^2 - e \phi_0(x) \quad (3.14)$$

où  $\phi_0(x)$  est le potentiel statique de la gaine. La relation (3.13) peut

... / ...

alors s'écrire :

$$i_1(x) = -\frac{e^2}{m} \int_{-e\phi_0(x')}^{+\infty} (e^{-j\omega t_R} - e^{-j\omega t_{NR}}) d\varepsilon \int_{+\infty}^{x_{\min}(v)} \frac{df_0}{d\varepsilon} E_1(x') dx' \quad (3.15)$$

Comme dans (3.13),  $i_1(x)$  est calculé en fonction d'un courant  $i_1(x')$ , c'est à dire qu'on intègre sur tous les électrons de l'infini à  $x'$  et qu'on les sélectionne par leur énergie pour savoir s'ils peuvent ou non atteindre  $x$ . Dans l'intégration sur  $\varepsilon$ , ce n'est donc pas  $e\phi_0(x')$  qu'il faut mettre comme borne mais un certain potentiel minimum  $\phi_0[\min(x, x')]$  qui correspond à l'énergie minimale que doit avoir un électron pour atteindre d'abord  $x'$  puis ensuite  $x$ . L'intégration sur  $x'$  se fait donc, non plus de l'infini à  $x_{\min}(v)$  puisque le critère de sélection ne se fait plus sur les vitesses mais, de l'infini à  $x'$ ,  $x'$  pouvant cette fois prendre toutes les valeurs. Donc, après inversion des bornes d'intégration, (3.15) peut s'écrire :

$$i_1(x) = -\frac{e^2}{m} \int_{-\infty}^{+\infty} E_1(x') dx' \int_{-e\phi_0[\min(x, x')]}^{+\infty} (e^{-j\omega t_{NR}} - e^{-j\omega t_R}) \frac{df_0}{d\varepsilon} d\varepsilon \quad (3.16)$$

Le champ électrique  $E_1(x)$  s'exprimera en fonction de  $i_1(x)$  en intégrant l'équation (3.5) :

$$I = i_1 + j\omega\varepsilon_0 E_1 = \text{cte} = j\omega\varepsilon_0 E_{10} \quad (3.17)$$

où  $E_{10}$  est le champ électrique extérieur, c'est à dire là où  $i_1$  est négligeable, soit :

$$E_1(x) = E_{10} + \int_{-\infty}^{+\infty} K(x, x') E_1(x') dx' \quad (3.18)$$

avec :

$$K(x, x') = -j \frac{\omega_p^2}{\omega} \left(\frac{m}{2\pi kT_e}\right)^{1/2} \int_{-e\phi_0[\min(x, x')]}^{+\infty} \frac{d}{d\varepsilon} (e^{-\varepsilon/kT_e}) (e^{-j\omega t_{NR}} - e^{-j\omega t_R}) d\varepsilon \quad (3.19)$$

puisque la fonction de distribution des vitesses est maxwellienne. Les

... / ...

limites infinies dans l'intégrale de (3.18) ne posent pas de problèmes car, du point de vue du calcul numérique, un raisonnement physique permet de réduire l'intervalle d'intégration. En effet, si  $x$  est très négatif, le noyau  $K(x, x')$  tend vers zéro et  $E_1(x)$  tend vers  $E_{10}$  tandis que si  $x$  est positif et grand, le champ  $E_1(x)$  tend vers  $E_{10}/\epsilon_p$  en oscillant autour de cette valeur. En outre, pour simplifier l'intégration de (3.18), le potentiel statique a été choisi parabolique en accord avec un certain nombre de théories de gaines continues. L'avantage de ce profil est qu'alors le temps de transit des électrons est indépendant de leurs vitesses initiales. Un tel profil peut être caractérisé par une fréquence d'oscillation  $\omega_0$  qui serait celle d'un électron placé dans un champ électrique de gaine :

$$E_0 = -\frac{m}{e} \omega_0^2 x \quad (3.20)$$

Le paramètre  $\omega_0/\omega_p$  est donc une caractéristique du profil de densité dans la gaine; dans nos expériences, on a pu lui attribuer une valeur d'environ 0,4. Cette détermination a été faite en traçant des profils de potentiel et de densité électronique à partir des diagrammes  $n = f(\xi)$  calculés par la théorie de CHEN [116] (les notations sont celles de CHEN et les profils de densité sont ensuite obtenus à partir de la théorie de SELF [121]). Sur la figure 32, nous donnons des exemples de variation des composantes réelles et imaginaires du champ électrique pour plusieurs valeurs de  $\omega/\omega_p$  (l'échelle des champs est telle que le champ électrique à l'extérieur sur le conducteur est égal à l'unité, l'échelle des distances est ramenée à la longueur de Debye). Sur cette figure, on remarquera les faits suivants :

- L'épaisseur de la gaine est supposée égale à dix longueurs de Debye. Ce choix est arbitraire, il est lié à la forme du profil de densité électronique. Celui-ci est conforme à la théorie de SELF [121] et est de la forme :

$$n_e(x) = n_{00} e^{-\frac{eV}{kT}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\omega_0}{\omega_p}\right)^2 \left(\frac{x}{h}\right)^2} \quad (3.21)$$

$n_{00}$  est la densité du plasma en  $x = 0$  et donc la coupure à  $x/h = -10$  signifie simplement qu'à ce niveau  $n_e(x)$  est négligeable.

- La perturbation excitée à la lisière de la gaine s'étend en réalité assez loin dans le plasma, au moins si  $\omega/\omega_p$  est relativement élevé.

... / ...

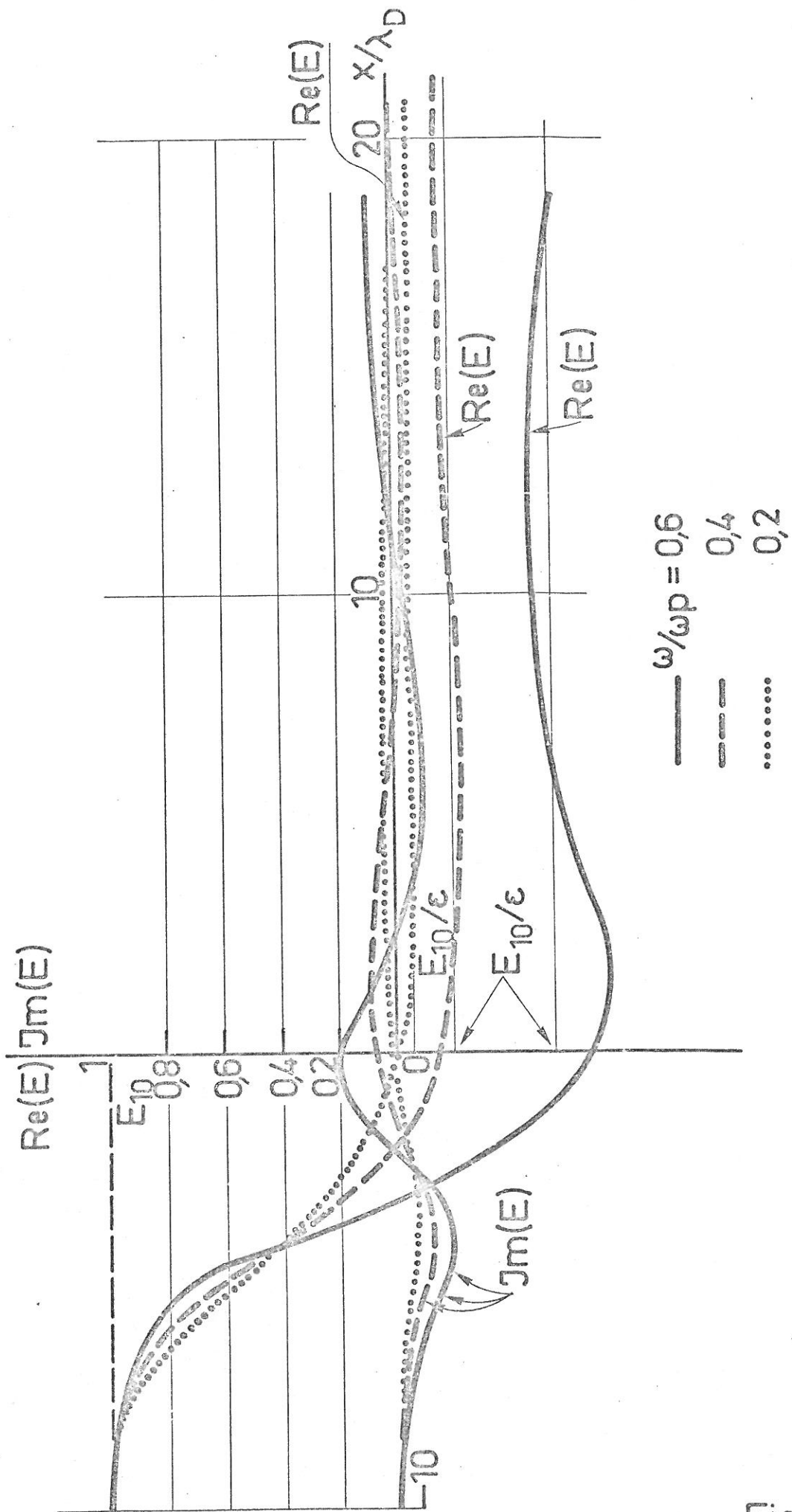


Fig. 32

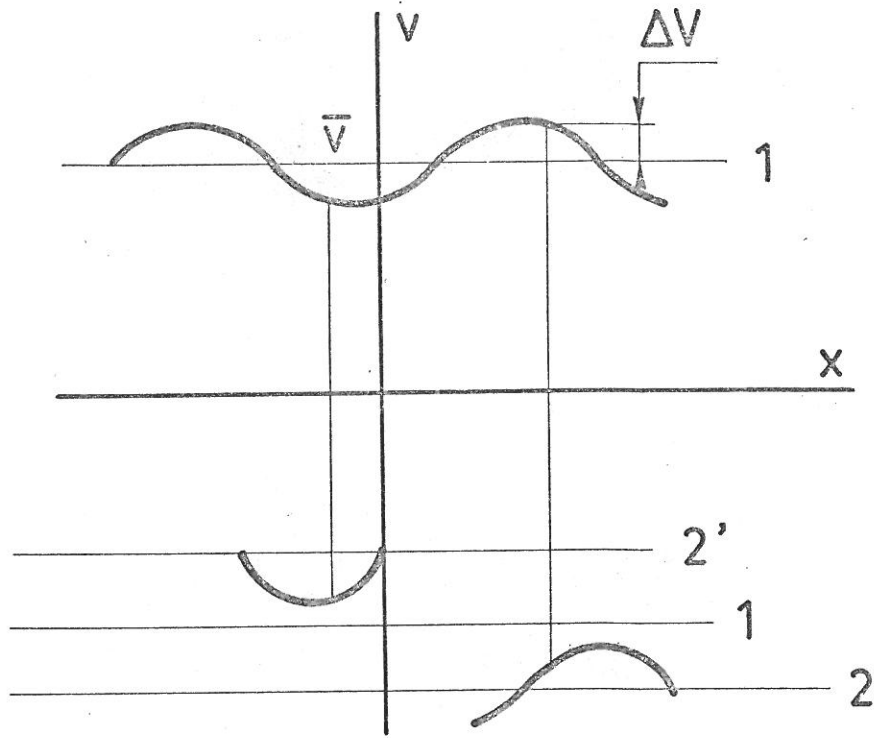
- La composante imaginaire du champ électrique n'est pas négligeable (et ce d'autant plus que  $\omega/\omega_p$  est élevé). Or, c'est cette partie du champ, qui est en phase avec le courant, qui présente une possibilité d'amortissement par un mécanisme analogue à celui de Landau (on pourrait même dire qu'il s'agit de l'effet Landau généralisé).

Pour essayer de mieux mettre en évidence le phénomène physique, on peut tenter de représenter une réflexion spéculaire sur un mur de potentiel dans le plan de phase (Figure 33 a). Avant réflexion, l'énergie sur l'orbite moyenne est  $\frac{1}{2} m v^2$ , après réflexion, elle comporte un terme additionnel  $\frac{1}{2} m \Delta v^2$  et ce, que le choc ait eu lieu à vitesse supérieure ou inférieure à la vitesse moyenne. Donc, en moyenne, il y a accroissement d'énergie thermique des électrons ce qui se traduit par une perte d'énergie pour l'onde qui est donc amortie. On peut également dire, qu'avant la réflexion, l'électron et l'onde étaient en phase alors qu'après ils n'y sont plus. C'est cette perte d'information sur la phase qui explique qu'il y ait eu amortissement. Dans le cas traité ici, la situation n'est pas aussi simple puisque la vitesse moyenne de l'électron n'est pas constante, il y a ralentissement de l'électron à l'approche de la paroi de potentiel. La figure 33 b permet de comprendre que, là aussi, en moyenne il y a augmentation de l'énergie thermique des électrons bien qu'on ne sache pas décrire de façon précise ce qui se passe au niveau de la réflexion.

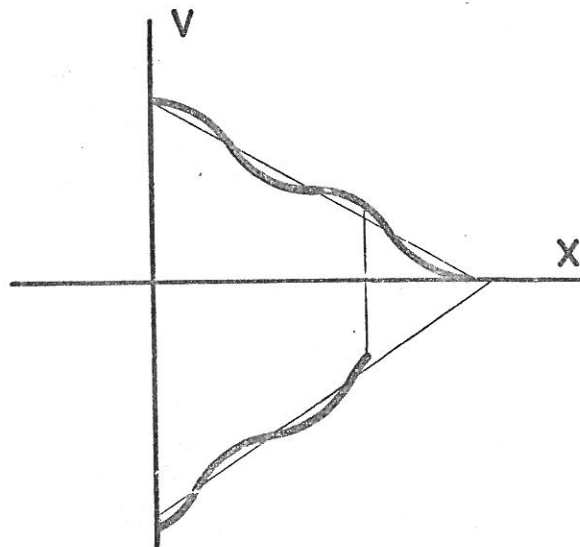
Après avoir examiné en quoi consistait le mécanisme d'amortissement non collisionnel, il nous faut maintenant regarder comment les auteurs sont passés à l'aspect quantitatif du problème. Pour cela, ils envisagent le problème de la gaine sous un angle différent en procédant par analogie avec le problème de la tranche de plasma. Ils définissent ainsi une impédance liée à la gaine et susceptible de traduire le comportement H.F. de la gaine :

$$Z = \frac{\int_{x_1}^{x_2} [E_1(x) - E_D(x)] dx}{I} \quad (3.22)$$

... / ...



a. REFLEXION SPECULAIRE SUR UN MUR DE POTENTIEL



b. REFLEXION SUR UN PROFIL DE POTENTIEL



$$\text{avec } I = j\omega\epsilon_0 E_{10} \text{ et } E_D(x) = \begin{cases} E_{10} & \text{si } x < x_{lim} \\ E_{10}/\epsilon_p & \text{si } x > x_{lim} \end{cases}$$

$x_1$  et  $x_2$  sont les bornes où l'on limite l'intégration de l'équation (3.18).  $x_{lim}$  définit la lisière de la gaine dans le cas où le profil de densité électronique est un échelon, c'est à dire lorsqu'on considère un plasma équivalent de température nulle.  $x_{lim}$  est d'ailleurs défini par :

$$x_{lim} = \frac{\int_0^{\infty} n_{eo}(x) dx}{n_{oo}} \quad (3.23)$$

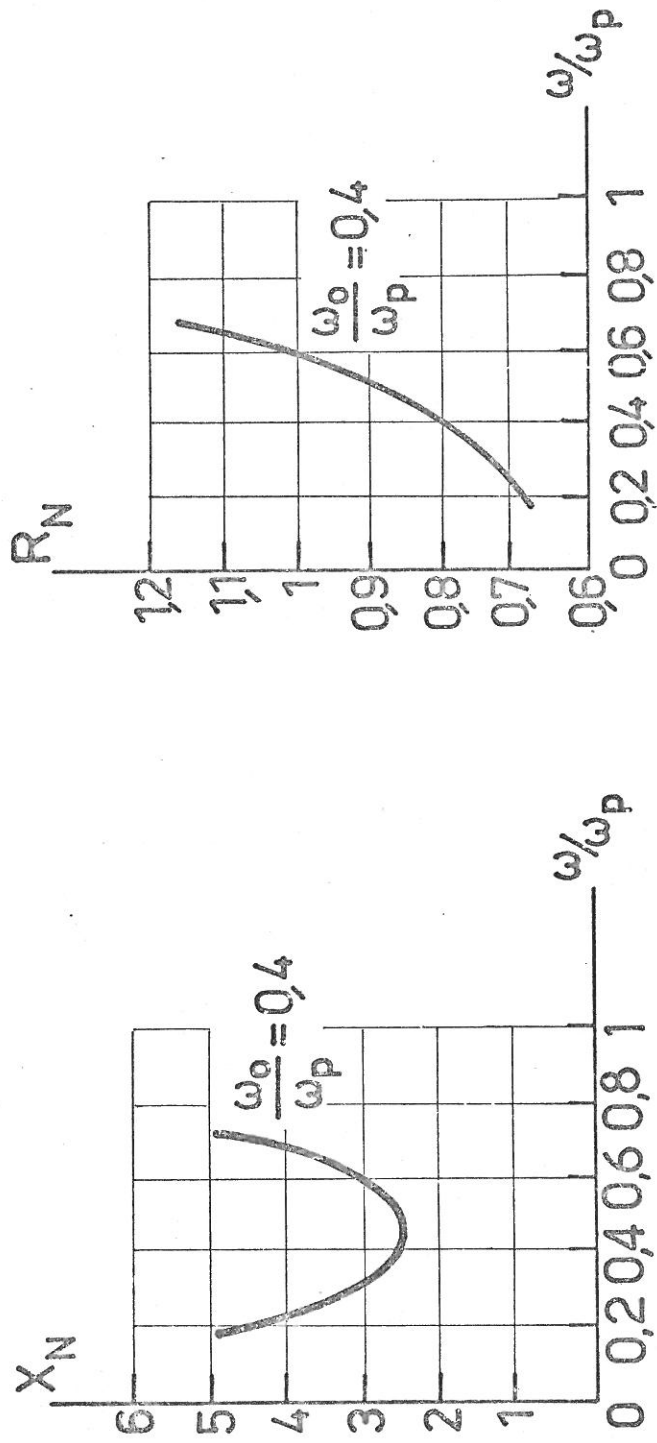
Il mesure donc la quantité de plasma présente. Il est clair que si  $x_1$  et  $x_2$  sont assez éloignées de la lisière de la gaine,  $Z$  sera indépendante de  $x_1$  et  $x_2$  (puisque  $Z$  est définie comme la différence de deux impédances : une calculée avec le champ  $E_1(x)$ , l'autre avec  $E_D(x)$ ). Cette impédance a été calculée numériquement sous la forme :

$$Z_K = \frac{h}{\omega_p \epsilon_0} (R_N + j X_N) \quad (3.24)$$

Le terme  $R_N$  traduit évidemment la présence de l'amortissement. Nous donnons sur la figure 34 un exemple des variations de  $R_N$  et  $X_N$  avec  $\omega/\omega_p$  pour  $\omega_o/\omega_p = 0,4$ . Avant d'utiliser les résultats de cette théorie, il nous faut encore remarquer que le rôle de la gaine, avec un profil de densité non abrupt, est d'ajouter une impédance qui peut être considérée comme un terme correctif dû à une perturbation du champ électrique par rapport au profil "échelon". Physiquement, ceci veut dire que le champ électrique doit être localisé dans la gaine ionique. Donc, pour que cette théorie soit effectivement applicable, il faut que nos configurations de champ  $E_D(x)$  se présentent bien ainsi, c'est à dire pour nous  $E_r(r)$ . Les exemples que nous avons déjà donnés sur la figure 18 le confirment bien.

Toutefois, les résultats de PAVKOVICH et KINO ne sont pas directement utilisables pour effectuer une comparaison avec des résultats expérimentaux. Il faut en effet calculer soit un coefficient d'amortissement, soit un facteur de surtension  $Q$ . Pour cela, il nous faut connaître l'impédance totale du système. Or, dans le calcul de PAVKOVICH-KINO cela revient à ajouter à  $Z_K$  une impédance  $Z_p$  apparaissant sous la

... / ...



RESISTANCE ET REACTANCE DE PAVKOVICH - KINO

Fig. 34

forme :

$$Z_p = \frac{\int_{x_1}^{+\infty} E_D(x) dx}{l} \quad (3.25)$$

$x_1$  est l'abscisse de la paroi. La difficulté vient de ce que l'intégrale de (3.25) diverge puisque le champ  $E_D(x)$  a une valeur constante de part et d'autre de la lisière de la gaine du plasma de température nulle équivalent.

Aussi, pour lever cette difficulté, nous avons tenu compte de la présence de l'onde longitudinale de gaine dont la composante de champ radiale est celle qui va jouer, dans notre cas, le rôle du champ  $E_D$  dans le problème de PAVKOVICH-KINO. Les courbes de la figure 18 montrent que le champ radial dans la gaine est quasi-constant tandis qu'il décroît très rapidement dans le plasma. Ceci nous permet de définir une impédance correspondant à une gaine vide d'électrons :

$$Z_{gv} = \frac{\int_a^{+\infty} E_r(r) dr}{l} \quad (3.26)$$

où  $l$  garde la même signification que précédemment (on remarquera au passage qu'une telle définition d'impédance correspond bien à la notion classique d'impédance définie à l'aide du flux du vecteur de Poynting puisque l'intégrale  $\int \underline{E} \times \underline{H} \cdot \underline{ds}$  n'est autre que le produit  $VI^*$  où l'astérisque indique une quantité complexe conjuguée). L'avantage de notre définition par rapport à celle de PAVKOVICH-KINO est de contenir une intégrale convergente. Comme cette définition n'inclue pas de phénomène d'amortissement, l'impédance  $Z_{gv}$  sera imaginaire pure et on pourra l'écrire sous la forme  $jX_{gv}$ . Ainsi le facteur de surtension  $Q$  dont nous avons parlé plus haut pourra s'écrire :

$$Q = \frac{|X_{gv} + X_K|}{R_K} \quad (3.27)$$

A condition d'admettre que la composante imaginaire du champ électrique reste sensiblement égale à celle du cas de PAVKOVICH et KINO lorsqu'on reporte autour du champ  $E_r(r)$  l'oscillation du champ  $E_1(x)$  autour de  $E_D(x)$  (on peut en effet admettre, en première approximation, que l'oscillation du champ perturbé en géométrie cylindrique oscille autour du champ radial de l'onde électrostatique d'une manière analogue à

... / ...

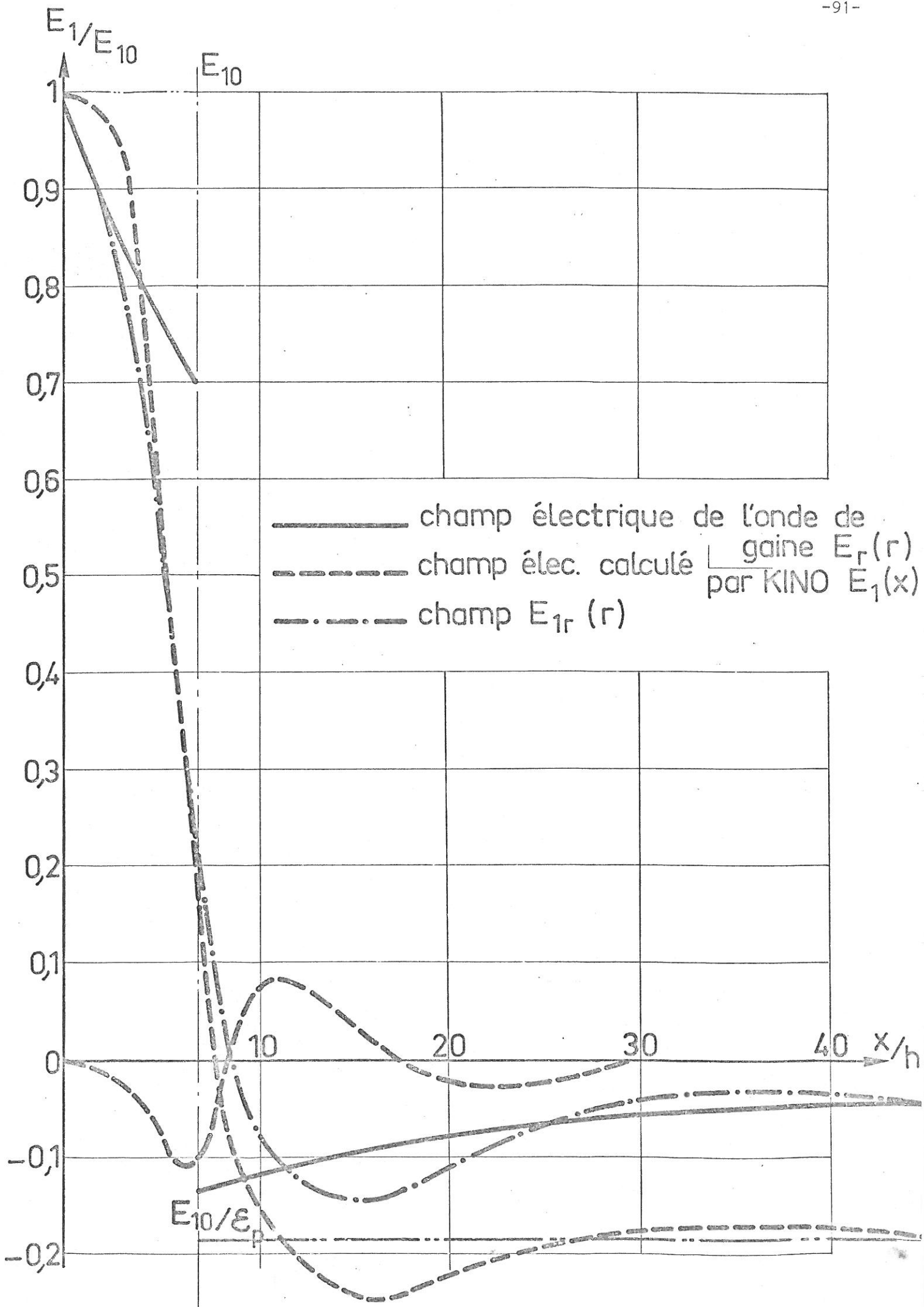


Fig. 35

celle de  $E_1(x)$  autour de  $E_D(x)$ , un exemple est donné sur la Figure 35).

Nous pensons ainsi obtenir des valeurs de  $Q$  plus réalistes et dont les ordres de grandeur pourront effectivement être comparés aux valeurs expérimentales. Jusqu'ici cette comparaison ne pouvait être faite qu'au travers d'un circuit équivalent du système "plasma-gaine vide-sonde" dans lequel on insérait l'impédance de KINO (cf. chapitre I). Dans une telle démarche, il était toujours très difficile de savoir où placer la résistance de KINO dans le circuit et donc de déterminer correctement  $Q$ .

oo0oo



CHAPITRE IV - LE MONTAGE EXPERIMENTAL ET LES METHODES DE MESURE.

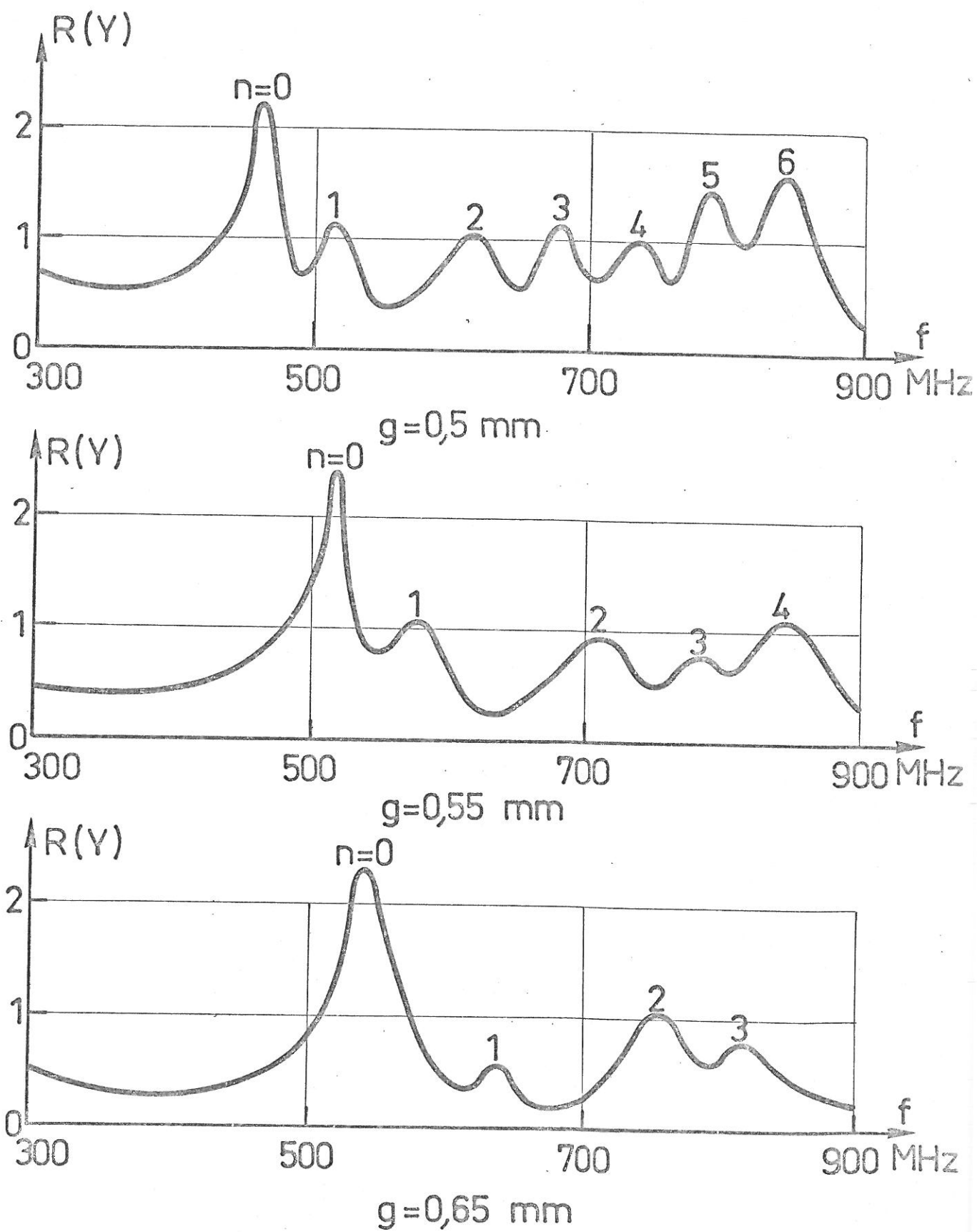
Comme nous l'avons déjà mentionné, c'est par l'intermédiaire d'une étude sur les résonances de gaine [59] que nous avons mis en évidence l'existence des ondes de gaine et la nature de l'amortissement qu'elles subissaient. Cependant, les renseignements ainsi obtenus sur l'amortissement étaient plutôt de nature qualitative que quantitative. D'ailleurs, pour bien comprendre la nécessité qu'il y avait d'effectuer de nouvelles expériences et d'obtenir des résultats quantitatifs précis et l'originalité du dispositif expérimental que nous avons réalisé, nous rappellerons brièvement de quelle façon nous mesurions les amortissements. Le montage utilisé a été schématisé sur la Figure 36, il comportait un tube à décharge ayant en sa partie médiane un renflement sphérique dans lequel on insérait la sonde H.F. cylindrique qui permettait d'effectuer les diverses mesures. Une méthode comparative permettait d'obtenir l'admittance d'entrée de la sonde immergée dans le plasma et d'en déduire la partie liée à la présence du plasma et de la gaine ionique. La partie réelle de cette admittance présentait des résonances (cf. Figure 37) dont la position en fréquence permettait de confirmer l'existence d'ondes de gaine selon le modèle théorique que nous avons proposé. D'autre part, comme on le voit sur la Figure 37, ces résonances présentent une certaine largeur à partir de laquelle on peut calculer un amortissement des ondes de gaine. Toutefois, pour parvenir à ce résultat, nous avons fait une hypothèse simplificatrice, à savoir : on suppose que chaque résonance est isolée, autrement dit, on ignore le couplage des différentes résonances les unes aux autres. Or, comme on le voit très bien sur la Figure 37, les résonances sont réellement couplées et parfois fortement.

Dans ces conditions, il est évident que les résultats obtenus ne peuvent avoir qu'un caractère qualitatif. Ceci avait alors été jugé suffisant puisque ce problème de l'amortissement ne constituait pas l'objet principal de notre étude.

... / ...







DEPLACEMENT DES RESONANCES AVEC  
L'ÉPAISSEUR DE LA GAINÉ.

Fig. 37

C'est pourquoi, nous avons imaginé un dispositif expérimental original capable de nous fournir des informations plus complètes et plus précises. Pour cela, nous avons supposé que la théorie de PAVKOVICH et KINO [13], exposée dans le paragraphe précédent, était celle qui semblait la mieux décrire la réalité du phénomène physique. Or, dans cette théorie, il est clair que le paramètre qui mesure l'importance des pertes non collisionnelles est le rapport du temps de transit (ou de réflexion) de l'électron dans la gaine ionique à la période de l'oscillation de plasma (on peut dire également que ce paramètre représente l'importance de l'épaisseur de la gaine ionique devant la longueur de Debye). Comme les auteurs ont fait l'hypothèse d'un profil de potentiel parabolique dans la gaine, tout se passe, pour un électron situé dans cette région, comme s'il était soumis à une force de rappel de coefficient  $k$  proportionnel à  $T_e/\lambda^2$  (où  $\lambda$  est la distance parcourue par l'électron pendant une période de l'oscillation de plasma) qui tendrait à le faire osciller dans ce "puits" de potentiel à une fréquence  $\omega_0$  proportionnelle à  $(k/m)^{1/2}$ . Le temps de transit  $t_r$  de l'électron dans la gaine est donc, lui, proportionnel à  $\lambda/T_e^{1/2}$ , comme  $\lambda$  est proportionnelle à  $V_{\text{thermique}}/\omega_p$ , on en déduit que le paramètre critique  $t_r \times \omega_p$  semble, a priori, indépendant de la température et de la densité électronique, au moins, peu sensible à leurs variations. Nous avons donc imaginé un montage qui nous permet de dépasser l'information incomplète fournie par l'étude des résonances, grâce à une mesure directe de la propagation et de l'amortissement en fonction des différents paramètres qui peuvent modifier les pertes non collisionnelles. C'est ce montage et les différentes techniques de mesure que nous allons décrire dans les paragraphes suivants.

#### IV.1. LE MONTAGE EXPERIMENTAL.

Les remarques que nous venons de faire indiquent que notre montage expérimental doit permettre : 1) de changer le profil de potentiel dans la gaine, c'est à dire l'épaisseur de la gaine, 2) de déterminer l'amortissement des ondes de gaine pour une épaisseur de gaine donnée, 3) de mesurer la constante de propagation  $\beta$  (ou la vitesse de phase) dans les mêmes conditions. Pour modifier l'épaisseur de la gaine, on a simplement réalisé un circuit de polarisation continue du conducteur

... / ...

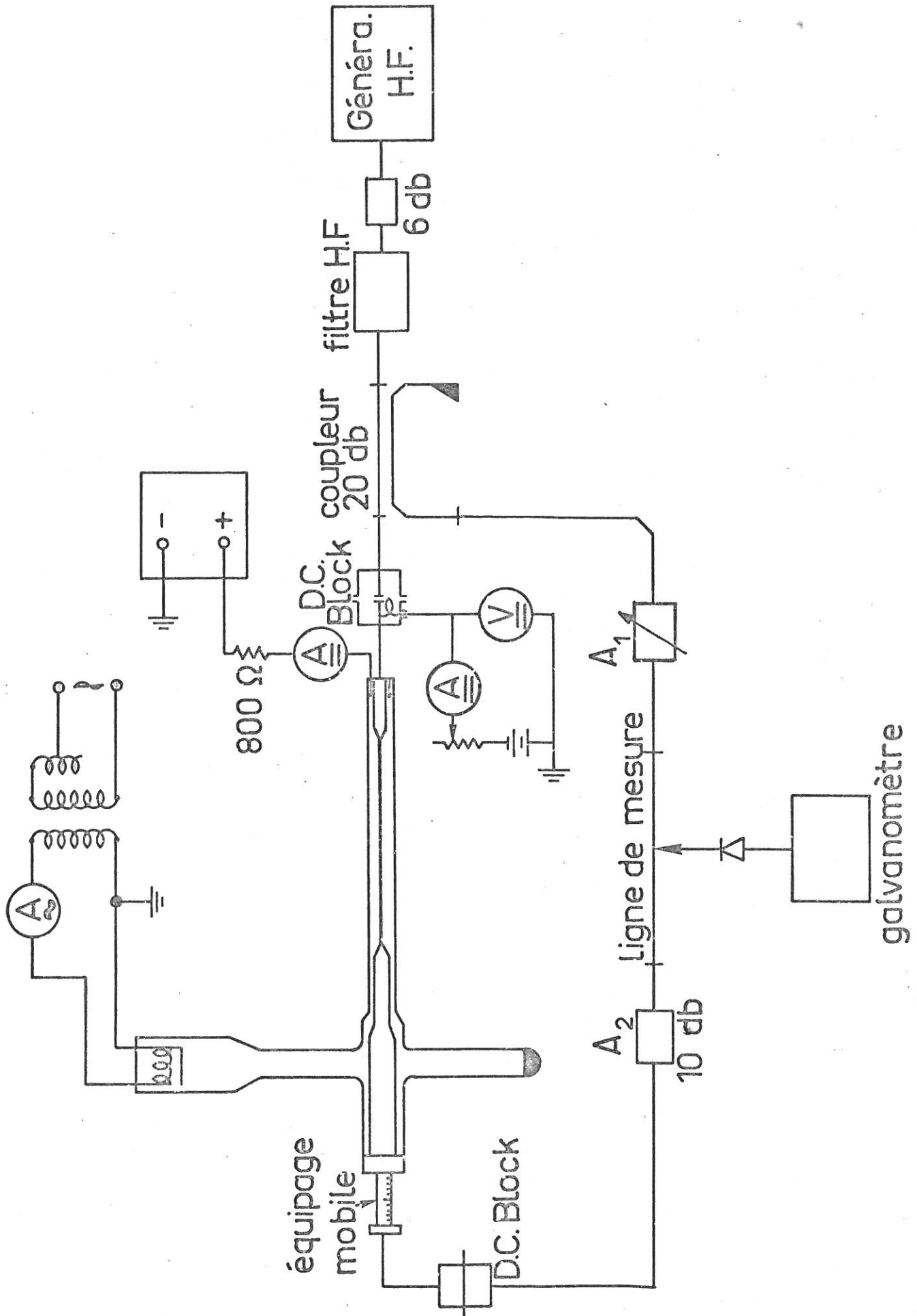
métallique indépendamment du circuit H.F. Pour déterminer l'amortissement et  $\beta$ , on a conçu un système de propagation dont la longueur est variable. Ce système est couplé à un comparateur de phase ou à un dispositif de mesure par transmission ou encore à un circuit H.F. combinant les deux méthodes. Le schéma de la Figure 38 indique comment sont disposés les trois éléments principaux du montage. On y trouve le tube à décharge où est créé le plasma et où est immergé le conducteur métallique attaqué par un coaxial H.F. rigide, le système de propagation des ondes de gaine (constitué par le conducteur central des guides coaxiaux d'entrée et de sortie) avec son dispositif de variation de la longueur de propagation, le circuit H.F. de comparaison de phase et le circuit de polarisation. Enfin, la fréquence d'excitation et la fréquence de plasma sont variables (générateur H.F. à fréquence variable et décharge à courant variable) ce qui permet de changer le rapport  $\omega/\omega_p$  dont certains auteurs (cf. paragraphe 1.2.3.) ont trouvé qu'il influait sur l'importance des pertes.

Examinons maintenant comment ce montage permet de déterminer l'amortissement des ondes de gaine et leur vitesse de phase. Si on suppose que le champ électrique, à l'entrée du système de propagation, a pour amplitude  $E_e$ , son amplitude à la sortie du tube sera donnée par une relation du type :

$$E_s = E_e T_e e^{-j\beta l} e^{-\alpha l} T_s \quad (4.1)$$

(l'amortissement de l'onde de gaine est assez élevé pour qu'on n'ait pas à tenir compte de ses possibilités de réflexions aux extrémités de la ligne),  $l$  est la longueur de propagation,  $\beta$  la constante de propagation et  $\alpha$  le coefficient d'amortissement de l'onde;  $T_e$  et  $T_s$  sont des coefficients de transmission pris aux niveaux des jonctions "coaxial-ligne à plasma" et donc indépendants de  $l$ . Toutefois, ces coefficients sont difficiles à déterminer théoriquement car ils dépendent de plusieurs phénomènes : existence d'une déformation de la gaine ionique au niveau des jonctions d'entrée et de sortie (le conducteur central et les conducteurs extérieurs des coaxiaux ne sont pas portés au même potentiel et les épaisseurs des gaines qui les entourent sont donc différents), modification locale du plasma au niveau de ces jonctions et désadaptation du système H.F. liée à la présence de ce plasma. Cependant, on peut

... / ...



SCHEMA DE PRINCIPE DE L'EXPERIENCE SUR LES ONDES DE GAIN

Fig. 38

atteindre expérimentalement  $\beta$  et  $\alpha$ , sans connaître les coefficients  $T_e$  et  $T_s$ , en procédant de la façon suivante :

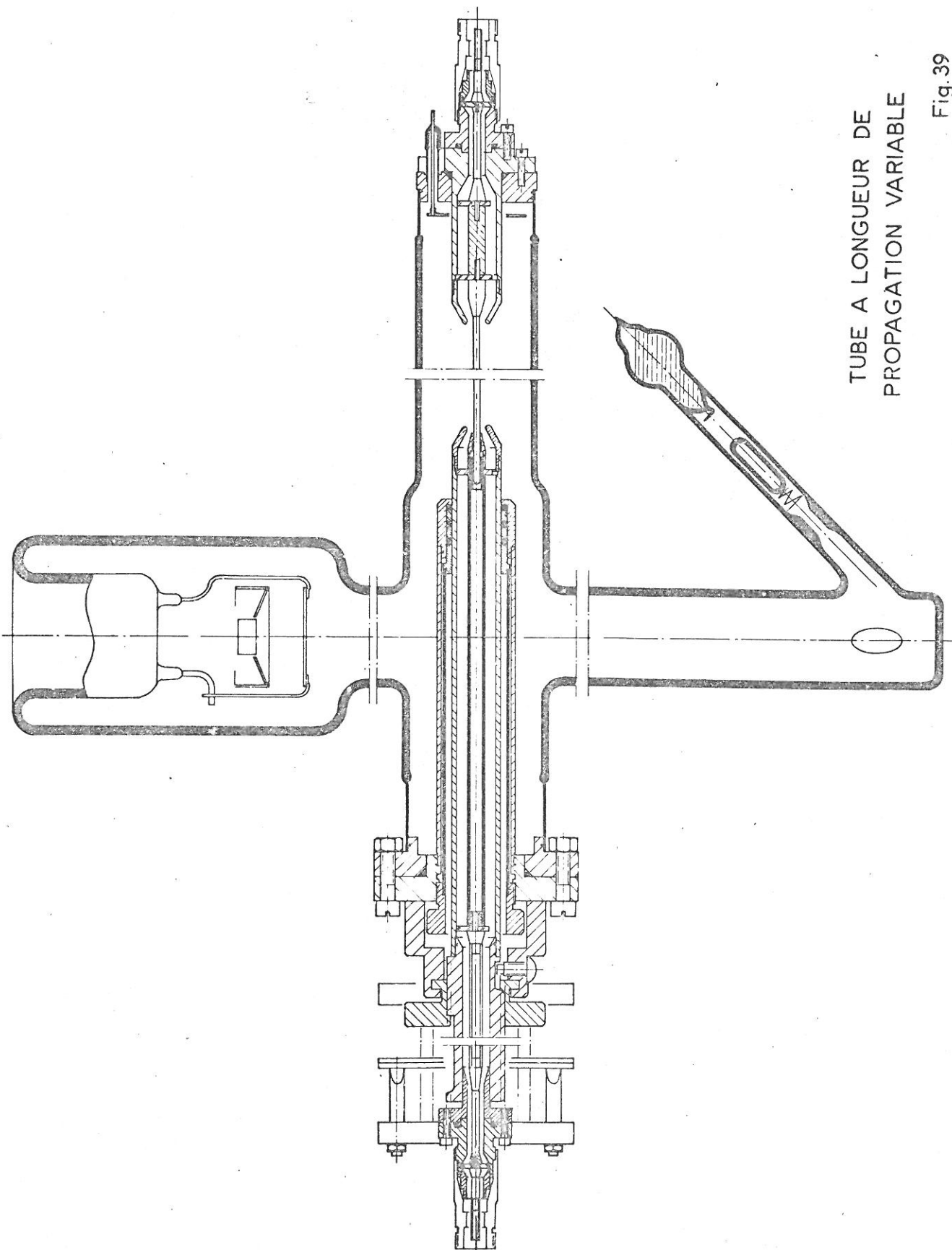
- On fixe la polarisation du conducteur central, c'est à dire l'épaisseur de la gaine qui l'entoure puis, à l'aide soit d'un pont H.F. "comparateur de phase", soit d'un dispositif de transmission, on mesure l'atténuation des ondes de gaine en variant la longueur de propagation  $\lambda$ . On détermine ainsi  $\alpha$  en éliminant le produit  $T_e T_s$  entre deux mesures successives.
- Ensuite, on garde fixe ou bien la longueur de propagation ou bien la fréquence d'excitation. Dans le premier cas, on décrit une courbe de dispersion dont on déduit  $\beta$  si on connaît l'épaisseur de la gaine  $g$ . Dans le second cas, on mesure directement  $\beta$ . La combinaison de ces deux mesures permet de déterminer à la fois  $\beta$  et  $g$ .
- Des mesures similaires effectuées en changeant l'épaisseur de la gaine, c'est à dire le temps de transit des électrons dans la gaine, donc l'importance des pertes non collisionnelles, permettront d'obtenir les lois de variation de l'amortissement  $\alpha$  et de la vitesse de phase avec l'épaisseur de la gaine et le rapport  $\omega/\omega_p$ .

Examinons maintenant plus en détails les diverses parties constitutives du montage expérimental :

#### IV.2. REALISATION DU TUBE A LONGUEUR DE PROPAGATION VARIABLE.

La figure 39 montre comment a été réalisé techniquement le tube à décharge avec son mécanisme à longueur de propagation variable. C'est un tube à décharge de vapeur de mercure à cathode chaude. Il forme une croix disposée horizontalement. Le bras supérieur contient la cathode, le bras inférieur le réservoir de mercure, la partie horizontale contient d'une part le système de propagation H.F. avec son équipage mobile, d'autre part une anode annulaire. La décharge est donc coudée et nous verrons plus loin que cela a donné lieu à quelques difficultés.

La cathode employée est une cathode imprégnée, type CI 10. Elle est cylindrique et sa surface émissive est relativement grande (diamètre de 20 mm) pour qu'on puisse en tirer un courant suffisant dans des conditions d'utilisation normale. La formation de la cathode est réalisée grâce



TUBE A LONGUEUR DE  
PROPAGATION VARIABLE

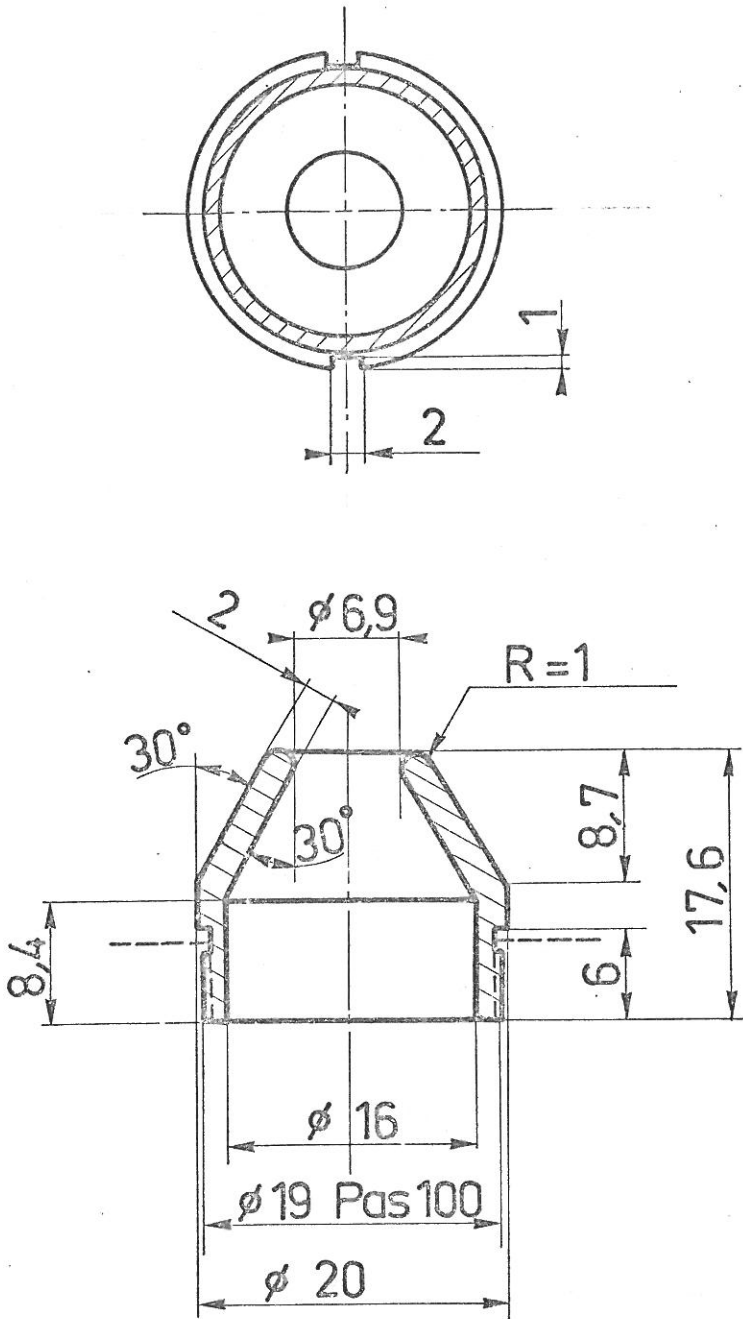
Fig. 39

à une anode auxiliaire (électrode évidée placée en bas du canon, cf. Fig. 39) et après avoir amené la pression dans le tube à  $10^{-7}$  torr environ grâce à un bâti de pompage.

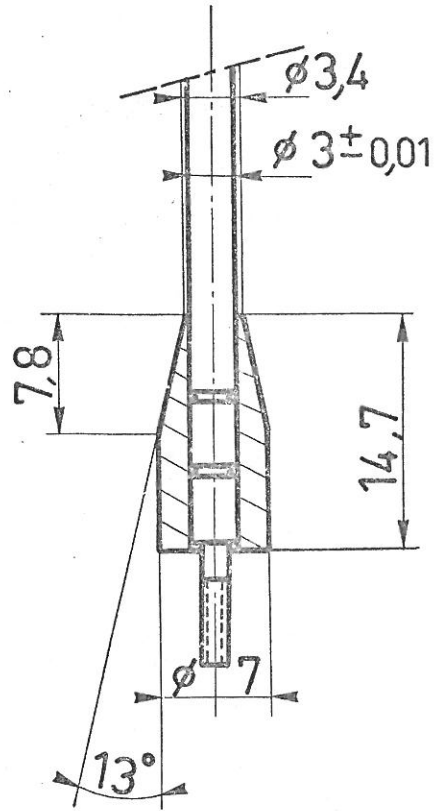
Le réservoir à mercure est relié à trois "queues de cochon" qui permettent d'introduire sous vide le mercure distillé. Ce réservoir est plongé dans un bain d'eau dont la température est régulée au demi-degré. Ce dispositif permet à la fois d'éviter des variations importantes de la densité électronique  $n_e$  au cours des mesures (on peut considérer  $n_e$  comme constante tant que la variation de température du bain reste inférieure à  $2^\circ\text{C}$ ) et de conserver le point froid au niveau de ce réservoir, évitant ainsi que le mercure n'aille se déposer sur les différentes parties du tube et plus particulièrement le conducteur central.

La partie essentielle du tube est constituée par le dispositif H.F. Ce dernier comprend un système d'excitation coaxial, un système de transmission coaxial à l'autre extrémité du tube et au centre du tube, un conducteur métallique le long duquel s'effectue la propagation. Ce conducteur est le prolongement de l'âme centrale des deux coaxiaux d'entrée et de sortie. Les systèmes H.F. d'excitation et de transmission sont symétriques, du point de vue H.F., et on peut effectuer les expériences de propagation indifféremment dans un sens ou dans l'autre. Comme on peut le voir sur la Figure 39, la longueur du conducteur central en contact avec le plasma (qui est la longueur de propagation) est modifiée (entre 0 et 150 mm) par glissement sur lui-même de l'un des deux guides coaxiaux rigides. Le conducteur intérieur de ce coaxial est creux et de diamètre supérieur à celui du conducteur de propagation. Il est terminé par une pince conique qui assure un bon contact électrique, tout en permettant le glissement. Pour garder, dans ces conditions, un système H.F. d'excitation (ou de transmission) adapté sur  $50 \Omega$ , on a réalisé une transition conique d'angles différents pour les conducteurs extérieur et intérieur (cf. Fig. 40). Du côté de l'anode, le coaxial se présente sous une forme analogue à la partie mobile (ce qui assure la symétrie) mais elle est fixe. Sur la figure 39, on voit clairement que différentes transitions d'adaptation ont dû être réalisées pour retrouver de part et d'autre du tube à décharge des câbles coaxiaux classiques.

... / ...



Embout cône du  
conducteur extérieur



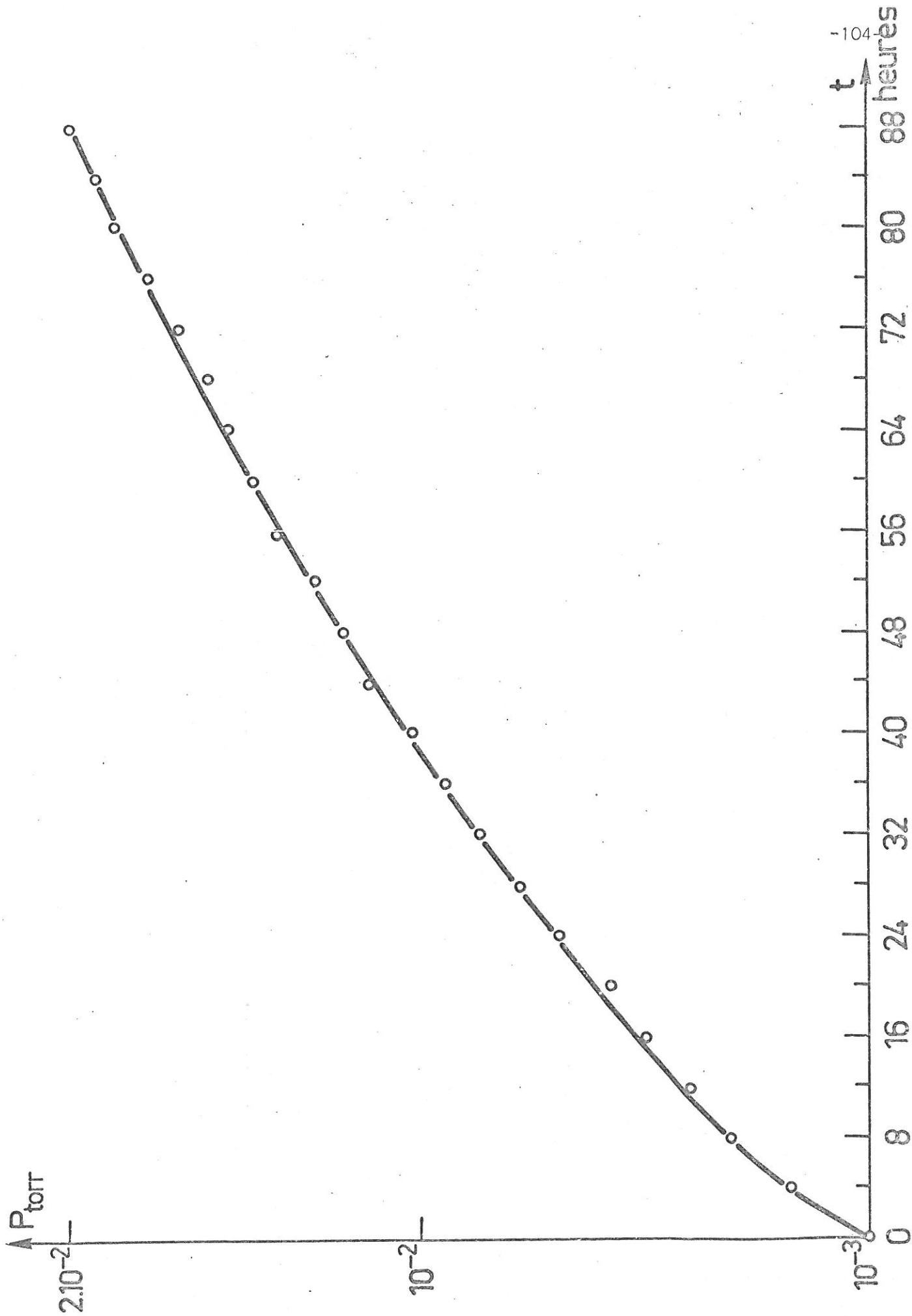
Pince du conducteur  
intérieur

DETAILS DE LA TRANSITION COAXIAL-  
CONDUCTEUR CENTRAL

Fig.40.



La nécessité de disposer d'un équipage mobile dans le tube nous a contraints à résoudre un certain nombre d'autres problèmes technologiques. En effet, à la fois pour permettre le déplacement de cet équipage et pour assurer l'étanchéité du tube, nous avons dû employer des joints non métalliques, type néoprène. L'utilisation de tels joints interdit l'étuvage du tube (nécessaire au dégazage des différentes pièces susceptibles de chauffer pendant le fonctionnement du tube) car ils ne peuvent être portés à une température supérieure à 120°C. Certains joints spéciaux de ce type peuvent être portés à 200°C permettant un léger étuvage (et donc un léger dégazage) mais, ils sont perméables à l'hélium et ont dû être abandonnés, nos contrôles d'étanchéité étant réalisés à l'aide d'un héliptest. Ces considérations nous ont donc obligé à maintenir le tube expérimental sur un bâti de pompage car, même si l'inétanchéité des joints toriques néoprène est faible, on observe au bout d'un certain temps une remontée de pression non négligeable (en outre, il faut tenir compte des faibles rentrées d'air provoquées par les déplacements du système mobile). Dans notre cas, à partir d'une pression de  $10^{-3}$  torr qui est la tension de vapeur saturante à 25°C, on observe une remontée à  $10^{-2}$  torr en 48 heures environ (cf. Fig. 41). Toutefois, il était impossible de laisser le tube en pompage permanent par l'intermédiaire d'une canalisation de diamètre trop important (cette dernière étant nécessaire pour obtenir un pompage rapide avant la formation de la cathode), car on aurait créé dans le plasma de décharge un gradient longitudinal de pression et donc de densité électronique trop grand. Nous avons pu calculer qu'avec notre montage, l'inhomogénéité ainsi produite aurait été d'environ 10 %. Aussi, pour éviter cet inconvénient, nous avons "shunté" le robinet de liaison du tube au groupe de pompage par une petite canalisation coudée de 20 cm de long et de 2,5 mm de diamètre. Son débit est d'environ  $4 \cdot 10^{-3}$  l/s ce qui donne une inhomogénéité inférieure à 1 % et permet donc un taux d'impureté maximum de 5 % dans le tube; autrement dit, on admet une remontée de pression de  $5 \cdot 10^{-5}$  torr (ces calculs ont été faits en vérifiant que l'écoulement se fait en régime moléculaire et que le taux d'inétanchéité du robinet est de  $2 \cdot 10^{-7}$  torr l/s). L'installation avait en outre été dotée d'un système de chauffage extérieur du tube (à environ 50°C) et de refroidissement léger du réservoir à mercure (maintien à une température voisine de 25°C lorsque la température ambiante dépasse ce seuil) ceci afin de réellement maintenir le point froid au niveau du réservoir. Par la suite, ce dispositif a été



COURBE DE FUITE DU TUBE A LONGUEUR DE PROPAGATION VARIABLE

abandonné car il rendait difficiles les manipulations systématiques et aussi parce qu'on a pu se maintenir dans des conditions d'ambiance satisfaisantes.

Pour réaliser complètement ce tube, différentes difficultés ont dû être surmontées. Par exemple, la réalisation d'un centrage parfait par rapport à l'enveloppe de verre et des différentes pièces du dispositif H.F. les unes par rapport aux autres a posé de nombreux problèmes qui n'ont pu être résolus qu'à l'aide d'un outillage spécial et grâce "au tour de main" tant de nos verriers que de nos ajusteurs. Des problèmes d'isolement se sont également posés au niveau de l'anode de la décharge, car cette anode est concentrique au système de transmission (ou d'excitation); or, dans des conditions d'amorçages classiques, il n'est pas rare qu'on applique sur l'anode des tensions d'environ 3 kilovolts tandis que le conducteur extérieur du système H.F. ainsi que l'embout métallique qui permet le démontage du dispositif H.F. et de l'anode sont mis à la masse. La solution adoptée a permis d'obtenir un isolement supérieur à 5 Kilovolts.

Enfin, nous avons rencontré des difficultés lors de l'amorçage de la décharge. En effet, comme nous l'avons déjà signalé, la décharge a une forme incurvée et, lors de l'amorçage, étant donnée la position du système qui contient la partie guide mobile, la décharge a souvent tendance à s'établir entre la cathode et cette masse métallique qui est normalement reliée à la terre. Après divers essais, il s'est avéré nécessaire de laisser flottante toute la partie H.F. du montage au moment de l'amorçage de la décharge. Les jonctions à la masse du conducteur extérieur et au circuit de polarisation du conducteur central se font une fois la décharge stabilisée.

Après cette présentation détaillée de la partie la plus originale de notre montage, nous allons examiner le comparateur de phase qui est l'un des trois éléments important du dispositif d'ensemble.

... / ...

### IV.3. LE COMPARATEUR DE PHASE.

Le schéma de principe est donné sur la Figure 38, il correspond à la première version simplifiée que nous avons utilisée. A l'entrée du comparateur proprement dit (formé de deux bras) un signal H.F. est fourni par un générateur (ici, un klystron réflex fournissant une puissance maximale de 150 mW dans une gamme de fréquence s'étendant de 250 à 900 MHz), protégé par un atténuateur coaxial de 6 dB, à défaut d'une ferrite trop onéreuse. Derrière cet atténuateur, on a disposé un filtre H.F. passe-bande (soit entre 500 et 660 MHz, soit entre 500 et 1.000 MHz) pour éviter de transmettre au comparateur des signaux harmoniques (on a en effet mesuré sur un analyseur de spectres que le klystron produisait des harmoniques à un niveau de puissance non négligeable, 1 à 2 dB au dessous du niveau du fondamental pour l'harmonique de rang 1 et 4 à 5 dB seulement pour celui de rang 2). Entre cette partie qu'on peut appeler la source H.F. et le comparateur proprement dit, on a placé deux coupleurs bi-directionnels coaxiaux de 20 dB de couplage, le premier permet de mesurer la puissance incidente, le second sépare le signal en deux parties, la plus puissante emprunte le bras qui contient le tube à plasma, l'autre va directement sur la ligne de mesure. Le bras qui contient le tube comporte de part et d'autre de ce tube deux DC-Block qui ont pour but d'isoler l'ensemble du circuit H.F. de la polarisation continue qui est appliquée grâce à l'un d'eux. Le bras inférieur, lui contient la ligne de mesure grâce à laquelle on détermine  $\beta$ , de part et d'autre de cette ligne, on a placé deux atténuateurs dont les rôles sont différents. L'atténuateur A 2 a pour but d'affaiblir le signal provenant du coupleur et qui, à travers la ligne, pourrait venir perturber la propagation H.F. dans le tube et fausser les mesures (réflexions multiples, en particulier). L'atténuateur A 1 a pour seul but de rééquilibrer les puissances des signaux qui arrivent sur la ligne car, si A 2 affaiblit fortement le signal "direct", il affaiblit, dans les mêmes proportions celui en provenance du tube. L'idéal serait évidemment de disposer de deux ferrites mais, l'investissement correspondant est trop élevé pour notre support financier. Malgré ces inconvénients, un certain nombre de mesures a été effectué avec ce dispositif qui a été modifié fortement par la suite à la fois pour des raisons de facilité expérimentale et pour des raisons d'amélioration de la précision des mesures,

... / ...

en particulier, au niveau des couplages comme nous le verrons plus loin. Dès lors, le montage est celui de la figure 42. On y voit que les atténuateurs A 1 et A 2 ont été supprimés. A la place de A 2, on a mis un circulateur (centré soit sur 500 MHz, soit sur 600 MHz, soit sur 750 MHz) qui joue le rôle d'une ferrite, sa troisième connexion étant fermée sur une charge adaptée. La perte d'insertion de ce circulateur est de 0,2 dB tandis que son isolement est supérieur à 30 dB. Entre ce circulateur et la ligne de mesure, on place un coupleur unidirectionnel à 3 dB de couplage. Il sépare donc le signal en deux parties de même puissance, l'une va sur la ligne de mesure tandis que l'autre est envoyée sur un bolomètre qui mesure la puissance transmise par la ligne à plasma. Ainsi, ce dernier dispositif permet de mesurer simultanément et dans de bonnes conditions l'amortissement  $\alpha$  et le déphasage  $\beta$  (à l'aide du système d'ondes stationnaires formé sur la ligne de mesure et par mesure du déplacement du minimum de ce système avec la longueur de propagation).

Avant d'aborder les différentes méthodes de mesure, on peut encore signaler que les DC-Blocks ont été réalisés au laboratoire et qu'ils assuraient un isolement en continu supérieur à 100 Volts et que leur taux d'onde stationnaire était inférieur à 1,2 dans une bande de fréquences comprise entre 200 et 850 MHz.

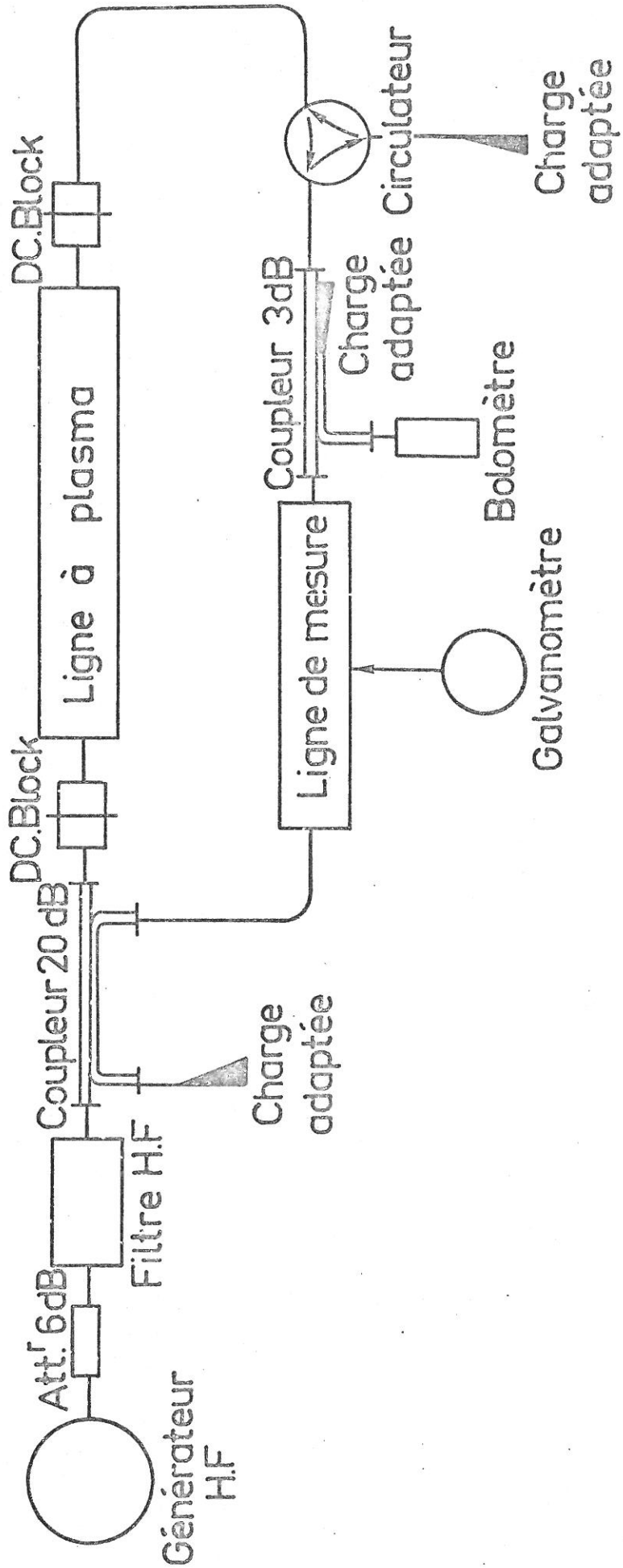
#### IV.4. LES METHODES DE MESURE.

On distinguera entre celles qui conduisent à la détermination des paramètres classiques du plasma (température et densité électronique du plasma) et les mesures hyperfréquences directement liées aux paramètres des ondes de gaine.

##### IV.4.1. Mesures de la température et de la densité électroniques.

Pour déterminer la température et la densité électroniques du plasma, nous avons utilisé une méthode de sonde de Langmuir. La sonde n'est autre que la partie du conducteur central qui se trouve en contact avec le plasma (cf. Fig. 39). Pour effectuer les mesures dans des conditions de dimensions pas trop éloignées de celles des sondes de Langmuir

... / ...



MONTAGE COMPAREUR DE PHASE

Fig.42

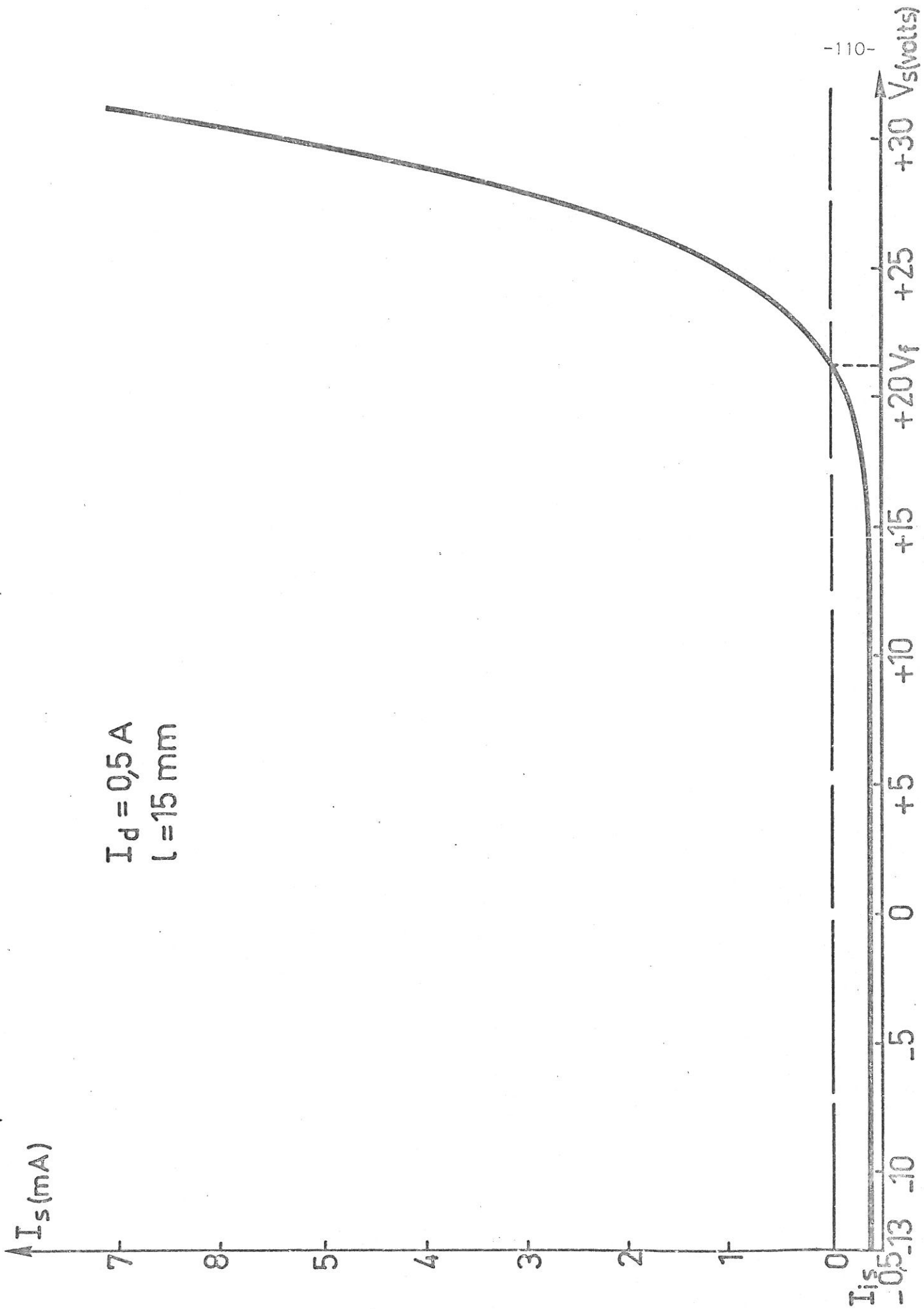
classiques, nous avons tracé les caractéristiques de sonde tension-courant pour une longueur de conducteur central de 15 mm. Malgré ces précautions, nous le verrons, les caractéristiques obtenues ne présentent pas l'aspect habituel et l'interprétation en sera donc différente.

Un exemple de caractéristique est donné sur la Figure 43. Pour calculer la température électronique à partir d'une telle caractéristique, on se sert de sa branche électronique. On remarque en effet que, si le potentiel de la sonde est bas, la saturation du courant ionique est très marquée. Ceci est d'ailleurs vrai aussi bien expérimentalement que théoriquement. Donc, si on se place au-delà de cette région, à un accroissement du potentiel de sonde de quelques volts correspondront une faible variation du courant ionique et une variation exponentielle du courant électronique. Cette remarque permet de définir une valeur de la température électronique avec une précision d'environ 5 %.

Habituellement, lorsqu'on détermine la densité électronique à partir d'une caractéristique de sonde de Langmuir, on utilise le coude de saturation électronique qui permet d'atteindre le potentiel de plasma. Dans notre expérience ce potentiel ne peut être obtenu (cf. Fig. 43) car, pour des valeurs du potentiel de sonde supérieures à 30 Volts environ (par rapport au potentiel de cathode), le courant collecté par la sonde croît brusquement. Cette rapide montée du courant de sonde s'accompagne d'une modification, en général importante, de l'aspect de la décharge car la sonde recueille, dans ces conditions, plus d'électrons que la cathode ne peut en fournir sans changement des caractéristiques de la décharge. Ce phénomène est évidemment lié aux dimensions de la sonde qui sont nettement supérieures aux dimensions habituelles des sondes de Langmuir classique. Pour pallier à cet inconvénient, nous avons utilisé une technique fondée sur la théorie de F.F. CHEN [116]. Nous rappellerons brièvement les hypothèses et les résultats de cette théorie que nous avons complétés en étendant les calculs à des valeurs de potentiel réduit inférieures à l'unité. Puis, nous indiquerons comment nous avons déterminé la densité électronique à partir de ces résultats. Les hypothèses sont les suivantes :

- Le plasma est sans collisions.
- Les ions du plasma sont froids.

... / ...



EXEMPLE DE CARACTERISTIQUES DE SONDE

Fig. 43



- La distribution des électrons autour de la sonde est maxwellienne.
- La distribution des moments angulaires  $L$  à l'infini est une fonction de Dirac autour de  $L = 0$ .

L'auteur emploie les unités C.G.S. électrostatiques et, dans ces conditions, les notations utilisées sont :

$$\text{Longueur de Debye} = h = \left( \frac{k T_e}{4\pi n_{e0} e^2} \right)^{1/2} \quad (4.2)$$

$$\text{Distance réduite à la sonde} = \xi = \frac{r}{h} \quad (4.3)$$

$$\text{Potentiel réduit} = \eta(r) = - \frac{e V(r)}{k T_e} \quad (4.4)$$

L'équation dont  $\eta(r)$  est solution s'obtient en écrivant l'équation de Poisson et on trouve :

$$\frac{d}{d\xi} \left( \xi \frac{d\eta}{d\xi} \right) - J \eta^{1/2} + \xi e^{-\eta} = 0 \quad (4.5)$$

Cette équation traduit l'équilibre électrique du plasma. En effet, dans l'équation (4.5), le premier terme représente la contribution propre du plasma, c'est à dire la charge d'espace; les second et troisième termes représentent respectivement les contributions de charges des ions et des électrons. En réalité, la forme définitive de l'équation (4.5) donnée par CHEN est un peu différente :

$$\frac{1}{J^2} \cdot \frac{d}{d\zeta} \left( \zeta \frac{d\eta}{d\zeta} \right) - \eta^{-1/2} + \zeta e^{-\eta} = 0 \quad (4.6)$$

avec  $\zeta = \xi J^{-1}$

Pour résoudre numériquement cette équation, on effectue encore un changement de variable :

$$u = \text{Log } \zeta$$

ce qui conduit à la forme ci-dessous :

$$\frac{d^2\eta}{du^2} = J^2 e^u (\eta^{-1/2} - e^{-\eta} e^u). \quad (4.7)$$

... / ...

L'équation (4.7) se résoud sans difficultés par une méthode de RUNGE-KUTTA lorsqu'on a choisi des conditions initiales convenables. Pour faire ce choix, nous avons remarqué que la solution quasi-neutre était excellente pour les faibles valeurs de  $\eta$ , c'est à dire au voisinage du potentiel de plasma et nous avons donc choisi la condition de quasi-neutralité comme condition initiale. Ceci se traduit dans l'équation (4.7) en écrivant que le terme de charge d'espace est très petit, par exemple, devant le terme de contribution ionique, soit :

$$\frac{e^{-u}}{J^2} \frac{d^2 \eta}{du^2} \ll \eta^{-1/2} \quad (4.8)$$

La résolution de (4.7) conduit alors au tracé d'un réseau  $\eta = f(\xi)$  avec  $J$  comme paramètre. Toutefois, en géométrie cylindrique, les deux grandeurs mesurables sont le courant ionique de saturation et la température électronique qui sont reliés à  $J\xi_s$  (l'indice  $s$  indique que la grandeur considérée est calculée à la surface de la sonde). Cette relation s'écrit :

$$J \xi_s = I_i a \left( \frac{e}{k T_e} \right)^2 \left( \frac{2 m_i k T_e}{Z} \right)^{1/2} \quad (4.9)$$

$I_i$  est le courant de saturation ionique,  $m_i$  est la masse de l'ion et  $Z_e$  est sa charge,  $a$  est le rayon de la sonde. Donc, pour déterminer la densité électronique  $n_e$ , on utilisera un réseau  $\eta = f(\xi)$  avec  $J\xi$  comme paramètre (Figure 44). Dès lors, on dispose de deux méthodes pour calculer  $n_e$ , la première très rapide mais d'une précision moyenne.

- Première méthode : Les données expérimentales permettent donc de calculer  $J\xi_s$  et de déterminer la courbe correspondante du réseau. Ensuite, on remarque, que pour des valeurs de  $\eta$  supérieures à 10 environ, la saturation se fait déjà sentir. On peut donc donner à  $\xi$  sur la sonde une valeur relativement précise (incertitude inférieure à 10 %). Ceci permet d'obtenir une valeur de la densité électronique définie à environ 20 % près puisque la température électronique est définie à 5 %.

- Deuxième méthode : Par rapport à la précédente, la méthode que nous allons indiquer présente l'inconvénient de comporter des calculs plus longs mais, elle permet une définition plus précise de  $n_e$ . Pour mieux faire comprendre la méthode, prenons l'exemple d'une sonde plane dont

... / ...

la caractéristique a une allure bien connue. Au potentiel flottant, il y a égalité des courants électronique et ionique. Or, dans cette zone où le potentiel est retardateur pour les électrons, le courant électronique s'écrit sous la forme :

$$i_e = i_{es} \exp \left[ - \frac{e(V_s - V_p)}{k T_e} \right] \quad (4.10)$$

$i_{es}$  est le courant de saturation électronique. Au potentiel flottant, on peut donc écrire :

$$i_{ef} = i_{es} \exp \left[ - \frac{e(V_f - V_p)}{k T_e} \right] = |i_{is}| \quad (4.11)$$

$i_{is}$  est le courant de saturation ionique. On en tire aisément l'expression qui permet de calculer le potentiel de plasma :

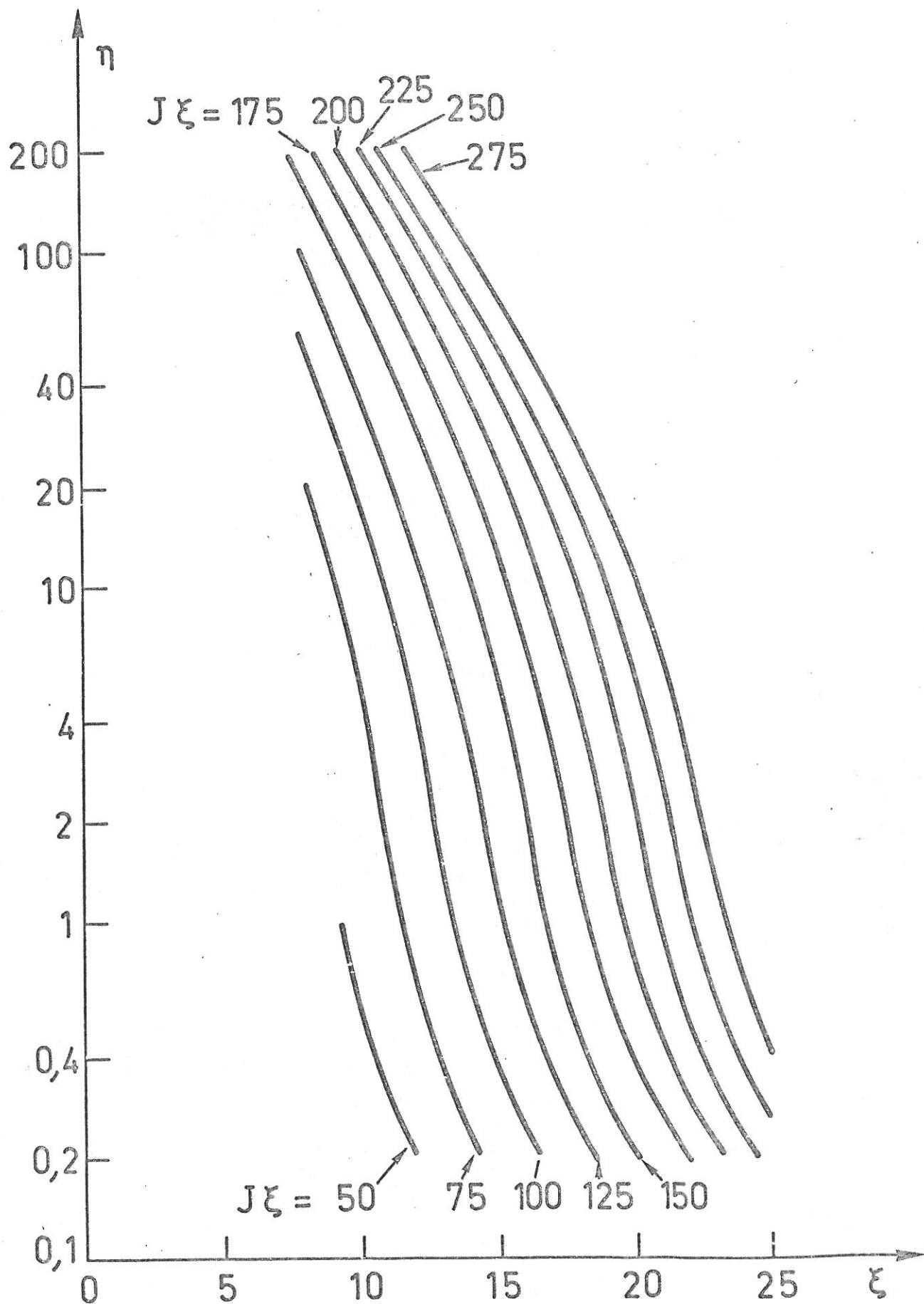
$$V_p = V_f + \frac{k T_e}{|e|} \text{Log} \frac{i_{es}}{|i_{is}|} \quad (4.12)$$

Connaissant ainsi  $V_p$ , on peut déterminer  $\xi_s$  sur le réseau puisque les mesures donnent la valeur de  $J_{\xi_s}$ . Seulement, pour calculer  $V_p$ , il faut connaître  $i_{es}$  qui a pour expression :

$$i_{es} = n_e e \left( \frac{k T_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} S \quad (4.13)$$

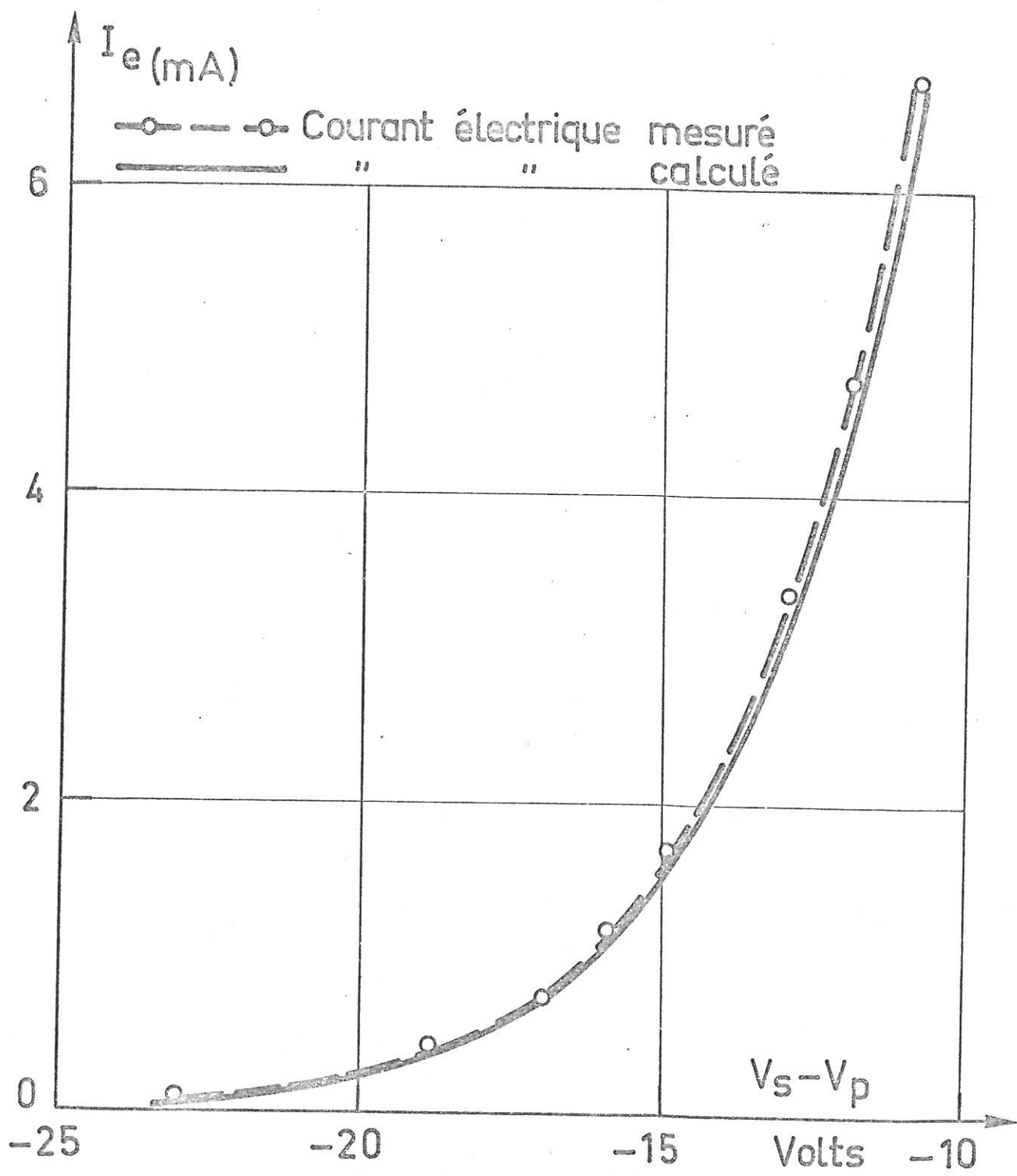
$S$  est la surface de la sonde. Le courant de saturation électronique dépend donc de  $n_e$ . Aussi, puisque c'est  $n_e$  que nous voulons obtenir, on part d'une valeur  $n_{ed}$  proche de celle qu'on pense obtenir (par exemple celle calculée par la première méthode) puis, on calcule une nouvelle valeur  $n_{e1}$  à partir de la valeur calculée de  $V_p$ . Si  $n_{e1}$  est trop éloignée de  $n_{ed}$ , on reprend le calcul avec  $n_{e1}$  comme valeur de départ et ainsi de suite jusqu'à l'obtention d'un écart inférieur à la précision choisie.

Dans notre cas, évidemment, le problème n'est pas aussi simple car nous avons une sonde cylindrique et les courants de saturation ne sont pas de vrais paliers. Il y a donc un écart entre les valeurs du courant ionique au potentiel flottant et au début de la saturation. Il est néanmoins facile de voir que l'écart sur la valeur du courant ionique est au maximum de 10 %. Si on tient compte de l'erreur de mesure sur  $V_f$  qui



ABAUUE  $\eta = f(\xi)$  -PARAMETRE  $J\xi$

Fig. 44



VERIFICATION DE LA VALIDITE DE LA THEORIE DE CHEN

est faible, on trouve sur les valeurs de  $\eta_p$  et de  $\xi_s$  une incertitude d'environ 3 % ( $\eta_p$  donne le potentiel de plasma  $V_p$ ). Cette méthode permet donc de définir  $n_e$  avec une précision d'environ 10 %.

Ces valeurs bien définies de  $T_e$  et de  $n_e$  n'auront évidemment de sens que si la théorie que nous avons employée décrit bien les phénomènes expérimentaux. Pour nous en assurer, nous avons introduit les valeurs ainsi calculées dans la théorie de BOHM [117] et nous avons comparé la courbe théorique ainsi obtenue à la courbe de sonde expérimentale. L'exemple montré sur la Figure 45 montre que l'accord est très satisfaisant. Enfin, dernière remarque, nos mesures ont été faites avec une longueur de sonde de 15 mm. Or, dans nos expériences, la longueur de propagation qui est aussi la longueur de la sonde varie de 10 mm environ à 150 mm environ. Aussi, nous avons dû vérifier que le courant collecté par le conducteur central varie proportionnellement avec cette longueur pour une même polarisation. De même, nous avons dû vérifier que ces variations n'entraînaient pas une modification, par exemple, du potentiel flottant. C'est bien ce qui a été observé avec des écarts relatifs qui n'ont pas excédé 5 %. Cela permet de confirmer, avec une bonne approximation, que la densité électronique du plasma ne varie pas avec la longueur du conducteur central en contact avec le plasma et aussi qu'elle reste sensiblement constante dans la décharge.

#### IV.4.2. Mesure de la constante de propagation.

Reprenons le schéma de la figure 38. Soit alors  $E_0$  l'amplitude du champ électrique de l'onde incidente à la sortie du filtre H.F. Les amplitudes des champs électriques des ondes arrivant sur la ligne de mesure, soit directement, soit en passant par le tube à plasma sont :

- directement sur la ligne :  $E_0 \alpha_1 e^{-j\beta z}$
- sur la ligne après le tube :  $E_0 \alpha_2 e^{j\beta z} e^{-j\Gamma \ell}$  avec  $\Gamma = \beta_p - j\alpha$

$\ell$  étant la longueur de propagation choisie. Ces expériences sous-entendent que l'origine des abscisses est prise à l'une des extrémités de la ligne de mesure et que les déphasages et atténuations liés aux diverses liaisons H.F. (autres que le tube à plasma) sont contenus dans les coefficients  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ . Dans ces conditions, le signal détecté sur la ligne de

... / ...

mesure (détection quadratique par un cristal) a pour amplitude :

$$A = E_0 E_0^* (\alpha_1 e^{-j\beta z} + \alpha_2 e^{j\beta z} e^{-j\Gamma l}) (\alpha_1^* e^{j\beta z} + \alpha_2^* e^{-j\beta z} e^{j\Gamma^* l}) \quad (4.14)$$

L'astérisque \* signifie qu'il s'agit de la quantité complexe conjuguée. En posant :

$$\alpha_1 \alpha_2^* e^{j\Gamma^* l} = R e^{j\theta} \quad (4.15)$$

Il vient pour l'amplitude détectée :

$$A = E_0 E_0^* [\alpha_1 \alpha_1^* + \alpha_2 \alpha_2^* e^{-j(\Gamma - \Gamma^*)l} + 2 R \cos(2 \beta z - \theta)] \quad (4.16)$$

$$\text{Soit } A = E_0 E_0^* [\alpha_1 \alpha_1^* + \alpha_2 \alpha_2^* e^{-2\alpha l} + 2 R \cos(2 \beta z - \theta)] \quad (4.17)$$

Dans l'expression (4.17), seul le dernier terme dépend de z, aussi on observera, sur la ligne de mesure, un minimum lorsque  $\cos(2 \beta z - \theta)$  sera égal à - 1.

Soit, en appelant  $z_m$  l'abscisse de ce minimum, lorsque :

$$2 \beta z_m - \theta = (2 k + 1)\pi \quad (4.18)$$

Cette relation va nous permettre de déterminer le déphasage dû au plasma, c'est à dire la constante de propagation (ou la longueur d'onde) des ondes de gaine. En effet, sur la ligne de mesure, on sait déterminer à la fois  $\beta$  et  $z_m$ , on peut donc en déduire  $\theta$ . Or si nous appelons  $\theta_1$  et  $\theta_2$  les déphasages contenus dans  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ , on déduit de la définition (4.15) que :

$$\theta = \beta_p l + (\theta_1 - \theta_2) \quad (4.19)$$

Donc, on peut calculer  $\beta_p$  si on connaît  $(\theta_1 - \theta_2)$  ou si on peut éliminer ce terme. On éliminera aisément ce déphasage qui est indépendant de la longueur de propagation à l'aide de deux mesures de la position du minimum pour deux longueurs de propagation  $l_1$  et  $l_2$  différentes. En effet, on aura :

$$- 1^{\text{ère}} \text{ mesure : } \beta_p l_1 = 2 \beta z_{m1} - \pi + (\theta_2 - \theta_1) \quad (4.20)$$

$$- 2^{\text{ème}} \text{ mesure : } \beta_p l_2 = 2 \beta z_{m2} - \pi + (\theta_2 - \theta_1) \quad (4.21)$$

... / ...

D'où l'on tire la relation grâce à laquelle on calcule  $\beta_p$  :

$$\beta_p = 2 \beta \frac{z_{m1} - z_{m2}}{\ell_1 - \ell_2}$$

Soit encore, puisque la grandeur mesurée est la longueur d'onde de l'onde incidente  $\lambda_g$  :

$$\beta_p = \frac{4 \pi (z_{m1} - z_{m2})}{\lambda_g (\ell_1 - \ell_2)} \quad (4.22)$$

ou

$$\lambda_p = \lambda_g \frac{\Delta \ell}{2 \Delta z_m} \quad (4.23)$$

En réalité, on effectuera plus de deux mesures, pour une même épaisseur de gaine et on tracera une courbe donnant la position du minimum sur la ligne de mesure en fonction de la longueur de propagation. On doit normalement obtenir une droite dont la pente fournit  $\beta_p$ . Cette méthode permet évidemment de savoir avec quelle précision est déterminée  $\beta_p$  et aussi de vérifier qu'à l'onde de gaine ne se superpose aucune autre onde. Comme nous le verrons dans le prochain chapitre, il est arrivé qu'on observe une certaine modulation autour de la droite, due à l'onde rapide. Cependant, même dans ce cas, les écarts relatifs sont restés inférieurs à 15 %. Pour chiffrer la précision qu'on peut attendre d'une telle mesure, il faut examiner les causes possibles d'erreur : il y a d'abord celle sur la longueur de propagation puis, celle sur la position du minimum sur la ligne, cette dernière dépend un peu du taux d'onde stationnaire (le minimum est plus ou moins aigu). Si les relevés sont effectués environ tous les 10 mm, la vitesse de phase des ondes de gaine étant voisine 0,1 C (C vitesse de la lumière), on peut estimer si les précautions nécessaires sont prises (plusieurs déterminations de  $z_m$ , au besoin tracé du relevé de caractéristique de la ligne au voisinage du minimum) que la précision sur le minimum est d'environ 5 à 6 % (ceci représente une tolérance de 2 à 3 mm sur la position du minimum) tandis que celle sur la longueur de propagation est de 2 %. On peut donc espérer, avec cette méthode de mesure, obtenir des valeurs de  $\beta_p$  ou de  $\lambda_p$  avec une précision de l'ordre de 10 %.

... / ...



#### IV.4.3. Mesure de l'amortissement.

Deux méthodes ont été employées pour mesurer  $\alpha$  selon le type de comparateur utilisé. Avec le montage de la figure 43, la mesure se fait par lecture directe (à un facteur 2 près) sur un wattmètre de précision (en principe on peut mesurer des puissances comprises entre 0,1  $\mu$ W et 10 mW). Sur le comparateur de phase, version simplifiée, l'atténuation peut être calculée à partir de la mesure du taux d'onde stationnaire sur la ligne. En effet, si on appelle  $B_1$  et  $B_2$  les amplitudes des champs électriques des ondes arrivant sur la ligne, soit directement, soit par le tube à plasma, le taux d'onde stationnaire (T.O.S.) est donné par :

$$\tau = \frac{B_1 + B_2}{|B_1 - B_2|} \quad (4.24)$$

Il suffit donc de s'imposer, par exemple, que  $B_1$  soit supérieure à  $B_2$  et l'on aura :

$$\frac{B_2}{B_1} = \frac{\tau - 1}{\tau + 1} \quad (4.25)$$

Toutefois, on remarque immédiatement sur les deux relations (4.24) et (4.25) que si, par exemple, l'amplitude  $B_2$  de l'onde qui vient du plasma devient trop faible devant  $B_1$ , alors le T.O.S. se rapproche de 1, sa mesure devient délicate et la valeur obtenue pour  $B_2/B_1$  est assez imprécise. On retrouve une difficulté similaire si les amplitudes  $B_1$  et  $B_2$  sont trop voisines (T.O.S. trop élevé et également imprécis). Donc, pour faire des mesures correctes, il faut disposer, sur le bras "direct", d'un atténuateur variable (ce qui n'était pas notre cas). Ceci rend les manipulations un peu longues et difficilement reproductibles aussi, nous avons abandonné cette méthode qui nous a cependant donné des résultats relativement corrects.

La seule méthode de mesure simple de l'atténuation et facilement reproductible est celle qui utilise le montage de la figure 42. Toutefois, la courbe qui donne la variation de l'atténuation avec la longueur de propagation se présente (cf. chapitre V) sous forme d'une oscillation autour d'une valeur moyenne (ces oscillations sont évidemment dues aux

... / ...

réflexions multiples de l'onde de gaine sur les guides coaxiaux placés aux extrémités de la ligne à plasma). Ces oscillations rendent plus difficiles la détermination puisqu'il faut trouver la droite moyenne autour de laquelle se font les oscillations ce qui engendre une certaine imprécision de l'ordre de 25 % environ. Par contre, cette courbe présente l'avantage de fournir une confirmation de la valeur de la longueur d'onde dans le plasma (ou de la constante de propagation) comme on le verra dans le chapitre suivant, l'accord est en général satisfaisant.

oo0oo

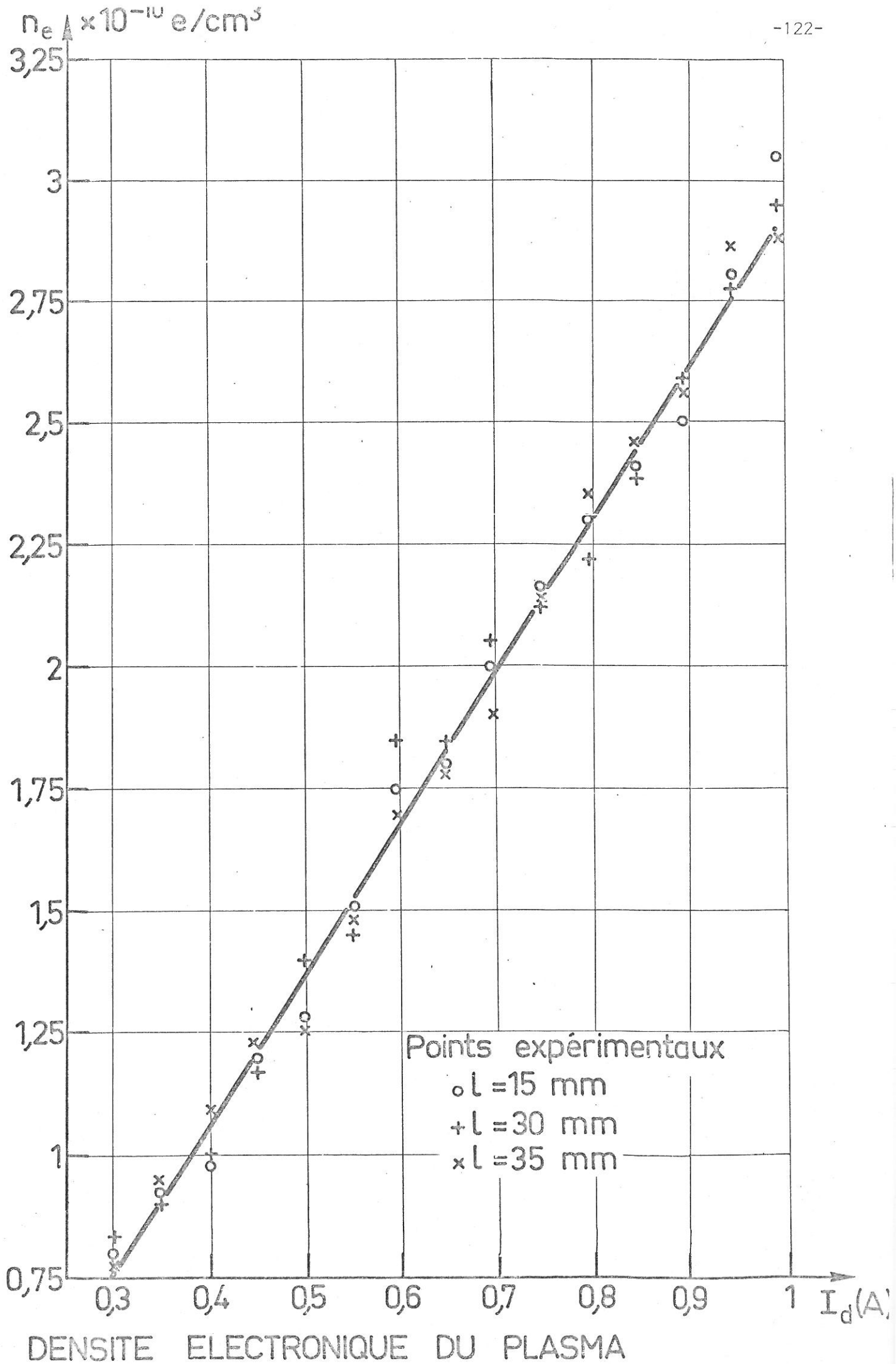
## CHAPITRE V - RESULTATS EXPERIMENTAUX. DISCUSSION.

Dans ce chapitre, nous préciserons d'abord les grandeurs caractéristiques de notre plasma puis, nous indiquerons l'ensemble des résultats obtenus sur les ondes de gaine : détection d'ondes lentes, tracés de courbes de dispersion (ceci permet de vérifier qu'il s'agit bien des ondes de gaine), vérification de la symétrie H.F. des quadripôles d'excitation et de transmission (justification de l'emploi de la théorie du paragraphe IV.4.3. pour déterminer l'amortissement avec une plus grande précision), variations de l'atténuation subie par les ondes de gaine avec la longueur de propagation pour différentes épaisseurs de gaine et valeurs du rapport  $\omega/\omega_p$ .

### V.1. DONNEES EXPERIMENTALES.

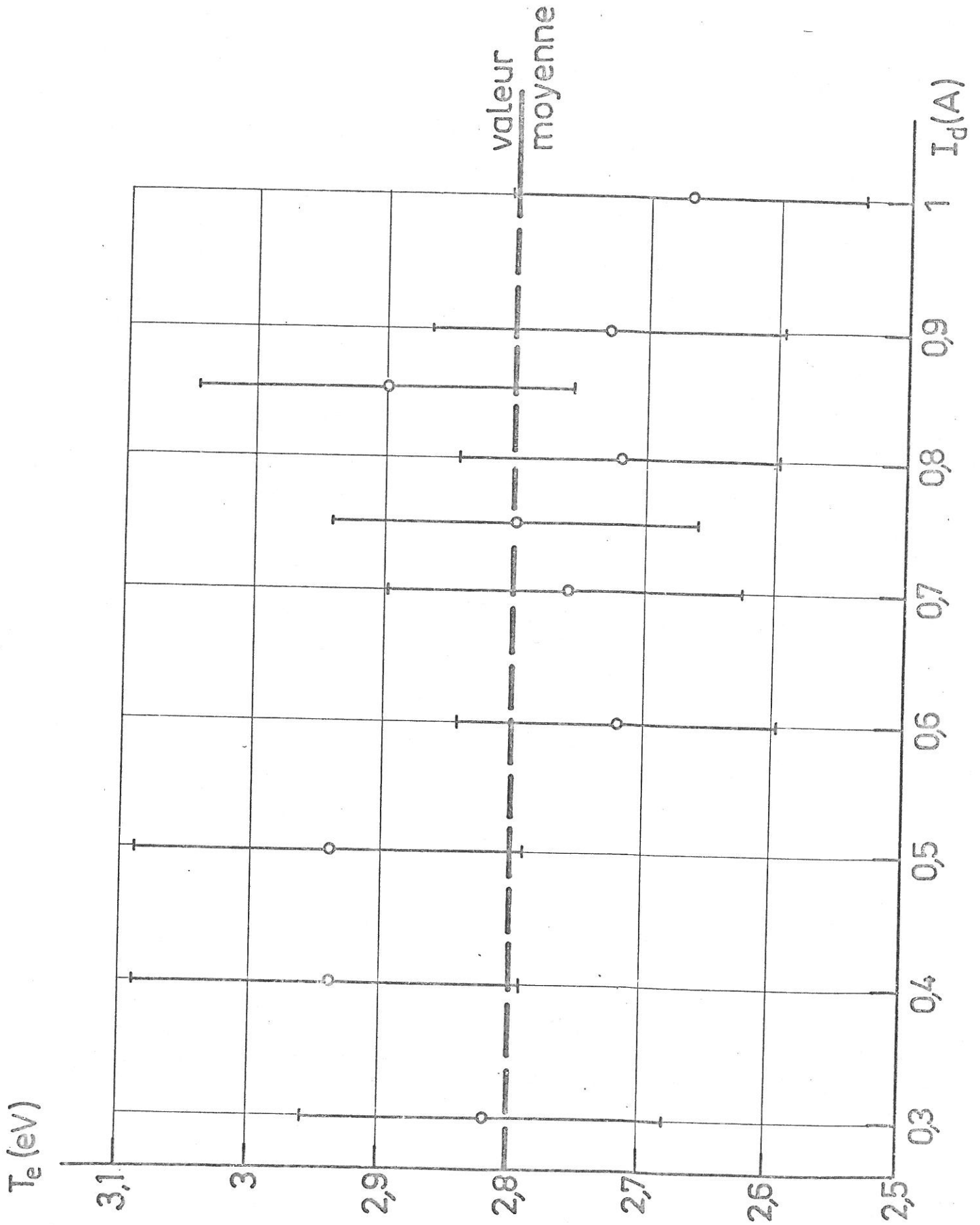
Nous avons expliqué au paragraphe IV.4.1. les méthodes utilisées pour mesurer la densité et la température électronique. Plusieurs séries de mesures ont été effectuées pour diverses longueurs du conducteur central (15, 30 et 35 mm). Comme le montre la figure 46, les résultats obtenus pour la densité électronique sont concordants à environ 10 % près. Sur cette même figure, on constate que la densité électronique du plasma de décharge croît linéairement avec l'intensité du courant de la décharge au moins tant que celle-ci n'est pas trop élevée conformément aux résultats usuellement obtenus pour ce type de décharge. Dans nos expériences, la densité électronique pourra donc varier entre environ  $8 \cdot 10^9$  e/cm<sup>3</sup> et  $3 \cdot 10^{10}$  e/cm<sup>3</sup>. Enfin, on peut voir sur la figure 47 que la température électronique est peu sensible aux variations du courant de décharge (écart maximum relatif avec la valeur moyenne : 6 %) au moins à la précision des déterminations telle qu'elle a été estimée dans le chapitre précédent. Cette température vaut approximativement 2,8 eV. Nous donnons ci-après un tableau qui permet d'avoir une vue d'ensemble des caractéristiques du plasma dans nos différentes expériences :

... / ...



DENSITE ELECTRONIQUE DU PLASMA

Fig 46



TEMPERATURE ELECTRONIQUE DU PLASMA

Fig. 47

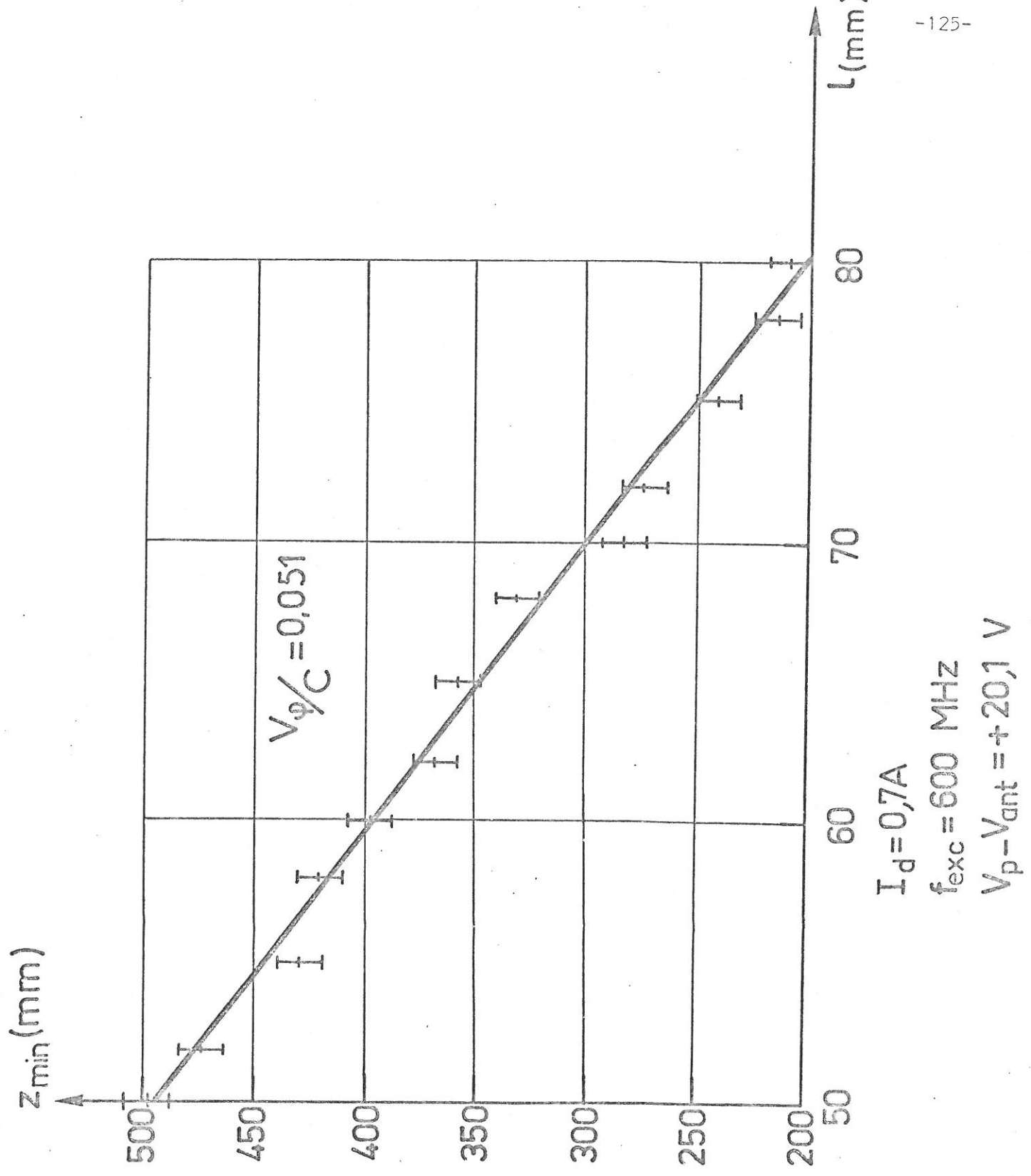
$I_d$ (A)	0,4	0,5	0,6	0,7	0,75	0,8	0,85	0,9	1
$n_e \times 10^{10}$ (e/cm <sup>3</sup> )	1	1,3	1,75	2	2,15	2,3	2,4	2,5	3
$f_p$ (GHz)	0,9	1,025	1,19	1,275	1,32	1,365	1,395	1,425	1,51
$h \times 10^{-2}$ (mm)	12,2	11	9,5	8,9	8,5	8,2	8	7,8	7,2

## V.2. DETECTION D'ONDES LENTES.

Les premières mesures ont été faites sur la première version de comparateur de phase (cf. Fig. 38). Elles ont conduit à des vitesses de phase voisines de la vitesse de la lumière, autrement dit, on observait des ondes rapides. On s'est alors aperçu que, pour éliminer ces ondes et les ondes de surface qui pouvaient se propager le long de la surface de verre du tube à décharge, il fallait déposer sur la paroi du tube un absorbant (ici de l'aquadag dont le pouvoir absorbant est bien connu) et placer sur cet absorbant un blindage éliminant toute influence du milieu extérieur. Ce dépôt et ce blindage ont été faits sur une longueur un peu supérieure à la longueur maximale de propagation (soit environ 20 cm). Dès lors, on a effectivement pu observer des ondes lentes de vitesse de phase variable avec la polarisation du conducteur central.

Les premières observations d'ondes lentes ont été faites dans une série d'expériences à densité électronique fixée (courant de décharge 0,7 A) et à fréquence d'excitation constante ( $f_{exc} = 600$  MHz). La polarisation du conducteur central a été variée entre - 20 et + 20 volts (par rapport à la masse du montage). Quant à la longueur de propagation nous l'avons fait varier entre 50 et 90 mm. Un exemple de détermination de la constante de propagation est donné sur la figure 48 permettant d'avoir un ordre de grandeur de la précision de la mesure. Les résultats donnant la variation de la vitesse de phase avec l'épaisseur de la gaine sont donnés dans le tableau ci-dessous :

... / ...



EXEMPLE DE DETERMINATION DE LA VITESSE DE PHASE

Fig.48

$V_{\text{ant}}$ (V)	$V_p - V_{\text{ant}}$ (V)	$g_{\text{calculé}}$ (mm)	$v_{\phi}/C$
+ 20	10,1	0,4	0,025
+ 15	15,1	0,47	0,03
+ 10	20,1	0,58	0,051
+ 8	22,1	0,62	0,055
+ 5	25,1	0,68	0,062
+ 2	28,1	0,75	0,069
0	30,1	0,79	0,075
- 2	32,1	0,83	0,084
- 5	35,1	0,88	0,09
- 8	38,1	0,94	0,097
- 10	40,1	0,97	0,101
- 15	45,1	1,06	0,12
- 20	50,1	1,15	0,136

Cependant le fait qu'on observe des ondes lentes dont la vitesse de phase varie avec la polarisation du conducteur ne certifie pas qu'il s'agit bien des ondes de gaine. C'est cette vérification que nous avons faite ensuite en traçant des courbes de dispersion.

... / ...



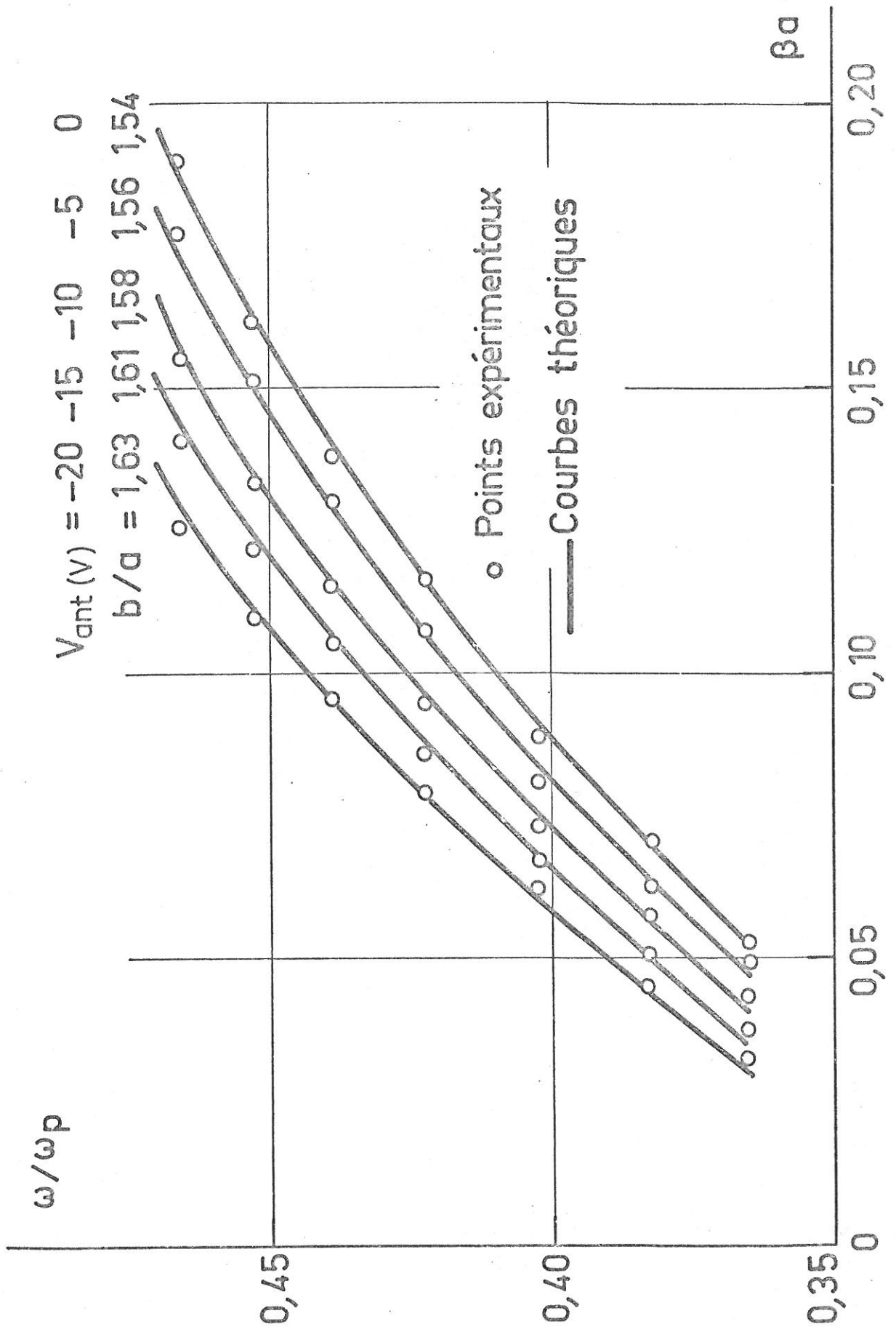
### V.3. TRACE DES COURBES DE DISPERSION.

Pour réaliser cette expérience, il faut fixer la densité électronique tandis qu'on fera varier le rapport  $\omega/\omega_p$  avec la fréquence d'excitation. Par ailleurs on prendra plusieurs valeurs de la polarisation du conducteur central pour tracer plusieurs courbes de dispersion correspondant à différentes épaisseurs de gaine. Enfin on variera la longueur de propagation entre 40 et 110 mm pour obtenir une valeur de la constante de propagation  $\beta$  aussi précise que possible. Lorsqu'on a déterminé les divers couples  $(\beta a, \omega/\omega_p)$ , on les porte sur un diagramme et on examine si tous les couples correspondant à une même épaisseur de gaine se situent effectivement sur l'une des courbes du réseau de dispersion (ou au voisinage de l'une d'elles). On trouvera un exemple de ce type de détermination sur la figure 49. Toutefois, pour déterminer le degré de confiance qu'on peut accorder à de tels résultats, on a calculé les épaisseurs de gaine correspondant aux différentes polarisations du conducteur central en utilisant une relation semi-empirique (déjà utilisée dans le paragraphe précédent pour calculer les épaisseurs de gaine du tableau) admise par de nombreux auteurs [44] et que nous avons eu l'occasion de vérifier nous-même dans une étude antérieure [59] :

$$g = K h \left[ \frac{e(V_s - V_p)}{k T_e} \right]^{3/4} \quad (5.1)$$

Selon les auteurs le coefficient varie entre 1,4 et 1,7 environ. Le potentiel plasma étant connu à partir de la température et de la densité électroniques et du courant de saturation ionique, on en déduit le facteur K à utiliser dans la relation (5.1) pour obtenir des épaisseurs identiques à celles de l'expérience H.F. Nous donnons ci-après un tableau résumant les résultats dans le cas donné sur la figure 51 où le courant de décharge est de 0,8 A et le potentiel de plasma d'environ + 30 V (par rapport à la masse du montage).

... / ...



TRACE DES COURBES DE DISPERSION

Fig.49

$V_{\text{ant}} \text{ (V)}$	- 20	- 15	- 10	- 5	0	
$g_{\text{mesuré}} \text{ (mm)}$	0,95	0,92	0,87	0,84	0,81	
$K_{\text{ajusté}}$	1,35	1,39	1,44	1,54	1,66	$\bar{K} = 1,48$
$g_{\text{calculé}} \text{ (mm)}$ avec $\bar{K}$	1,02	0,97	0,89	0,81	0,72	

On voit sur ce tableau que les écarts entre les valeurs d'épaisseurs de gaine obtenues par les deux méthodes ne dépassent pas 12 %. On peut donc dire que la théorie de la propagation des ondes de gaine que nous avons présentée au chapitre II est confirmée avec une bonne précision compte tenu des incertitudes expérimentales. On remarquera que c'est la première fois qu'un tel résultat est obtenu directement (jusqu'ici, c'est par l'intermédiaire des fréquences de résonance de gaine qu'on obtenait cette confirmation avec une précision nettement moins bonne : 25 % environ).

Comme nous l'avons fait remarquer au chapitre IV, la courbe qui donne la variation de l'atténuation de l'onde de gaine oscille autour d'une droite moyenne de pente  $\alpha$  dont l'interprétation pourrait être rendue difficile si les transitions coaxiales ne jouent pas un rôle symétrique sur le plan de la propagation des ondes H.F. par suite de la déformation des oscillations. C'est ce problème que nous allons examiner dans le paragraphe suivant.

#### V.4. ETUDE DE LA SYMETRIE H.F. DU TUBE A LONGUEUR DE PROPAGATION VARIABLE.

Nous avons étudié la longueur d'onde dans le plasma de l'onde de gaine en excitant le conducteur central tantôt par l'une des transitions coaxiales H.F., tantôt par l'autre. Les résultats sont concordants avec une excellente précision comme le montre le tableau ci-dessous correspondant à une expérience effectuée avec un courant de décharge de 0,6 A et une fréquence d'excitation de 600 MHz :

... /...

$V_{\text{ant}} \text{ (V)}$	- 20	- 15	- 10	- 5	0	+ 5	+ 10
$\lambda_{p(\text{mm})}$ sens direct	87	71	64,5	56	43,5	35	22
$\lambda_{p(\text{mm})}$ sens inverse	87	71,5	64,5	55,5	41	37	18

On voit sur ce tableau que les écarts entre les longueurs d'ondes données par les deux expériences sont faibles aux longueurs d'ondes moyennes (inférieurs à 6 %) tandis qu'aux courtes longueurs d'ondes cet écart atteint 20 % environ. Comme nous le verrons dans le paragraphe V.5., cela tient à la plus grande imprécision des mesures sur l'atténuation lorsque les puissances mesurées sont basses (environ 50  $\mu\text{W}$  ce qui correspond à la zone d'instabilité des bolomètres que nous avons employés).

Après avoir pris les diverses précautions nécessaires à l'observation des ondes de gaine, nous avons alors entrepris une étude plus systématique de ces ondes en variant les différents paramètres que sont : l'épaisseur de la gaine, le rapport  $\omega/\omega_p$  et la longueur de propagation.

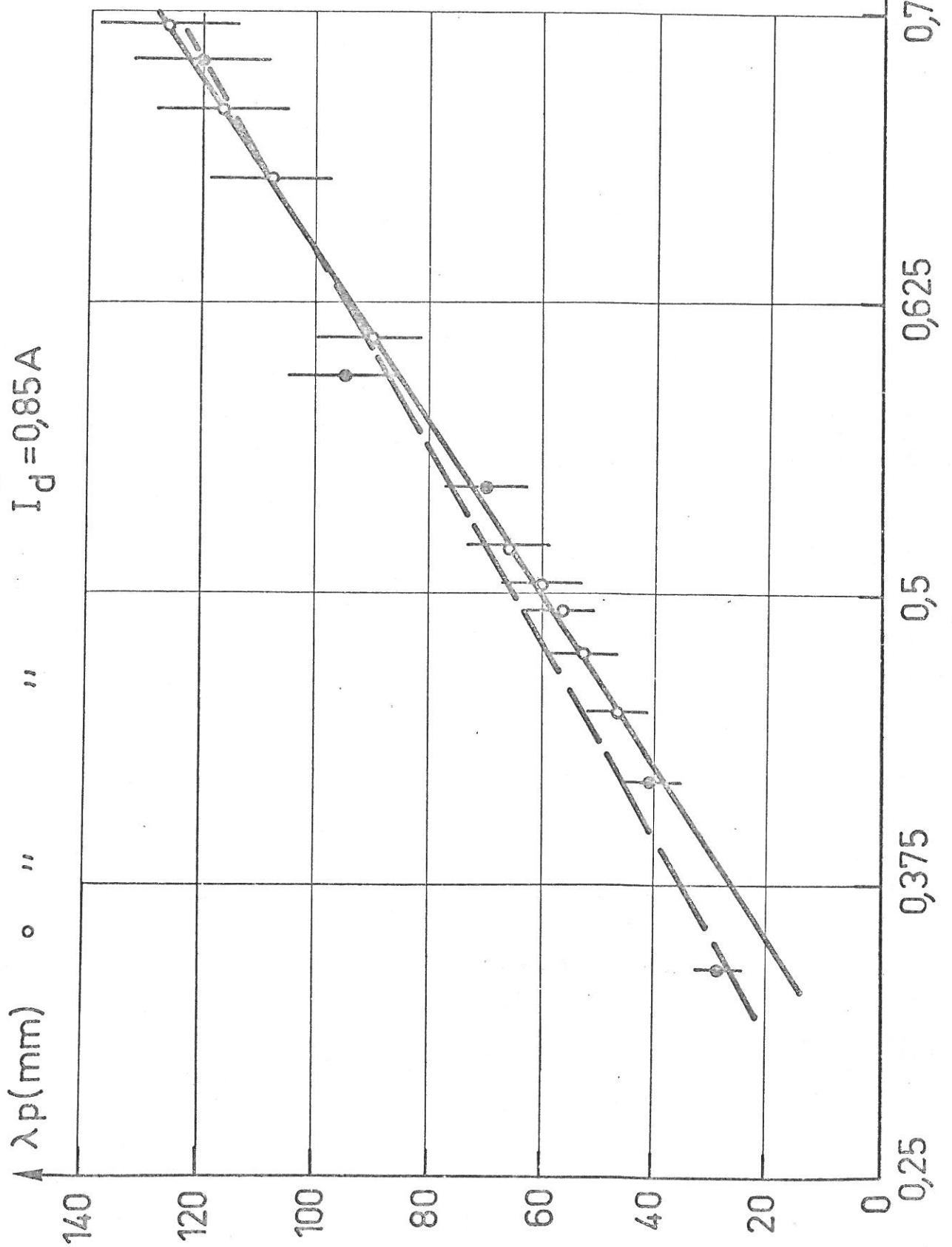
#### V.5. ETUDE EXPERIMENTALE DE L'AMORTISSEMENT ET DE LA LONGUEUR D'ONDE.

De l'ensemble des mesures effectuées avec le comparateur de phase, deuxième version (cf. Fig. 42), on peut tirer un certain nombre de renseignements relatifs à la longueur d'onde de l'onde de gaine et à son amortissement.

Sur la figure 50, nous avons porté les variations de la longueur d'onde dans le plasma en fonction de l'épaisseur de la gaine ionique. Les points expérimentaux ont été obtenus pour deux courants de décharge différents mais proches ( $I_d = 0,8 \text{ A}$  et  $0,85$ ). Nous avons fait figurer des barres d'erreur correspondant à une incertitude relative de 10 % sur la détermination de  $\lambda_p$  ce qui correspond bien à

... / ...

• Points expérimentaux  $I_d = 0,8 A$   
○ " "  $I_d = 0,85 A$



LONGUEUR D'ONDE EN FONCTION DE L'ÉPAISSEUR DE GAINÉ POUR UN RAPPORT  $\omega/\omega_p$  DONNÉ

Fig. 50

• Points expérimentaux pour  $I_d = 0,4A$     □ Points expérimentaux pour  $I_d = 0,8A$   
 ○  $= 0,5A$     ●  $= 0,85A$   
 +  $= 0,6A$     ●  $= 0,9A$   
 x  $= 0,7A$     ▽  $= 1A$   
 △  $= 0,75A$

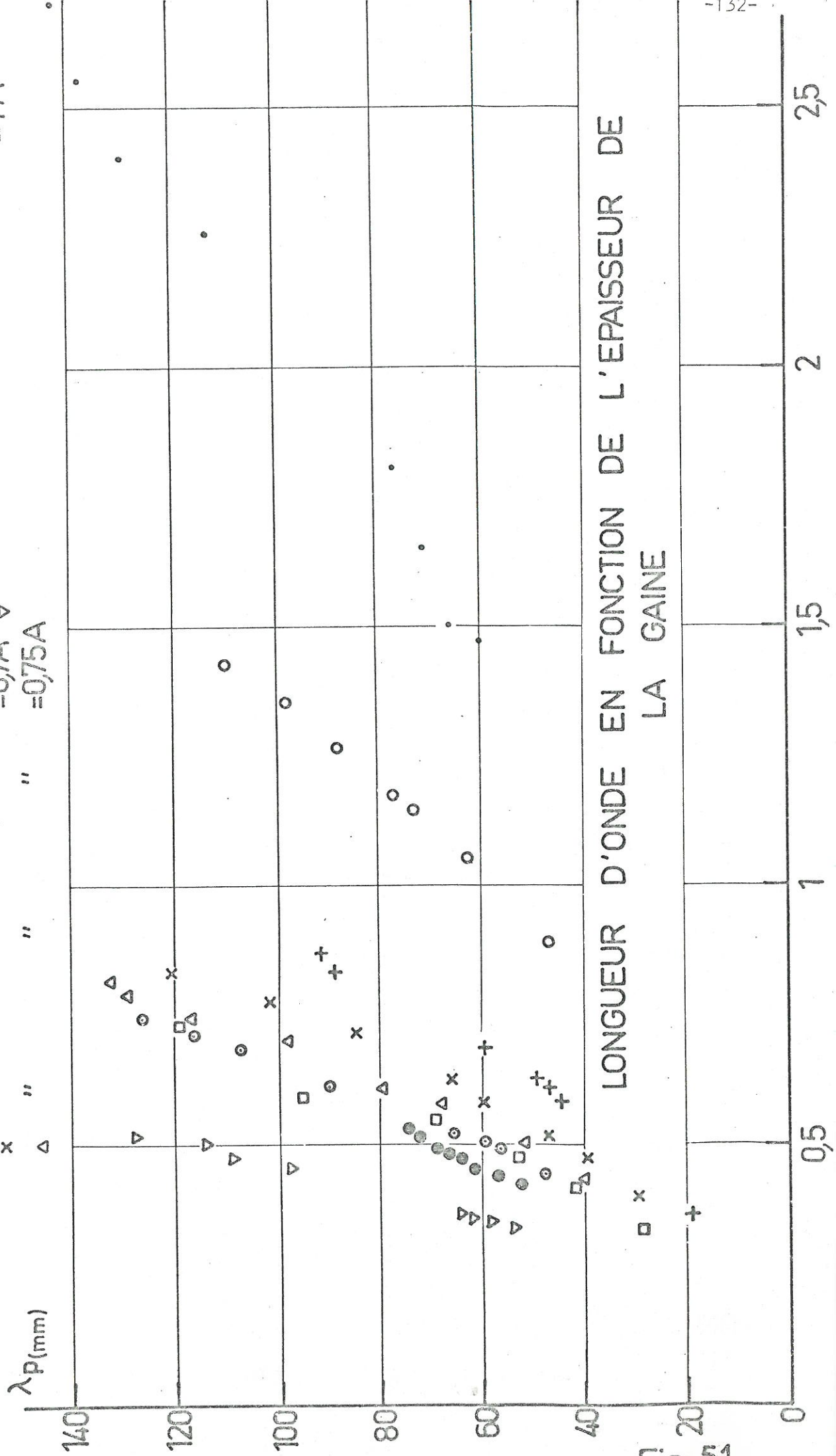


Fig. 51

ce que laisse espérer l'expérience (on tolère ainsi une erreur de près de 1 cm sur la position du minimum sur la ligne de mesure). Cette figure montre, qu'avec une approximation correspondant à la précision de la mesure de  $\lambda_p$ , on peut considérer que la longueur d'onde croît linéairement avec l'épaisseur de la gaine. Nous avons d'ailleurs porté l'ensemble des résultats relatifs à la variation de la longueur d'onde en fonction de l'épaisseur de la gaine sur la figure 51, on y constate que cette variation linéaire semble bien suivie pour les différentes valeurs de  $\omega/\omega_p$ . Par contre, il ne semble pas qu'on puisse trouver une relation simple entre les variations de  $\lambda_p$  et celles de  $\omega/\omega_p$  pour une épaisseur de gaine constante. Il est clair que le paramètre  $\omega/\omega_p$  joue un rôle mais il ne paraît pas le faire au travers d'une relation simple dont l'interprétation physique soit aisée.

Pour l'amortissement, en vue de pouvoir comparer les résultats expérimentaux aux calculs théoriques, nous les avons exprimés sous la forme de facteur de surtension plutôt que sous celle de coefficients d'amortissement par longueur d'onde. Rappelons rapidement comment on passe de  $\alpha$  à  $Q$  :

Lorsqu'on considère une onde de la forme  $e^{j(\omega t - \beta z)} e^{-\alpha z}$ , les pertes sont données par la relation :

$$P_{\text{pertes}} = - \frac{dP}{dz} = - 2 \alpha P \quad (5.2)$$

où  $P_{\text{pertes}}$  représente une puissance perdue par unité de longueur et  $P$  la puissance propagée. Prenons maintenant le long de notre "ligne à plasma" un élément de longueur  $l$  (la ligne à plasma est supposée infinie), nous supposerons qu'il est le siège d'ondes stationnaires et qu'il forme une cavité fictive, son facteur de qualité (ou de surtension) sera donné par :

$$Q = \frac{\omega \bar{W} l}{P_{\text{pertes}}} = \frac{\omega \bar{W}}{2 \alpha P} \quad (5.3)$$

où  $\bar{W}$  est l'énergie totale emmagasinée par unité de longueur. Or on

... / ...

démontre la relation [118] :

$$P = \bar{W} V_g \tag{5.4}$$

où  $V_g$  est la vitesse de groupe de l'onde. La relation (5.3) s'écrira donc :

$$\alpha = \frac{1}{2 Q} \times \frac{\omega}{V_g} \tag{5.5}$$

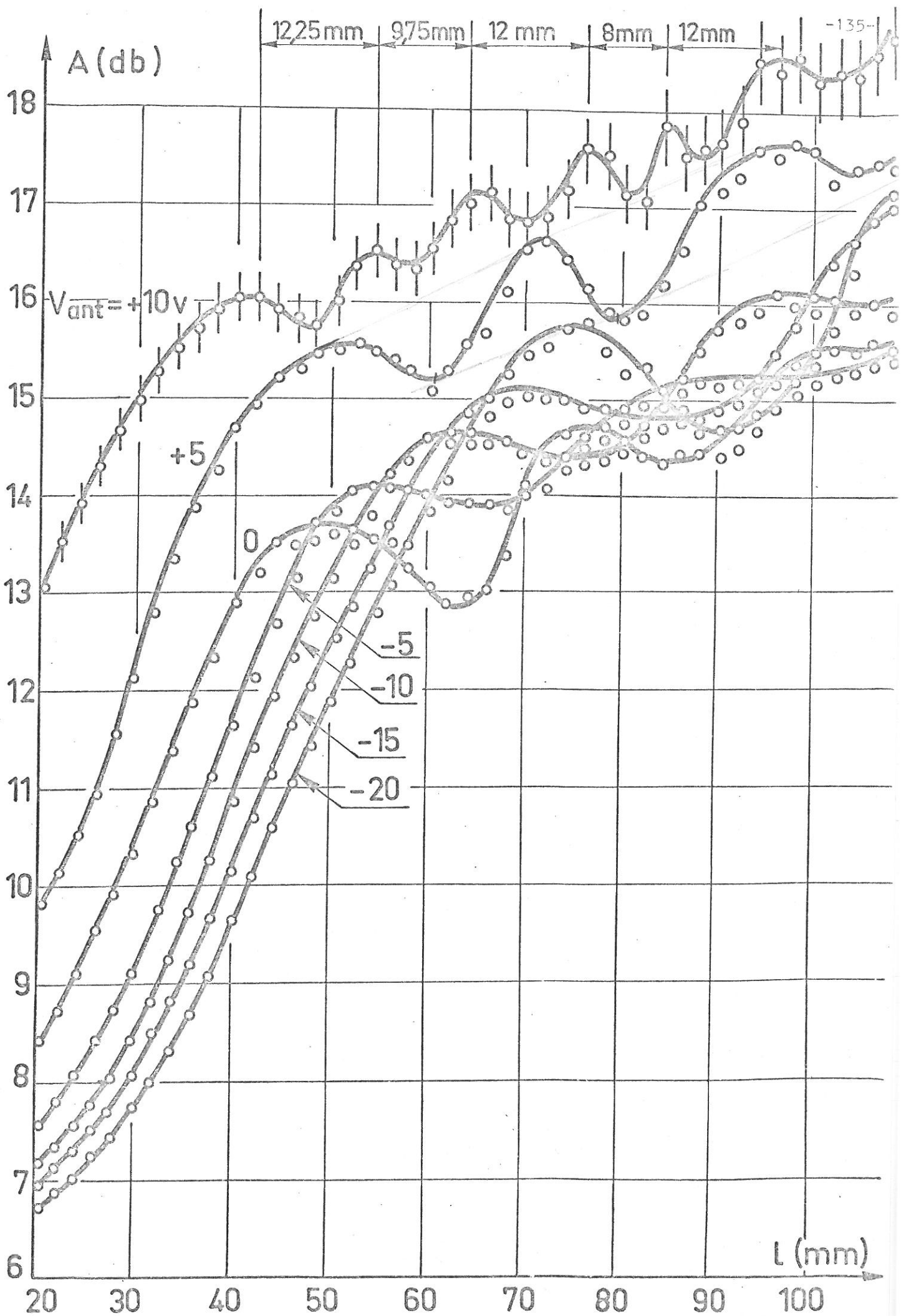
Ce résultat est d'ailleurs général et on le retrouve chaque fois que les pertes sont liées à  $\bar{W}$  (par exemple, lorsqu'on relie le coefficient d'atténuation d'un guide au coefficient de qualité d'une cavité constituée d'un tronçon de ce guide).

Ceci étant rappelé, nous donnons sur la figure 55 un exemple typique des courbes de variation de l'atténuation de l'onde de gaine avec la longueur de propagation pour une valeur fixée de  $\omega/\omega_p$  et pour différentes épaisseurs de gaine. Dans le tableau ci-dessous nous donnons l'épaisseur de la gaine et la longueur d'onde pour les diverses polarisations du conducteur (le courant de décharge a été pris égal à 0,6 A) mesurées par la méthode du comparateur de phase et sur les oscillations de l'atténuation (cf. Fig. 55) :

$V_{ant}$ (V)	-20	-15	-10	- 5	0	5	10
$g_{mesuré}$ (mm)	0,87	0,84	0,69	0,63	0,61	0,58	0,37
$\lambda_p$ (mm) comparateur	91,8	89,2	60	50	47,8	45	19,8
$\lambda_p$ (mm) courbe atten.		96	61	54	50	46	24

Ce tableau montre bien qu'on retrouve avec une assez bonne précision la longueur d'onde sur la courbe d'atténuation à condition que celle-ci soit tracée avec une incrémentation en longueur de propagation assez faible (toutes nos expériences ont été faites en effectuant des mesures tous les 2 mm). L'accord est, on le voit meilleur que 10 % sauf pour la longueur d'ondes la plus faible. La cause en est la difficulté de stabilisation du bolomètre lorsqu'on arrive à des puissances de quelques





VARIATIONS DE L'ATTENUATION POUR DIFFERENTES EPAISSEURS DE GAINE.  $I_d = 0,6 A$  Fig. 52

dizaines de  $\mu\text{W}$  (la puissance incidente a été fixée à 10 mW et il faut tenir compte du facteur 2 en puissance sur le bolomètre du fait de la présence du coupleur 3 dB qui permet la mesure).

On remarque sur la figure 52 que l'atténuation est déjà élevée aux faibles longueurs de propagation. Cela tient à la complexité des systèmes d'excitation H.F. dont l'adaptation est plus ou moins bonne. Enfin, on peut voir que l'influence des ondes de gaine ne commence à se faire sentir qu'autour de 40 mm. Ceci est normal dans la mesure où la puissance mesurée pour ces faibles longueurs de propagation est celle du champ proche rayonné par une antenne (ici, la transition coaxiale). On observe bien les oscillations annoncées qui se font sensiblement autour d'une droite dont la pente donne la perte par longueur d'onde. Ces oscillations sont plus ou moins régulières selon que l'atténuation est plus ou moins élevée, des barres d'erreur (sur la mesure de puissance au bolomètre) ont été portées sur le graphique pour qu'on puisse mieux voir avec quelle précision sont obtenues les variations d'atténuation.

A priori, on peut prévoir les oscillations en mettant au point un modèle théorique qui tient compte des réflexions multiples des ondes de gaine aux deux extrémités du tube. Le modèle choisi pour représenter le dispositif expérimental de propagation, qui comprend une jonction d'excitation, une jonction de transmission et la ligne à plasma. On considère que les deux jonctions sont des quadripôles sans pertes et que la ligne est à plasma et sans T.O.S. mais avec un déphasage  $\beta l$  et une atténuation  $\alpha l$ . On utilisera la représentation matricielle dans ce calcul avec les conventions suivantes :

$$\begin{pmatrix} V_{1r} \\ V_{2r} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{1i} \\ V_{2i} \end{pmatrix} \quad (5.6)$$

Scattering matrix (S)

$$\begin{pmatrix} V_{1r} \\ V_{1i} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{2i} \\ V_{2r} \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

Transfer matrix (T)

Pour un quadripôle, sans pertes de coefficients de réflexion  $r_1$  et de transmission  $t_1$ , les matrices (S) et (T) s'écrivent :

$$(S) = \begin{pmatrix} r_1 & t_1 \\ t_1 & r_1 \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

$$(T) = \begin{pmatrix} \frac{t_1^2 - r_1^2}{t_1} & \frac{r_1}{t_1} \\ -\frac{r_1}{t_1} & \frac{1}{t_1} \end{pmatrix} \quad (5.9)$$

Pour une ligne sans T.O.S., de déphasage  $\beta l$  et d'atténuation  $\alpha l$ , ces matrices s'écrivent :

$$(S) = \begin{pmatrix} 0 & e^{-(\alpha + j\beta)l} \\ e^{-(\alpha + j\beta)l} & 0 \end{pmatrix} \quad (5.10)$$

$$(T) = \begin{pmatrix} e^{-(\alpha + j\beta)l} & 0 \\ 0 & e^{(\alpha + j\beta)l} \end{pmatrix} \quad (5.11)$$

Pour le dispositif de propagation, dans son ensemble, la matrice (T) sera :

$$(T) = \begin{pmatrix} \frac{t_1^2 - r_1^2}{t_1} & \frac{r_1}{t_1} \\ -\frac{r_1}{t_1} & \frac{1}{t_1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-(\alpha + j\beta)l} & 0 \\ 0 & e^{(\alpha + j\beta)l} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{t_2^2 - r_2^2}{t_2} & \frac{r_2}{t_2} \\ -\frac{r_2}{t_2} & \frac{1}{t_2} \end{pmatrix} \quad (5.12)$$

D'où l'on tire les deux relations :

$$V_{2r} = \frac{t_1 t_2 e^{-(\alpha + j\beta)l}}{1 - r_1 r_2 e^{-2(\alpha + j\beta)l}} V_{1i} \quad (5.13)$$

$$V_{1r} = \frac{r_1 + (t_1^2 - r_1^2) r_2 e^{-2(\alpha + j\beta)l}}{1 - r_1 r_2 e^{-2(\alpha + j\beta)l}} V_{1i} \quad (5.14)$$

Les deux relations (5.13) et (5.14) traduisent les relations  $E_r/E_i = f_1(l)$  et  $E_r/E_i = f_2(l)$ , où  $E_i$ ,  $E_t$  et  $E_r$  sont les amplitudes de l'onde incidente sur la ligne à plasma, de l'onde transmise et de l'onde réfléchiée par cette ligne. Pour obtenir la relation de variation entre la puissance transmise et la longueur de propagation, on fera les trois hypothèses simplificatrices suivantes :

- Les deux jonctions sont parfaitement symétriques (cf. paragraphe IV.4.), donc :

$$r_1 = r_2 = R e^{j\theta/2} \quad \text{et} \quad t_1 = t_2 = T e^{j\psi/2}$$

- On suppose que la relation  $R^2 + T^2 = 1$  est valable, c'est à dire qu'il n'y a pas d'absorption au niveau des jonctions.

- On simplifie les calculs en posant  $\theta = 0$ , ce qui correspond à un simple déphasage.

Dans ces conditions, on trouve la relation suivante :

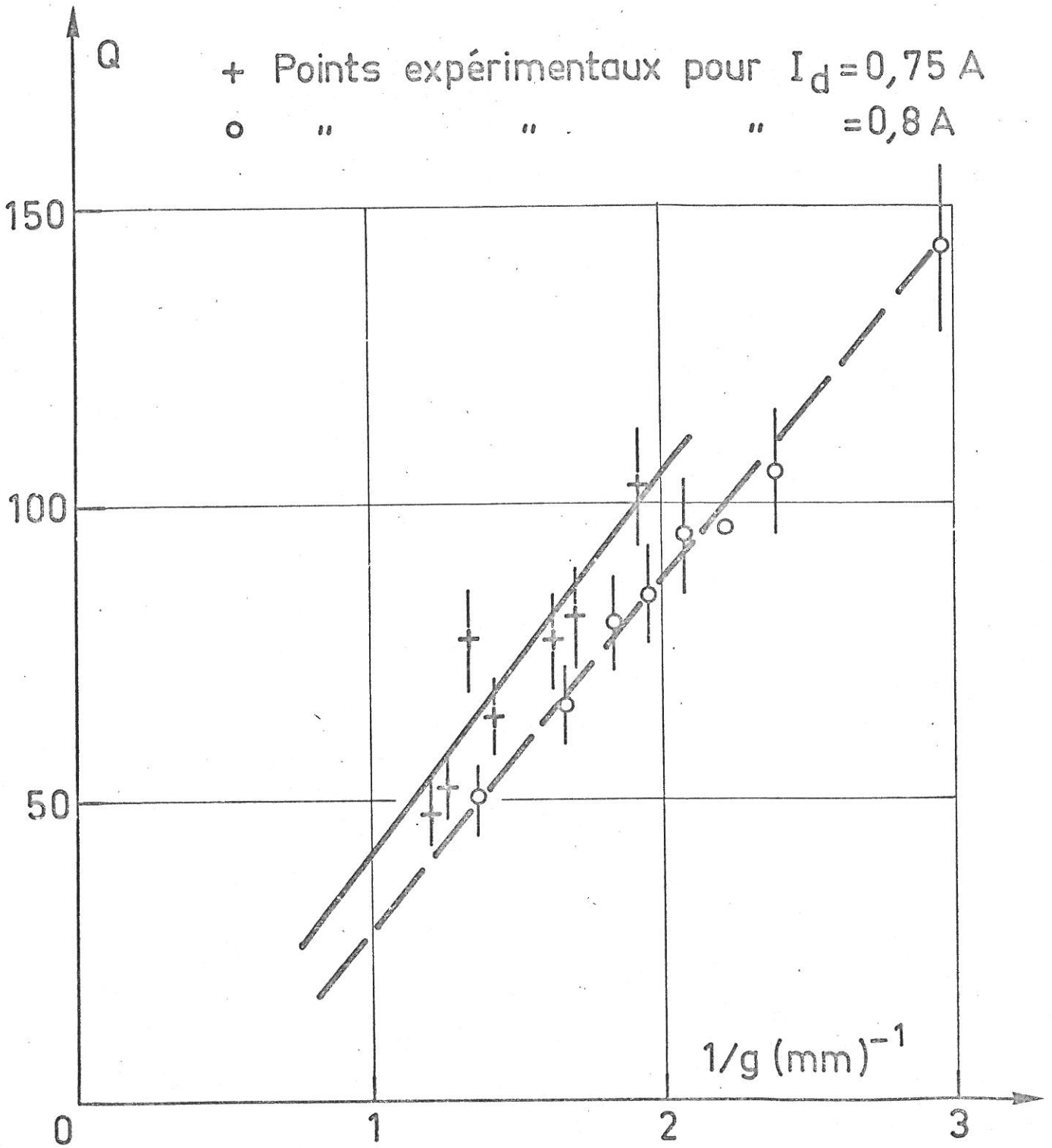
$$\boxed{\frac{P_{\text{Trans.}}}{P_{\text{Incid.}}} = \frac{(1 - R)^2 e^{-2\alpha l}}{1 + R^2 e^{-4\alpha l} - 2 R e^{-2\alpha l} \cos 2\beta l}} \quad (5.15)$$

Malheureusement, il intervient dans cette relation un coefficient  $R$  qui dépend des coefficients de réflexion au niveau des jonctions. Or, ces coefficients dépendent en particulier de l'épaisseur de la gaine et ne sont pas mesurables directement. Donc le tracé de la courbe (5.15) où l'on entrerait les coefficients  $\alpha$  et  $\beta$  mesurés ne peut pas réellement apporter de précision sur leurs valeurs car sa forme dépend de  $R$ . Elle permet seulement de contrôler la longueur d'onde déterminée à partir de courbes expérimentales du type de celles représentées sur la figure 52.

Pour les résultats concernant les variations de l'amortissement de l'onde de gaine avec l'épaisseur de la gaine, nous les présentons sous la forme de facteurs de qualité (ou facteurs de surtension). Comme on s'attend à ce que ce facteur croisse lorsque l'épaisseur de la gaine diminue, nous avons tracé  $Q$  en fonction  $1/g$ . Les exemples donnés sur la figure 53 montrent que cette variation est sensiblement linéaire, aux erreurs de mesure près. On remarquera d'ailleurs que ces droites passent à peu de choses près par l'origine (pour une gaine infinie, il n'y a plus d'amortissement). Le fait que  $1/Q$  (c'est à dire l'amortissement  $\alpha$ , cf. (5.5)) croisse avec l'épaisseur de gaine  $g$  ne doit pas nous surprendre puisque nous savons que, pour une densité électronique (ou fréquence de plasma donnée), l'importance de l'amortissement est fonction du temps de réflexion de l'électron dans la gaine, temps qui croît avec l'épaisseur de la gaine. Par contre, comme le montre l'ensemble des résultats portés sur la figure 54, nous n'avons pas trouvé de relation simple, pour une épaisseur de gaine déterminée en fonction du paramètre  $\omega/\omega_p$ . Cela n'est d'ailleurs pas tellement surprenant dans la mesure où le calcul théorique indique bien que ce paramètre intervient de façon peu simple, tant dans  $R_K$  et  $X_K$  que dans  $X_{gv}$  et dans la valeur de  $g$ .

Il nous reste, pour compléter ce travail à discuter la validité de notre théorie à la lumière de nos résultats expérimentaux.

... / ...



FACTEUR DE QUALITE EN FONCTION DE L'ÉPAISSEUR DE GAINÉ

Fig. 53

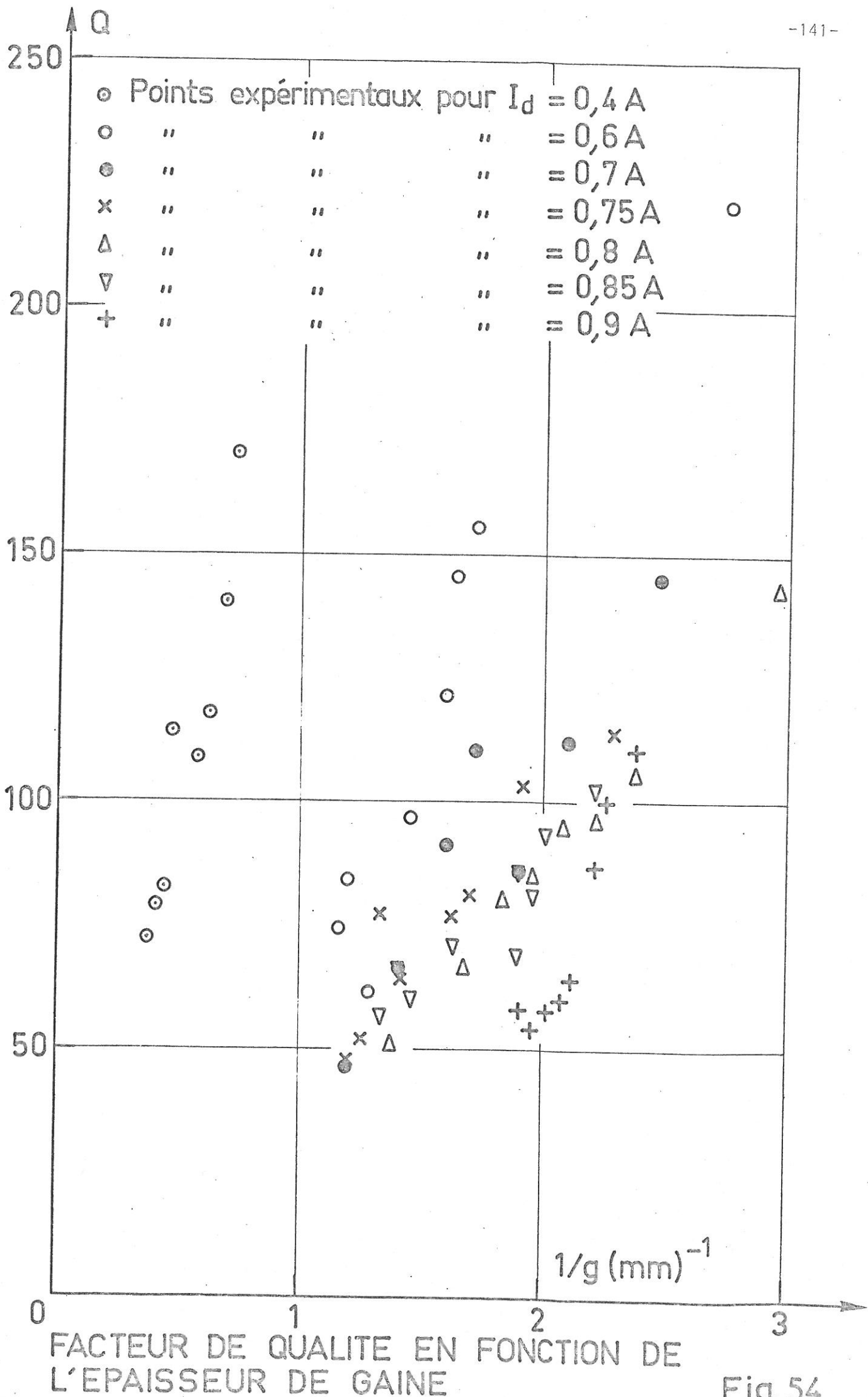


Fig. 54

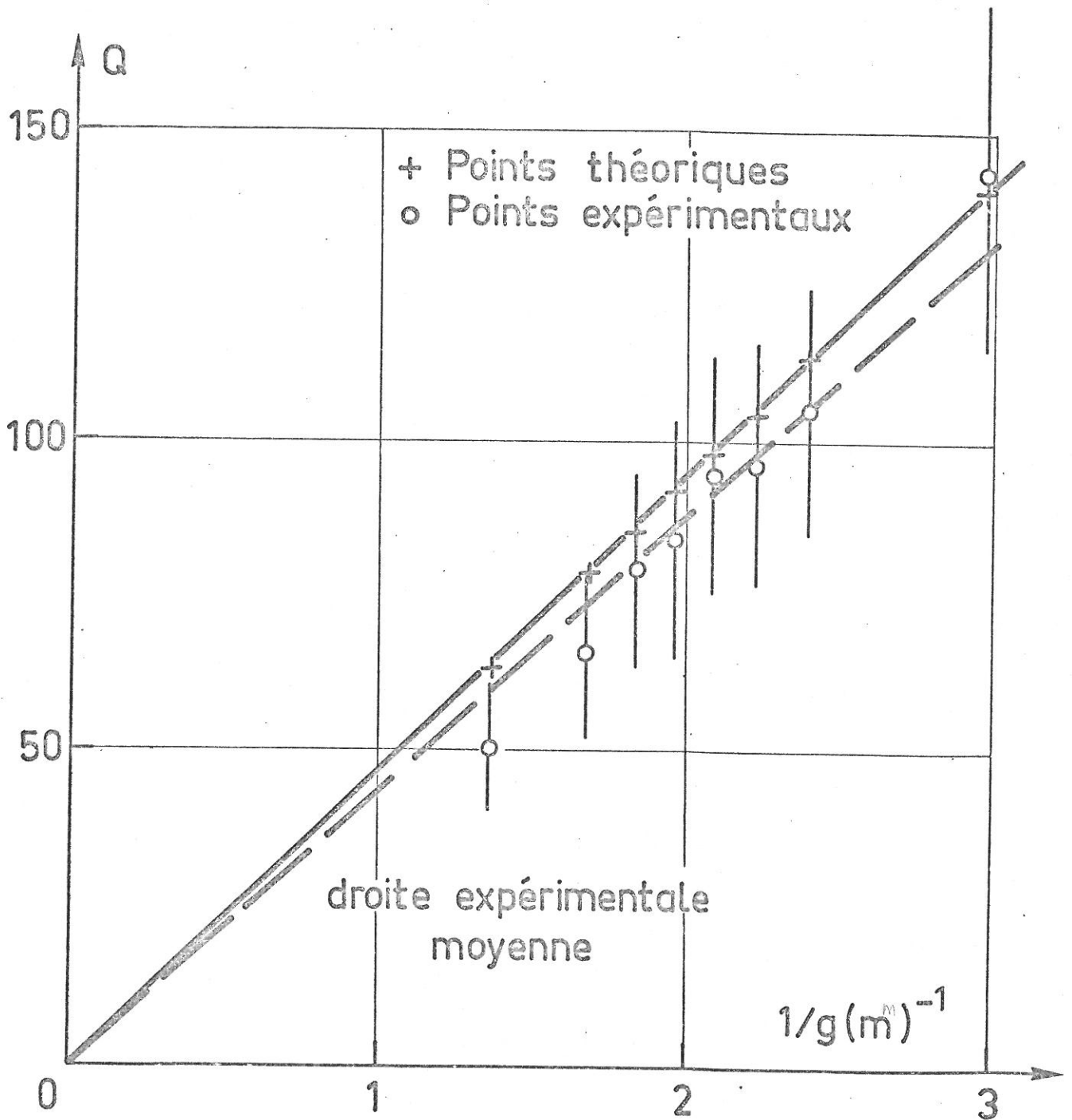
## V.6. COMPARAISON DES RESULTATS THEORIQUES ET EXPERIMENTAUX. DISCUSSION.

Cette comparaison s'obtient simplement puisque nous avons calculé pour nos différents cas expérimentaux des valeurs théoriques du coefficient de qualité  $Q$ . Il suffit pour cela d'entrer dans les diverses intégrales les valeurs expérimentales de  $\beta$  et de  $g$ . On trouve évidemment des lois de variation linéaires de  $Q$  en fonction de  $1/g$  avec passage par l'origine. Les petits écarts que l'on observe entre les valeurs calculées et la "loi" représentée par une droite moyenne sont dûs aux méthodes de calcul (grandeur du pas d'intégration en particulier), les intégrations numériques étant stoppées lorsque le champ électrique dans le plasma est à 5 % du champ sur le conducteur. Ceci est justifié par le fait qu'au delà de cette valeur, les variations sont relativement faibles. Les exemples donnés sur les figures 55 et 56 montrent qu'on obtient un bon accord eu égard aux imprécisions de mesure. Les barres d'erreur indiquées font état d'une erreur d'environ 20 % sur  $Q$  ce qui paraît plus raisonnable que les 10 % indiqués sur la figure 56 étant <sup>donnée</sup> la difficulté de déterminer correctement  $\alpha$  par la pente de la droite autour de laquelle se font les oscillations.

On peut donc affirmer après examen de ces résultats que nous avons effectivement un bon accord théorie-expérience (erreur inférieure à environ 50 % et même beaucoup moins dans la plupart des cas) et donc que nous avons ainsi réellement démontré que le mécanisme de PAVKOVICH-KINO (y compris nos modifications) correspondait bien à la réalité physique de l'amortissement subi par les ondes de gaine.

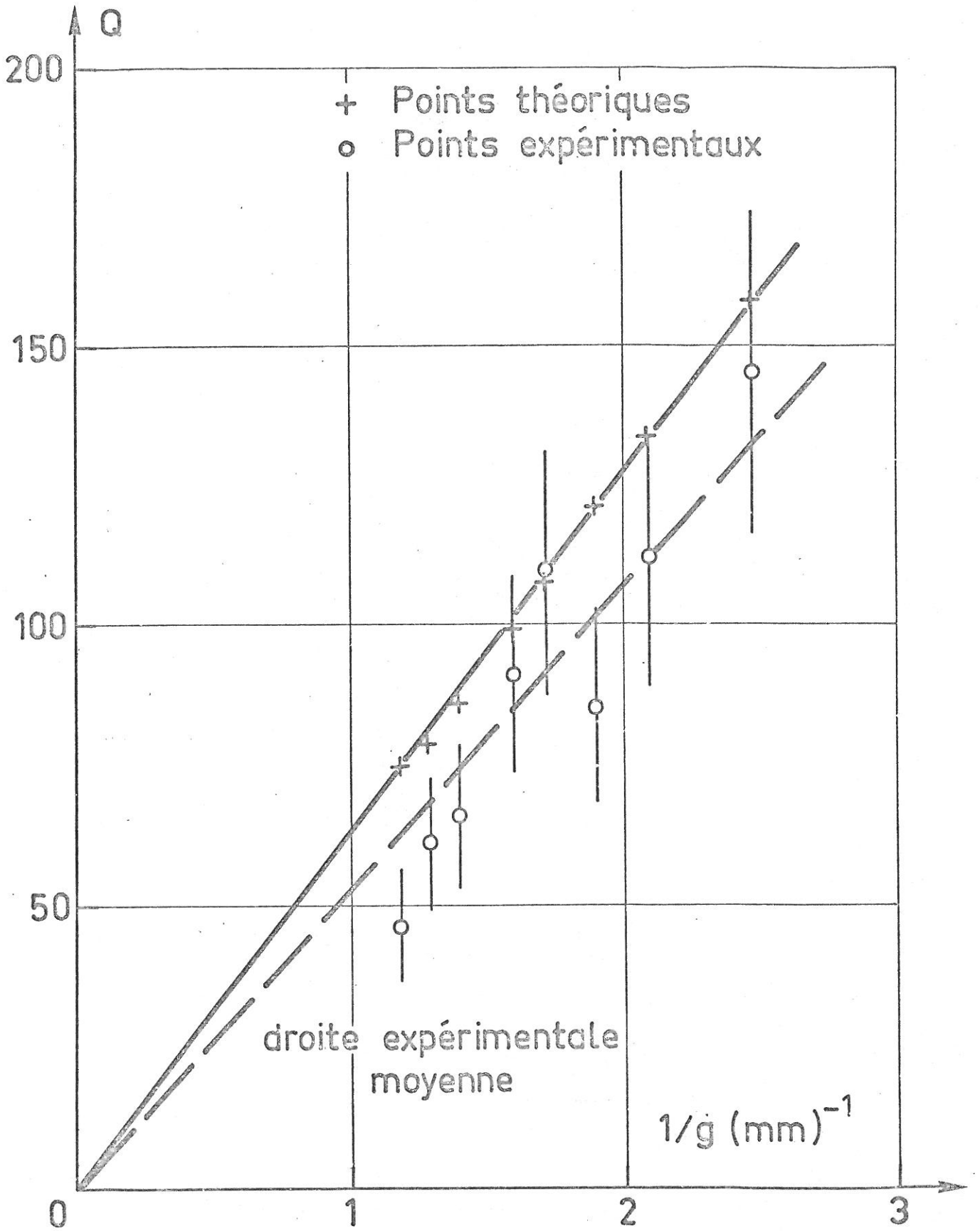
ooOoo





COMPARAISON DES FACTEURS DE QUALITE THEORIQUES ET EXPERIMENTAUX  $I_d = 0,8 A$

Fig.55



LOI DE VARIATION DE Q AVEC g

$$I_d = 0,7 \text{ A.}$$

Fig.56

## CONCLUSION

Le travail que nous avons effectué a permis de démontrer tant expérimentalement que théoriquement l'existence d'ondes de surface lentes se propageant dans la gaine ionique le long de tout conducteur immergé dans un plasma et que nous avons appelées ondes de gaine. Expérimentalement ceci a été réalisé grâce à un dispositif original : le tube à longueur de propagation variable. Ce tube inséré dans un montage comparateur de phase nous a permis de mesurer directement les caractéristiques de propagation de ces ondes. L'accord obtenu entre le modèle théorique que nous avons proposé (théorie électrostatique froide) est nettement meilleur que celui obtenu antérieurement par des mesures sur les résonances de gaine. Ensuite, nous avons justifié notre modèle théorique en montrant que, dans nos conditions expérimentales, la théorie électromagnétique froide et une théorie "hydromagnétique tiède" conduisaient à des résultats quasi identiques. Notre modèle s'imposait dès lors en raison de sa simplicité. Enfin, nous avons observé à rapport  $\omega/\omega_p$  constant des lois de variation linéaire de la longueur d'onde de l'onde de gaine avec l'épaisseur de la gaine.

D'autre part, notre montage nous a simultanément permis d'avoir directement accès à l'autre grandeur caractéristique de la propagation qu'est l'amortissement de l'onde. Nous avons pu montrer (par l'intermédiaire du facteur de qualité  $Q$ ) que cet amortissement croissait avec l'épaisseur de la gaine et que cette croissance était linéaire. Pour interpréter ces résultats, nous avons repris la théorie d'un mécanisme d'amortissement présenté par PAVKOVICH et KINO selon une description microscopique. Après avoir essayé d'en dégager les aspects physiques essentiels, nous avons modifié ce modèle pour tenir compte de la propagation d'une onde de gaine longitudinale (ce que ne faisait pas le modèle employé). Ceci nous a conduits à calculer une impédance imaginaire pure (correspondant au système plasma-gaine vide d'électrons) qui, combinée avec celle de PAVKOVICH et KINO nous a permis d'aboutir à l'expression de l'amortissement non collisionnel de nos

... / ...

ondes au travers du facteur  $Q$ . Cette grandeur a été préférée au coefficient d'amortissement par longueur d'onde car, à notre avis, elle représente mieux le mécanisme d'amortissement étant le rapport entre les énergies emmagasinée et consommée dans le système plasma-gaine. La comparaison des résultats théoriques et expérimentaux montre que l'accord est satisfaisant quant aux ordres de grandeur (50 % d'écart relatif maximum) et que, dans la plupart des cas, l'écart est du même ordre que les imprécisions expérimentales. Ainsi, nous avons pu confirmer que l'absorption des ondes de gaine se fait par transfert d'énergie de l'onde aux électrons qui viennent se réfléchir dans la gaine. Simultanément, nous avons montré la validité du modèle proposé par PAVKOVICH et KINO quant au mécanisme d'absorption d'un champ H.F. excité à l'extérieur du système plasma-gaine par la réflexion des électrons dans la gaine.

Nous pensons que l'ensemble de ces résultats permettra de mieux comprendre le rôle joué par la gaine ionique dans les phénomènes H.F. au-dessous de la fréquence de plasma et trouvera des applications dans des domaines aussi variés que les diagnostics spatiaux ou le chauffage des électrons.

ooOoo

REFERENCES.

- [1] K. TAKAYAMA, H. IKEGAMI and S. MIYAZAKI, Plasma resonance in a radiofrequency probe, *Phys. Rev. Letters*, 5, 238 (1960).
- [2] H. DERFLER, Theory of R.F. probe measurements in a fully ionized plasma, V<sup>th</sup> Int. Conf. on phenomena in ionized gases, 2, 1423 (Munich 1961).
- [3] Y.H. ICHIKAWA and H. IKEGAMI, Theory of resonance probe, *Progress Theor. Phys. Japan*, 28, 315 (1962).
- [4] H. IKEGAMI, K. TAKAYAMA, S. HASIGAWARA and S. KOJIMA, VI<sup>ème</sup> Conf. Int. sur les phénomènes d'ionisation dans les gaz, 4, 135 (Paris, juillet 1963).
- [5] Y.H. ICHIKAWA, Finite transit time effect in the radiofrequency probe, VI<sup>ème</sup> Conf. Int. sur les phénomènes d'ionisation dans les gaz, 4, 125 (Paris, juillet 1963).
- [6] R.B. CAIRNS, Measurements of resonance rectification using a plasma probe, *Proc. Phys. Soc.*, 82, 243 (1963).
- [7] H.M. MAYER, Measurements with a wide-bande probe, VI<sup>ème</sup> Conf. Int. sur les phénomènes d'ionisation dans les gaz, 4, 129 (Paris, juillet 1963).
- [8] G. PETER, G. MULLER and H.H. RABBEN, Untersuchungen mit der HF plasma resonanz sonde an einem Caesium-Kontaktions-plasma, VI<sup>ème</sup> Conf. Int. sur les phénomènes d'ionisation dans les gaz, 4, 147 (Paris, juillet 1963).
- [9] G. GIERKE, G. MULLER, G. PETER and H.H. RABBEN, on the influence of ion sheath upon the resonance behaviour of radio-frequency plasma probe, *Zeits. Naturforschg*, 19 a, 1107 (1964).
- [10] S.M. LEVITSKII and I.P. SASHURIN, Resonant microwave probe for measuring charge density in a plasma, *Soviet Phys. Techn. Phys.*, 6, 315 (1961).

... / ...

- [11] H.K. WIMMEL, Theory of the plasma resonance probe, Zeits. Naturforschg, 19 a, 1099 (1964).
- [12] P.E.M. VANDENPLAS and R.W. GOULD, Oscillations of a plasma slab-condensator system, V<sup>th</sup> Int. Conf. on Phenomena in ionized gases, 2, 1470 (Munich 1961).
- [13] J. PAVKOVICH and G.S. KINO, R.F. theory of the plasma sheath, VI<sup>ème</sup> Conf. Int. sur les phénomènes d'ionisation dans les gaz, 3, 39 (Paris, juillet 1963).
- [14] R.S. HARP and G.S. KINO, Measurements of fields in the plasma sheath by an electron beam probing technique, VI<sup>ème</sup> Conf. int. sur les phénomènes d'ionisation dans les gaz, 3, (Paris, juillet 1963).
- [15] R.S. HARP, G.S. KINO and J. PAVKOVICH, R.F. properties of the plasma sheath, Phys. Rev. Letters, 11, 7, 310-12 (Octobre 1963).
- [16] R.W. GOULD, Radiofrequency characteristics of the plasma sheath, Phys. Letters, 11, 3, 236-7 (Août 1964).
- [17] R.S. HARP, The behaviour of a resonance probe in a plasma, Appl. Phys. Letters, 4, 186 (1964).
- [18] R.S. HARP and F.W. CRAWFORD, characteristics of the plasma resonance probe, J. Appl. Phys., 35, 3436 (1964).
- [19] T. DOTE and T. ICHIMIYA, The mechanism of resonance probe, Proc. I.E.E.E., 52, 10, 1240 (Octobre 1964).
- [20] T. DOTE and T. ICHIMIYA, characteristics of resonance probe, J. Appl. Phys. 36, 6, 1866 (juin 1965).
- [21] J.R. WAIT, Theory of a slotted-sphere antenna immersed in a compressible plasma, Part I, Radio Sci. J. Research N.B.S., 68 D, 1127 (1964).
- [22] J.R. WAIT, Theory of a slotted-sphere antenna immersed in a compressible plasma, Part II, Radio Sci. J. Research N.B.S., 68 D, 1127 (1964).
- J.R. WAIT, characteristics of a slotted-sphere antenna immersed in a compressible plasma, Int. Conf. on the microwave behaviour of ferrimagnetics and plasmas, IEE Conf. Publications, n° 13, p. 6 (Septembre 1965).

- [23] J.R. WAIT and K.P. SPIES, Theory of a slotted-sphere antenna immersed in a compressible plasma, Part III, Radio Sci., 1, 21 (1966).
- [24] R. BUCKLEY, A theory of resonance rectification, the response of a spherical plasma probe to alternating potentials, Proc. Royal Soc., A 290, 186 (1966).
- [25] R. BUCKLEY, The response of a spherical plasma probe to alternating potentials, results of numerical computations and use for plasma diagnostics, J. Plasma Phys., 1, part 2, 179 (1967).
- [26] P.G. DAVIES, The electrical properties of a spherical probe near the plasma frequency, Proc. Phys. Soc., 88, 1019 (1966).
- [27] K.M. CHEN, Interaction of a radiating source with a plasma, Proc. IEE, 111, 1668 (1964).
- [28] C.C. LIN and K.M. CHEN, Enhanced radiation from a plasma imbedded antenna, IEEE Trans., AP-16, 1595 (1968).
- [29] C.C. LIN and K.M. CHEN, Improved radiation from a spherical antenna by overdense plasma coating, IEEE Trans. Ant. Prop., AP-17, 675 (1969).
- [30] C.C. LIN and K.M. CHEN, Effect of electroacoustic wave on the radiation of a plasma coated spherical antenna, IEEE Trans. Ant. Prop., AP-18, 831 (1970).
- [31] C.C. LIN and K.M. CHEN, Radiation from a spherical antenna covered by a layer lossy hot plasma, Proc. IEE, 118, 36 (1971).
- [32] G. MAXAM and K.M. CHEN, Effects of pseudosonic and electroacoustic waves on the radiation of a plasma-coated spherical antenna, Radio Sci., 7, 10, 979 (1972).
- [33] T. ASO, Impedance of an ion-sheathed spherical probe in a warm, isotropic plasma, Radio Sci., 8, 2, 139 (1973).
- [34] W.J. HEIKKILA, Laboratory study of probe impedance, in "Plasma waves in space and Laboratory" edited by J.O. THOMAS and B.J. LANDMARK, Edinburgh university Press, vol. 1, p. 231 (1969).
- [35] O. HOLT and G. LERFALD, Results from an rf capacity probe experiment in the auroral ionosphere, Radio Sci., 2, 1283 (1967).
- [36] R.J. KOSTELNICEK, An investigation of boundary theories for the resonance probe, Radio Sci., 3, N° 4, 319 (Avril 1968).

- [37] K.G. BALMAIN and G.A. OKSIUTIK, RF Probe admittance in the ionosphere theory and experiment, in "Plasma waves in space and Laboratory" edited by J.O. THOMAS and B.J. LANDMARK, Edinburgh university Press, vol. 1, p. 247 (1969).
- [38] F.W. CRAWFORD and A.B. CANNARA, Structure of the double sheath in a hot cathode plasma, J. Appl. Phys. 36, n° 10, 3135 (1965).
- [39] J.R. WAIT, Theory of plasma resonance probe in a magnetic field, J. Appl. Phys., 37, n° 13, 4905 (1966).
- [40] K.G. BALMAIN, Impedance of a spherical probe in a magnetoplasma, IEEE Trans. Ant. Prop., AP-14, n° 3, 402 (1966).
- [41] J. TARSTRUP and W.J. HEIKKILA, The impedance of a spherical probe in an isotropic plasma, Radio. Sci., 7, n° 4, 493 (Avril 1972).
- [42] A.M. MESSIAEN, Théorie de la sonde à résonance, C.R. Acad. Sci. Paris, 259, 1710 (1964).
- [43] D. LEPECHINSKY, A.M. MESSIAEN and P. ROLLAND, On the resonance probe, Plasma Phys., 8, 165 (1966).
- [44] A.M. MESSIAEN and P.E. VANDENPLAS, Theory and experiments of the enhanced radiation from a plasma coated antenna, Electron. Letters, 3, 26 (1967).
- [45] A.M. MESSIAEN et P.E. VANDENPLAS, Rayonnement fortement accru présenté par une antenne enrobée d'une gaine diélectrique et d'une couche de plasma, Canadian J. Phys., 45, 3367 (1967).
- [46] P.E. VANDENPLAS, Electron waves and resonances in bounded plasmas, Interscience Publishers (1968).
- [47] D.F. SMITH and G. BEKEFI, Radiofrequency resonance probe, M.I.T. Res. Lab. Electron. Quart. Prog. Rept. n° 74, p. 91 (1964).
- [48] J.A. WALETZKO, M. Sc. Thesis, The study of low density plasmas with radiofrequency dipole probes, Dept. Phys., M.I.T. (1966).
- [49] G. BEKEFI and J.A. WALETZKO, RF Admittance measurements of a slotted-sphere antenna immersed in a plasma, Radio Sci., 2, 489 (1967).
- [50] A.J. COHEN and G. BEKEFI, Linear and nonlinear response of a plasma sheath to radiofrequency potentials, Phys. Fluids, 14, n° 7, 1512 (1971).



- [51] J.R. KAN, RF sheath and admittance characteristics of a spherical plasma probe, *Radio Sci.*, 7, n° 2, 301 (1972).
- [52] Y. ARCHAMBAULT, P. BOULANGER, D.GUY, J. MAREC, G. MOURIER et G. VINCENT, Rapport W R 1.838, Lab. R.H., Domaine de Corbeville, Orsay, THOMSON-CSF (1968).
- [53] Y. ARCHAMBAULT, P. BOULANGER, J. MAREC, G. MOURIER et G. VINCENT, rapport T R H 1.852, Lab. R.H., Domaine de Corbeville, Orsay, THOMSON-CSF (mars 1969).
- [54] Y. ARCHAMBAULT, P. BOULANGER, J. MAREC, G. MOURIER et G. VINCENT, rapport T R H 1.866, Lab. R.H., Domaine de Corbeville, Orsay, THOMSON-CSF (1969).
- [55] Y. ARCHAMBAULT, P. BOULANGER et G. MOURIER, Amortissement dans les gaines lors des résonances électrostatiques, Journées d'études sur les antennes en milieux ionisés, O.N.E.R.A. Chatillon (mars 1969).
- [56] Y. ARCHAMBAULT, J. MAREC et G. MOURIER, Propagation et absorption des ondes électrostatiques dans les gaines, Colloque "ondes dans les plasmas", C.E.A. Fontenay aux Roses (avril 1969).
- [57] J. MAREC, Propagation d'ondes électrostatiques dans la gaine ionique entourant un conducteur, Colloque "ondes dans les plasmas", C.N.E.T. Lannion (avril 1970).
- [58] J. MAREC ET G. MOURIER, Sur la propagation des ondes de surface et la nature des résonances électrostatiques de gaine, *C.R. Acad. Sci. Paris*, 271, Série B, 367 (1970).
- [59] J. MAREC, Propagation d'ondes électrostatiques dans les gaines au voisinage d'un conducteur, thèse 3<sup>ème</sup> cycle, Paris (1970).
- [60] H. IKEZI and K. TAKAYAMA, Resonances of radiofrequency probe in a plasma, *J. Phys. Soc. Japan*, 21, 2021 (1966).
- [61] A.J. COHEN, Non linear harmonic generation at plasmas resonances, *Quart. Prog. rept*, n° 94, p. 108, M.I.T. (juillet 1969).
- [62] J. MAREC et G. MOURIER, Propagation d'ondes dans la gaine ionique d'une antenne immergée dans un plasma, *Rev. Tech. THOMSON-CSF*, 5, 1, 113 (mars 1973).
- [63] J.A. FEJER, Interaction of an antenna with a hot plasma and the theory of resonance probes, *Radio Sci.*, 68 D, 1171 (1964).

- [64] J. GALEJS, Insulated cylindrical antenna immersed in a compressible plasma, *Radio Sci.*, 4, 269 (1969).
- [65] E.K. MILLER, The admittance of the infinite cylindrical antenna immersed in a lossy, compressible plasma, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, AP-16, 111 (janvier 1968).
- [66] E.K. MILLER, Admittance of an inhomogeneously sheated infinite cylindrical antenna immersed in an isotropic, compressible plasma, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, AP-16, 501 (juillet 1968).
- [67] R.J. LYTTLE and F.W. SCHULTZ, Prolate spheroidal antennas in isotropic plasma media, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, AP-17, 496 (1969).
- [68] J.P. RYBAK and R.J. CHURCHILL, Admittance of a half-wavelength slot antenna radiating into a warm lossy two-layer plasma, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, AP-20, 75 (1972).
- [69] J. MAREC et G. MOURIER, Sur l'admittance d'entrée d'une antenne plane immergée dans un plasma, *C.R. Acad. Sci. Paris*, 274, Série B, 471 (Février 1972).
- [70] J. MAREC et G. MOURIER, Rapport technique, 940 T, Lab. R.H., Domaine de Corbeville, THOMSON-CSF (Décembre 1972).
- [71] C. ANCONA, Antenna impedance measurements and sheath effects in an RF generated plasma, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, AP-19, 237 (1971).
- [72] P. MEYER, N. VERNET and P. LASSUDRIE-DUCHESNE, Theoretical and experimental study of the effect of the sheath on an antenna immersed in a warm isotropic plasma, *J. Appl. Phys.*, 45, n° 2, 700 (Février 1974).
- [73] S.R. SESHADRI, Propagation coefficient for the current distribution along a cylindrical antenna immersed in a warm plasma, *Proc. IEE*, 112, n° 5, 877 (1965).
- [74] M.H. COHEN, Radiation in a plasma. I. Cerenkov Effect, *Phys. Rev.*, 123, n° 3, 711 (1961).
- [75] M.H. COHEN, Radiation in a plasma. II. Equivalent Sources, *Phys. Rev.*, 126, n° 2, 389 (1962).
- [76] M.H. COHEN, Radiation in a plasma. III. metal Boundaries, *Phys. Rev.* 126, n° 2, 398 (1962).

- [77] M.L. SCHIFF and J.A. FEJER, Impedance of antennas in a warm isotropic plasma : a comparison of different models, *Radio Sci.*, 5, 811 (1970).
- [78] J. CARLIN and R. MITTRA, Effects of induced acoustic sources on the impedance of a cylindrical dipole in a warm plasma, *Radio Sci.*, 2, n° 11, 1327 (1967).
- [79] K. BALMAIN, Impedance of a short dipole in a compressible plasma, *Radio Sci. J. Res. N B S*, 69 D, n° 8, 559 (1965).
- [80] J.R. WAIT, on the theory of wave propagation in a bounded compressible plasma, *Can. J. Phys.*, 44, n° 2, 293 (1966).
- [81] H.A. WHALE, The excitation of electroacoustic waves by antennas in the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 68, 415 (1963).
- [82] H.A. WHALE, Ion sheath effects near antennas radiating within the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 69, 447 (1964).
- [83] J.R. WAIT, Radiation from sources in compressible plasma media, *Can. J. Phys.*, 42, 1760 (1964).
- [84] S.R. SESHADRI, Radiation from an electric dipole in a plasma column, *Proc. IEE*, 112, 249 (1965).
- [85] S.N. SAMADDAR, A theoretical model of a microwave probe for a re-entry plasma, *Int. J. Electronics*, 28, n° 4, 341 (1970).
- [86] E.K. MILLER and A. OLTE, Excitation of surface currents on a plasma-immersed cylinder by electromagnetic and electrokinetic waves. I. The Vacuum sheath, *Radio Sci.*, 1, n° 8, 977 (1966).
- [87] E.K. MILLER and A. OLTE, Excitation of surface currents on a plasma-immersed cylinder by electromagnetic and electrokinetic waves. II. The inhomogeneous sheath, *Radio Sci.*, 1, n° 12, 1425 (1966).
- [88] S.R. SESHADRI, Infinite cylindrical antenna immersed in a warm plasma, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, AP-13, n° 5, 789 (1965).
- [89] K.M. CHEN, H. JUDSON and C.C. LIN, Experimental study of an electroacoustic wave excited by an antenna in a hot plasma, *Proc. IEEE*, 55, 1656 (1967).
- [90] H. JUDSON and K.M. CHEN, Measurements of antenna current distribution in a hot plasma, *Proc. IEEE*, 56, 753 (1968).

- [91] H. JUDSON, K.M. CHEN and R. LUNDQUIST, Measurement of the current distribution of monopoles in a large volume of hot plasma, *Electronic Lett.*, 4, 289 (1968).
- [92] T. ISHIZONE, K. TAIRA, S. ADACHI and Y. MUSHIAKE, Sheath effects on the current distribution along an antenna in a plasma, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, AP-17, 398 (1969).
- [93] T. ISHIZONE, S. ADACHI, K. TAIRA and Y. MUSHIAKE, Measurement of antenna current distribution in an anisotropic plasma, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, AP-17, n° 3 (1969).
- [94] I. ISHIZONE, S. ADACHI and Y. MUSHIAKE, Measurements of antenna current distributions in plasmas, *Electron. and Comm. Japan*, 53, 73 (1970).
- [95] S. ADACHI and Y. MUSHIAKE, Current distribution of an antenna in a compressible plasma and the complex surface wave accompanying radiation of a plasma wave, *Electron. and Comm. Japan*, 52, 117 (1969).
- [96] S.H. LIN and K.K. MEI, On the effect of sheath, collision, and absorptive surface on the performance of a linear antenna in a compressible plasma, *IEEE Trans. Ant. Prop.* AP-18, n° 5, 672 (1970).
- [97] P. MEYER et N. VERNET, Antenne cylindrique en plasma isotrope, Rapport n° 89, Groupes d'Astronomie spatiale, Observatoire de Meudon (1971).
- [98] P. MEYER, Current distribution on a cylindrical antenna in a plasma, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, AP-21, n° 1, 102 (1973).
- [99] K.G. BALMAIN, Impedance of a radio-frequency plasma probe with an absorptive surface, *Radio Sci.*, 1, n° 1, 1 (1966).
- [100] J. MAREC et G. MOURIER. Propagation électrostatique dans les gaines; *Journal de physique*, Suppl. C 5 b-192 (octobre 1971), comm. présentée au colloque de Physique d'Evian (mai 1971).
- [101] P. DIAMENT, V.L. GRANATSTEIN and S.P. SCHLESINGER, Wave propagation along warm plasmas columns, *J. Appl. Phys.*, 37, 4, p. 1771 (15/3/66).
- [102] K.J. HARKER, Longitudinal oscillations in unbounded one-dimensional non uniform plasma, *Phys. Fluids*, 8, 1846 (1965).



- [103] K.J. HARKER, G.S. KINO AND D.L. EITELBACH, Longitudinal oscillations in bounded one-dimensional non uniform plasmas, *Phys. Fluids*, 11, 425 (1968).
- [104] P. ROLLAND, Les amortissements non collisionnels dans la résonance d'une sonde haute fréquence, *C.R. Acad. Sc. Paris*, t.261, p. 5366 (20/12/1965).
- [105] G. DORMAN, Landau damping of resonance oscillations in inhomogeneous plasmas, *J. Plasma Phys.*, 4, part 1, p. 127 (1970).
- [106] D.E. BALDWIN AND J.L. HIRSHFIELD, Kinetic model of Tonks-Dattner resonances in a positive column, *Appl. Phys. Letters*, 11, p. 175 (1967).
- [107] D.E. BALDWIN, Kinetic model of Tonks-Dattner resonances in a positive column, *Phys. Fluids*, 12, p. 279 (1969).
- [108] D.E. BALDWIN, Reflection of a plasma wave at an electron sheath, *Phys. Rev. Lett.*, 18, 25, p. 1119 (19/6/1967).
- [109] D.W. IGNAT, Experimental test of a kinetic theory of Tonks-Dattner resonances, *Phys. Fluids*, 13, 7, p. 1771 (7/1970).
- [110] P. MEYER et N. VERNET, Antenne cylindrique en plasma isotrope, Rapport n° 89, Observatoire de Meudon (7/6/1971).
- [111] D.E. BALDWIN and D.W. IGNAT, Resonant absorption in zero-temperature non uniform plasma, *Phys. Fluids*, vol. 12, p. 697 (1969).
- [112] P.H. REBUT, Ondes dans les plasmas inhomogènes en géométrie cylindrique, Rapport C.E.A., R. 2960, Fontenay-aus-Roses (1966).
- [113] V.A. GODYAK, Stistical heating of electrons at an oscillating plasma boundary, *Soviet. Phys. Tech. Phys.*, 16, 7, p. 1073 (janvier 1972).
- [114] A.J. COHEN and G. BEKEFI, Linear and non linear response of a plasma sheath to radiofrequency potentials, *Phys. Fluids*, 14, 7, p. 1512 (juillet 1971).
- [115] M.N. ROSENBLUTH and N. ROSTOKER, Theoretical structure of plasma equations, Second united nations Int. Conf. on peaceful uses of atomic energy, vol. 31, p. 144, Genève (1958).
- [116] F.F. CHEN, Numerical computations for ion probe characteristics in a collisionless plasma, *Plasma Phys. (J. Nuclear Energy, Part C)*, 7, 47 (1965).

- [117] D. BOHM and E.P. GROSS, Theory of plasma oscillations, Phys. Rev., 75, 1851 (1949).
- [118] D. GUY, Etude de l'interaction faisceau-plasma en vue de l'application à l'amplification et à la génération d'ondes H.F., Thèse 3<sup>e</sup> cycle, Orsay (1968).
- [119] J.G. LAFRAMBOISE, Theory of spherical and cylindrical Langmuir probes in a collisionless Maxwellian plasma at rest, Univ. Toronto, Inst. Aerospace studies, Rept. n° 100 (1966).
- [120] M. CAMUS, Propagation d'ondes électromagnétiques le long d'une colonne de plasma, Ann. Télécomm. (France), vol. 24, n° 9-10, p. 309 (septembre 1969).
- [121] S.A. SELF, Exact solution of the collisionless plasma-sheath equation, Phys. Fluids, 6, 12, 1762 (Déc. 1963).

oo0oo