

ORSAY
Série A, N°
N° d'ordre:
839

T H È S E

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Michel MOISAN

Sujet : Instabilités ioniques en présence d'un champ électromagnétique H.F. intense

Soutenu le 9 Octobre 1971 devant la Commission d'Examen

MM. J.L. DELCROIX

Président

D. QUEMADA)
P.E. VANDENPLAS)
F.W. CRAWFORD)
P. LE PRINCE)

Examineurs

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur J. L. DELCROIX, Directeur du Laboratoire de Physique des Plasmas ; depuis mon entrée au Laboratoire, il m'a accordé tous les moyens nécessaires à la réalisation de mon travail et considérant avec bienveillance mes problèmes, m'a aidé plusieurs fois à assurer la continuité de mes recherches.

Le bien-fondé des hypothèses contenues dans cette thèse ont fait l'objet d'un examen critique de la part du Professeur W. P. ALLIS pendant son séjour dans notre Laboratoire ; le dépouillement des résultats obtenus lui a été transmis et a été poursuivi en tenant compte de ses remarques.

J'ai eu le privilège, tout au cours de la rédaction de cette thèse, de pouvoir en soumettre les principaux arguments à Monsieur le Professeur P. VANDENPLAS de l'Ecole Royale Militaire de Belgique qui a bien voulu prêter sa compétence à leur examen ; j'ai le plaisir de le remercier ici pour ses précieux enseignements.

L'élaboration définitive de cette thèse a été accomplie avec le concours précieux du Professeur D. QUEMADA qui m'a fait bénéficier de ses connaissances de la théorie des ondes dans les plasmas ; ses remarques judicieuses m'ont stimulé et éclairé.

L'ensemble de mon travail a été réalisé avec la collaboration constante de P. LEPRINCE dont j'ai pu apprécier l'extrême compréhension des problèmes physiques.

Je remercie le Professeur F. W. CRAWFORD de l'Université Stanford de Californie qui a bien voulu accepter de juger ce travail.

Je ne saurais oublier Y. FURUTANI et A. SOKOLOVSKY dont la contribution à l'étude des articles de Silin a été déterminante.

Je tiens également à remercier les agents techniques de notre équipe : C. LEPRINCE, E. BLOYET, J. GODIOT, Z. ZSILI, et de notre Laboratoire : DEPALLE et COMTE.

J'exprime enfin ma reconnaissance à M. BLATMANN et Mme ORIBONI pour l'exécution parfaite des graphiques et des photographies ainsi qu'à Mesdames CROISARD et GARNIER pour la frappe de ce mémoire.

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I - LE PLASMA H. F. RESONNANT	3
1. 1. - RAPPEL DE LA THEORIE MACROSCOPIQUE DES RESONANCES DE PLASMA	5
1. 1. 1 - Description phénoménologique des résonances de plasma	5
1. 1. 2 - Calcul de Parker, Nickel et Gould (P. N. G)	6
1. 1. 3 - Facteur de surtension et coefficient de couplage des résonances	11
1. 2 - PLASMA H. F. AUTO-RESONNANT (Etude théorique)	17
1. 2. 1 - Généralités	17
1. 2. 2 - Énumération et classification des modes de création du plasma H. F.	17
1. 2. 3 - Bilan d'énergie et rapport E^2/T_e	20
1. 2. 4 - Entretien et stabilité de la décharge sur une résonance de plasma	22
1. 2. 5 - Passage de la décharge d'une résonance à une autre	26
1. 3 - PLASMA H. F. AUTO-RESONNANT (RESULTATS EXPERIMENTAUX)	
1. 3. 1 - Schéma expérimental de création du plasma H. F. auto- résonnant	28
1. 3. 2 - Méthode de mesure de la densité électronique	39
1. 3. 3 - Comparaison entre les résonances de plasma d'une colonne positive et les zones d'entretien du plasma H. F. auto-résonnant	47
1. 3. 4 - Evolution des zones d'entretien du plasma H. F. en fonction de la pression	51
1. 3. 5 - Largeur de la zone d'entretien en fonction de f_0	57
1. 3. 6 - Influence de la permittivité diélectrique et de la largeur de la cavité sur les zones d'entretien : rôle du couplage	60
1. 3. 7 - Largeur et profil axial du plasma H. F. (configuration dipolaire)	65
1. 3. 8 - Luminosité radiale de la décharge	70
1. 3. 9 - Remarques sur l'absence de fluctuations électroniques dans le plasma H. F.	75

	Pages
1.4 - PROFIL ELECTRONIQUE RADIAL DU PLASMA H. F.	77
1.4.1 - Profil radial en régime de chute libre (calcul de Parker)	77
1.4.2 - Profil électronique en géométrie plane, d'un plasma H. F. en diffusion ambipolaire (Théorie d'Allis et al.)	80
1.4.3 - Application de la théorie d'Allis à notre cas	85
CHAPITRE II - THEORIES DES INSTABILITES EN PRESENCE D'UN. CHAMP H. F. INTENSE	91
A - OSCILLATIONS LONGITUDINALES EN GEOMETRIE HOMOGENE ET INFINIE	91
2.1 - EQUATION DE DISPERSION DES OSCILLATIONS DE PLASMA DANS UN CHAMP H. F. IMPORTANT	91
2.1.1 - Description d'un plasma situé dans un champ électrique H. F. important	92
2.1.2 - Spectre H. F. et spectre B. F.	95
2.1.3 - Comparaison avec la branche de dispersion B. F. classique	98
2.1.4 - Remarque sur l'instabilité faisceau-plasma en présence d'un champ H. F.	101
2.2 - INSTABILITES PARAMETRIQUES	103
2.2.1 - Exciation paramétrique d'une instabilité	103
2.2.2 - Oscillations de plasma à la résonance électronique	105
2.2.3 - Instabilités périodiques et apériodiques	107
2.2.4 - Etude du taux de croissance et de la largeur de l'instabilité périodique	112
2.2.5 - Seuil de l'instabilité périodique et rôle des collisions	116
2.2.6 - Saturation de l'instabilité	118
B - 2.3 - OSCILLATIONS LONGITUDINALES DE SURFACE (THEORIE D'ALIEV ET FERLENGHI POUR UNE LAME DE PLASMA)	120
2.3.1 - Description du modèle	120
2.3.2 - Influence de la température électronique et d'une variation de densité sur l'oscillation de surface	122

	Pages
CHAPITRE III - METHODE EXPERIMENTALE D'OBSERVATION DES EMISSIONS D'UN PLASMA H. F. RESONNANT ET CLASSIFICATION	127
3.1 - METHODE EXPERIMENTALE	128
3.1.1 - Détection des émissions et mesure de leurs fréquences	128
3.1.2 - Critères de classification	131
3.2 - CLASSIFICATION	133
3.2.1 - Emission VX	134
3.2.2 - Emission CX	138
3.2.3 - Essais d'interprétation des émissions de la région $f_o \approx f_{pe}$	138
3.2.4 - Emission SX , SV , SS	140
3.2.5 - Interprétation des émissions de la région $f_o \sqrt{2} \approx f_{pe}$	148
 CHAPITRE IV - ETUDE EXPERIMENTALE DE L'INSTABILITE PARA- METRIQUE SV	 151
4.1 - PROPRIETES FONDAMENTALES DECOULANT DE LA THEORIE DE SILIN	151
4.1.1 - Rôle des paramètres f_o et f_{pe} dans l'observation de l'instabilité	151
4.1.2 - Amplitude de la fréquence f_m en fonction de f_{pe}	156
4.1.3 - Influence de la pression sur l'instabilité SV	156
4.1.4 - Rôle du paramètre a	161
4.2 - PROPRIETES DIRECTEMENT RELIEES A L'OSCILLATION ELECTRONIQUE DE SURFACE	169
4.2.1 - Oscillations symétriques et antisymétriques	169
4.2.2 - Etude de l'influence de la constante diélectrique de la paroi de verre	173
4.2.3 - Remarques sur diverses géométries d'excitation	175
CONCLUSION	177
Annexe 1	180
Annexe 2	183

INTRODUCTION

Les divers procédés par lesquels on peut chauffer un plasma donnent presque toujours naissance à des instabilités dont la présence réduit hélas fortement l'efficacité du chauffage et entraîne même assez souvent la destruction du plasma. L'étude et la suppression éventuelle de ces instabilités constituent un domaine de recherche qui se rattache aux efforts de mise au point d'un processus de fusion.

L'utilisation d'un champ électromagnétique H. F. comme source d'énergie pour les électrons détermine des instabilités d'un type particulier. Soulignons plus spécialement celles qui apparaissent lorsque la fréquence f_o du champ extérieur (ou ses harmoniques) s'approche de la fréquence d'oscillation des électrons ; l'examen théorique d'une telle situation a été réalisé de façon différente par trois groupes de chercheurs : V. P. Silin et al (Lebedev), Nishikawa (Kyoto), Goldman et Dubois (Harvard), auxquels viennent se greffer d'autres auteurs comme San Martin, Mc Bride, Lee et Su. Par contre, du côté expérimental, les travaux se font rares ; il faut citer ceux de Stern et Tzoar qui représentent, à l'heure actuelle, la seule source de données pour les théoriciens ; précisons cependant que si Stern et Tzoar ont constaté que le champ H. F. pouvait faire apparaître des oscillations dans un plasma, ils n'ont pas pour autant démontré avec précision qu'il existait une relation déterminée entre f_o et f_{pe} , la fréquence plasma-électronique, lorsque ces oscillations surgissent.

Nous avons, pour notre part, mis au point un type de plasma qui permet de mesurer de façon exacte la fréquence moyenne f_{pe} à l'endroit où se forme l'instabilité, ce qui favorise naturellement la détermination de la relation qui unit f_o à f_{pe} en présence de cette instabilité ; nous avons ainsi pu remarquer qu'il existait deux régions de densité où le plasma devenait instable : l'une lorsque $f_o \approx f_{pe}$ ce qui correspond à l'excitation d'une onde électronique de volume, l'autre lorsque $f_o \approx f_{pe} // 2$, région qui provient de la propagation dans le plasma d'une onde électronique de surface. Pour des raisons de commodités expérimentales, nous nous sommes surtout attachés à l'observation du domaine de l'oscillation électronique de surface dont nous avons montré qu'elle vérifiait un très grand nombre de propriétés prévues par la théorie de Silin et ses collaborateurs ; en

particulier, nous avons noté que l'oscillation instable se manifestait à la fréquence plasma-ionique, ce qui demeure une caractéristique distinctive de la théorie de Silin par rapport à celle de Nishikawa ou de Goldman qui prévoient, quant à eux, l'apparition d'une onde acoustique-ionique i. e. de fréquence nettement inférieure. En effet, Silin affirme qu'en présence d'un champ H. F. intense (i. e. lorsque l'amplitude d'oscillation de l'électron dans ce champ se trouve à être de l'ordre de la longueur de Debye électronique) la partie B. F. du diagramme de dispersion classique se modifie et rend possible une oscillation plasma-ionique, même lorsque la longueur d'onde est supérieure à la longueur de Debye électronique. Par ses propriétés, notre plasma H. F. dipolaire est en mesure de fournir un champ H. F. suffisamment fort pour que nous soyons placés dans les conditions de Silin.

Notre travail consiste donc dans une première partie à présenter sur le plan théorique et expérimental le plasma H. F. et la méthode de mesure de la fréquence plasma-électronique (chapitre I). Dans une seconde partie, nous commençons par faire le point sur les différentes théories d'instabilités paramétriques résonnantes (chapitre II), puis nous établissons une classification générale de l'ensemble des oscillations détectées expérimentalement dans le plasma H. F. (chapitre III) ; enfin, au chapitre IV, nous étudions en détail une de ces instabilités, l'oscillation plasma-ionique dont l'apparition est directement liée à la propagation d'une onde électronique de surface.

CHAPITRE I

LE PLASMA H. F. RESONNANT

INTRODUCTION

Ce chapitre sert à présenter le plasma H. F. grâce auquel nous avons pu étudier les instabilités ioniques qui apparaissent dans un gaz ionisé soumis à un fort champ H. F. extérieur. Il est, en effet, nécessaire de s'interroger sur les paramètres et les principales propriétés de ce plasma avant d'arriver à l'interprétation et l'explication des différentes oscillations que provoque le champ H. F. ; cette préoccupation est d'autant plus justifiée que, sous sa forme actuelle, ce type de décharge est fort peu connu.

Nous verrons que le plasma H. F. résonnant que nous avons mis au point ^[1] forme à plusieurs égards un milieu idéal pour l'étude de l'action d'un champ H. F. intense sur un plasma. Citons notamment :

1) La propriété qu'il a d'être auto-résonnant, c'est-à-dire de s'entretenir sur un mode résonnant. Cette forme de couplage avec l'extérieur donne dans le plasma des champs électriques H. F. d'une très grande intensité.

2) La propriété d'avoir une fréquence plasma-électronique f_{pe} que l'on peut faire varier avec précision et continûment sur une très grande plage. Cette fréquence f_{pe} constitue le paramètre le plus important de la théorie des instabilités de type "résonance paramétrique" ^[2]. Le montage nous fournit sa valeur dans la région même de l'interaction en même temps que l'on détecte les fréquences émises.

3) L'absence de fluctuation de la densité électronique sur un domaine de pression allant de la chute libre à la diffusion ambipolaire, est également une

caractéristique très importante. En effet, d'une part, ceci permet, contrairement à l'expérimentation en colonne positive, de mesurer la fréquence f_{pe} jusqu'à des pressions relativement élevées puisque le pic de résonance du mode TM_{010} utilisé pour déterminer f_{pe} demeure parfaitement défini. D'autre part, dans la mesure où la fréquence des oscillations ioniques instables dépend ponctuellement de la valeur de f_{pe} , en l'absence de fluctuation, nous avons donc une fréquence émise extrêmement pure : sa valeur peut se déterminer avec grande précision. Enfin, la connaissance de f_{pe} sur une plage de pression couvrant entièrement les différents domaines d'instabilités favorise l'étude de l'influence du rapport E^2/T_e et des collisions électron-neutre sur ces oscillations.

L'étude théorique de ce plasma H. F. revêt de façon générale une forme qualitative. En effet, l'origine de notre explication réside dans les résonances de plasma (connues aussi sous le nom de mode froid et Tonks-Dattner) dont la théorie a été formulée en régime de chute libre et pour un plasma perturbé au premier ordre seulement par le signal H. F. extérieur. Dans notre cas, les conditions sont différentes puisque le plasma est entièrement créé par l'onde H. F. et que nous pouvons atteindre la diffusion ambipolaire. Malgré ces différences importantes, le modèle proposé est en accord assez étroit avec le comportement d'ensemble du plasma H. F. dont il permet d'unifier les diverses propriétés. Par exemple :

- 1) Le fonctionnement sur des plages de densité discontinues entre elles correspond à l'entretien du plasma H. F. sur des résonances successives.
- 2) La relation expérimentale entre f_0 , fréquence du champ H. F., et f_{pe} s'explique par l'équation de dispersion de ces résonances.
- 3) La position en densité des résonances lorsqu'il s'agit des résonances secondaires, dépend fort peu de la valeur de la constante diélectrique du verre.
- 4) L'amortissement collisionnel des diverses résonances satisfait assez bien aux prédictions de Vandenplas^[3].

C'est pourquoi, à défaut pour l'instant d'un calcul exact des propriétés résonnantes du plasma H. F., nous appuyons nos observations expérimentales sur le modèle proposé par Vandenplas-Gould^[4] et Parker, Nickel et Gould^[5]. Pour ce qui est des divergences que nous avons relevées, elles résultent surtout de l'inadéquation de ces théories à nos conditions expérimentales : il s'agit donc plus

de différences que de réelles divergences. Ainsi en est-il du couplage, par exemple : Vandenplas et Messiaen^[6] ont déterminé son comportement pour un plasma éclairé par une onde plane mais notre géométrie H. F. conduit à une situation fort différente et ne peut donc se prêter à une comparaison directe avec leur théorie ; néanmoins, certaines conclusions par leur généralité restent valables mais le rôle de plusieurs variables inexistantes dans leur calcul ne saurait être connu à l'avance.

Nous diviserons ce chapitre de la façon suivante :

- 1 - Rappel de la théorie macroscopique des résonances de plasma,
- 2 - Plasma H. F. auto-résonnant (étude théorique),
- 3 - Plasma H. F. auto-résonnant (résultats expérimentaux),
- 4 - Profil électronique radial du plasma H. F.

1. 1 - RAPPEL DE LA THEORIE MACROSCOPIQUE DES RESONANCES DE PLASMA

La théorie de ces résonances n'est pas encore définitivement arrêtée, particulièrement en ce qui concerne les processus d'amortissement. Il existe cependant un modèle théorique considéré maintenant comme "classique" qui rend compte de la plupart des observations expérimentales effectuées sur une colonne positive fonctionnant en régime de chute libre. Ce modèle a été énoncé à l'origine par Vandenplas et Gould^[7]. Il fut ensuite mis en forme complète et numérique par Parker-Nickel-Gould (P. N. G.)^[5] et Vandenplas-Messiaen^[6] ; il revêt un caractère macroscopique puisque les paramètres du plasma résultent de moyenne sur la fonction de distribution électronique. Il n'y est pas tenu compte des collisions, le point de départ du calcul étant l'équation de Boltzmann sans second membre.

1. 1. 1 - Description phénoménologique des résonances de plasma

Avant de présenter le calcul de P. N. G., essayons d'avoir une vue phénoménologique du processus des résonances de plasma.

- Soit donc un plasma de température électronique T_e et de fréquence plasma-électronique angulaire ω_{pe} ($\omega_{pe} = 2\pi f_{pe}$). Bohm et Gross^[8] ont démontré que ce milieu peut être le siège d'oscillations des électrons à la fréquence ω dont

l'équation de dispersion est, en première approximation, donnée par :

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + \left(\frac{3\kappa T_e}{m}\right) k^2 \quad (1.1)$$

où κ est la constante de Boltzmann, m la masse de l'électron et k le vecteur d'onde de l'oscillation électronique.

Cette oscillation ne peut avoir un k réel que pour $k < k_{De}$ où $k_{De} = 2\pi/\lambda_{De}$, λ_{De} étant la longueur de Debye électronique.

- Considérons maintenant une onde électromagnétique incidente sur le plasma, avec une fréquence ω_0 voisine de celle de l'équation (1.1) ; elle excite dans le plasma une onde électronique longitudinale. Dans la direction radiale où le profil électronique a une forme parabolique, cette onde se propage jusqu'à ce que $\omega_0 = \omega_{pe}$ (figure 1.1) car, pour $\omega_0 < \omega_{pe}$, k devient imaginaire. En ce point critique (r_c), l'onde est réfléchiée en direction de la paroi (r_p). Il est évident que si⁽¹⁾ :

$$\int_{r_p}^{r_c} k(r) dr = s\pi \quad (1.2)$$

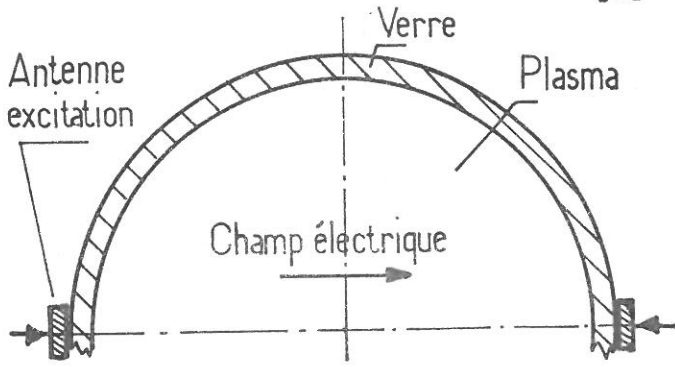
il y a formation d'une onde stationnaire longitudinale, ce qui se traduit à l'extérieur, par une résonance pour chaque valeur entière de s , comme le montre la représentation théorique de la figure 1.2 où l'on a porté la puissance de l'onde incidente qui est absorbée dans le plasma en fonction de ω_{pe} . Cette vue qualitative des résonances de plasma explique assez bien les premières résonances (résonance principale et les premières résonances secondaires) mais conduit à la prédiction d'une fin de série ($\omega_0 = \omega_{pe0}$), ce qui se trouve contredit par l'expérimentation.

La figure 1.3 donne précisément une idée des résonances telles qu'elles sont observées expérimentalement en colonnes positives. On remarque que la position de celles-ci dépend légèrement de la configuration du champ électrique H.F.

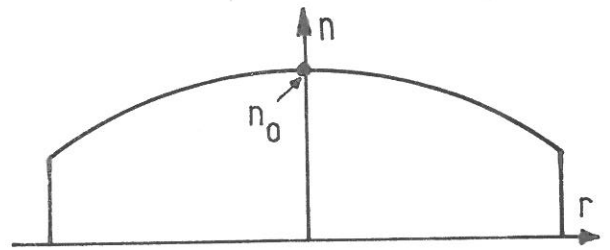
1.1.2- Calculs de Parker, Nickel et Gould (P.N.G.)

Résumons dans cette section les principaux résultats du calcul numérique exact de P.N.G. sans en présenter le détail qui se trouve très bien exposé dans [3] (chapitre 5) et [5].

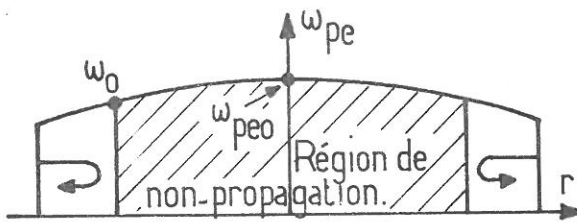
(1) Dans le cas d'un plasma avec faible gradient de densité, nous pouvons faire une approximation BKW en remplaçant k et ω_p de l'équation (1.1) par $k(r)$ et $\omega_p(r)$.



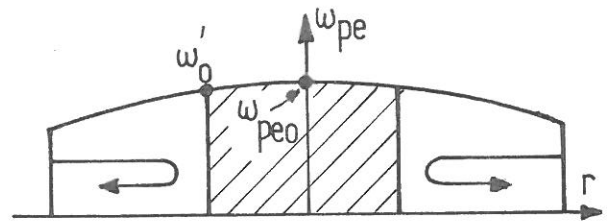
a. Section de l'enceinte de décharge.



b. Profil électronique radial.

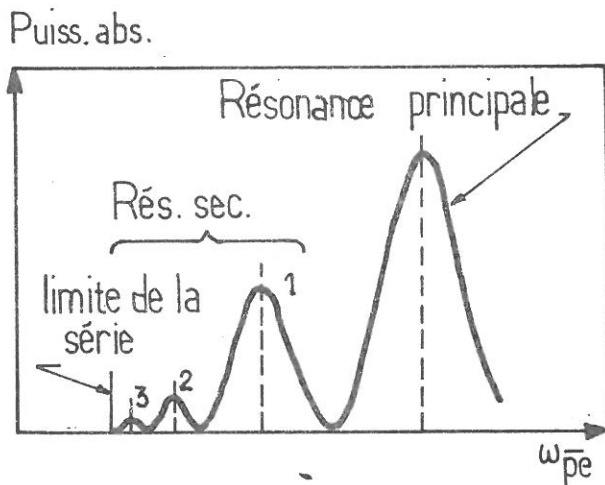


c. Régions de propagation et de coupure de la 1ère résonance secondaire.

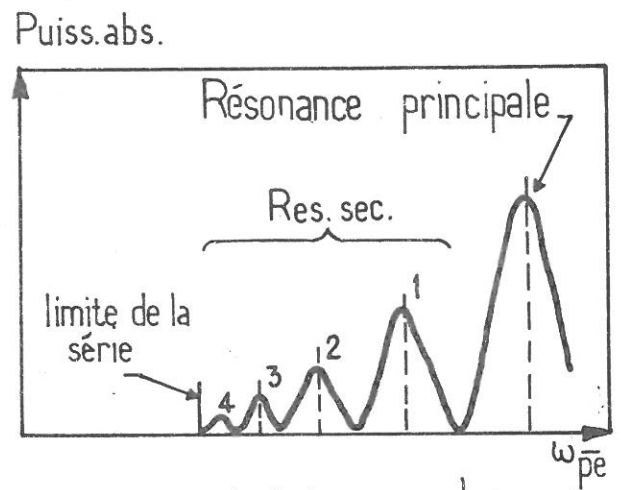


d. Régions de propagation et de coupure de la 2ème résonance secondaire.

Fig.1.1 Résonances de plasmas d'une colonne positive.



a. Mesure à la fréquence ω_0



b. Mesure a la fréquence $\omega_0' (> \omega_0)$

Fig.1.2. Spectre des résonances de plasmas en fonction de la densité électronique.

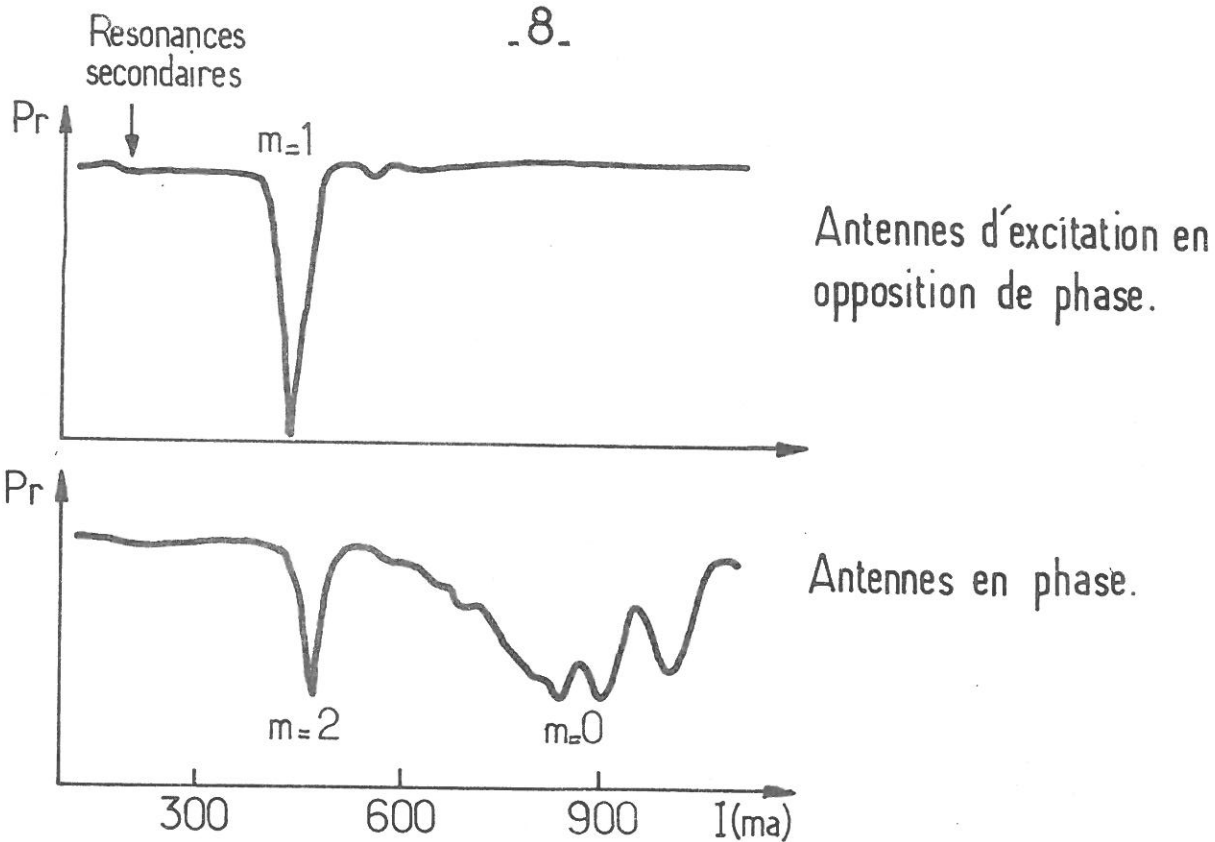


Fig.1.3a_ Configurations de champ de la résonance principale.
Puissance réfléchie en fonction du courant de décharge ($f_0 = 1560 \text{ MHz}$)

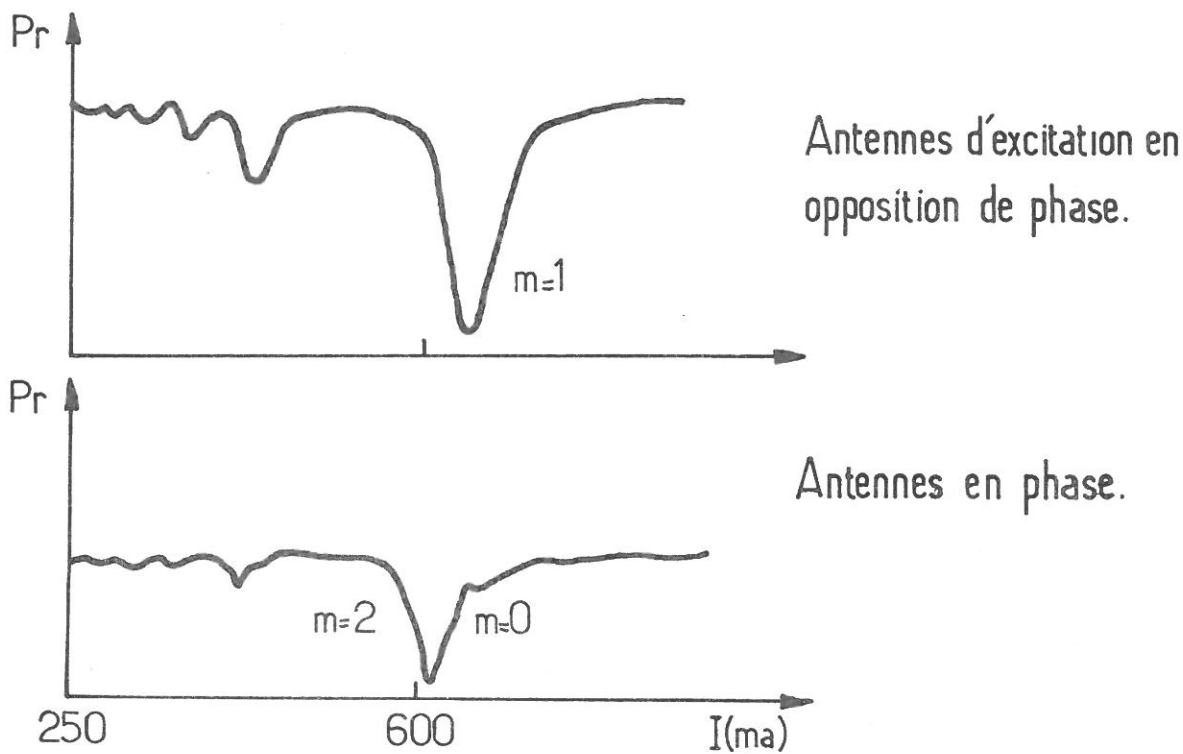


Fig.1.3b_ Configurations de champ des résonances secondaires
($f_0 = 3500 \text{ MHz}$) [11]

1) On constate l'existence d'ondes électroniques stationnaires radiales (figure 1.4). La résonance qui pénètre très loin⁽¹⁾ et qui est d'amplitude la plus élevée (tableau 1.1) s'appelle résonance principale ; sa longueur d'onde est la plus grande. Les autres résonances, dites secondaires, pénètrent aussi de plus en plus loin dans le plasma au fur et à mesure que le rapport f_o/f_{pe} s'accroît ; à chacune des résonances, le nombre de demi-longueurs d'onde s'installant entre la paroi et le point critique r_c ($\omega_o = \omega_{pe}$) augmente d'une unité, alors que la longueur d'onde elle-même diminue, de même que l'amplitude de la résonance.

$\frac{r_p^2}{\langle \lambda_{De}^2 \rangle}$	$\frac{\omega_{11}^2}{\langle \omega_{pe}^2 \rangle}$	A_{11}	$\frac{\omega_{12}^2}{\langle \omega_{pe}^2 \rangle}$	A_{12}	$\frac{\omega_{13}^2}{\langle \omega_{pe}^2 \rangle}$	A_{13}
72	0.6404	0.8521	2.656	0.1297	4.977	0.01859
194	0.3657	0.8412	1.618	0.1370	2.815	0.02177
515	0.2202	0.8507	1.106	0.1208	1.859	0.0254
1580	0.1270	0.8692	0.7983	0.0907	1.302	0.0242
5430	0.0767	0.8876	0.6431	0.0646	1.014	0.0204

Tableau 1.1- Valeurs des amplitudes (A_{1j}) et des fréquences de résonance (ω_{1j}) des résonances plasmas à configuration dipolaire^[5].
(j = 1, résonance principale).

2) Pour une résonance donnée, on voit (figure 1.5) que le point critique r_c est d'autant plus à l'intérieur du plasma que la longueur de Debye électronique, λ_{De} augmente.

3) Le rôle du diélectrique, comme le laisse voir la figure 1.6, apparaît négligeable pour les résonances secondaires. En effet, il faut remarquer que la valeur de K_{eff} (définie dans^[3] et^[5] et qui dépend directement de la permittivité diélectrique ϵ_v), peut varier de façon appréciable sans que la valeur de son point d'intersection (figure 1.6) avec la dérivée logarithmique du potentiel à l'intérieur du plasma soit modifiée, le point d'intersection représentant la condition de résonance.

(1) Il faut remarquer que la pénétration de la résonance principale n'est certainement pas inférieure à celle de la première résonance secondaire.

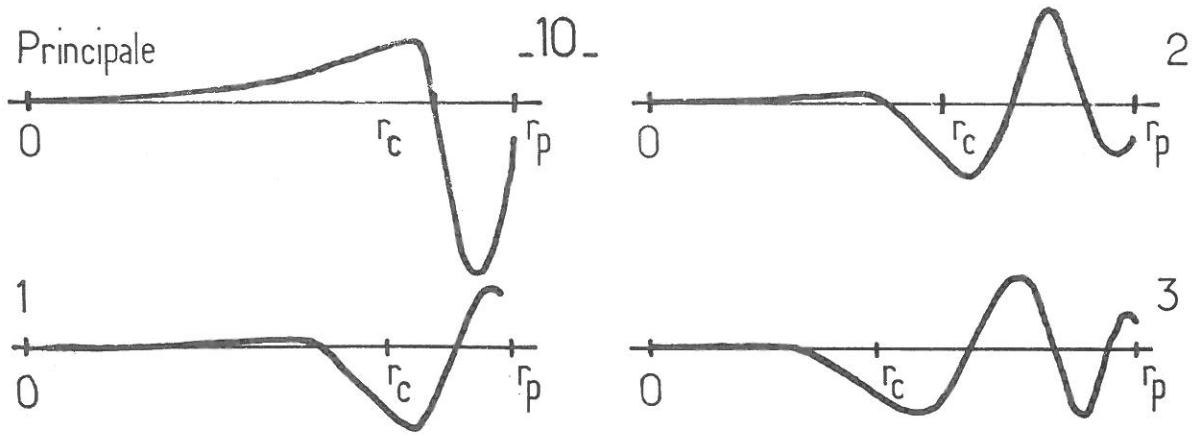


Fig.1.4 – Densité électronique perturbée pour la résonance principale et les trois premières résonances secondaires ($r_p^2/\lambda_{De}^2 = 1600$) [5].

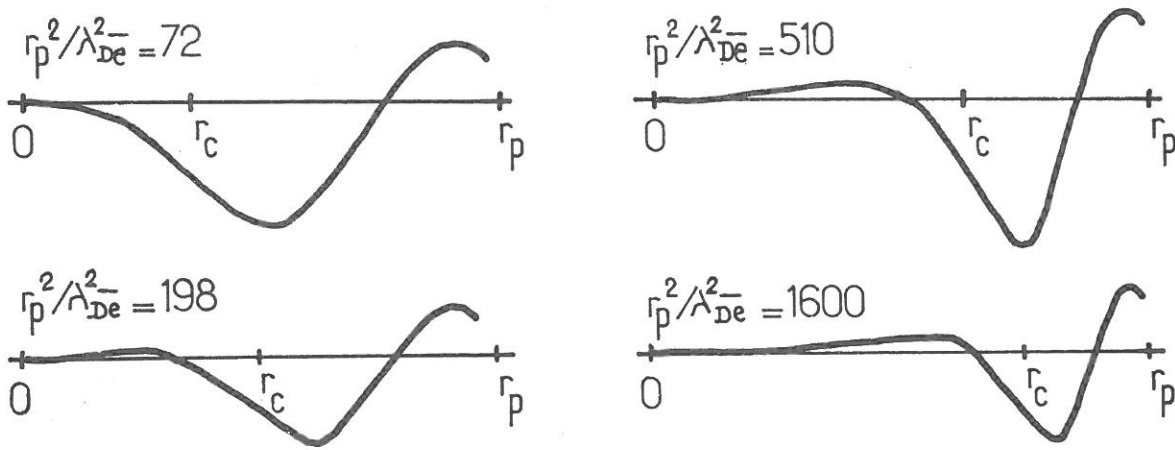


Fig.1.5 – Densité électronique perturbée, à la résonance, montrant l'influence de l'épaisseur de la gaine (1ère R secondaire).

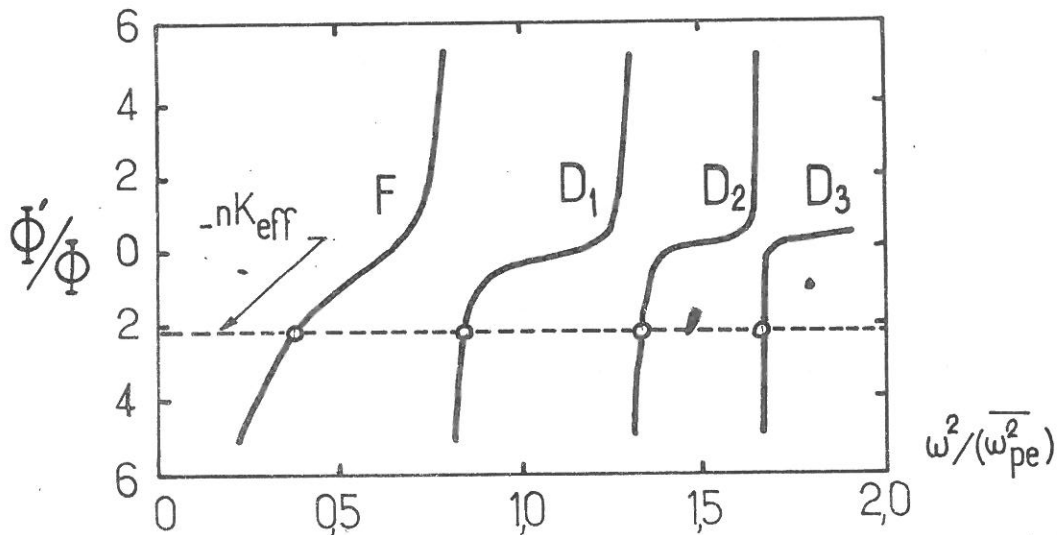


Fig.1.6 – Dérivée logarithmique Φ'/Φ du potentiel en fonction de $\omega^2/(\omega_{pe}^2)$ pour $r_p^2/\lambda_{De}^2 = 1600$. [5].

Il est bien entendu que cette méthode de calcul ne saurait être retenue pour effectuer un calcul exact de notre plasma H. F. auto-résonnant. En effet, si l'on regarde les étapes importantes du calcul P. N. G. , on constate que :

1) L'utilisation de l'équation de Boltzmann sans le terme de collisions est beaucoup moins justifiable dans notre cas. Alors que, dans une colonne positive de mercure, en chute libre, le rapport de la fréquence caractéristique de collision sur la fréquence plasma électronique est inférieur à 1 %, dans notre cas, ce rapport se situe entre 1 % et 15 %.

2) La méthode de perturbation valable dans la mesure où l'on peut considérer comme faible la variation de densité électronique due à l'onde H. F. , est particulièrement inadéquate, puisque notre plasma est totalement créé par l'onde H. F. Par ailleurs, l'équation du plasma H. F. comporte un terme source qui rend ce système résonnant non-linéaire .

3) Le modèle de P. N. G. qui considère une onde plane, ne tient évidemment pas compte de l'existence éventuelle d'une composante axiale de k ; c'est là une lacune importante en ce qui nous concerne. Mis en évidence par O'Brien et al ^[9] , le rôle du k axial semble déterminant pour expliquer l'influence de certains paramètres sur le couplage (vg la largeur de la cavité).

4) Enfin, dans le problème qui nous intéresse le profil électronique radial n'est pas toujours celui de la chute libre (cas de P. N. G.) ni non plus celui de la diffusion ambipolaire classique ; comme l'ont montré Allis, Brown et Everhart ^[10], la répartition radiale de densité d'un plasma H. F. dépend du rapport f_{pe0}/f_0 (f_{pe0} est la fréquence plasma-électronique au centre de la décharge) ; grosso modo, ce profil peut varier entre une forme quasi-plate et une forme à peu près parabolique.

Malgré ces différences, il n'en reste pas moins que, physiquement, l'explication de notre plasma H. F. en terme de résonances principale et secondaires est satisfaisante comme nous le verrons.

1.1.3- Facteur de surtension et coefficient de couplage des résonances

La notion de facteur de surtension est une propriété fondamentale d'un système résonnant ; en ce qui nous concerne, cette propriété est celle-là même qui explique l'existence d'un champ électrique H. F. très élevé à l'intérieur du plasma.

Le facteur de surtension Q exprime le rapport entre U , l'énergie moyenne emmagasinée dans le système résonnant, et R , l'énergie perdue à chaque oscillation [12]

$$Q = \frac{2 \pi U}{R} \quad (1.3)$$

En régime stationnaire, l'apport d'énergie au circuit résonnant doit être égal à R , donc pour R donné, plus le facteur Q est grand, plus grande est l'énergie emmagasinée à l'intérieur du circuit.

Le circuit résonnant est relié à la source extérieure d'énergie par un coefficient de couplage K qui n'est pas toujours égal à l'unité ; on conçoit en effet qu'il puisse y avoir des pertes dans la transmission d'énergie entre la source extérieure et le circuit résonnant : c'est par exemple le cas lors de la modification du k électromagnétique au passage de la paroi de verre. Cependant pour un montage expérimental donné, le couplage se trouve fixé et constant ; ce type de pertes est donc effectivement différent de celui qui survient à l'intérieur du circuit résonnant. Cette distinction demeure essentielle dans l'explication de l'amortissement des résonances de plasma.

Pour illustrer ce qui vient d'être dit, considérons un circuit résonnant classique où la réponse à la source extérieure est donnée par [13] :

$$\frac{KA}{\left[(\omega^2 - \omega_{rés}^2)^2 + \nu \omega^2 \right]^{1/2}} \quad (1.4)$$

où A est l'amplitude de la source.

$\omega_{rés}$, la fréquence angulaire de résonance du circuit,

ν , le facteur de perte

On voit que K agit sur l'amplitude de la courbe de résonance alors que le facteur de perte ν en détermine la forme. Lorsque ν est une constante, ce circuit résonnant est dit Lorentzien.

Dans un plasma où l'amortissement vient des collisions électron-neutre, le facteur ν de l'expression (1.4) peut s'identifier à la fréquence de collisions électron-neutre à condition cependant que celle-ci soit constante, i. e. indépendante de la vitesse électronique [14]. Nous verrons qu'en présence d'un champ H. F. c'est plus précisément la fréquence de collisions électron-neutre pour le transfert de la quantité de mouvement (ν_m) qu'il convient de substituer à ν . Le facteur

Q est alors donné, de façon exacte^[15], par :

$$Q = \frac{\omega_{rés}}{\nu_m} \quad (1.5)$$

La mesure du facteur Q peut s'effectuer assez simplement dans le cas où ce facteur est très grand. En effet, on a alors :

$$Q = \frac{\omega_{rés}}{\Delta^* \omega} \quad (1.6)$$

où $\Delta^* \omega$ est la largeur de la courbe de résonance à la mi-hauteur^{(1)[16]}. Il convient de ne pas oublier que cette relation ne reste valable que dans la mesure où la courbe de résonance est symétrique, c'est-à-dire que ν (voir équation 1.4) demeure très petit. C'est cette même condition de symétrie qu'il importe de vérifier pour pouvoir affirmer que, dans un plasma, la valeur à mi-hauteur $\Delta^* \omega_{pe}$, obtenue (à ω fixe) en faisant varier la fréquence de résonance du système est égale à la quantité $\frac{\Delta^* \omega}{R}(\omega_{rés} \text{ fixe})$, si $\omega_{rés} = R \omega_{pe}$.

Dressons maintenant le bilan des facteurs de perte susceptible d'amortir les résonances de plasma.

- 1) Les collisions électron-neutre caractérisées par la fréquence ν_m .
- 2) Le rayonnement électro-magnétique.
- 3) L'effet Landau.
- 4) Les fluctuations de densité électronique.

Nous ne retenons pas l'élargissement des résonances dues aux fluctuations de densité électronique ; mis en évidence par Johnson, Berry et Nickel^[17] dans une Colonne Positive, cet effet est tout à fait négligeable dans le plasma H.F. comme nous le verrons.

L'amortissement Landau n'entre pas en ligne de compte dans les différentes théories déjà citées^{[3][5]} ; cependant, si l'on en croit Ignat^[18], il serait prépondérant au voisinage des parois mais son modèle cinétique n'a, jusqu'ici, reçu qu'une confirmation très qualitative.

L'amortissement collisionnel et l'amortissement par rayonnement ont été pris en considération par différents auteurs, dont Vandenplas^[19], pour établir une théorie des résonances de plasma. A partir d'un modèle hydrodynamique,

(1) Détection de la résonance par un cristal fonctionnant dans sa portion quadratique.

pour une tranche de plasma homogène située entre deux plaques de condensateurs, ils ont montré que :

1) l'amortissement radiatif est le même pour chacune des résonances, principale et secondaires (ω_0 est fixe),

2) l'amortissement collisionnel est dominant pour les résonances secondaires mais négligeable pour la résonance principale comme le montre la figure 1.7a,

Quant au coefficient de couplage K, il va en diminuant de la résonance principale aux résonances secondaires (sens de la densité décroissante) comme le montrent les figures 1.7 a et 1.7 b. On peut donc en conclure que :

1) l'amortissement de la résonance principale est essentiellement dû au rayonnement,

2) l'amortissement des résonances secondaires est déterminé par les collisions. En effet, lorsque le rapport $v_m/\omega_{rés}$ atteint plus de 10 %, les résonances secondaires disparaissent,

3) le facteur Q des résonances secondaires diminue légèrement pour les différentes résonances de densité décroissante (tableau 1.2),

4) le coefficient de couplage des résonances secondaires diminue notablement pour les différentes résonances se succédant par densité décroissante.

ω/v_m	Q_0	Q_1	Q_2
10^3	10^3	7.46×10^2	2.1×10^2
2×10^2	2×10^2	1.9×10^2	5.9×10
10^2	10^2	9.5×10	3×10
10	8.7	0	0

Tableau 1.2 - Q_0 (résonance principale) Q_1 et Q_2 (première et deuxième résonances secondaires) déduits des figures 1.7 a et 1.7 b.

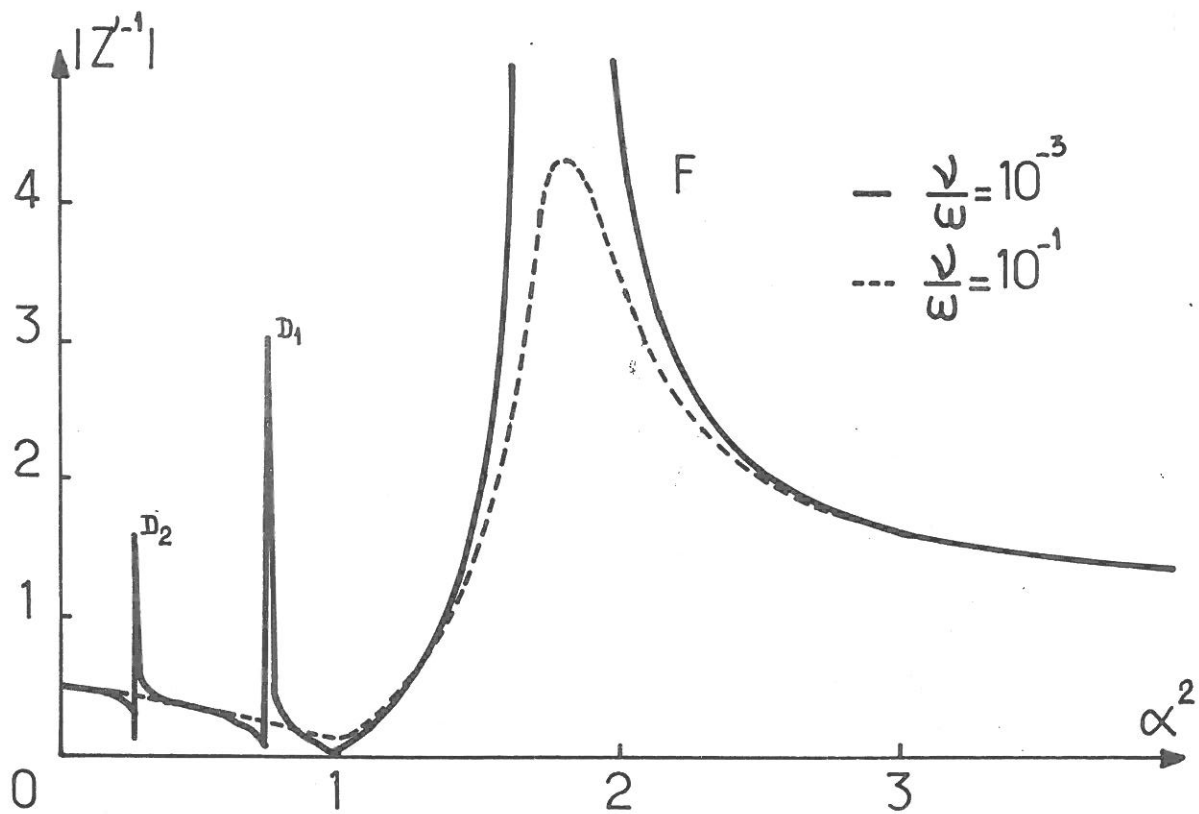


Fig.1.7a - Inverse de l'impédance $|Z^{-1}|$ en fonction de $\alpha^2 = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$ pour $\nu/\omega = 10^{-1}$ et 10^{-3} (modèle du condensateur) [3]

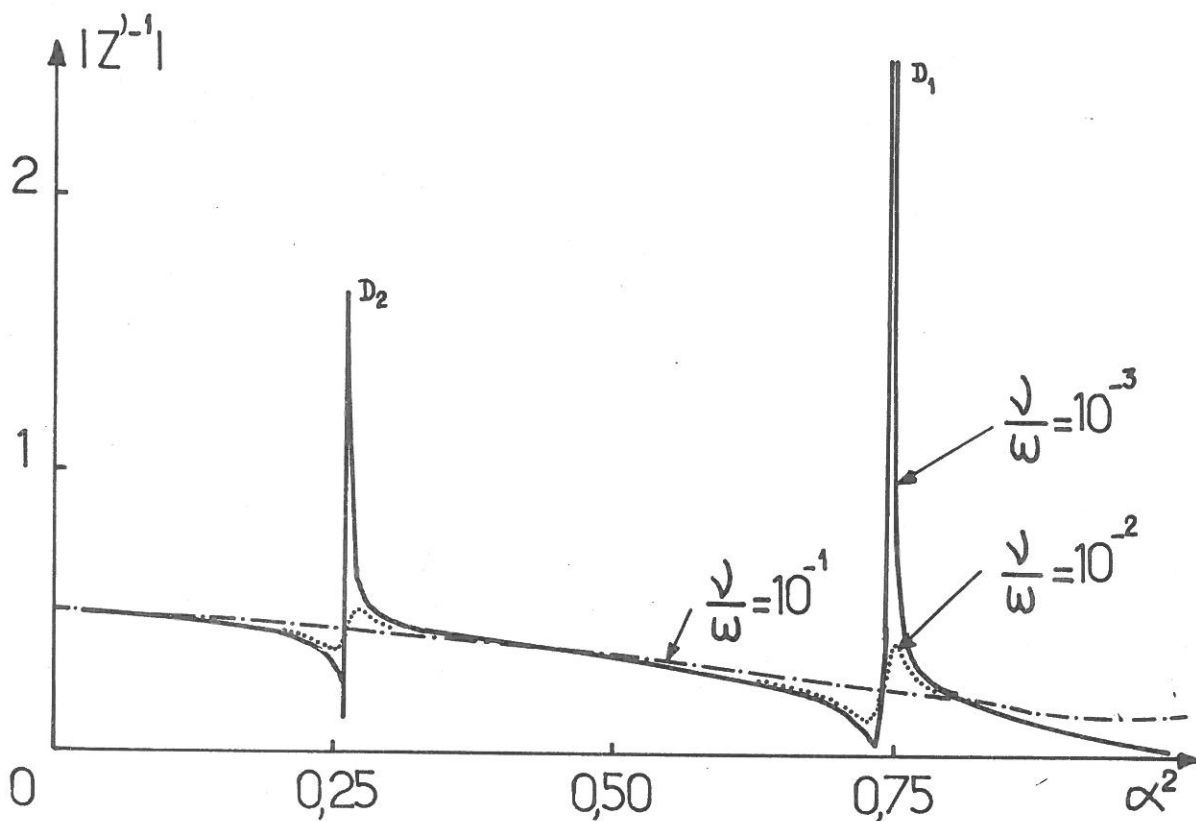


Fig.1.7b - Influence de ν/ω sur $|Z^{-1}|$ des résonances secondaires en fonction de α^2 .

Ces considérations théoriques ont été soumises par divers auteurs, dont Messiaen^[20], à une vérification effectuée dans une Colonne Positive où, il est vrai -contrairement à la situation théorique - le plasma n'est pas homogène; ce dernier a constaté que :

1) le Q des résonances allait au contraire en augmentant pour les résonances secondaires, de densité décroissante (tableau 1.3),

2) le coefficient de couplage (l'amplitude des pics de résonance) allait en diminuant comme prévu.

Gaz	T _e (10.000 °K)	P (Torr)	Q ₀	Q ₁	Q ₂	Q ₃	Q ₄	Q ₅
Hg	4	2x10 ⁻³	14	27	36	51	57	59
Cs	0.7	10 ⁻²	19	23	28	34		
A	8.8	6x10 ⁻³	11	11	25	26		
He	7.6	1.5x10 ⁻¹	8	13	23			
Ne	14	2x10 ⁻²	10	10	16			
H ₂	7.5	9x10 ⁻²	8	15	18			
N ₂	7.6	10 ⁻²	8	8	5			

Tableau 1.3- Valeurs expérimentales de Q₀(F), Q₁(D₁), Q₂(D₂)... dans divers gaz [20].

Remarque : Sur la figure 1.7 a, on note que le profil des résonances obtenu par calcul hydrodynamique n'est pas symétrique, même pour une valeur du coefficient de pertes, $\nu_m/\omega_{rés}$ très faible (10⁻³). Le tableau 1.2 illustre numériquement cette divergence entre le Q lorentzien tel que défini par l'équation (1.5) et le Q effectivement obtenu à partir des courbes théoriques du modèle hydrodynamique, pour les mêmes conditions de pertes $\nu_m/\omega_{rés}$.

1.2 - PLASMA H. F. AUTO-RESONNANT (Etude théorique)

1.2.1 - Généralités

L'historique des travaux sur le plasma H. F. fait clairement ressortir l'existence de deux types distincts de plasma, suivant que le champ H. F. y est ou non résonnant. On peut dire que le plasma non-résonnant a été particulièrement étudié au M. I. T. soit à l'amorçage (Mac Donald^[21]), soit en régime permanent (Brown^[22]). Quant au plasma résonnant, il est d'abord connu sous le nom de plasma (Wood, 1929^[23]) ; ceux-ci font l'objet d'articles plutôt curieux (voir la liste en ^[24]) puis Taillet en 1964^[24] en donne l'explication en démontrant clairement qu'il s'agit d'un plasma résonnant qui s'entretient sur la résonance principale. Dans les années qui suivirent, Vandenplas et Messiaen^[25] et Leprince^[26] remarquèrent que le plasma H. F. peut s'entretenir non seulement sur la résonance principale mais également sur la première résonance secondaire, à condition de satisfaire à $v_m / \omega_o \ll 1$ (voir 1.1.3).

Notre but, dans cette partie théorique est d'une part d'expliquer le fonctionnement résonnant du plasma, comme par exemple son entretien sur des zones de f_{pe} discontinues et, d'autre part, d'évaluer différentes quantités comme E^2 / T_e et x / λ_{De} , utiles à l'étude des instabilités ioniques.

1.2.2- Énumération et classification des modes de création du plasma H. F.

1) Plasma H. F. non-résonnant

Il existe au moins deux instruments de création de ce type de plasma : les guides d'ondes et les cavités résonnantes. Dans les deux cas, il importe néanmoins d'éviter les situations où f_o / f_{pe} correspond à une résonance de plasma.

Le dispositif type, utilisé notamment au M. I. T. (Mac Donald^[21], Brown^[22]) se présente de la façon suivante : une cavité cylindrique à bases circulaires (figure 1.8) couplée par une boucle à une ligne coaxiale et fonctionnant sur le mode propre TM_{010} . Le champ électrique E, dirigé suivant l'axe z et dont la variation radiale est donnée par $J_0(2.4 \frac{r}{R})$ ⁽¹⁾, est maximum au centre.

(1) J_0 est la fonction de Bessel d'ordre zéro.

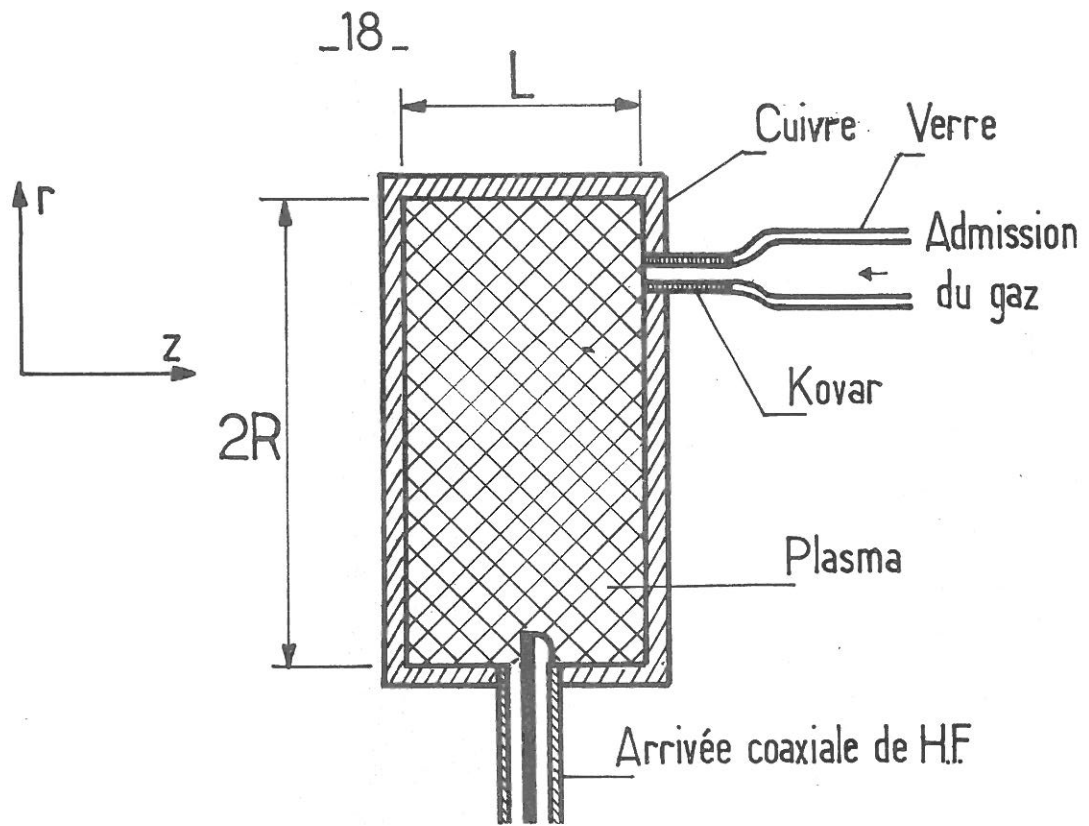


Fig.18 Dispositif pour plasma H.F. non-résonnant.

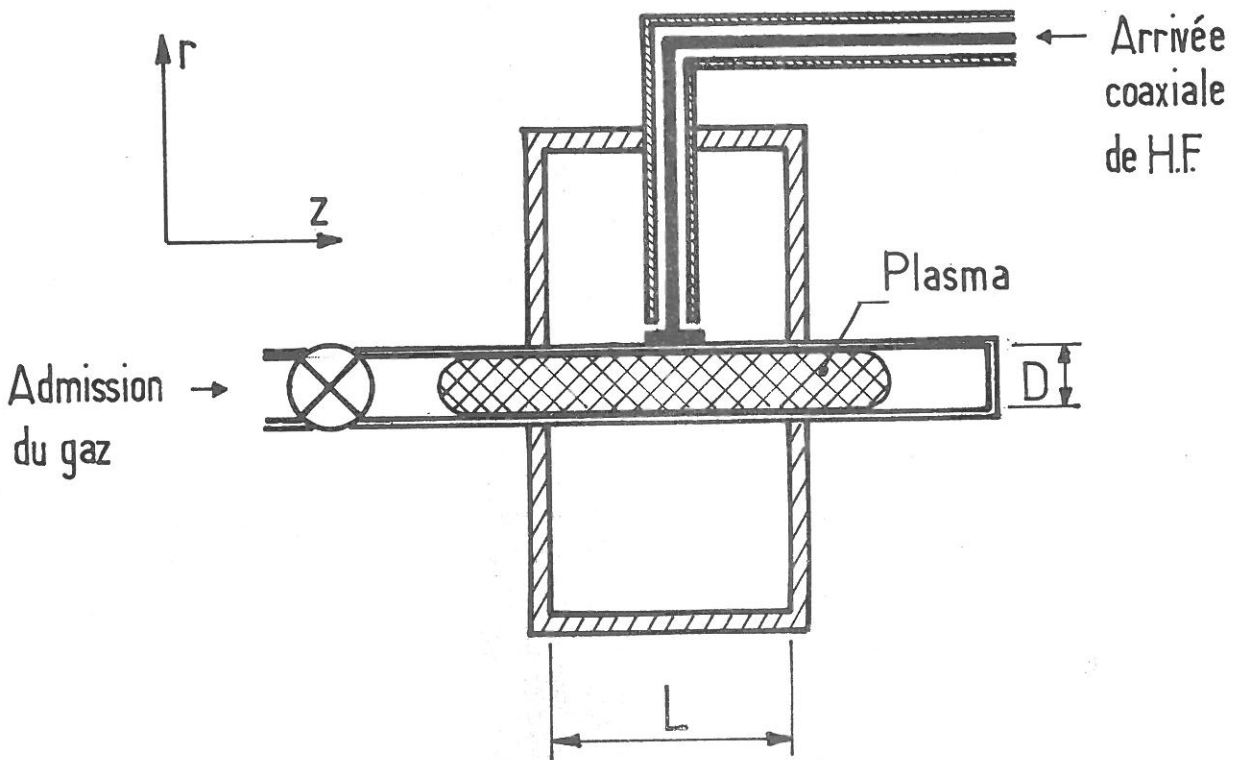


Fig.19 Dispositif servant exclusivement à la création du plasma HF résonnant.

La plasma est donc surtout créé au centre de la cavité et il diffuse vers les parois. La longueur caractéristique de diffusion, Λ , dans ce cas, s'écrit :

$$\frac{1}{\Lambda^2} = \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 + \left(\frac{2.4}{R}\right)^2 \quad (1.7)$$

2) Plasma H.F. résonnant

Ce type de plasma H.F. se caractérise par le fait que la densité obéit à une loi de la forme $f_{pe} \simeq A f_o$ (A est une constante pour une résonance donnée).

On l'obtient par :

- couplage inductif ou capacitif, strip-lines, plaques de condensateur (Taillet^[24], Allis et al.^[10], boucle inductive (Harrison^[27]),
- méthode hybride i.e que le plasma est produit dans le domaine f_o/f_{pe} où se rencontre un mode propre de cavité (ou de guide) avec une résonance de plasma (Jouineau et Leprince^[28], Messiaen et Vandenplas^[29]).
- cavité ne résonnant pas sur un mode propre (avec antennes d'excitation). C'est le dispositif dont nous nous sommes servis ; il consiste à faire usage d'une cavité cylindrique (figure 1.9) à une fréquence f_o inférieure à celle du mode fondamental (TM_{010}). La colonne de plasma traverse l'axe de la cavité en son centre. La longueur caractéristique de diffusion de ce plasma, pour les pertes sur la paroi, vaut :

$$\Lambda = \frac{R}{2.4} \quad (1.8)$$

Remarque : Comme le laisse prévoir la discussion théorique sur l'amortissement des résonances en présence de collisions (voir section 1.1.3), la possibilité pour un plasma H.F. résonnant de s'entretenir ou non sur une résonance secondaire (en plus de la résonance principale) dépend de la valeur du rapport v_m/ω_o . Si celui-ci est trop grand, l'entretien sur les résonances secondaires n'est pas réalisable ; c'est précisément le cas des plasmoides de Taillet^[24]. Nous aurons l'occasion de démontrer et de préciser ce point au cours de la section 1.3.

1.2.3 - Bilan d'énergie et rapport E^2/T_e

Ecrivons l'équation de conservation d'énergie que l'on obtient^[1] pour un plasma H. F. en diffusion ambipolaire (la notation est celle de la référence[1]).

$$n \left(\frac{eE}{\omega_0} \right)^2 \frac{v_m}{m} = n \left\{ \frac{D_a}{2} [e V_i + e Vg + \frac{3}{2} \kappa T_e] + \sum_N e V_{xj} v_{xj} + \frac{m}{M_1} v_m (3\kappa T_e - 3\kappa T_o) \right\} \quad (1.9)$$

On constate que le champ électrique E nécessaire au maintien de la décharge H. F. est finalement indépendant de la densité électronique, puisque cette dernière apparaît en facteur linéaire des deux côtés du bilan d'énergie. Par conséquent, mis à part la vague exigence de diffusion ambipolaire implicitement soulignée par la présence du coefficient D_a , rien dans ce régime de décharge ne fixe, pour un champ E donné, une valeur précise de densité électronique. Ce n'est qu'en faisant intervenir en plus les résonances de plasma et le critère de stabilité (§ 1.2.4) qu'on expliquera comment il se fait que ce plasma H. F. ne s'entretient que sur certaines plages de densité, discontinues entre elles et correspondant à des valeurs déterminées de f_o/f_{pe} .

A partir de ce bilan, nous pouvons arriver^[1] à une expression analytique du quotient E^2/T_e ; ce dernier est important, car il joue un rôle essentiel dans la théorie des instabilités qui nous intéressent puisqu'il détermine en quelque sorte le degré d'influence du champ H. F. pour le plasma. Cette quantité représente en effet le rapport (à densité constante) de l'amplitude d'oscillation de l'électron dans le champ H. F. à la longueur de Debye électronique; il est évident qu'à partir de l'instant où x , l'amplitude d'oscillation de l'électron, devient comparable ou plus grande que λ_{De} , le plasma se trouve fortement perturbé par le champ H. F.. Ce quotient s'écrit :

$$\frac{E^2}{T_e} = \left(\kappa \mu_+ \frac{m\omega_0^2}{e} \right) \left(\frac{1}{2} \frac{1}{\Lambda v_m} \right) \left\{ (V_i + Vg) + \frac{3}{2} \frac{\kappa T_e}{e} + \sum_j \frac{a_{xj}}{a_i} \exp \left[\frac{e}{\kappa T_e} (V_i - V_{xj}) \right] V_{xj} \right\} \quad (1.10)$$

Le graphique 1.10 en décrit la variation en fonction de la pression pour un cas typique⁽¹⁾: le rapport E^2/T_e s'accroît quand la pression diminue; c'est un résultat à retenir.

(1) Nous n'avons pas tenu compte de la variation de la mobilité ionique; on sait cependant qu'elle augmente quand la pression diminue.

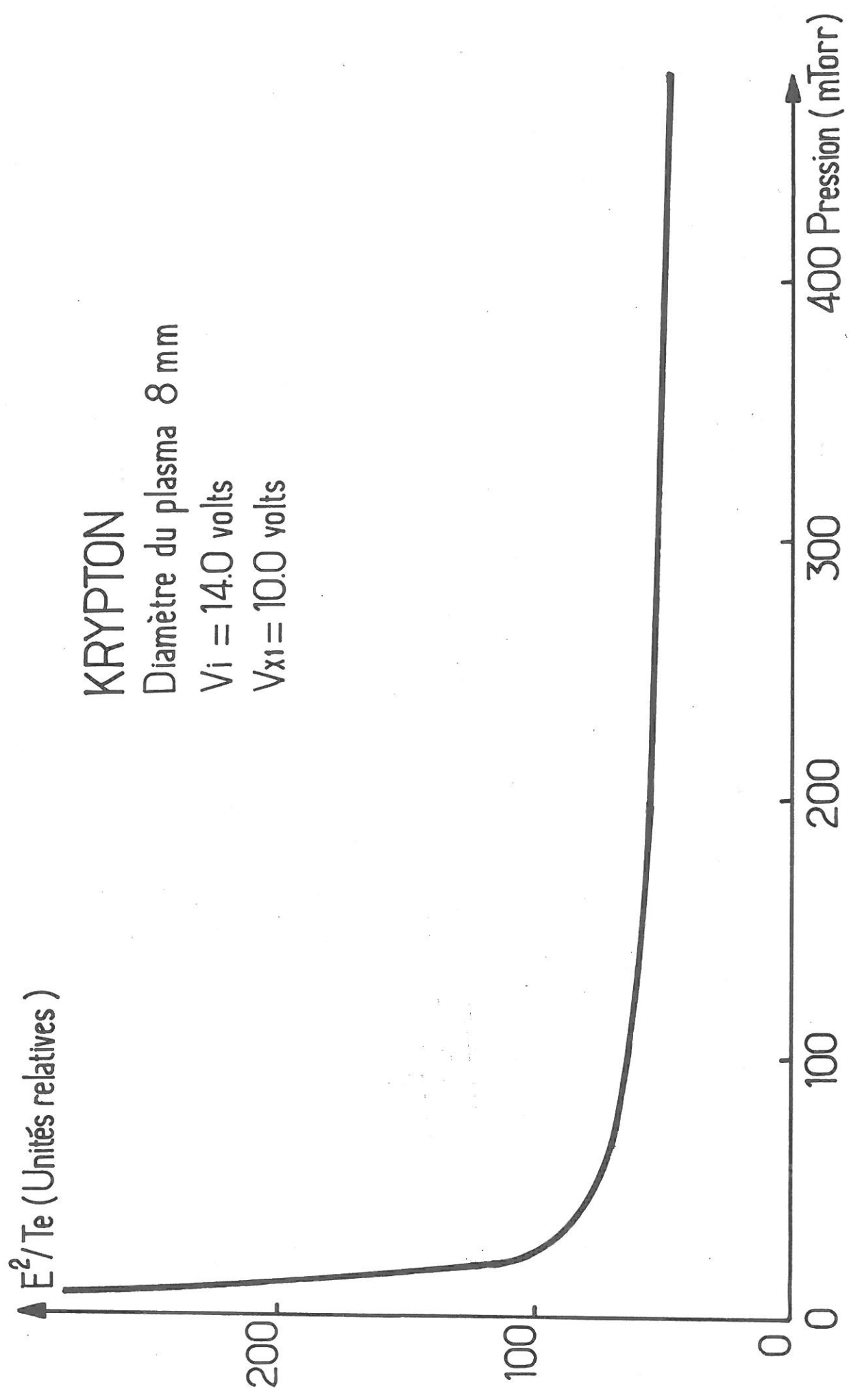


Fig.1.10_Variation du rapport E^2/Te en fonction de la pression.

Pour estimer numériquement la valeur de x/λ_{De} , il est plus simple de recourir directement à nos données expérimentales plutôt que de tenter de chiffrer les paramètres de l'équation (1.10); regardons ce que cela donne à haute pression. Compte tenu du mode d'excitation de notre plasma (voir 1.4.3.1), pour un diamètre d'enceinte de 10 mm et des antennes de 2 mm de diamètre, nous trouvons pour le Krypton (tableau 1.5) une puissance de 12 watts/cm³; dans le vide, l'excursion de l'électron serait donc de 10⁻² mm. Il est clair cependant que dans un plasma H.F. résonnant, la puissance H.F. doit être multipliée par le facteur de surtension de la résonance (§ 1.1.3); considérons, pour l'instant, un facteur Q de l'ordre de 20 (ce qui est certainement sous-estimer le caractère résonnant de notre plasma) et nous aboutissons alors à une excursion de presque 5x10⁻² mm. Dans ces mêmes conditions de pression et de densité, nous obtenons une longueur de Debye électronique valant un peu moins de 4x10⁻² mm. Il est donc possible dans notre plasma H.F. d'atteindre un rapport x/λ_{De} voisin de 1. Précisons d'ailleurs que ce calcul nous paraît pessimiste en ce sens que, pour évaluer x, nous avons choisi partout des valeurs minimales; ainsi, par exemple, le fait de supposer le champ E uniforme dans le plasma n'est probablement pas parfaitement vérifié, ce qui ne peut conduire qu'à des valeurs locales de E encore plus intenses; enfin, n'oublions pas que le rapport x/λ_{De} augmente fortement quand on abaisse la pression. Compte tenu de tout cela, il est probable qu'en réalité l'amplitude d'oscillation de l'électron dépasse de plusieurs fois la longueur de Debye électronique.

1.2.4 - Entretien et stabilité de la décharge sur une résonance de plasma

1) Bilan d'énergie du plasma H.F. résonnant.

Le champ électrique H.F., E, à l'intérieur du plasma est en première approximation⁽¹⁾ fonction du rapport $f_{pe}/f_o = \alpha$, comme le montrent les courbes de résonance du plasma^[3]. Afin de se faire une idée assez juste du comportement de ce champ E en fonction de α , sans avoir recours à un traitement rigoureux (§ 1.1.2), nous supposons que le plasma constitue un circuit résonnant susceptible d'être décrit par l'équation d'un oscillateur forcé classique⁽²⁾, dont le

(1) le couplage dépend en effet de f_o . (§ 1.3.3.2).

(2) On peut, en effet, considérer l'énergie potentielle emmagasinée dans le plasma résonnant (proportionnelle à E^2), comme étant l'analogie de l'énergie potentielle (proportionnelle à x^2) d'un ressort, dont le déplacement, x, est la solution de l'équation (1.11).

champ E est solution de [30] :

$$\left(\frac{d^2}{dt^2} + \nu_m \frac{d}{dt} + \omega_{rés}^2 \right) E = KA \omega_o^2 \quad (1.11)$$

où A représente l'amplitude de la source extérieure de fréquence ω_o et K le couplage de cette source avec la résonance considérée. En termes de E^2 , la solution de cette équation différentielle :

$$E^2 = \frac{K^2 A^2 \omega_o^4}{(\omega_{rés}^2 - \omega_o^2)^2 + \nu_m^2 \omega_o^2} \quad (1.12)$$

est l'expression Lorentzienne dont nous avons déjà présenté les caractéristiques (§ 1.1.3). Pour compléter ce modèle de la résonance de plasma, il nous faut définir la fréquence de résonance, $\omega_{rés}$, en fonction du rapport α , ce que nous faisons en posant :

$$\omega_{rés} = R\omega_{pe} \quad (1.13)$$

où R est un paramètre qui dépend de chaque résonance et que nous considérons comme une constante⁽¹⁾ pour une résonance donnée.

On a donc ($\beta = \nu_m / \omega_o$) :

$$E^2 = \frac{K^2 A^2}{(R^2 \alpha^2 - 1)^2 + \beta^2} \quad (1.14)$$

Le bilan d'énergie que nous avons établi précédemment (équation 1.9) demeure inchangé, mais on y voit apparaître une forte dépendance du paramètre α quand E^2 est donné par l'équation (1.14), ce qui fait maintenant :

$$\frac{\alpha^2 \nu_m \epsilon_o K^2 A^2}{(R^2 \alpha^2 - 1)^2 + \beta^2} = P \quad (1.15)$$

où P représente le terme de pertes de l'équation (1.9).

(1) approximatif pour les résonances secondaires.

La condition d'entretien du plasma résultera donc de l'intersection de la courbe de résonance (du régime linéaire) du plasma (membre de gauche de l'équation (1. 15) avec la courbe de pertes P. La figure 1. 11 illustre cette condition ; on note que, pour une amplitude extérieure donnée, ces deux courbes ont en général deux points d'intersection, B et C. Pour faciliter la représentation graphique et faire apparaître E^2 , le terme de pertes P, sur la figure 1. 11, se trouve en fait multiplié par un facteur :

$$P' = \frac{P}{\alpha^2 v_m \epsilon_0} \quad (1. 16)$$

Mais au total on considère que la variation de P' en fonction de α (voir équation 1. 9) est faible sur l'intervalle de la résonance considérée, et donc assimilable à une droite.

2) Stabilité de la décharge

Des deux solutions de (1. 15), seul B est un point d'entretien stable. Comme il est d'usage en mécanique classique lorsqu'il s'agit de déterminer la stabilité d'un système^[31], supposons une petite variation virtuelle du paramètre α autour des points B et C. Puisque ce type de variation ne change rien au bilan énergétique du système, on peut s'affranchir de la contrainte imposée par (1. 15), à savoir que le point représentatif B ou C doit se trouver sur la droite de pertes; nous regardons la variation $\delta\alpha$ à partir de l'équation (1. 14). On a :

$$\frac{\delta |E|^2}{\delta \alpha} = \frac{4 E^2 (R^2 \alpha^2 - 1) \alpha R^2}{(R^2 \alpha^2 - 1)^2 + \beta^2} \quad (1. 17)$$

expression qui est positive, donc instable si $R^2 \alpha^2 < 1$ (point C) et négative, donc stable si $R^2 \alpha^2 > 1$ (point B) : le point B est le seul point d'entretien possible.

En résumé,

1) Pour une résonance donnée, le point représentatif correspondant au champ d'entretien minimum A_a se trouve au sommet de la courbe de résonance de plasma (figure 1. 11, courbe b).

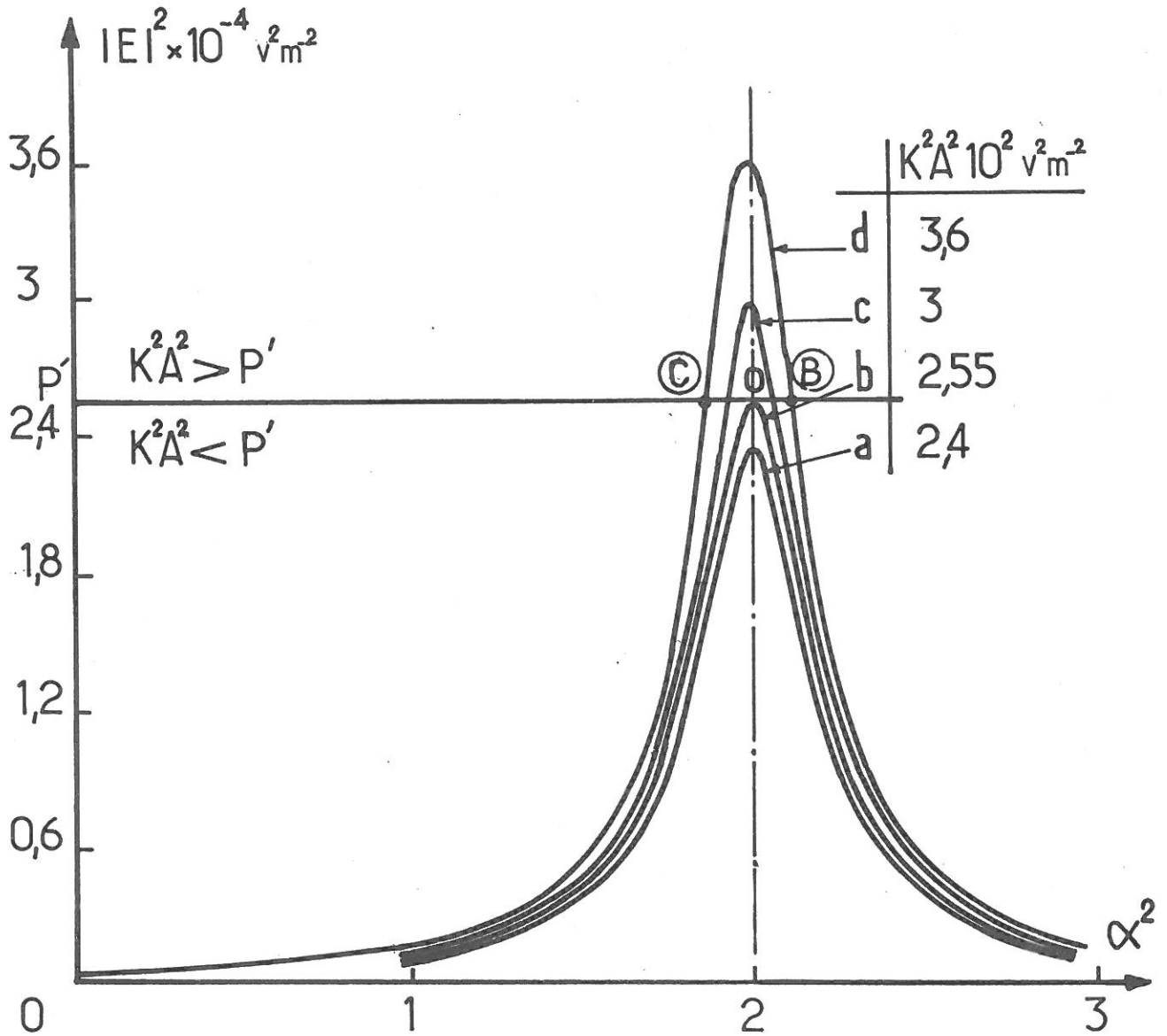


Fig.1.11 - Condition d'entretien d'un plasma H.F. auto.résonnant

2) A partir du point minimum d'entretien, si on augmente le champ extérieur, le point représentatif qui parcourt 0B, se déplace sur la partie stable de la courbe de résonance en s'éloignant de son sommet.

3) Compte tenu de l'approximation faite au sujet de la courbe de pertes P, le champ E^2 demeure constant au cours d'une évolution 0B, l'augmentation du champ extérieur A, contribuant uniquement à faire croître l'ionisation, i. e. α .

1.2.5.- Passage de la décharge d'une résonance à une autre

Dans cette section, nous reprenons de très près le mécanisme formulé par Leprince et Matthieussent^[30]. La généralisation du processus d'entretien à un plasma H.F. où existent deux courbes de résonance, se fait simplement ; il suffit de faire apparaître dans le membre de gauche du bilan d'énergie, ces deux courbes de résonance, ce qui donne :

$$\alpha^2 \nu_m \epsilon_0 \left[\frac{K_1^2 A^2}{(R_1^2 \alpha^2 - 1)^2 + \beta_1^2} + \frac{K_2^2 A^2}{(R_2^2 \alpha^2 - 1)^2 + \beta_2^2} \right] = P \quad (1.18)$$

La meilleure explication du mécanisme de passage d'une résonance à l'autre se fait d'après la figure 1.12 :

-(aller)- Supposons que le point représentatif se trouve en 0 i. e. que le plasma est entretenu par un champ minimum A_a ; on fait alors croître le champ extérieur jusqu'à une valeur A_c pour laquelle le point de fonctionnement vient en C où les deux courbes de plasma définies par (1.18) sont tangentes. Pour une amplitude du champ extérieur légèrement supérieure, le point de fonctionnement saute en C', puis le champ extérieur continuant de croître, décrit C' ∞ .

-(retour)- A partir d'un point situé entre C' et l'infini, faisons décroître l'amplitude du champ électrique extérieur ; le point représentatif ira en B pour une valeur A_b de l'amplitude du champ électrique extérieur ($A_b < A_c$), puis sautera en B'. Faisant encore décroître l'amplitude du champ électrique extérieur, le point représentatif décrit B'0 ; le plasma est maintenant entretenu sur la résonance dont la densité est la plus faible. Pour une valeur inférieure à A_a , le plasma s'éteint.

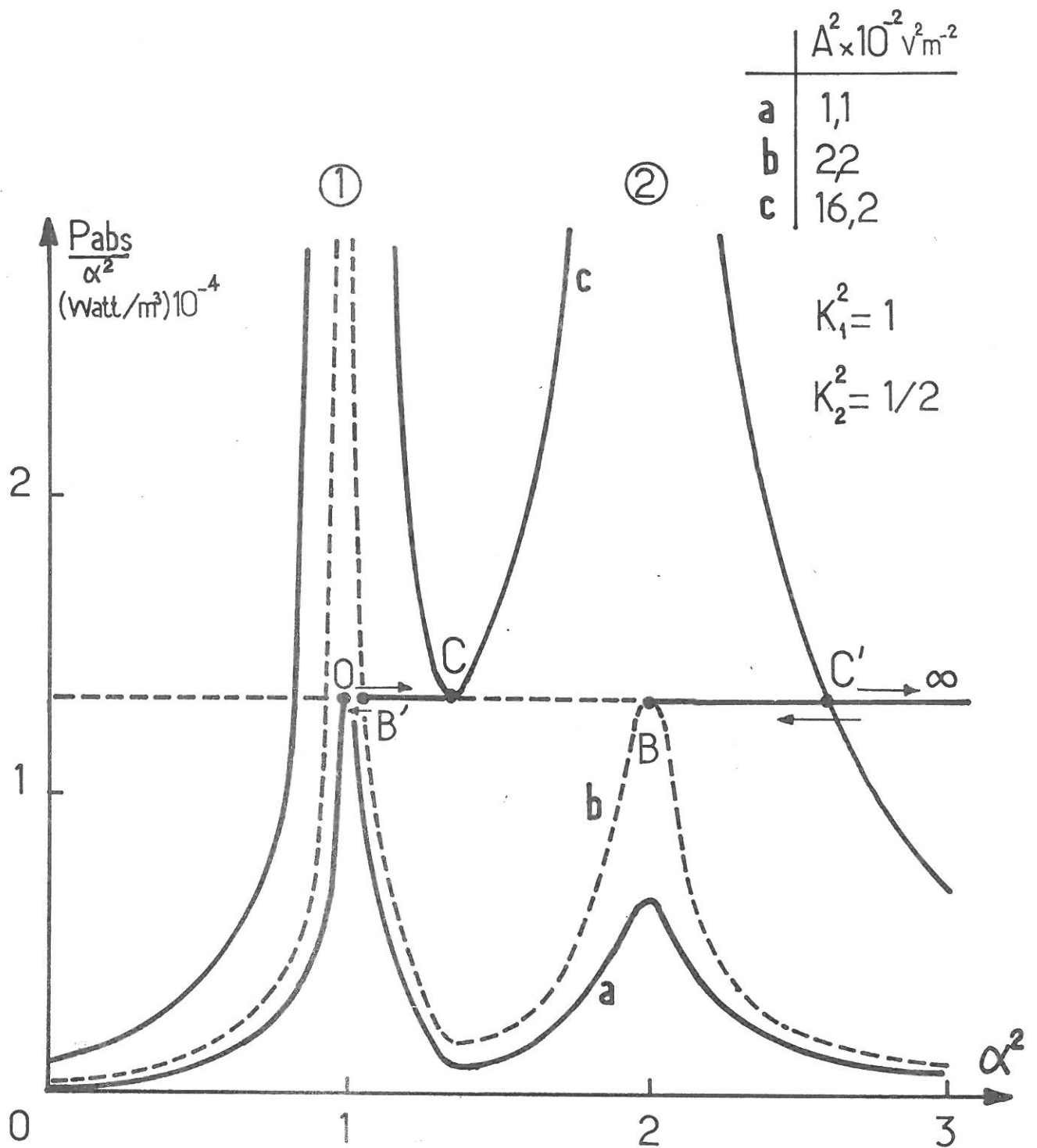


Fig.112 - Passage de la décharge H.F. d'une zone résonnante à une autre.

A partir de la figure 1.12, il est possible de tracer les courbes donnant la puissance absorbée et incidente en fonction de la densité électronique (figures 1.13 et 1.14) et de les comparer aux courbes expérimentales^[30]. Les courbes donnant l'amplitude du champ électrique extérieure en fonction de la densité, présentent un aspect caractéristique dû au passage d'une résonance à une autre : l'amplitude du champ électrique étant constante, la densité varie de manière discontinue. Quant au passage d'une résonance à une autre, il ne s'effectue pas pour la même valeur de A, suivant que l'on se dirige vers le point de passage par valeurs croissantes ou décroissantes de ω (HYSTERESIS).

Remarque I : Le point de rencontre des deux résonances sur la droite de pertes (figure 1.12, point représentatif C) varie suivant le facteur Q des deux résonances considérées.

Remarque II : En général, dans notre cas, la courbe de résonance (2) (figure 1.12), de densité plus élevée, correspond au mode froid (résonance principale) alors que la courbe (1), de densité plus faible, est la première résonance secondaire.

1.3 - PLASMA H.F. AUTO-RESONNANT (RESULTATS EXPERIMENTAUX)

1.3.1 - Schéma expérimental de création du plasma H.F. auto-résonnant

Le plasma que nous décrivons a une configuration de champ électrique H.F. de forme dipolaire.

1) Description du montage

- Cavité et antennes -

Le plasma s'entretient grâce à la puissance H.F. qui lui est transmise par deux antennes d'excitation, diamétralement opposées et situées sur l'extérieur de l'enveloppe de verre contenant le plasma (figure 1.15). Ces antennes, faites de câbles coaxiaux rigides, pénètrent à travers l'épaisseur du corps de cavité, ce qui en assure en même temps l'orientation et la fixité ; le centre de la partie terminale du coaxial est soudé à une petite plaque de cuivre (de surface variable suivant le couplage K recherché⁽¹⁾) qui vient s'appuyer complètement contre la paroi

(1) Le facteur de couplage K dépend entre autres du rapport $D/2R$ ainsi que de L, la largeur de la cavité. Un bon couplage permet en particulier d'entretenir la décharge avec le minimum de puissance H.F.

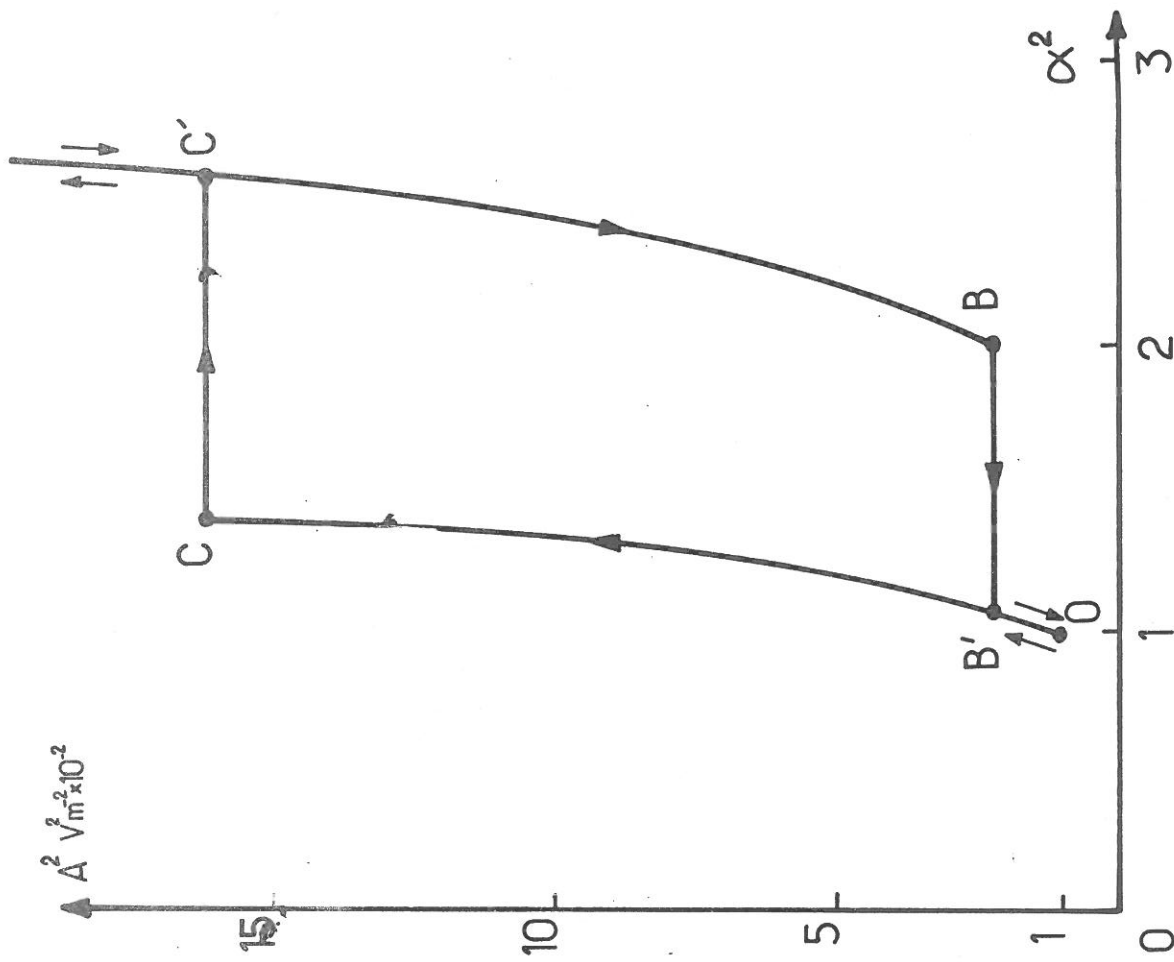


Fig.1.14.- Amplitude du champ extérieur en fonction de la densité du plasma pour deux zones résonnantes de fonctionnement.

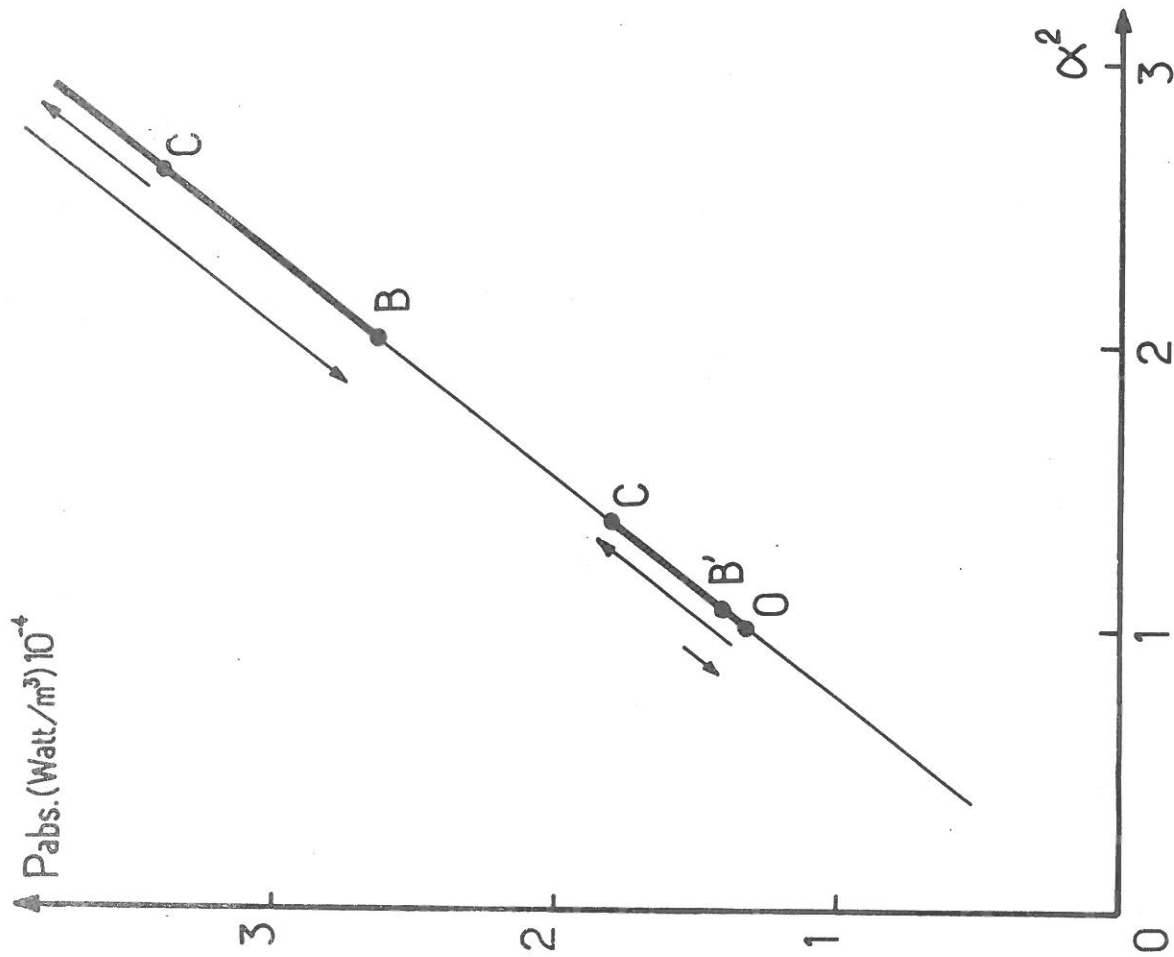


Fig.1.13.- Puissance HF absorbée en fonction de la densité, pour deux zones résonnantes de fonctionnement.

Analyseur de spectre (B)

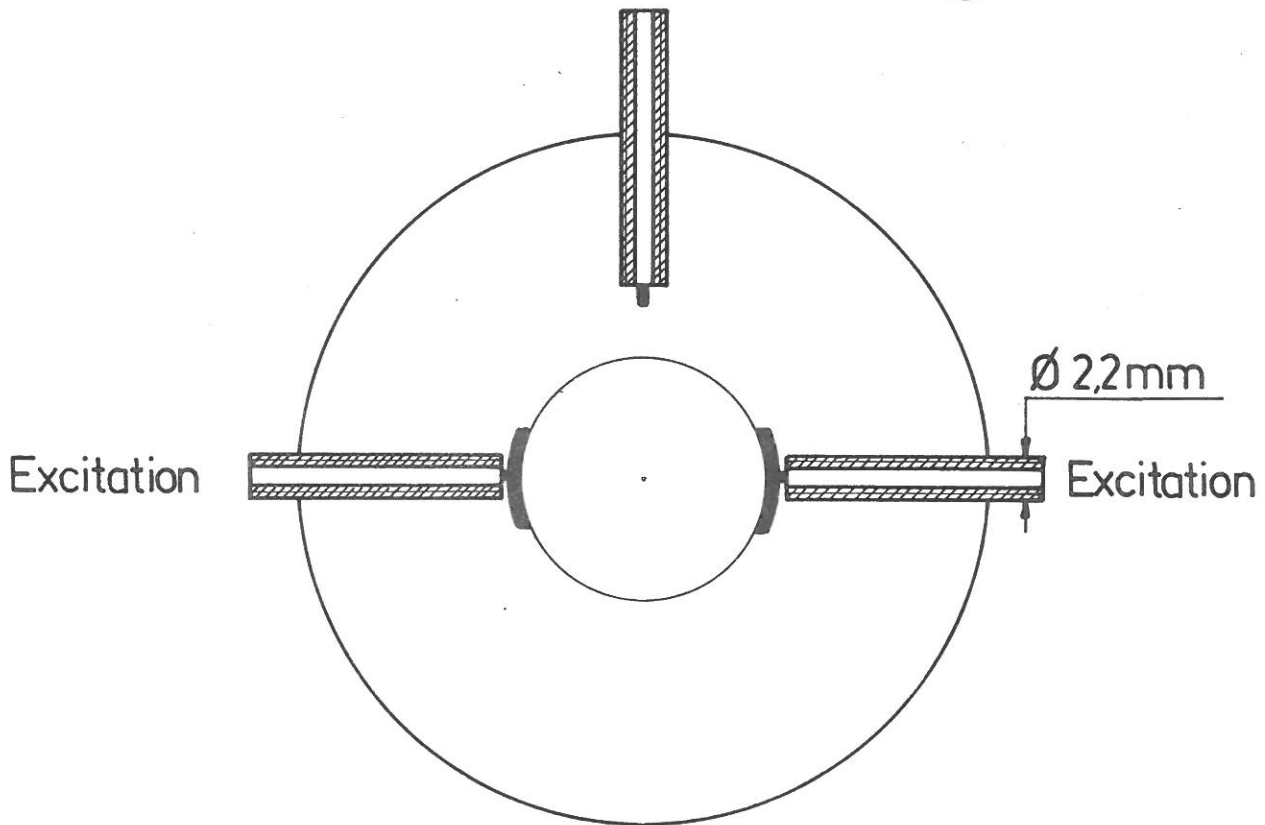


Fig: 1.15 _

Antennes d'excitation et de réception

de verre. Une troisième antenne coaxiale, légèrement dénudée en sa partie terminale est placée à 90° des antennes d'excitation dans le même plan qu'elles ; elle sert notamment à s'assurer d'une configuration dipolaire.

Le corps de cette cavité cylindrique, à bases circulaires droites, est terminé dans notre cas par deux flasques plats dans lesquels a été aménagé un passage pour le cylindre de verre (figure 1. 16). Les prolongements vers l'extérieur de ces flasques, appelés court-circuit H. F., ont pour mission de garantir du point de vue H. F. une meilleure définition de la frontière délimitée par le plan des flasques, ceci en dépit des orifices qui y ont été pratiqués ; il importe en effet de réduire les "effets de bout" de tous ordres qui peuvent résulter des ouvertures effectuées dans les flasques : expérimentalement, il s'est avéré que ces court-circuits étaient assez efficaces pourvu que le passage aménagé pour le cylindre de verre soit au plus près de ce dernier ; nous avons maintenu une différence inférieure à 0,15 mm entre le diamètre du passage et celui des cylindres de verre utilisés.

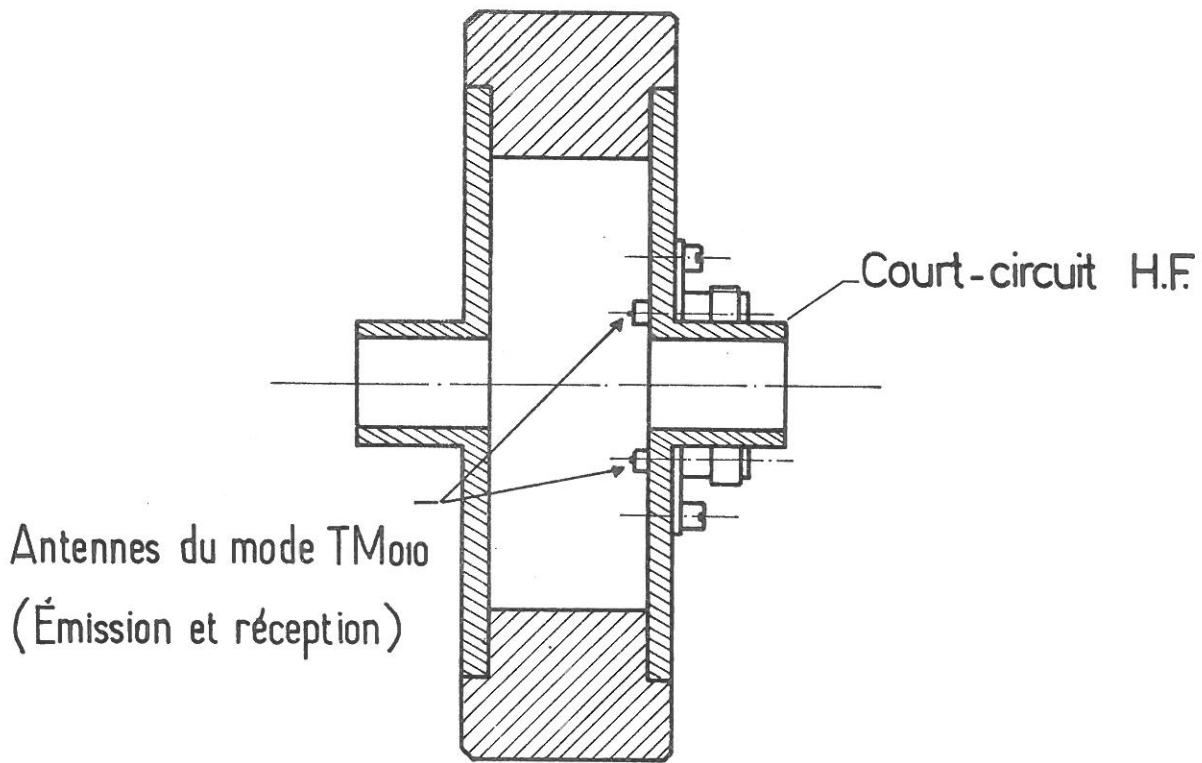
Le rôle principal de la cavité en ce qui concerne la décharge proprement dite est donc de maintenir les antennes fixes, d'éviter les pertes par rayonnement H. F. et nous le verrons, d'influer sur le facteur de couplage K.

- Enceinte de verre -

L'enceinte de la décharge se résume à un tube de verre de forme cylindrique droite (diamètre extérieur D) dont l'épaisseur est d'environ 1 mm. Le type de verre employé permet de faire varier la permittivité relative ϵ_v (ou constante diélectrique du verre) entre 3,78 (quartz) et 6,6 (cristal). Cette colonne de verre qui, généralement ne comprend pas d'électrode à l'intérieur, est reliée au banc de pompage et à l'admission de gaz.

- Alimentation H. F. -

Un oscillateur de type Férisol fournit une fréquence f_0 , variable entre 1,8 et 4,0 GHz (figure 1. 17) ; sa stabilité est de l'ordre de 10^{-5} . Ce signal est ensuite acheminé vers un amplificateur (Tube à Ondes Progressives : T.O.P.) dont la puissance maximum de sortie est de 25 watts. Les variations de puissance



Dimensions de la cavité

$L = 2\text{cm}$

$R = 3\text{cm}$

Fig.1.16. Vue de côté de la cavité

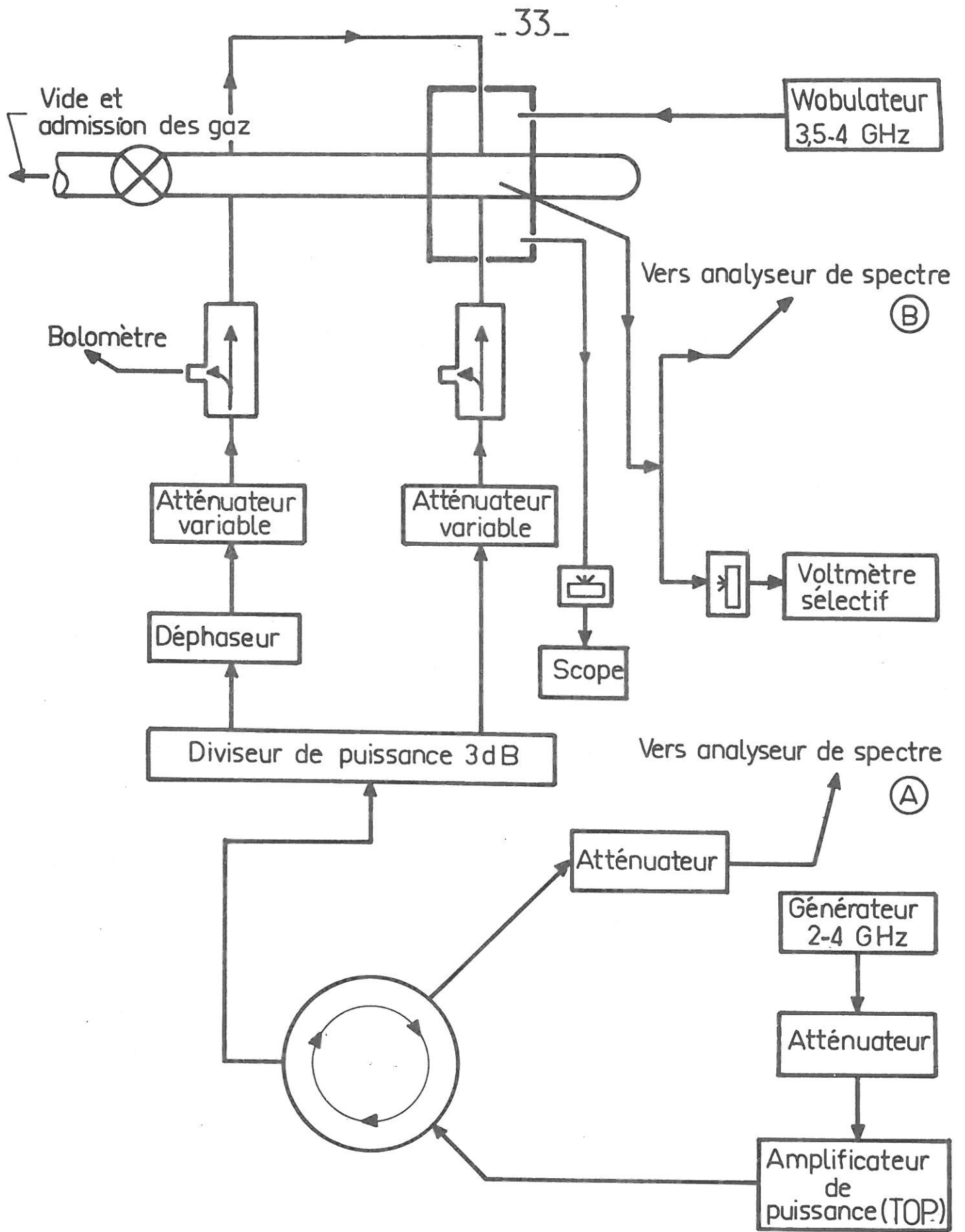


Fig.1.17 - Schéma du dispositif de création du plasma H.F.

et d'impédance de charge de l'amplificateur n'affecte en rien la stabilité de la fréquence f_0 de l'oscillateur qui en est parfaitement découplé.

- Circuit de contrôle de la puissance H.F. et de la phase -

La puissance H.F. venant du T.O.P passe d'abord par un circulateur (ferrite unidirectionnelle) qui procure un isolement de 20 dB à l'égard d'un signal réfléchi, protégeant ainsi le T.O.P. Un diviseur de puissance 3 dB sépare la puissance H.F. en deux parties égales pour alimenter les deux branches du circuit. Un coupleur unidirectionnel de -20 dB prélève un échantillon de la puissance incidente sur chaque antenne, dont un bolomètre indique la valeur. Le déphaseur sert à varier la phase relative entre les deux antennes d'excitation.

2) Mise en route et réglage du plasma H.F.

Après avoir admis une pression de gaz adéquate dans l'enceinte de verre et appliqué la puissance H.F. sur le circuit, une impulsion donnée par un tester⁽¹⁾ fournit l'ionisation nécessaire pour provoquer le démarrage de la décharge. (Nous n'avons jamais obtenu, dans nos conditions de travail, le claquage du plasma). On procède alors à un premier équilibre des puissances incidentes sur les antennes d'excitation, puis, par exemple, à l'aide de notre analyseur de spectre relié au point B (antenne à 90°), on ajuste le déphaseur pour un minimum de puissance de f_0 reçue en ce point. Il faut ainsi recommencer l'égalisation des puissances des deux antennes d'excitation et la recherche du minimum sur l'antenne à 90°, jusqu'à ce que ces deux réglages ne varient plus d'une fois à l'autre.

Le plasma ainsi créé a donc ses lignes de champ électrique H.F. dirigées suivant l'axe des antennes d'excitation, puisque le signal reçu (sur l'antenne) à 90° est minimum ; ceci correspond à la configuration "dipolaire"^[5]. Une mesure de la précision du minimum s'obtient en comparant la puissance reçue au point B (antenne à 90°) avec celle réfléchie globalement par les deux antennes, point A ; en effet, la puissance réfléchie en A est proportionnelle à la puissance incidente sur les antennes, environ dix fois plus faible que cette dernière. Or la puissance

(1) Bobine de Rhumkoff donnant une impulsion incohérente (200 KHz - 1 MHz) de forte puissance.

captée sur l'antenne à 90° est de 60 dB plus faible que cette puissance réfléchie, comme le montre le tableau 1.4, ce qui nous justifie pleinement de conclure à une excitation "dipolaire".

Gaz	f_0 (GHz)	Pression (m Torr)	$\Delta P (f_0)$ (dB)	
H ₂	2.1	280	- 62	ϕ_{int} : 9.6 mm ϕ_{ext} : 11.7 mm ϵ_v : 4.9 R = 3 cm et L = 2.5 cm
Ne	2.0	340	- 53	
Kr	2.2	65	- 59	

Tableau 1.4 - Différence de puissance ΔP entre la réception sur l'antenne à 90° et la réflexion totale.

3) Données techniques sur le vide, la pureté du gaz et la permittivité du verre

L'enceinte de décharge est évacuée par une pompe secondaire à diffusion d'huile surmontée d'un piège à azote liquide qui tend à réduire la migration d'huile de la pompe à diffusion. Le vide ultime de l'enceinte en dynamique est dans les meilleures conditions de 10^{-7} torr, plus généralement de 10^{-6} torr.

Chaque colonne cylindrique utilisée pour la décharge est préalablement chauffée à 150°C et pompée jusqu'à ce que le vide soit supérieur à 10^{-6} torr, ce qui garantit une remontée maximum de pression à 10^{-4} torr en une heure. Il reste cependant à faire dégazer les parois de verre au niveau des antennes d'excitation ; en effet, suivant la puissance H.F. que l'on injecte dans le plasma, la température de la paroi interne du verre à l'endroit des antennes d'excitation se situe entre 300°C et 1100°C, comme le montrent les changements d'états (dévitrification) qui surviennent dans le verre : pour le quartz, par exemple, on note que se produit une transformation en quartz amorphe (cristobalite i. e. entre 1050° et 1200°C) avec les décharges de très fortes puissances nécessitées par les plasmas de H₂ et He. Un tel dégazage ne peut donc être réalisé qu'en entretenant une décharge H.F. pendant quelques heures. Nous considérons que la paroi est propre

lorsque la pression, sur une période d'une heure, ne varie pas plus de 0.1 mtorr (10^{-4} torr).

L'obtention de températures aussi élevées sur les parois de verre nous posent d'ailleurs d'autres problèmes. D'une part, il faut veiller, bien sûr, à ce que la température des parois ne dépasse pas le point de ramollissement du verre (625° pour le cristal), sinon la paroi se perce au niveau des antennes. D'autre part, étant donné que la majorité des verres disponibles commercialement ont des ϵ_v qui dépendent fortement de la température des parois^[32], il nous est difficile lorsque le verre atteint de telles températures, de connaître avec précision la valeur de la permittivité ϵ_v . C'est pourquoi nous avons fait usage très généralement d'une enceinte en quartz transparent dont la permittivité $\epsilon_v = 3.78$ varie fort peu avec la température ($\epsilon_v = 3.75$ à 500°C ^[32]) et dont le point de ramollissement demeure très élevé (1500°C); quant aux autres verres, comme le pyrex ($\epsilon_v = 4.10$), le verre MO ($\epsilon_v = 4.9$) et surtout le cristal, nous ne les avons utilisés qu'avec des décharges de faibles puissances.

La pression du gaz, qui s'étend du mtorr jusqu'au torr, est mesurée en permanence par une jauge Pirani (LKB-AUTOVAC) que n'affecte pas la présence du champ H.F.; nous avons recours aux courbes d'étalonnage de pression livrées par le constructeur. Les gaz (Air Liquide, Paris) ont une concentration minimum de 99,99 %; nous employons un robinet à pointeau (acier inox) sans détendeur, pour en régler le débit; une fois le gaz admis dans l'enceinte, cette dernière est isolée, le temps des mesures (cycle de 30 minutes).

4) Valeurs caractéristiques typiques de fonctionnement du plasma H.F. auto-résonnant

- Puissance H.F. -

Il est intéressant de comparer les puissances H.F. mises en jeu pour entretenir le plasma dans les divers gaz que nous avons expérimentés. Le tableau 1.5 présente la puissance H.F. incidente nécessaire au maintien du plasma à une densité $f_{pe} \simeq f_o \sqrt{2}$ ⁽¹⁾, en régime ambipolaire; comme les mesures sont réalisées

(1) Dans la région du plateau (§ 1.3.4), à la densité maximum de l'instabilité ionique SV (chapitre III).

dans des conditions tout à fait identiques et que seul le gaz change, le couplage de la puissance H.F. avec la cavité et le plasma est le même, comme l'atteste d'ailleurs la constance des réglages (équilibre des puissances et minimum) d'un gaz à l'autre.

Gaz	masse (relative)	V_i (volt)	P_{inc} (watt)	
H ₂	2	15,4	13,3	tube : $\phi_{int} = 8\text{mm}$ $\phi_{ext} = 10\text{mm}$ $\epsilon_v = 3,78$ cavité : R = 3cm L = 1,5 cm $f_o = 2,4 \text{ GHz}$
Ne	20	21,6	4,1	
A	40	15,8	1,2	
Kr	84	14,0	0,36	
Xe	131	12,1	0,30	

Tableau 1.5 - Puissance H.F. comparée des plasmas de divers gaz en régime ambipolaire.

On constate que la puissance H.F. croît régulièrement alors que diminue la masse ionique ; pour tous ces gaz, sauf H₂, ce phénomène se rattache aisément à l'accroissement correspondant du potentiel d'ionisation, V_i . Quant à l'explication de la forte puissance que demande le plasma de H₂, ce n'est pas dans le terme de chauffage qu'il faut la chercher, car bien que ce dernier soit en m/M_i , sa contribution demeure inférieure à celle de l'énergie d'ionisation ; la particularité de cette décharge vient plutôt du caractère moléculaire de l'hydrogène, qui fait, comme nous l'avons déjà exposé^[1], que la recombinaison dissociative (en volume) l'emporte sur la diffusion comme mécanisme de perte des particules ; cette hypothèse est d'ailleurs corroborée par des mesures comparatives effectuées dans l'Argon, l'Azote (moléculaire) et le Néon, dans des conditions très voisines de celles du tableau 1.5. Le tableau 1.6 fait, en effet, ressortir clairement la puissance élevée qu'exige l'azote moléculaire, en comparaison du Néon, de potentiel V_i beaucoup plus grand mais dont les pertes résultent d'une diffusion vers les parois.

Gaz	Masse (relative)	V _i (Volt)	P _{inc} (watt)	
Ne	20	21.6	4.4	tube : $\phi_{int} = 9.6 \text{ mm}$ $\phi_{ext} = 11.7 \text{ mm}$ $\epsilon_v = 4.9$ cavité : R = 3 cm L = 2.5 cm $\frac{f}{p_e} \approx f_o \sqrt{2}$ où $f_o : 2.5 \text{ GHz}$
N ₂	28	15.5	6.7	
A	40	15.8	2.5	

Tableau 1.6. - Comparaison montrant la différence de puissance H.F. dans des plasmas dont les processus de pertes sont différents.

- Domaine de pression et puissance H. F. -

La variation de la puissance H.F., en fonction de la pression, pour une densité électronique donnée, s'apparente de près aux courbes de Paschen des décharges en courant continu ; elle présente en effet un maximum de puissance dans la zone du torr. Cette forme de courbe est conforme au mécanisme théorique que nous avons développé (équation 1.9) puisque la puissance absorbée par le plasma doit augmenter si la pression diminue puisque T_e augmente dans un tel cas.

La pression minimum à laquelle nous faisons fonctionner notre décharge H.F. correspond pour les différents gaz traités, à un libre-parcours moyen de l'ordre des dimensions de l'enceinte ; le tableau 1.7 fait voir ce minimum pour quatre gaz, avec les puissances H.F. respectives. Il est encore possible, à condition d'avoir à sa disposition suffisamment de puissance H.F., de créer un plasma à une pression encore plus faible, mais alors la densité n'est plus stable ; elle évolue de façon cyclique, entre deux valeurs, avec une constante de temps de l'ordre de la seconde, ce qui rend impossible toute mesure précise à une telle pression.

Gaz	Pression minimum (m Torr)	P _{inc} (watt)	
Ne	300	7.40	mêmes conditions que celles du tableau 1.5 $f_{pe} < f_o \sqrt{2}$ où $f_o : 2.4 \text{ GHz}$ (instabilité SX)
A	20	5.20	
Kr	10	3.80	
Xe	10	1.10	

Tableau 1.7 - Pression minimum d'entretien d'un plasma H.F. stable.

Quant à la pression maximum à laquelle peut fonctionner une décharge H.F. résonnante, elle est d'ordinaire (§ 1.3.4) supérieure à la pression d'observation des instabilités que nous voulions étudier et nous nous sommes donc généralement limités à ce dernier intervalle de pression, plus restreint.

- Domaine de fréquence f_0 et résonance d'antennes -

L'étude du domaine de fréquences f_0 sur lequel, pour une résonance donnée, peut s'entretenir le plasma H.F., relève des sections qui vont suivre, en particulier 1.3.5. Pour l'instant, nous souhaitons attirer l'attention sur des résonances d'origine géométrique, qui viennent entraver la délimitation autrement très nette entre les diverses plages de fonctionnement du plasma H.F. auto-résonnant. En effet, si on va en augmentant f_0 , il arrive un moment (avant d'atteindre le mode fondamental de la cavité) où les antennes d'excitation résonnent ; cette résonance, en quart de longueur d'onde de la fréquence f_0 , se produit entre l'extrémité de l'antenne d'excitation (où se trouve la petite plaque de cuivre) et la paroi du corps de cavité : compte tenu du glissement de fréquence dû au ϵ_v du verre dans la cavité, on enregistre expérimentalement (sans plasma) une résonance bien définie, de fréquence centrale 2.7 GHz (cavité $R = 3$ cm et tube $\phi_{\text{ext}} = 10.0$ mm) dont la largeur à mi-hauteur est d'un peu moins de 200 MHz. On vérifie le caractère géométrique de cette résonance en faisant varier R (2.8 cm donne une fréquence centrale 2.85 GHz) ou le diamètre du tube ; d'autre part, si la résonance en présence de plasma, se manifeste par exemple vers 2.6 GHz, au-delà de 3 GHz⁽¹⁾, ses effets ne se verront plus sur le plasma résonnant.

Nous verrons apparaître ces résonances parasites dans les sections 1.3.4 et suivantes, où nous en préciserons le rôle sur le caractère résonnant du plasma H.F.

1.3.2 - Méthode de mesure de la densité électronique

Il est essentiel dans cette étude du plasma H.F., comme dans celle de l'instabilité paramétrique résonnante, de connaître à tout instant, avec la plus grande précision possible, la valeur de la fréquence f_{pe} ⁽²⁾ ; comme d'autre part, le

(1) le mode fondamental de cette cavité se situe vers 3.7 GHz.

(2) $f_{pe} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{ne^2}{m\epsilon_0} \right)^{1/2}$.

plasma H.F. que nous produisons occupe une section axiale fort restreinte de l'enceinte de décharge, il est impératif de pouvoir en mesurer la densité à l'endroit même où il se forme, sans que pour autant le mécanisme d'excitation interfère avec celui de la mesure de f_{pe} . La méthode du "décalage en fréquence" d'une cavité résonnante $TM_{omo}^{(1)}$ (m : un entier)^[33] donne précisément le moyen d'arriver à une bonne détermination de f_{pe} , en ayant concilié les diverses contraintes qu'impose un tel plasma H.F. auto-résonnant.

Certes, la valeur de f_{pe} qui en résulte est une valeur moyenne, $f_{\overline{pe}}$, sur le volume de plasma contenu dans la cavité ; il apparaît donc qu'une interprétation juste de cette mesure moyenne nécessite la connaissance du profil radial et également, puisque le plasma est inhomogène axialement, du profil axial.

1) Rappel de la théorie pour une cavité TM_{omo}

Le phénomène sur lequel repose cette méthode de mesure est le même que celui que provoque l'introduction d'un barreau de matière dans une cavité résonnante : la fréquence de résonance se trouve modifiée d'une façon qui dépend du caractère et des dimensions de l'objet perturbateur. Un plasma "froid" possède une conductivité σ qui le caractérise vis-à-vis d'une onde électromagnétique ; il suffit donc de calculer l'effet de l'onde test, de fréquence f_w , sur le barreau de plasma pour pouvoir relier le décalage de fréquence, Δf_w , qu'il cause, à la valeur de sa densité électronique.

Le champ électrique des modes TM_{omo} n'a qu'une seule composante, dirigée suivant l'axe z (fig. 1.9) ; son amplitude est donnée par :

$$E_z = E_w J_0(X_{om} r/r_p) \quad (E_r = E_\theta = 0) \quad (1.19)$$

où X_{om} est la racine $m^{\text{ième}}$ de $J_0(X) = 0$; r_p est le rayon du plasma.

Il importe de remarquer que le champ E_z du mode TM_{omo} est perpendiculaire au champ H.F. qui crée le plasma.

(1) Nous utilisons la plupart du temps le mode TM_{010} , quelquefois le mode TM_{020} .

Parmi les divers degrés d'approximation permettant de calculer la densité d'un plasma dans une cavité résonnante, considérons d'abord le plus approximatif dit de "perturbation"^{[34] [35]}, dont la forme analytique des résultats est utile. Les hypothèses suivantes sont faites :

- i) plasma froid
- ii) conductivité Lorentzienne
- iii) $f_{pe} < f_w$
- iv) $r_p/R \ll 1$ (R : rayon de la cavité)
- v) profils électroniques constants
- vi) permittivité du verre ϵ_v , réduite à 1 (celle du vide)
- vii) aucun effet de bouts

On obtient alors que :

$$f_{pe} = \left[\frac{(\Delta f_w) F \omega_w^2}{2\pi^2 f_v} \right]^{1/2} \left[1 + (v_m/\omega_w)^2 \right]^{1/2} \quad (1.20)$$

et
$$\Delta \left(\frac{1}{Q} \right) = \left(\frac{v_m}{\omega_w} \right) \frac{2\Delta f_w}{f_v} \quad (1.21)$$

où
$$F = \left(\frac{R}{r_p} \right)^2 \frac{J_1^2(X_{om})}{J_1^2(X_{om} r_p/R) + J_0^2(X_{om} r_p/R)} \quad (1.22)$$

et f_v est la fréquence de résonance de la cavité sans plasma,

ω_w est la pulsation de résonance de la cavité en présence de plasma.

A l'heure actuelle, nous disposons d'une méthode quasi exacte^{[11] [36]}, qui consiste à poser les équations de Maxwell dans le plasma (de conductivité σ), le verre et le "vide" de la cavité, et à relier ces équations entre elles par diverses conditions de continuité aux frontières plasma-verre, verre-vidé. La solution de cet impressionnant système d'équations se fait sur ordinateur ; c'est le programme, mis au point par Leprince^[11] que nous avons utilisé car il a l'avantage de ne pas imposer de restriction sur le rapport r_p/R ⁽¹⁾ tout en autorisant d'avoir $f_{pe} \sim f_w$;

(1) Expérimentalement toutefois, ce rapport doit être inférieur à 0.3 ; au-delà, le mode TM_{010} disparaît en présence du plasma.

en même temps, il est tenu compte de la permittivité du verre ϵ_v , ce qui s'avère utile pour étudier sélectivement certaines propriétés liées à la permittivité des enceintes de verre. Les hypothèses de ce calcul numérique sont donc :

- i) plasma froid
- ii) aucune collision électron-neutre ($\nu_m = 0$)
- iii) profils radial et axial constants
- iv) aucun effet de bouts.

L'hypothèse de collision nulle en ce qui concerne la détermination de la densité à l'aide du mode TM_{010} est tout à fait justifiée ; en effet, étant donné que pour nous, le rapport maximum ν_m / ω_w est de 15 %⁽¹⁾, l'équation (1.20) qui permet d'estimer la contribution des collisions électron-neutre à la valeur mesurée f_{pe} , montre que cette dernière ne devrait pas dépasser 1 %. D'ailleurs, règle très générale, le coefficient ν_m / ω_w est inférieur à 10 % i. e. que la correction (ou l'imprécision) est de moins de 0.5 %.

Quant à la forme du profil radial (§ 1.14), Agdur et Enander^[37], après avoir analysé un profil parabolique et un profil constant de mêmes valeurs moyennes, ont montré qu'elle n'influçait pas la valeur moyenne f_{pe} donnée par le mode TM_{010} , pourvu que f_{pe} ne soit pas trop grand par rapport à f_w ; en effet, on ne saurait voir de différences notables entre ces deux profils aussi longtemps que δ , la profondeur de pénétration dans le plasma de l'onde f_w , demeure supérieure au rayon r_p du plasma. Cette profondeur de pénétration se définit pour un plasma dont $f_w < f_{pe}$ par :

$$\delta = c / \omega_{pe} \quad (1.23)$$

où c est la vitesse de la lumière, ce qui typiquement, dans nos conditions, donne un rapport $\delta / r_p = 3,5$.

(1) Il s'agit de ν_m calculée i. e. en fait ν_{eff} (référence [1], § 2.5).

D'autre part, au sujet du profil axial (§ 1.3.7), indiquons sans aller plus loin que, dans la région des antennes d'excitation (symétriquement par rapport à elles), il existe une certaine largeur de plasma sur laquelle celui-ci a une densité électronique constante ; les données que nous présentons dans les sections suivantes ont été recueillies avec une cavité de largeur L , comparable à cette distance axiale d'homogénéité.

En dernier lieu, il importe de parler du couplage entre le mode de cavité TM_{010} et les résonances de plasma. Des travaux de Jouineau et Leprince^[38], il ressort clairement que, dans le cas présent, les conditions de couplage ne sont pas réunies, d'une part parce qu'il s'agit de deux configurations différentes, $m = 0$ pour le mode TM_{010} et $m = 1$ pour les résonances de plasma, et que, d'autre part, les deux fréquences propres f_{pe} et f_w sont suffisamment éloignées l'une de l'autre.

2) Dispositif expérimental de mesure de la densité électronique

- Les antennes, l'une d'excitation du mode TM_{010} , l'autre de réception, réalisées à partir de prises H.F. OSM # 204, sont rattachées aux flasques tel que l'indique la figure 1.16 ; la partie "active", située à l'intérieur de la cavité, est perpendiculaire au plan des flasques.

- Le dispositif expérimental, schématisé par la figure 1.18, comprend d'abord un wobulateur qui balaie (à 50 Hz) un intervalle de fréquences (de 150 MHz), centré sur la fréquence de résonance cavité-plasma, f_w ; cet appareil est protégé à sa sortie par une ferrite unidirectionnelle (isolateur). Un mécanisme de régulation (nivellement) maintient constant le signal incident sur l'antenne d'excitation ; composé d'un coupleur -20 dB qui prélève une partie du signal incident, ce dispositif est assorti d'un cristal qui détecte cette information, transmise ensuite au wobulateur où s'effectuent les corrections de niveau nécessaires.

L'antenne de réception perçoit le signal absorbé par le système résonnant, composé de l'ensemble plasma-verre-cavité ; un cristal, fonctionnant dans sa portion quadratique, détecte ce signal. Ce cristal est précédé d'un atténuateur variable qui sert à assurer toujours la même puissance incidente sur le cristal, pour les cas où l'on souhaite faire des mesures de Q , mesures qui doivent être faites dans des conditions identiques de détection. Sur un oscilloscope, en synchronisme

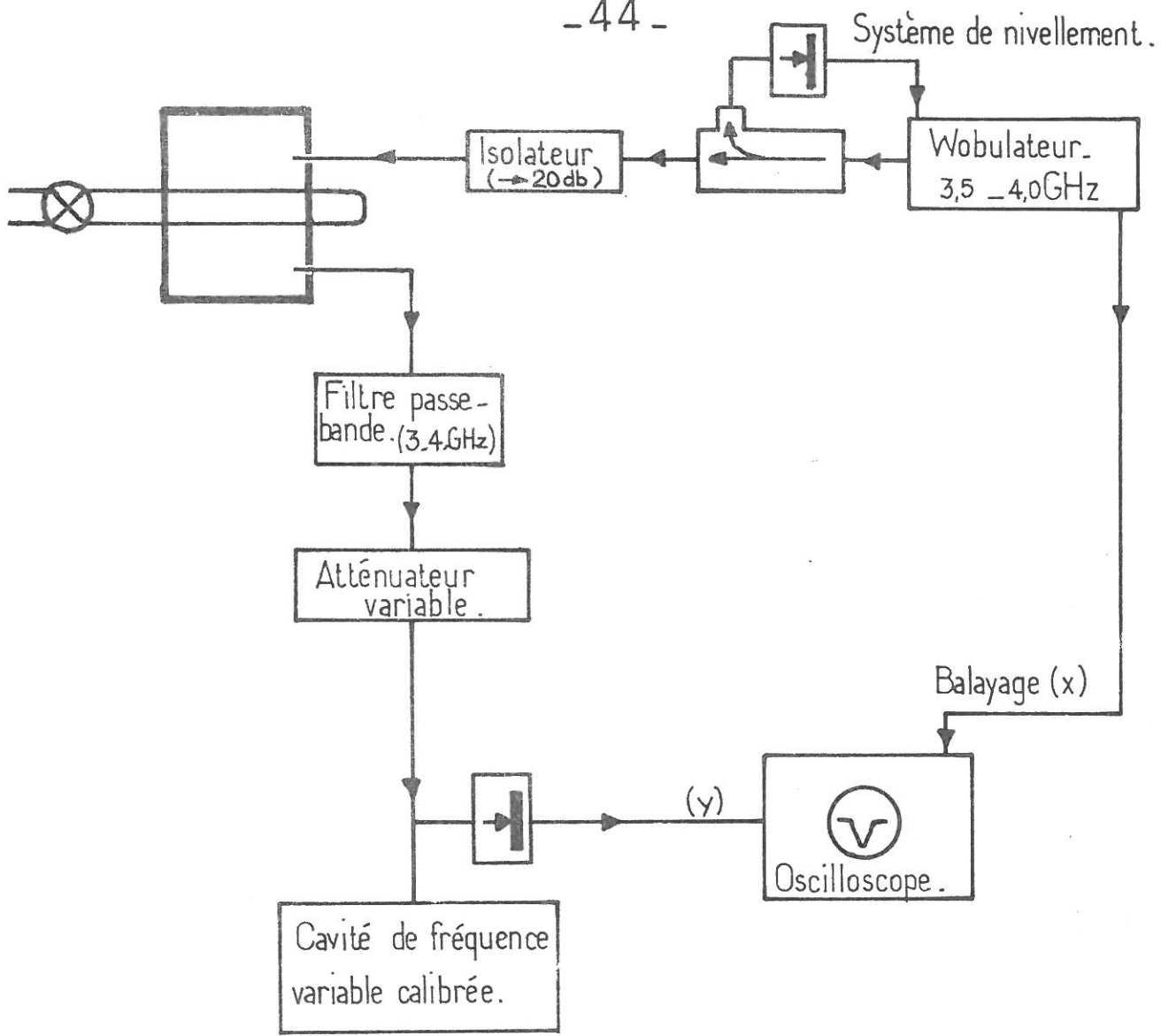


Fig.1.18a - Schéma de mesure de la densité électronique.

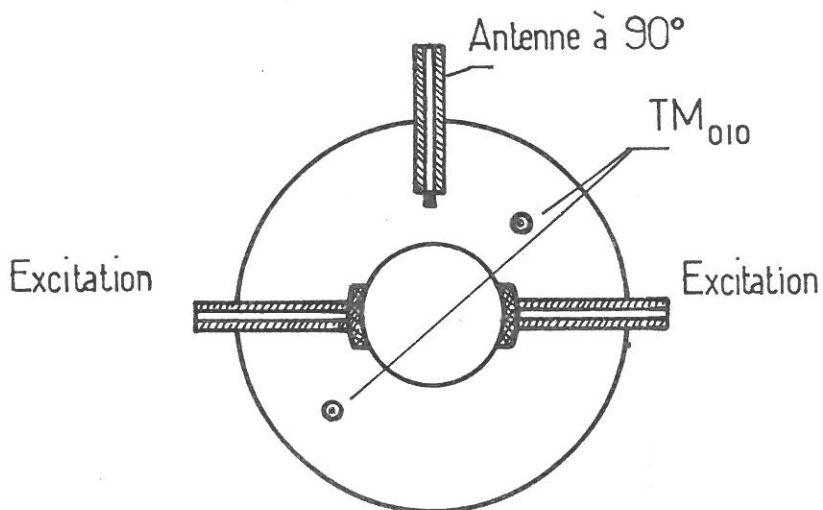


Fig.1.18b - Position des antennes du TM₀₁₀ par rapport aux autres antennes.

avec la fréquence de balayage du wobulateur, se trouve affiché le pic de résonance du mode TM_{010} perturbé. A l'aide d'un marqueur incorporé au wobulateur, on repère la fréquence centrale (du pic). Une mesure du TM_{010} avec le plasma détermine f_w et une autre sans plasma fixe f_v , donnant ainsi $\Delta f_w = f_w - f_v$.

Pour obtenir une meilleure précision sur la valeur de la fréquence du pic de résonance (habituellement, on apprécie le 1/2 MHz), nous pouvons avoir recours à une cavité résonnante variable (fig. 1.18), dont le pic de résonance extrêmement étroit procure, par absorption, une indication plus précise (0.1 MHz) de la fréquence du pic TM_{010} , à condition bien entendu que le facteur Q de ce dernier permette une telle précision (Q élevé).

3) Remarques sur la précision de la mesure de f_{pe}

Pour compléter cette section sur la mesure de la densité électronique, il convient d'évaluer le degré de précision avec lequel nous arrivons à connaître f_{pe} , la fréquence plasma-électronique moyenne.

Les sources d'erreur peuvent se classer en deux groupes. D'une part, il y a celles qui s'introduisent dans la détermination, par calcul numérique, de la relation $f_{pe} = f_{pe} (\Delta f_w)$; elles tiennent principalement à :

- i) la mauvaise "cylindricité" des tubes de verre
- ii) aux effets de bouts dont ne tient pas compte le calcul numérique (annexe 1).

Dans le cas des cylindres de cristal étirés à la main, les diamètres intérieurs et extérieurs sont en effet loin d'être constants (± 0.10 mm), ce qui introduit une imprécision de 2 à 3 % dans l'usage de la relation $f_{pe} (\Delta f_w)$. Les enceintes de quartz sont pour leur part presque parfaites de ce point de vue et ce type d'erreur y est négligeable.

Nous distinguerons, d'autre part, les fautes liées à l'expérimentation proprement dite, à savoir :

- i) l'imprécision sur la détermination de f_w , due à un facteur de surtension, Q, trop faible : le pic de résonance est aplati.
- ii) la variation de la permittivité ϵ_v (i. e. f_v) en fonction de la température, T, des parois ; c'est le cas de tous les verres sauf le quartz.

iii) l'imprécision des marqueurs du wobulateur : $\pm 0,5$ MHz sur f_w et f_v .

Le facteur Q d'une cavité résonnante contenant un diélectrique s'exprime par rapport au facteur Q_0 de la cavité à vide ⁽¹⁾, en fonction de δ_0 , l'angle de pertes ^[16] par la relation :

$$\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0} = \text{tg } \delta_0 \quad (1.24)$$

Le facteur Q du système avec cristal est beaucoup plus faible que celui contenant du quartz, puisque le δ_0 ⁽²⁾ du premier est de 41×10^{-4} alors que celui du quartz est $0,6 \times 10^{-4}$; c'est surtout dans le domaine des hautes pressions ($v/\omega \sim 10$ %) que la localisation du pic TM_{010} peut devenir imprécise et que se manifeste l'avantage du quartz sur le cristal.

Quant à la variation de la fréquence à vide, f_v , due à $\epsilon_v(T)$, elle demeure faible (~ 3 MHz) dans la mesure où l'on s'abstient de créer des décharges de fortes puissances dans les enceintes de cristal ou de Mo : le changement du ϵ_v joue moins si, aussitôt après avoir déterminé f_w (avec plasma), on reprend f_v (sans plasma) ; la constante de temps de la variation de $\epsilon_v(T)$ est d'ordre thermique i. e. quelques secondes. Une fois de plus, le quartz (à 3 GHz) étant nullement affecté par l'échauffement des parois, ne se trouve pas soumis à ce genre d'erreur.

Enfin, l'imprécision sur la lecture de f_w et f_v , affichées par le marqueur du wobulateur, entraîne dans les conditions habituelles une incertitude de 0,6 % (relativement à $f_0 \sqrt{2}$).

En conclusion, l'évaluation de la fréquence f_{pe} d'un plasma localisé dans une enceinte de quartz est très précise, comme le confirme notamment la parfaite répétition des mesures à plusieurs semaines d'intervalles ; au plus, atteignons-nous une erreur de "répétitivité" de ± 1 % ; pour ce qui est des autres verres, en particulier du cristal, l'imprécision grimpe facilement à 3 % et dépasse ce chiffre si des précautions particulières ne sont pas prises. Quant à la méthode de calcul, elle induit une erreur d'au plus 4 % (voir Annexe 1).

(1) La formule (1.24) ne tient pas compte des effets de bouts.

(2) Les mesures de δ_0 sont pour 3 GHz ; le cristal est analogue au G. 12 de Sovirel et le Mo, de même δ_0 , est du Sovirel 747-01.

4) Remarques sur l'évolution du facteur Q en fonction de f_{pe}

Expérimentalement, il y a diminution du facteur Q lorsque le plasma évolue sur sa résonance d'entretien (sens de la densité croissante) comme le montre le tableau 1.8 ; sur les résonances secondaires (D_1, D_2), nous n'avons donc pas observé de minimum relatif du facteur Q en fonction de f_{pe} qui soit caractéristique d'un couplage cavité-plasma^[38].

Δf_w	Δf (1)	$Q_{TM_{010}}$	Région d'instabilité	
0	11.5	380	-	Tube : $\phi_{int} : 7,7 \text{ mm} - \phi_{ext} : 11,2 \text{ mm}$ $\epsilon_v : 6,6$ Cavité : $R = 3 \text{ cm} - L = 2,5 \text{ cm}$ Krypton 45 m Torr $f_o : 2,4 \text{ GHz} ; f_v : 3,427 \text{ GHz}$
91,5	21.5	158	-	
103.	22.0	156	} SX	
104.5	26.	142		
111.5	40.5	84	SV	

Tableau 1.8 - Variation du facteur Q du mode TM_{010} pour un plasma H.F. sur la première résonance secondaire.

Cependant, la réduction du facteur Q prédite par l'équation (1.21) lorsque la densité (i.e. Δf_w) augmente, ne suffit pas à justifier la variation brusque du Q au niveau de la région SV-SS d'instabilités ioniques ; il semble plutôt que des modifications anormales de conductivité aient lieu dans le plasma quand on approche et franchit la sone $f_{pe} \sim f_o \sqrt{2}$. Cette affirmation se trouve, à notre avis, confirmée par le fait qu'au-delà de cette densité, sur le mode froid, le facteur Q réaugmente pour s'atténuer à nouveau quand on est près de $f_{pe} \sim 2 f_o \sqrt{2}$.

1.3.3 - Comparaison entre les résonances de plasma d'une colonne positive et les zones d'entretien du plasma H.F. auto-résonnant

1) Généralités

La comparaison présentée dans cette section n'est que partielle et qualitative ; en effet, elle n'est réalisable qu'à très faible pression, sur un domaine de pression restreint puisque, comme nous l'avons déjà signalé, les fluctuations⁽²⁾

(1) Δf : largeur de la résonance TM_{010} à mi-hauteur (détection quadratique)

(2) Ces fluctuations atteignent rapidement quelques % de f_{pe} (Annexe 2).

de la densité électronique^[17] font disparaître les résonances de plasma d'une colonne positive dès que la pression s'éloigne trop du régime de chute libre. D'autre part, la modification du profil axial et radial lorsqu'on passe de la colonne positive au plasma H.F. affecte suffisamment la densité moyenne f_{pe} pour qu'une comparaison quantitative ne soit plus possible ; ajoutons que les profils du plasma H.F. varient également suivant la résonance sur laquelle s'entretient la décharge. L'accord qualitatif est cependant satisfaisant et permet de dégager un certain nombre de propriétés de fonctionnement du plasma H.F. ; un accord quantitatif aurait eu pour avantage de démontrer que le plasma H.F. s'entretient sur la portion stable (§ 1.2.1) i.e. de densité la plus élevée, de la résonance de plasma.

Si toutefois, on veut démontrer cette propriété de stabilité, il faut créer le plasma sur un couplage mode de cavité-plasma (voir ^[38], ch. 5) ; il apparaît alors de façon très nette qu'un plasma H.F. auto-résonnant ne peut s'entretenir que sur la portion stable de la résonance considérée.

2) Comparaison entre la position en densité des résonances de plasma et des zones d'entretien du plasma H.F. (faible pression)

La colonne positive (C.P.) de cette expérience est celle d'une décharge à cathode chaude classique⁽¹⁾ ; l'excitation et la mise en évidence des résonances de plasma de la colonne s'effectuent avec notre montage habituel, celui de la figure 1.17, à la différence que le signal H.F. incident sur les antennes d'excitation est très faible : il ne crée pas d'ionisation supplémentaire à celle de la C.P. et ce sont les résonances du régime linéaire^{[3] [5]}, que nous allons observer. Celles-ci sont visualisées sur un oscilloscope par l'intermédiaire de la puissance H.F. réfléchie à partir des antennes d'excitation (complément de la puissance absorbée, point A), que l'on affiche en fonction du courant de décharge, modulé à 50 Hz ; sur ce même appareil, un autre faisceau étale le pic de résonance du mode TM_{010} , également en fonction du courant, autorisant ainsi un relevé de la position et de la largeur à mi-hauteur, en termes de f_{pe} , des diverses résonances de la C.P. Le résultat de ces mesures apparaît en traits hachurés sur la

(1) Cathode à oxyde d'un débit maximum de 10 ampères ; fabrication C.S.F. (CI 10). Enceinte en verre Mo.

figure 1.19 ; dans le cas du Xénon (fig. 1.19a), il est à remarquer qu'à $f_0 = 2$ GHz, les résonances présentes sont la résonance principale ou mode froid (F) et les deux premières résonances secondaires (D_1, D_2) alors qu'à 2,5 GHz seules sont observables les trois premières résonances secondaires (D_1, D_2, D_3) : si la résonance principale n'apparaît plus pour $f_0 = 2,5$ GHz, c'est parce qu'elle exige un courant de décharge (i.e. une f_{pe}) tel que la C.P. devient instable, passant en régime d'arc. Un spectre de résonances assez semblable s'obtient pour le Krypton, avec un "décalage" (vers $f_{pe}/f_0 = \alpha$ petit) d'une résonance par rapport à celui du Xénon: la résonance principale (F) n'y est plus mais, à 2,5 GHz, se révèle l'existence de la 4ème résonance secondaire (D_4).

Dans les mêmes conditions de pression mais en régime H.F. (sans courant de décharge aucun), nous avons repéré la position et la largeur en f_{pe} des zones d'entretien de ce plasma créé à la même fréquence (2,0 et 2,5 GHz). L'accord entre ces deux régimes résonnants est satisfaisant mais il faut constater que les zones d'entretien H.F. ont, d'une part, des largeurs variables qui ne sont pas liées à celles des résonances de la C.P. et que, d'autre part, elles se situent tantôt un peu à gauche, tantôt un peu à droite de la résonance linéaire à laquelle elles se rattachent ; nous attribuons ces légères variations aux modifications de profils du plasma H.F.

Seules les résonances dont les amplitudes en régime linéaire sont suffisamment grandes, peuvent donner lieu à des zones d'entretien de plasma H.F. ; cette constatation résulte de la considération des figures 1.19 et 1.2. Sur la première (fig. 1.19) s'observe le fait que les facteurs de surtension des résonances ont des valeurs assez voisines, alors que, sur la figure 1.2, on remarque que les amplitudes varient fortement d'une résonance à l'autre, allant en diminuant régulièrement de la résonance principale, la plus intense, vers les résonances secondaires de faible α (f_0 fixe). Donc, même si les facteurs Q des résonances secondaires de petit α , comme D_3 et D_4 sont identiques ou supérieurs à ceux des premières résonances, F, D_1 et D_2 , ils ne mènent pas à une zone d'entretien auto-résonnante car le couplage, i.e. en définitive l'amplitude, reste insuffisante. Le fait que ce soit le facteur de couplage bien plus que celui de surtension qui détermine s'il y aura ou non possibilité de former un plasma H.F. cadre parfaitement avec l'explication donnée dans la section 1.2.4' (voir figure 1.11) sur l'entretien du plasma H.F. Ceci justifie pleinement la nécessité d'étudier plus à

TUBE $\varnothing_i : 9,6 \text{ mm}$ - 50 - CAVITÉ $L = 2,5 \text{ cm}$
 $\varnothing_{ext} : 11,7 \text{ mm}$, $\epsilon_v 4,9$ $R = 3 \text{ cm}$

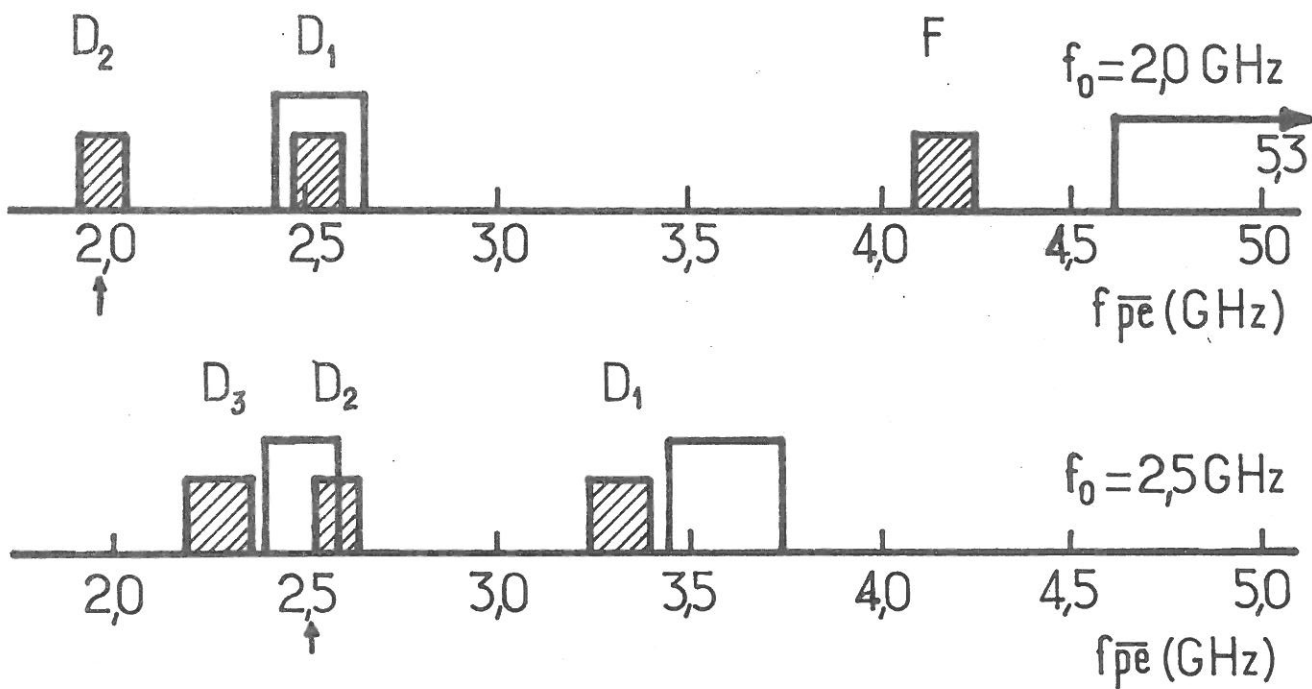


Fig.1.19a - Xénon 1,4 mTorr

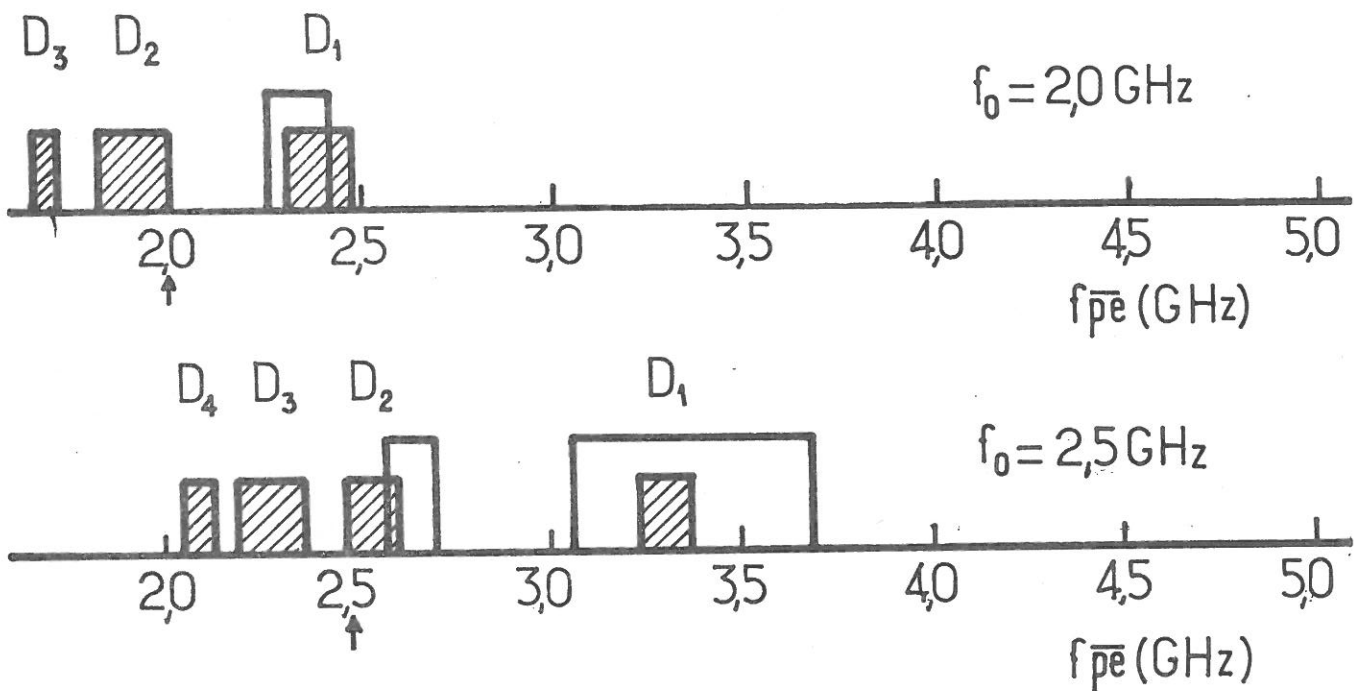


Fig.1.19b - Krypton 1 mTorr.

Comparaison en fréquence plasma électronique entre la
 largeur à mi-hauteur des résonances d'une colonne positive
 ▨ et les plages de fonctionnement d'un plasma HF. □

fond le rôle du couplage dans la théorie des résonances de plasma ; signalons que ce dernier dépend de façon importante de f_0 , de sorte qu'une représentation des zones d'entretien du plasma H.F. en fonction de α , n'est pas tout à fait adéquate : il faut préciser en même temps la fréquence f_0 .

3) Propriétés de fonctionnement du plasma H.F.

Si nous voulons obtenir un plasma de densité élevée (cas des harmoniques de l'excitation paramétrique $\sqrt{2} f_0 = \frac{f_{pe}}{pe}$ avec des puissances H.F. raisonnables, il faut travailler avec $f_0 \leq 2 \text{ GHz}$ ⁽¹⁾. Par contre, pour créer des sous-harmoniques de densité ($f_0 \sqrt{2}/l = \frac{f_{pe}}{pe}$, l un entier) i.e. des α petits, il convient d'augmenter le plus possible la fréquence d'excitation f_0 ; dans ce cas, les résonances d'antennes (§ 1.3.1.4) obligent cependant à diminuer le rayon R de la cavité.

1.3.4 - Evolution des zones d'entretien du plasma H.F. en fonction de la pression

Dans cette section, nous nous attachons à décrire principalement la zone d'entretien liée à la première résonance secondaire ; la deuxième résonance secondaire possède, par ailleurs, un comportement fort semblable à celui de D_1 . Pour ce qui est du domaine de plasma H.F. que recouvre la résonance principale, nous savons seulement qu'il s'étend très loin en pression dépassant le Torr ; son étude systématique, dans nos conditions expérimentales, est plus difficile que celle de D_1 , car les densités électroniques beaucoup plus élevées de cette zone d'entretien et surtout les pressions ultimes de l'ordre du torr, entraînent une trop grande réduction du facteur Q du mode de mesure TM_{010} (éq. 1.21) ; nous avons en outre peu d'intérêt à pousser nos investigations du côté des très hautes pressions de cette résonance puisque c'est une région où il y a absence totale d'émission du plasma.

Domaine d'entretien du plasma H.F. sur la première résonance secondaire

En considérant le graphique de la figure 1.20, notre attention se trouve attirée par la forte dépendance en pression de la zone d'entretien ; à quelques millitorrs, la densité moyenne est faible, puis elle se met à croître rapidement, la pression augmentant, pour atteindre un maximum (PLATEAU) vers 120 millitorrs (dans le cas du Krypton) et rediminuer ensuite à nouveau vers des valeurs

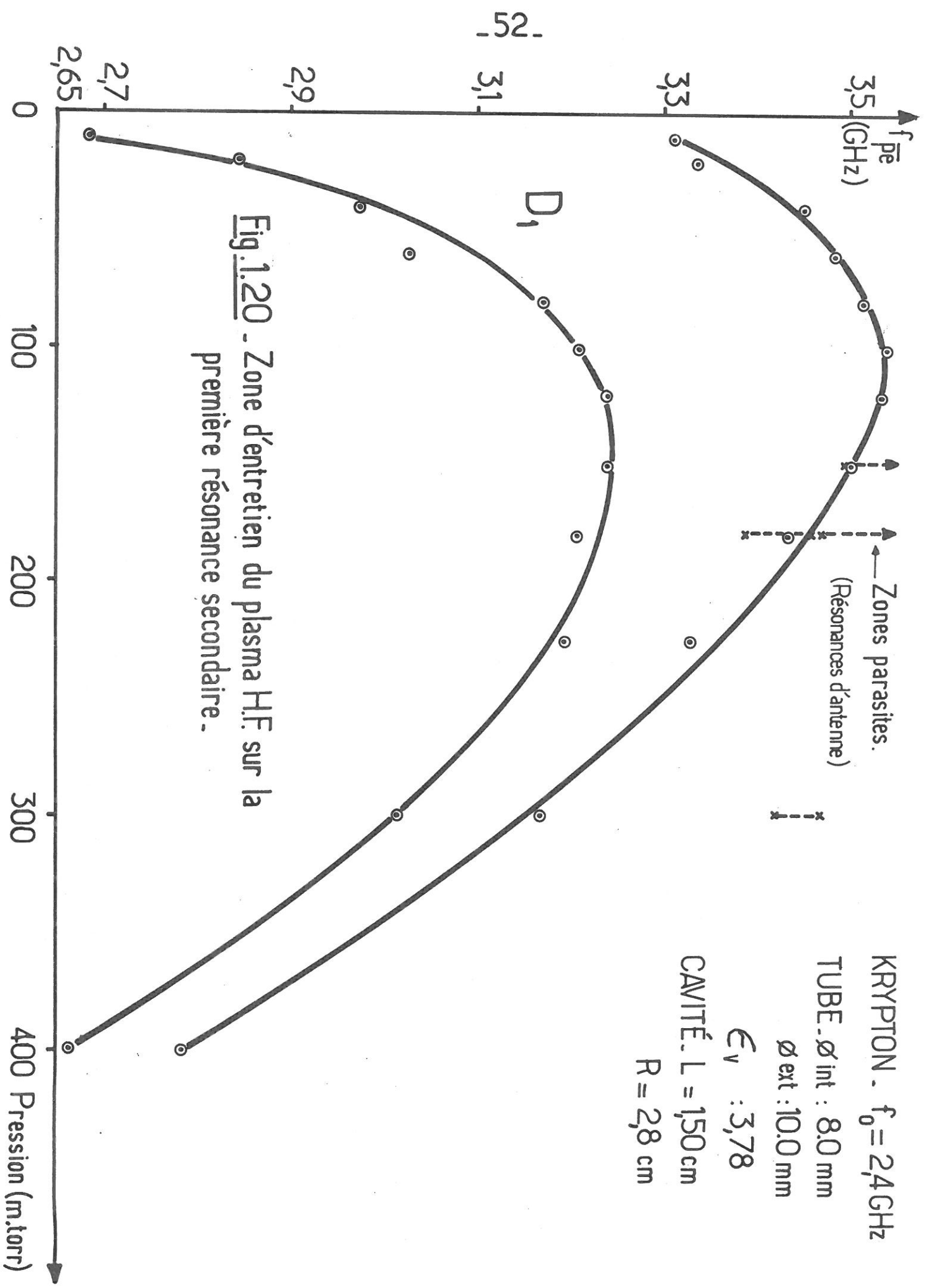


Fig. 1.20 - Zone d'entretien du plasma H.F. sur la
 première résonance secondaire.

très faibles de f_{pe} , avant que le plasma ne disparaisse complètement (à 400 mtorr).

En même temps, au cours de cette évolution en pression, on remarquera que la largeur totale⁽¹⁾ d'entretien s'est considérablement amenuisée, allant de 18 % (relativement à $f_{o\sqrt{2}}$) à 10 mtorr, à moins de 3 % à la limite supérieure de fonctionnement.

Enfin, il est intéressant de noter la pression au-delà de laquelle il n'y a plus d'entretien du plasma H.F. sur D_1 ; dans le cas présent, cette pression ultime correspond, d'après calculs, à un rapport $v_{eff}/\omega_o = 0,2$; un résultat du même ordre (0,15) a été obtenu pour l'Argon. Nous savons cependant que la valeur de cette pression limite dépend aussi de différents paramètres, comme les dimensions du système (vg. L et R) et la surface des antennes d'excitation, paramètres qui déterminent en définitive le couplage; pour la figure 1.20, nous étions néanmoins assez près des conditions de couplage maximum (voir § 1.3.6.3). C'est donc dire que la théorie de l'amortissement des résonances secondaires (§ 1.1.3) qui prévoit leur disparition totale pour une valeur de v/ω_o située entre 0.01 et 0.1 n'est pas applicable directement à notre cas; peut-être convient-il simplement de préciser que ce sont en fait les collisions au voisinage des parois (moins nombreuses qu'au centre) qui affectent plus particulièrement les résonances.

a) Interprétation qualitative de la zone d'entretien

Pour tenter d'expliquer la forme de cette courbe de densité moyenne, nous faisons appel à la fois à la transformation du profil électronique radial en fonction de la pression, en même temps qu'à la variation de l'équation de dispersion des résonances secondaires, en fonction de k^2 et T_e (ω_o fixe); une forme très approximative (§ 1.1.1) de la condition de résonance peut s'écrire :

$$\omega_o^2 = \omega_{pe}^2 + 3 \left(\frac{\kappa T_e}{m} \right) k^2 \quad (1.25)$$

(1) Compte tenu de l'hystérésis : la zone d'entretien représentée comprend donc la fréquence f_{pe} maximum, avant passage sur la résonance principale, et la f_{pe} la plus faible i.e. avant passage sur D_2 ou l'extinction.

Divisons le domaine de pression du plasma H. F. en deux parties : basse pression et haute pression, avec comme marque de séparation, le "plateau" du maximum de f_{pe} .

i) Domaine des faibles pressions

Cette région, comme l'indique la figure 1.21, est dominée par un fort gradient de la température électronique, T_e , en fonction de la pression (T_e est calculée d'après l'Annexe I de la référence [1]). Si l'on suppose que dans ce domaine, la transformation du profil radial affecte assez peu la valeur du vecteur d'onde k , il est naturel de penser que la fréquence ω_{pe} (éq. 1.25) de l'onde électronique devra augmenter pour compenser la diminution de T_e , au fur et à mesure que la pression s'accroît.

ii) Domaine des pressions élevées

Par contre, au-delà du plateau, les variations relatives de la température électronique deviennent de plus en plus faibles ; c'est maintenant le profil électronique radial qui, en se modifiant, va entraîner un accroissement du nombre d'onde k dont la contribution est en k^2 dans l'équation de résonance (1.25).

En effet, le passage du régime de chute libre à celui de la diffusion ambipolaire s'accompagne d'un changement significatif du profil électronique radial ; dans le premier cas, le profil calculé par Parker (voir § 1.4.1), donne un point de "réflexion" ($f_o = f_{pe}$) pour D_1 qui est situé à l'intérieur du plasma, alors qu'à l'inverse, celui d'un plasma H. F. en diffusion ambipolaire, assimilable en première approximation à une fonction constante radialement⁽¹⁾ (voir § 1.4.2), conduit pour le même rapport f_{pe}/f_o , à une réflexion beaucoup plus près de la paroi i. e. à une longueur d'onde stationnaire plus petite. La façon dont se fait la transition entre ces deux régions n'est pas facile à connaître avec exactitude, de même que le taux de collisions à partir duquel elle s'installe complètement ; Allis et Rose^[39] ont montré que la diffusion ambipolaire affectait d'abord le centre

(1) Ceci uniquement suivant l'axe formé par les antennes d'excitation i. e. dans la direction du champ électrique H. F.

KRYPTON

Diamètre du plasma : 8 mm

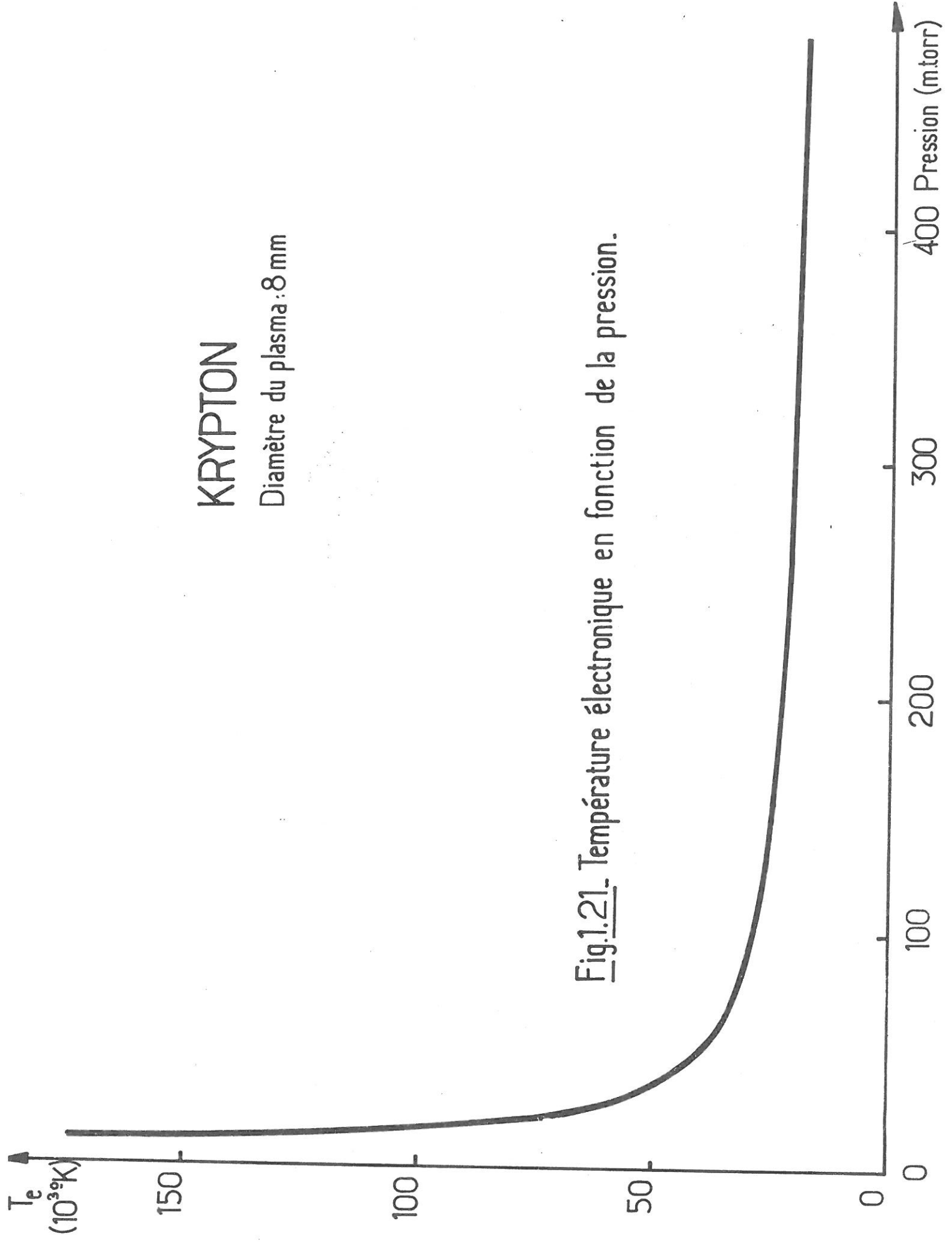


Fig.1.21. Température électronique en fonction de la pression.

du plasma puis que, progressivement, en fonction de l'augmentation des collisions électron-neutre, elle gagnait les parois. Devant cette situation passablement complexe, nous ne pouvons dans le cas présent, qu'émettre l'hypothèse que la décroissance de la fréquence f_{pe} observée au-delà du plateau, dans le domaine des hautes pressions, résulte effectivement de la modification du profil radial ; cette hypothèse s'appuie néanmoins sur l'aspect du profil lumineux (lié au profil électronique, voir § 1.4.2), dont le plateau marque le début de la transformation conformément aux prédictions d'Allis et al. [10] .

b) Tentative d'explication de la largeur de la zone d'entretien

D'après la théorie formulée à la section 1.2.4, la justification de la largeur de la zone d'entretien ne saurait faire intervenir que deux paramètres : le coefficient de surtension Q i. e. la largeur à mi-hauteur de la résonance linéaire de plasma, d'une part, et d'autre part, le facteur de couplage K i. e. l'amplitude de cette résonance.

Comme l'a montré le bilan d'énergie du plasma H. F. (1.9), l'amplitude du champ H. F. dans le plasma, initialement très grande à basse pression, devient moindre au fur et à mesure qu'augmente la pression, ce qui a pour résultat de restreindre la portion "stable" de la courbe de résonance sur laquelle s'entretient le plasma H. F., d'où la diminution observée de la largeur en f_{pe} , en fonction de la pression. Quant au facteur Q qui décroît également en fonction de la pression ($Q^{-1} \approx v_{eff} / \omega_0$), il pourrait au contraire amener éventuellement un élargissement de la bande de plasma H. F. puisque, pour une même amplitude à l'intérieur du plasma, la portion stable s'accroît si le Q diminue ; en fait, il semble bien que la décroissance du coefficient de couplage soit plus rapide que celle du Q ; cette hypothèse de la prépondérance, dans nos expériences, du facteur de couplage sur le coefficient Q trouve une confirmation intéressante dans la section 1.3.6 où il apparaît clairement que c'est par le couplage que s'explique le plus volontiers la variation et la disparition des zones résonnantes pour la majorité des cas où nous nous trouvons placés expérimentalement.

En conclusion, nous attirons l'attention sur le fait que, pour les pressions moyennes (plateau) et faibles, les intervalles d'entretien H. F. seront généralement plus grands que les intervalles Δf_{pe} sur lesquels apparaissent les instabilités

paramétriques ; d'autre part, dans le même sens, il y a lieu de noter que ce plasma auto-résonnant (D_1) peut fonctionner à des pressions très supérieures à la limite d'observation des instabilités (pour les conditions de la figure 1.20, cette limite supérieure se situant à 300 mTorr).

Remarque : Les zones d'entretien H. F. dues aux résonances d'antennes (§ 1.3.1.4) (partiellement représentées⁽¹⁾ sur la figure 1.20) se distinguent facilement de celles qui résultent des résonances plasma, du fait de leur défaut d'hystérésis ; en effet, comme nous l'avons indiqué à la section 1.2.5, le passage du plasma H. F. d'une résonance de plasma à une autre (v. g. $D_1 \rightarrow F$) est caractérisé par une transition "aller" différente en densité de celle du "retour" (hystérésis) ; or, il en est autrement pour le saut d'une résonance plasma à une résonance d'antennes : l'"aller" et le "retour" se font pour les mêmes densités électroniques. Ajoutons qu'assez souvent ces résonances parasites occupent un domaine de densité électronique situé entre deux résonances plasma, là où on s'attendrait à ne rien voir.

Enfin, précisons que les résonances d'antennes se manifestent davantage aux hautes pressions : pour la figure 1.20, par exemple, en-dessous de 100 mTorr, elles n'existent pas.

1.3.5 - Largeur de la zone d'entretien en fonction de f_0

Il s'agit de préciser la forme et les caractéristiques de la région de fonctionnement du D_1 en fonction de f_0 .

1) Caractère linéaire de la zone d'entretien en fonction de f_0

Comme le démontre le graphique de la figure 1.22, pour une pression donnée, la zone d'entretien de la première résonance secondaire est tout à fait linéaire en fonction de f_0 ; on note simplement un léger rétrécissement de cette bande lorsque f_0 augmente. Cette linéarité est une caractéristique essentielle d'un plasma résonnant (voir éq. 1.25 et [40]).

- Limite inférieure de la région D_1 -

D'après le modèle théorique exposé à la section 1.2.4, la limite inférieure en densité d'une zone d'entretien doit correspondre au sommet de la courbe de résonance considérée (régime linéaire).

(1) Seules celles situées très près de la zone D_1 sont indiquées.

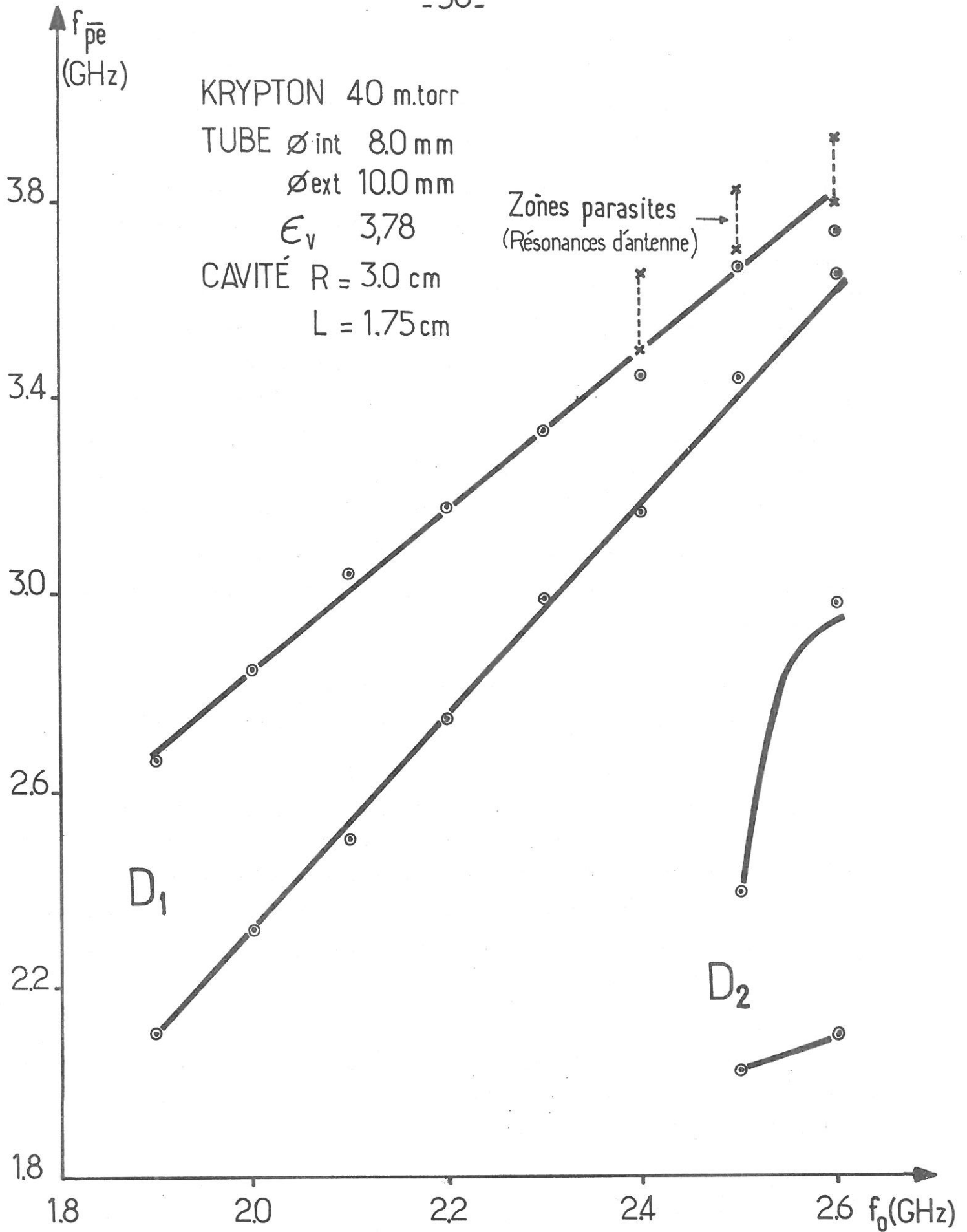


Fig.1.22 - Zones d'entretien en fonction de f_0 .

- Limite supérieure de la région D_1 -

Toujours d'après le schéma théorique, ce point limite se trouvera situé sur le flanc "stable" de la courbe de résonance, sa localisation précise étant dépendante des valeurs relatives des facteurs Q et K de cette résonance et de celle qui la suit en densité. La droite moyenne que nous avons tracée pour délimiter la région supérieure du D_1 pourrait être mise en doute au-delà de $f_0 = 2,4$ GHz où les résonances d'antennes perturbent les positions de décrochement du D_1 vers les hautes densités ; néanmoins, cette droite est bien celle qu'il convient de tracer car, si l'on fait disparaître les résonances parasites, en diminuant par exemple le rayon de la cavité ($R \leq 2.8$ cm), les points limites sont à nouveau tous situés sur cette même droite.

2) Etendue de la zone d'entretien D_1 en termes de f_0

Débutant de la même façon que la région D_2 , c'est vers $f_0 = 1,8$ GHz que se trouve, pour les conditions de la figure 1.22, le commencement de la bande D_1 i.e. le moment à partir duquel le terme KA (éq. 1.4) devient suffisant pour que le sommet du pic de résonance dépasse la droite de pertes ; ce mécanisme apparaît particulièrement bien sur la zone D_2 où on enregistre un déplacement important du maximum de densité entre $f_0 = 2,5$ GHz et $2,6$ GHz, déplacement consécutif à l'augmentation rapide du champ H. F. ⁽¹⁾, (à peu près optimum à $2,6$ GHz) qui permet à une portion notable de la courbe de résonance de passer au-dessus de la droite de pertes ; quant au minimum de densité de la zone D_2 , il varie proportionnellement à f_0 (éq. 1.25) et ne semble pas affecté par ce fort accroissement, ce qui est correct puisqu'il correspond au sommet du pic de résonance linéaire.

Pour ce qui est de la limite supérieure du domaine de D_1 en termes de f_0 , compte tenu des zones parasites, elle est atteinte un peu au-delà de $3,0$ GHz ; il est cependant généralement délicat d'utiliser la région D_1 à des fréquences f_0 aussi élevées car, d'une part la puissance H. F. requise pour créer le plasma est considérable, la densité électronique ayant pratiquement doublé par rapport à celle de $f_0 = 1,8$ GHz et, d'autre part, les zones d'entretien sont extrêmement étroites.

⁽¹⁾ L'amplitude de E dans le plasma augmente avec f_0 (voir l'équation 1.9).

Remarque : L'imprécision ($\pm 2 \%$) sur les points expérimentaux représentant les extrémités de la zone D_1 ne vient pas tellement du processus de mesure lui-même, malgré quelquefois une légère déformation du pic TM_{010} mais plutôt et surtout de fluctuations, apparemment d'origine thermique (chauffage des neutres par la paroi) qui modifient d'une fois à l'autre le point de décrochement.

1.3.6 - Influence de la permittivité diélectrique et de la largeur de la cavité sur les zones d'entretien : rôle du couplage

1) Evolution de D_1 en fonction de la pression dans le cas d'une enceinte de verre de permittivité élevée

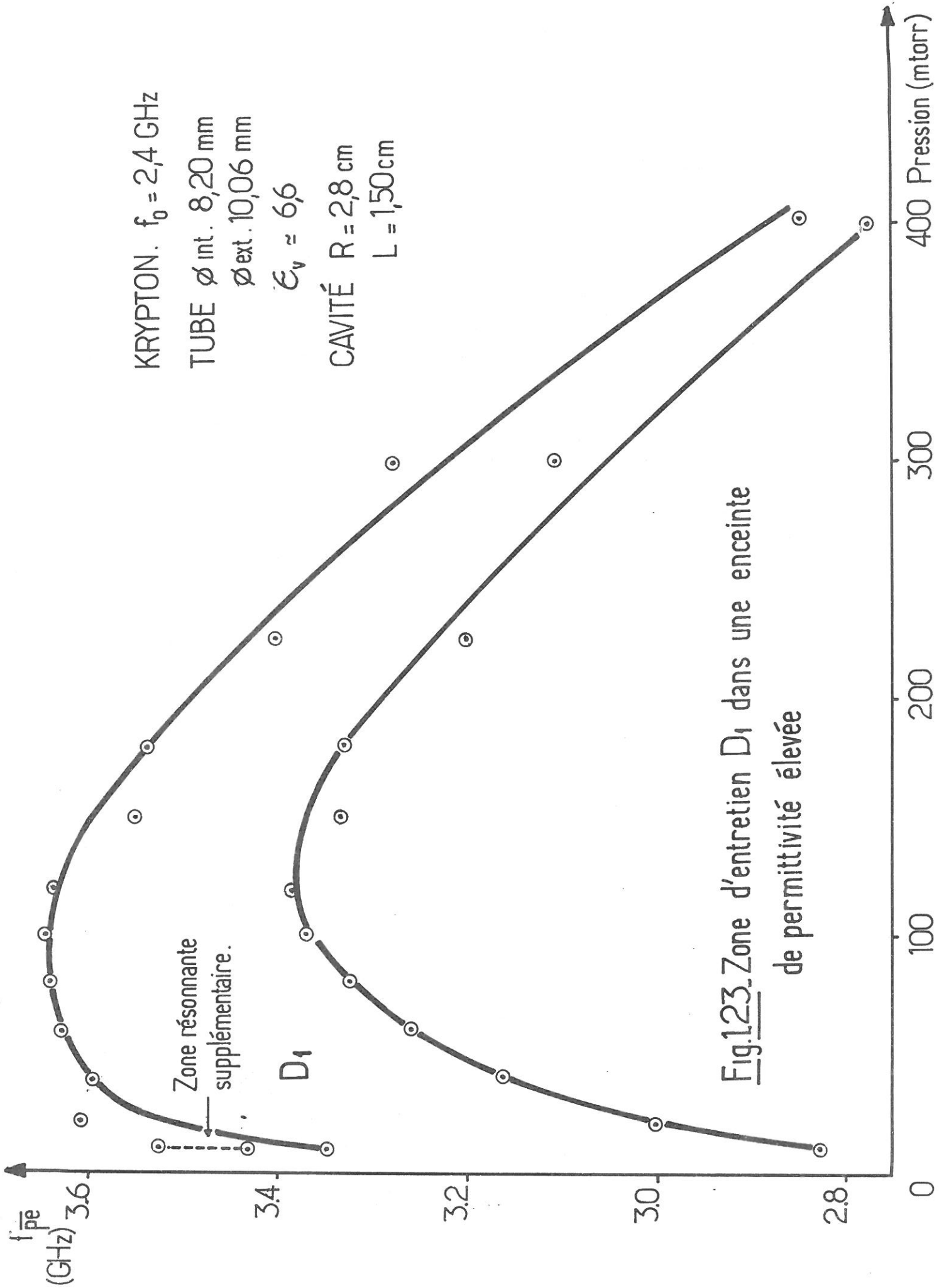
A première vue, la zone d'entretien D_1 de la figure 1.23 apparaît fort semblable à celle de la figure 1.20 ; réalisée avec une enceinte de verre dont la permittivité diélectrique relative est plus grande, 6,6 au lieu de 3,78, elle en diffère néanmoins légèrement par deux aspects :

- il y a déplacement vers des densités électroniques plus grandes (3,6 % par rapport au maximum de la figure 1.20) de l'ensemble du diagramme lorsque le ϵ_v augmente ;

- la limite supérieure en f_{pe} dans le domaine des faibles pressions, se trouve modifiée : la montée vers la valeur du plateau semble plus rapide dans la mesure où le diélectrique est grand.

On serait tenté de mettre ces faibles différences sur le compte des erreurs expérimentales qui, il est vrai, peuvent être importantes dans le cas présent puisque le verre utilisé est du cristal (voir à ce sujet § 1.3.2.3) mais il reste que ces phénomènes ont été observés à plusieurs reprises, dans des circonstances différentes (divers diamètres et épaisseurs de verre) et surtout qu'il a été établi que l'utilisation d'un diélectrique de valeur intermédiaire, 4,9⁽¹⁾, donnait lieu à un comportement également intermédiaire : décalage en densité moins accentué que celui de la figure 1.23 et montée un peu moins rapide vers le plateau, aux basses pressions. Enfin, l'extension axiale plus grande du plasma (voir § 1.3.7) confirme le fait que les densités créées sont plus fortes quand le ϵ_v est grand.

(1) SOVIREL 747-01 de même angle de perte (δ_o) que le cristal (ce qui élimine δ_o comme paramètre responsable de ces phénomènes).



Il est alors intéressant de se rappeler que pour la première résonance secondaire, le calcul de P.N.G. (fig. 1.6) prévoyait un très léger accroissement de la densité ω_{pe} lorsqu'on augmente la permittivité du verre. Il semble que ce soit là l'explication de ce phénomène⁽¹⁾.

Quant à la limite supérieure de la zone d'entretien, nous croyons que sa transformation peut s'expliquer par l'apparition d'une zone résonnante supplémentaire ($m = 3$?), parfaitement visible à 10 mTorr et qui, par la suite, la pression augmentant, ne se distingue probablement plus de la résonance dipolaire. Nous attribuons la présence de cette nouvelle zone résonnante au meilleur couplage (voir § 1.3.6.2) ; une modification du profil radial, dans ce domaine des basses pressions, semble peu probable (voir §1.4.1) d'autant plus que la forme du minimum de la zone d'entretien (sommet de la résonance linéaire) n'est pas touchée par cette variation du ϵ_v .

Remarque : Les points du diagramme de la figure 1.23 sont encore plus dispersés autour de ce que nous considérons comme la forme moyenne de D_1 , qu'ils ne le sont dans le quartz (figure 1.20) parce que cette fois les résonances d'antennes (non représentées sur la figure 1.23) sont plus importantes ; en effet, même si les diamètres des tubes restent voisins, leur impédance (fonction de δ_0) est très différente, ce qui déplace de 50 ou 100 MHz cette zone parasite.

2) Permittivité du verre et facteur de couplage

L'augmentation de la valeur relative du diélectrique entourant le plasma conduit à un accroissement du facteur de couplage comme nous venons de le constater ; ceci signifie donc que, pour une même pression (i.e. un facteur Q donné), les résonances secondaires successives (D_1 , puis D_2 , $D_3 \dots$) devront faire leur apparition à une fréquence d'excitation minimum ($f_{o \min}$) d'autant plus faible que le diélectrique est grand. C'est ce que démontre effectivement le tableau 1.9 dans le cas de la zone H.F. liée à la deuxième résonance secondaire.

(1) Une autre façon de voir ce problème est de dire^[41] qu'étant donné le meilleur couplage qui résulte d'une plus grande valeur de la constante diélectrique du verre, le plasma se doit de présenter une constante diélectrique propre plus faible pour compenser cet accroissement.

ϵ_v (relatif)	$f_{o \text{ min}}$ (GHz)	ϕ_{int} (mm)	ϕ_{ext} (mm)	
3,78	2,5	8.0	10.0	KRYPTON 40 mTorr
\approx 6,6	2,4	8.2	10.06	CAVITE R = 3,0 cm L = 1,75 cm

Tableau 1.9 - Fréquence f_o minimum en fonction de ϵ_v pour l'obtention de la zone D_2 .

Remarque I : Si, dans le cas du cristal, on augmente la température des parois, ϵ_v augmentant, on abaissera encore $f_{o \text{ min}}$.

Remarque II : Un meilleur couplage n'est pas forcément lié à une réduction de l'absorption de la H.F. dans la paroi de verre car le quartz dont la $tg \delta_o$ est beaucoup plus faible que celle du cristal, se couple pourtant moins bien avec les résonances de plasma.

3) Largeur de cavité (couplage) et pression limite du D_1

Dans ce paragraphe, nous montrons que, dans le cas des petites largeurs de cavité que nous utilisons couramment (i.e. $1.5 \leq L \leq 2.0$ cm), le facteur de couplage joue un rôle plus important que le facteur Q ; on s'en rend facilement compte en examinant la figure 1.24 où il apparaît que la pression limite supérieure d'entretien du D_1 dépend davantage de la largeur de la cavité entourant le plasma (couplage) que d'un rapport fixe v_{eff}/ω_o ⁽¹⁾ définissant dans notre modèle le facteur Q ; toutefois, à partir de $L = 4$ cm et au-delà, le couplage est optimum et alors le facteur Q intervient seul.

En conclusion, il est possible d'affirmer que le couplage détermine de façon prépondérante le plasma H.F. dans nos conditions d'utilisation ; si donc, on souhaite atteindre la zone H.F. D_2 ou D_3 , il suffit d'augmenter f_o , ϵ_v et L. Dans le même ordre d'idée, il convient de remarquer qu'une comparaison avec la théorie d'amortissement des résonances comme celle de Vandenplas (1.1.3), ne peut se faire qu'en situation de couplage optimum

⁽¹⁾ $(v_{\text{eff}}/\omega_o)$ correspond ici à 0,24.

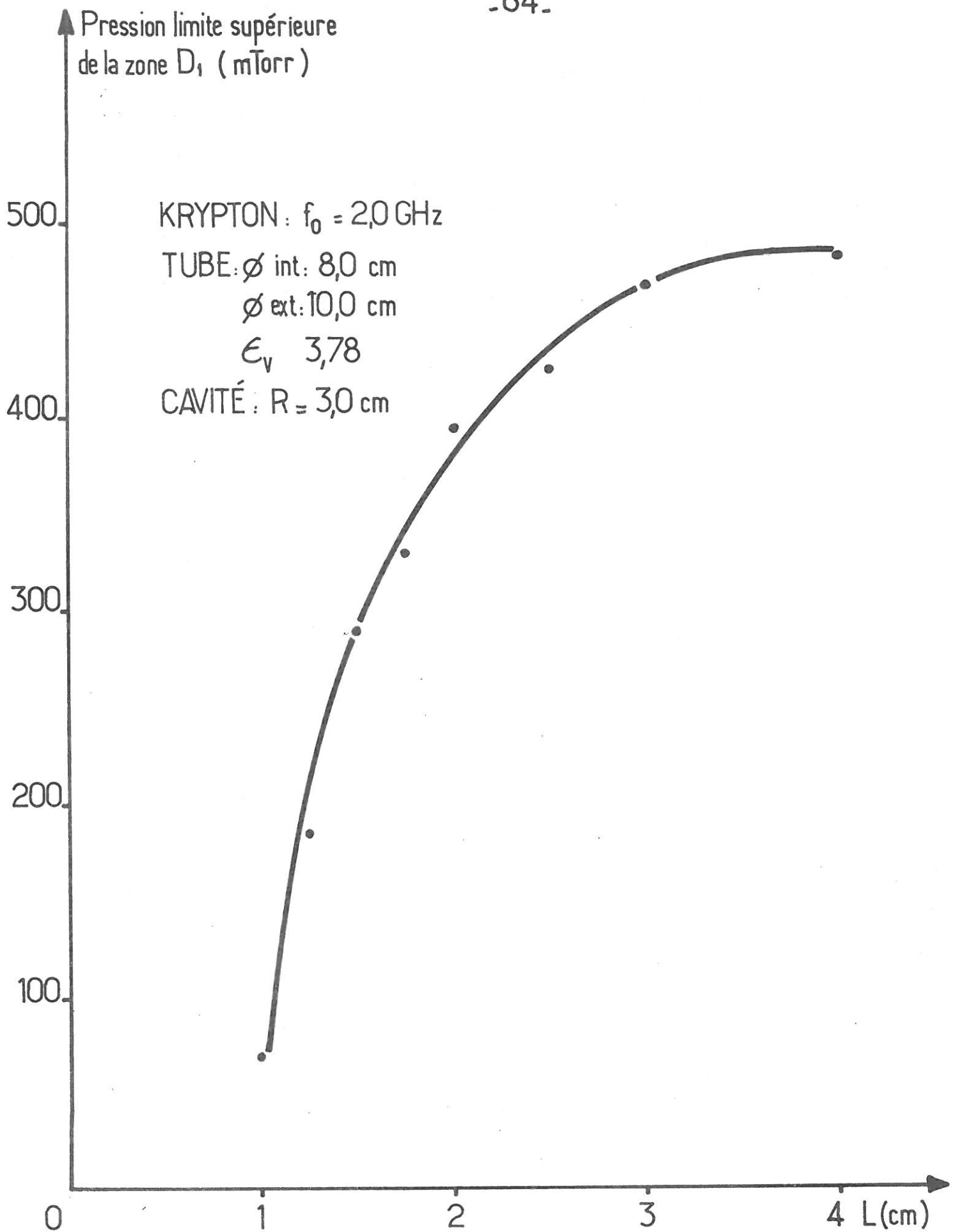


Fig.1.24. Pression limite du D₁ en fonction de la largeur de la cavité (mise en évidence du couplage.)

Remarque : Le graphique de la figure 1.24 a été réalisé à une fréquence f_0 faible (2.0 GHz) afin d'éviter de façon certaine les résonances d'antennes. Signalons que si $f_0 \geq 2,2$, à très haute pression apparaît une nouvelle zone non-résonnante, probablement liée à la résonance principale, qui se mêle au D_1 .

1.3.7 - Largeur et profil axial du plasma H.F. (configuration dipolaire)

Une des caractéristiques du plasma H.F. que nous créons, est le volume très restreint qu'il occupe dans l'enceinte de décharge ⁽¹⁾ ; au niveau des antennes d'excitation, là où le champ électrique H.F. est maximum, le plasma remplit entièrement la section radiale de la colonne cylindrique mais dans la direction perpendiculaire à ce plan i. e. suivant l'axe du tube, le plasma a une étendue assez faible, égale à environ deux ou trois fois son propre diamètre.

Ce fait pose donc un problème particulier quant à l'emploi d'une cavité résonnante pour déterminer la densité électronique f_{pe} ; il est bien évident que le procédé ne sera valable que si la largeur de la cavité (voir figure 1.9) est au moins égale ou de préférence légèrement inférieure aux "dimensions" axiales du plasma. L'obligation de recourir à des cavités dont la largeur est souvent comparable au diamètre du plasma traversant les flasques, amène alors des "effets de bouts" qui font sous-estimer ^[42] la valeur réelle de la fréquence f_{pe} enregistrée par le mode TM_{010} (voir à ce sujet l'annexe 1). Ajoutons que, dans notre cas où, de surcroît, le plasma ne présente pas une densité constante axialement, il s'avère nécessaire de connaître le profil électronique suivant cette direction pour pouvoir interpréter adéquatement la mesure moyenne f_{pe} fournie par le mode TM_{010} .

La méthode à utiliser pour déterminer le profil axial suppose en premier lieu que l'on puisse toujours maintenir un plasma de même densité électronique, quelle que soit la largeur L de la cavité, ce qui implique immédiatement que l'on ne pourra pas avoir recours, à cause des effets de bouts, au mode TM_{010} pour

(1) Contrairement au plasma H.F. à symétrie azimutale ($m = 0$) qui peut se propager très loin dans la colonne cylindrique qui forme le tube à décharge.

"repérer" cette densité que nous souhaitons tenir constante. Nous prendrons donc comme point de repère de la densité, l'instabilité électronique de la région SV i. e. celle qui provoque l'apparition d'une oscillation voisine de la fréquence plasma-ionique f_{pi} , oscillation dont la fréquence et surtout l'amplitude permettent un repérage précis d'une valeur donnée de f_{pe} ; ce faisant, nous avançons l'hypothèse que cette émission ionique qui est créée au voisinage immédiat des antennes H.F. pour une densité électronique déterminée, ne dépend pas de la largeur de la cavité⁽¹⁾.

1) Profil axial de densité et définition d'une "largeur" de plasma

Le graphique de la figure 1.25 présente en premier lieu (traits pleins) le résultat brut de la mesure de la fréquence f_{pe} par le mode TM_{010} , pour différentes largeurs de cavité; ces données furent relevées en repérant le maximum d'amplitude de l'instabilité SV. On constate l'existence d'un maximum vers $L = 1,75$ cm puis d'une décroissance lorsque L diminue vers 1 cm.

Si maintenant les "effets de bouts" sont corrigés (voir annexe 1), nous aboutissons à la deuxième courbe de la figure 1.25 (pointillés) dont l'aspect est plus régulier; il montre que la densité du plasma est à peu près constante dans un petit domaine de part et d'autre des antennes d'excitation, puis qu'ensuite elle décroît rapidement (plasma de diffusion) dès qu'on s'éloigne quelque peu de la source H.F.

Nous définirons la largeur du plasma ΔL , comme étant la valeur de L pour laquelle la densité f_{pe} , non corrigée, atteint son maximum; il est en effet expérimentalement plus facile de définir ainsi la largeur du plasma, largeur qui est du reste tout à fait caractéristique puisque la densité n'augmente que fort peu (ici < 2 %) pour un L plus petit.

(1) Elle augmente en fait de 0,9 % pour L allant de 1,75 cm à 1,00 cm.

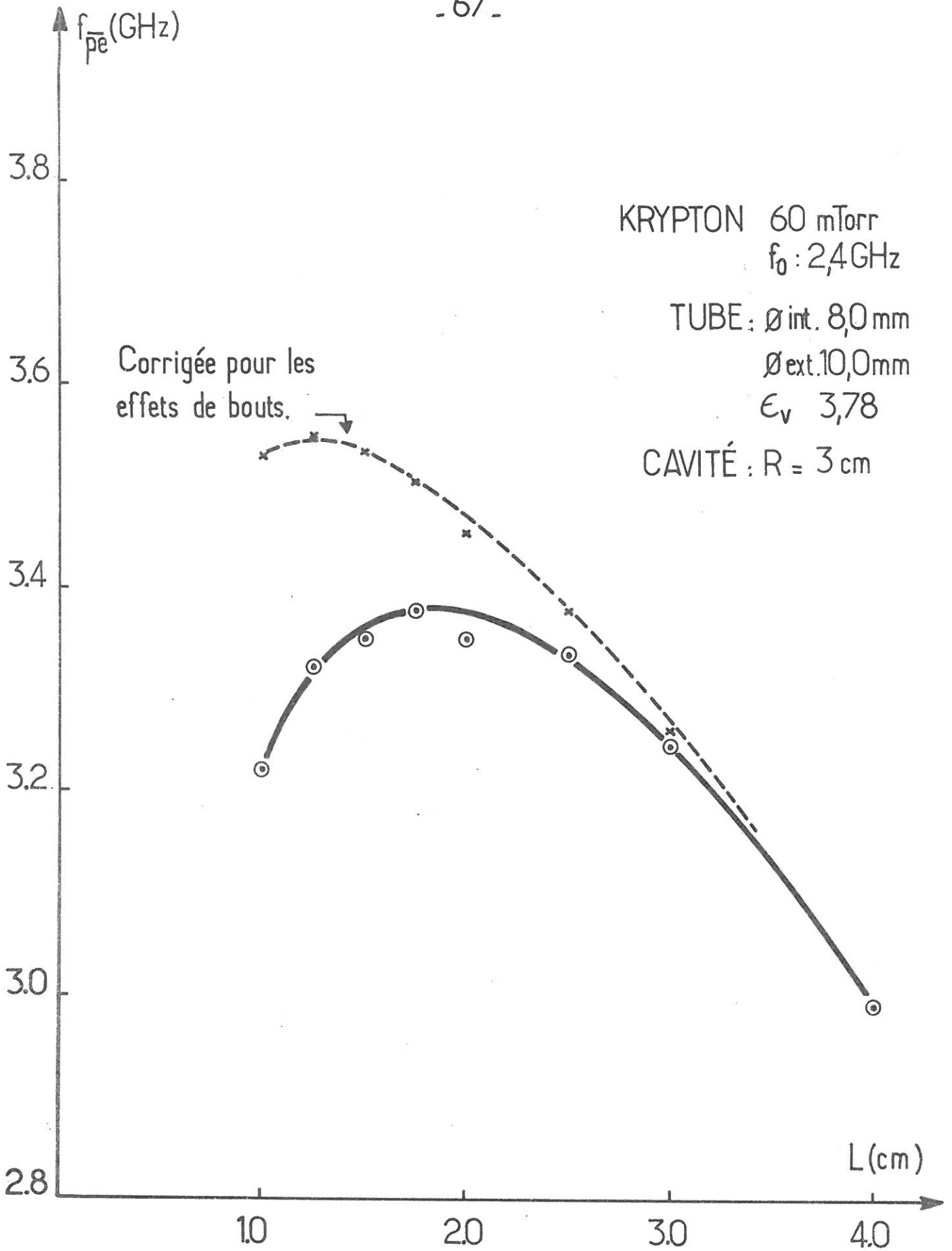


Fig.1.25. Fréquence f_{pe} vue par le mode TM_{010} suivant la largeur de la cavité.

2) Variation de la largeur du plasma, ΔL , en fonction des principaux paramètres

- Accroissement de ΔL avec f_{pe} -

Si la densité du plasma augmente de façon importante, ce qui se réalise, par exemple, en faisant croître $f_o^{(1)}$ (voir §1.3.5), le plasma s'étendra légèrement plus loin axialement, comme le démontre le tableau 1.10 :

f_{pe} (GHz)	ΔL (cm)	
2,8	1,75	Krypton : 45 mTorr Tube : ϕ_{int} : 9,6 mm ϕ_{ext} : 11,7 mm ϵ_v : 4,9 Cavité : R = 3,0 cm
3,4	2,00	

Tableau 1.10 : Accroissement de la largeur axiale du plasma en fonction de f_{pe}

- Accroissement de ΔL avec ϵ_v -

Pour des conditions qui sont par ailleurs assez voisines, le recours à un verre de permittivité plus élevée augmentera également légèrement la largeur du plasma.

ϵ_v	ΔL (cm)	
3,78	1,75	Krypton 60 mTorr Cavité : R = 3,0 cm Tube : ϕ_{int} : 8,0 mm ϕ_{ext} : 10,0 mm ϕ_{int} 7,7 mm ϕ_{ext} 9,9 mm
~ 6,6	2,00	

Tableau 1.11 : Accroissement de la largeur axiale du plasma en fonction de la permittivité diélectrique.

(1) Nous tenons à demeurer sur la même zone résonnante, D_1 en l'occurrence.

Remarque : Bien que la position en densité de l'instabilité SV sur laquelle nous nous repérons se déplace lorsque la permittivité ϵ_v croît, cette augmentation du point de repère demeure faible (maximum 4 %) et n'est donc pas suffisante (voir tableau 1.10) pour expliquer l'accroissement de ΔL que rapporte le tableau 1.11.

- Variation de ΔL en fonction de la pression -

Dans un assez large domaine d'utilisation⁽¹⁾ du plasma H.F., la largeur ΔL est indépendante de la pression ; néanmoins, aux abords du régime de chute libre, il est possible qu'il y ait une certaine augmentation de l'étendue ΔL , comme le suggèrent les travaux de Vandenplas sur les "lignes" de plasma^[43], mais nous ne pouvons appliquer notre méthode de mesure dans ce domaine de basse pression où l'instabilité qui sert de point fixe n'existe plus. Il est cependant certain que, lorsque les collisions électron-neutre deviennent importantes (au-delà de 180 mTorr pour le Krypton dans les conditions de la figure 1.20), nous assistons à une contraction du plasma.

- Largeurs typiques de plasma H.F. dans différents gaz -

Gaz	ΔL (cm)	
H ₂	1,75	Tube : ϕ_{int} 8,0 mm, ϕ_{ext} 10,0 mm, ϵ_v 3,78 Cavité : R = 3,0 cm
Ne	1,25	
A	1,50	
Kr	1,75	
Xe	1,50	

Tableau 1.12 : Largeurs ΔL comparées dans plusieurs gaz.

La masse des atomes formant le plasma n'influe pas sur la largeur du plasma.

(1) Par exemple, pour le Krypton, cette région s'étend de 20 mTorr à 150 mTorr.

1.3.8 - Luminosité radiale de la décharge

Dans la mesure où l'on peut supposer qu'en chaque point du plasma l'excitation est proportionnelle à l'ionisation en ce même point, ce qui est le cas en règle générale, lorsque la pression est suffisamment élevée⁽¹⁾ [10] la lumière totale émise localement par notre plasma H. F. résonnant a une valeur indicative intéressante puisqu'elle permet de se représenter la variation spatiale de la fréquence d'ionisation : là où cette lumière est maximum, compte tenu du profil électronique (voir § 1.4.2.2), il en va de même de l'ionisation ; éventuellement, il serait même possible de remonter par la luminosité à la distribution du champ électrique H. F. dans le plasma.

La luminosité radiale nous autorise, en outre, pour une zone résonnante donnée, à distinguer entre deux régimes de fonctionnement de la décharge : d'une part, il y aura celui pour lequel la luminosité est angulairement isotrope⁽²⁾ et qui correspond, somme toute, assez bien au domaine de la chute libre ; d'autre part, on constatera qu'un autre type de décharge, caractérisé celui-là par une forte anisotropie lumineuse, fait son apparition dès qu'en augmentant la pression on atteint le début du régime de diffusion ambipolaire.

Ces deux types de répartition lumineuse nous sont utiles pour appuyer nos hypothèses sur le profil électronique radial (voir § 1.4.1 et la suite).

1) Description du dispositif expérimental

L'enceinte de décharge se compose de la colonne cylindrique habituelle dont cette fois les deux extrémités, coupées suivant un plan perpendiculaire à l'axe, sont terminées par des hublots en quartz ; la cavité est placée à l'une de ces extrémités de sorte que le flasque extérieur⁽³⁾ se trouve dans le prolongement de la fenêtre de quartz. Sur cette dernière, un système micrométrique déplace le long d'un diamètre du cylindre de verre une petite ouverture (0,8 mm), reliée optiquement par un guide de lumière, à un photo-multiplicateur dont le courant de sortie se lit sur un galvanomètre ; il est possible de modifier

(1) Il faut que le libre parcours moyen électronique (λ_{pm}) soit beaucoup plus petit que D, le diamètre du plasma.

(2) Ceci signifie que sur un cercle concentrique de rayon donné, la luminosité est constante.

(3) Il n'y a pas de court-circuit H. F. sur celui-ci.

l'angle⁽¹⁾ qui définit le diamètre de plasma balayé. Ce mécanisme est conçu de façon à ce que, mis à part le faible passage du guide de lumière, la cavité demeure toujours fermée électriquement par une paroi conductrice. Afin d'atteindre une bonne précision sur la mesure de la variation radiale de lumière, nous nous sommes servis d'un tube de section importante (40 mm)⁽²⁾ assorti d'une cavité aux dimensions adéquates correspondantes.

Il faut cependant signaler un défaut inhérent à ce genre de systèmes : celui-ci intègre l'ensemble de la lumière perçue dans l'axe du plasma, laquelle, comme on s'en doute (§ 1.3.7), n'est pas constante ; il convient donc de s'en souvenir avant d'utiliser de façon trop rigoureuse les résultats obtenus.

2) Etude de l'anisotropie lumineuse en fonction de la pression

i) Basse pression (\approx chute libre).

La figure 1.26a représente, à faible pression⁽³⁾, le profil de luminosité enregistré le long des deux axes principaux i. e. parallèlement et perpendiculairement au champ H.F. On remarque que le maximum, dans la direction parallèle, ne se trouve pas exactement au centre du plasma ; on peut penser qu'en diminuant encore la pression pour atteindre plus complètement la chute libre, cette faible différence s'estomperait mais, comme nous l'avons déjà signalé, le plasma H.F. ne "tient" plus (pas assez de collisions).

ii) Région de transition ("plateau")

Cette région est caractérisée, dans la direction parallèle, par le début de la croissance du maximum (fig. 1.25b) ; en effet, alors que son amplitude par rapport au centre s'était tenue quasi-constante entre 10 et 40 mTorr, elle se met maintenant ($l_{pm} \approx D/2$) à augmenter de façon nette.

iii) Diffusion ambipolaire (faibles collisions)

Tout en continuant de s'accroître comparativement à la lumière au centre, le maximum absolu se déplace vers la paroi (fig. 1.26c, X = 0,5), ce

(1) L'angle 0° correspond au diamètre tracé dans l'axe des antennes H.F.

(2) Diamètre du plasma : 34,6 mm.

(3) $l_{pm} \approx 5$ cm et $D = 4$ cm.

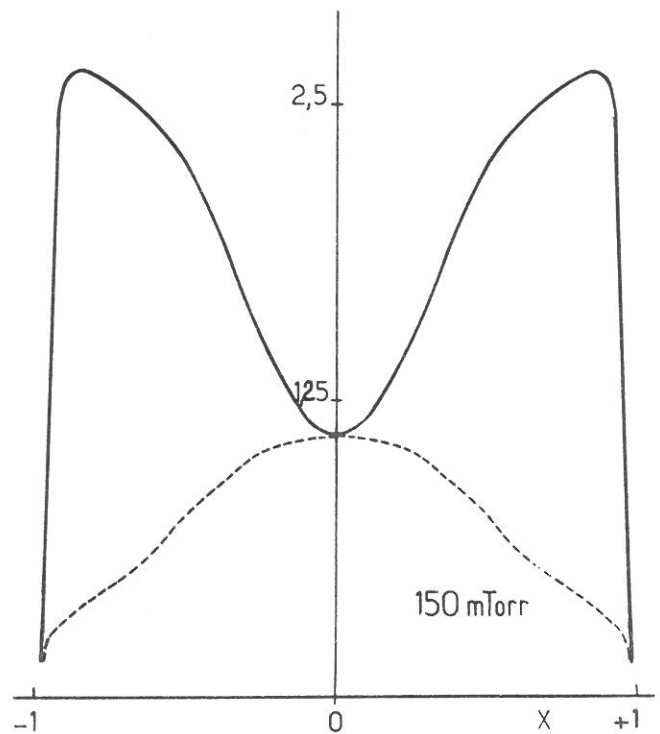
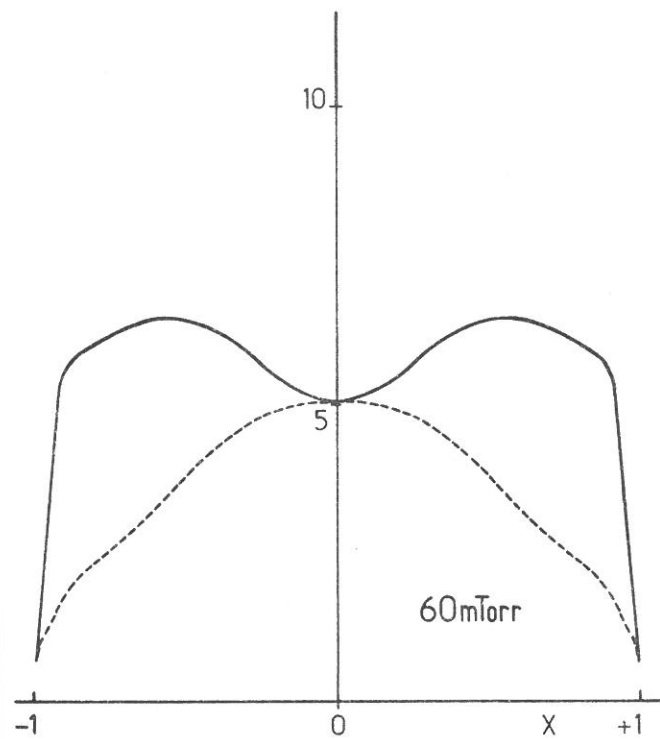
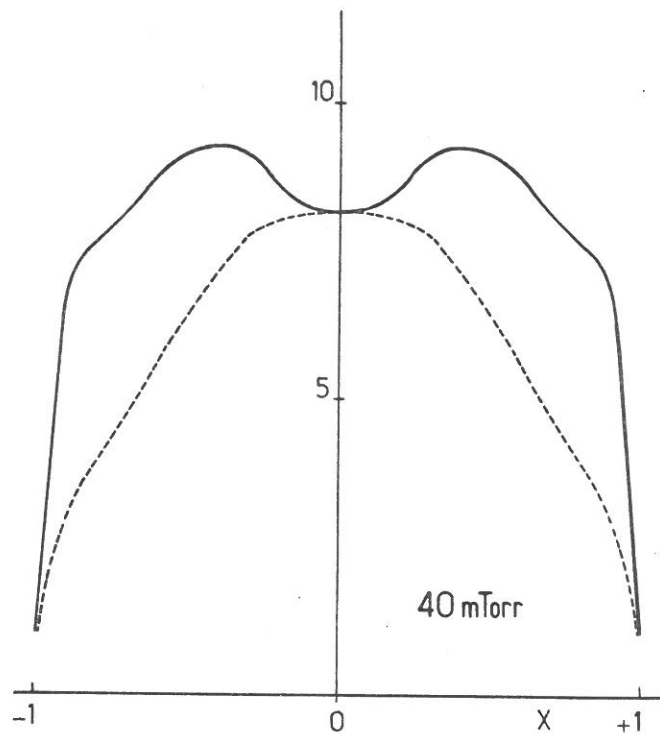
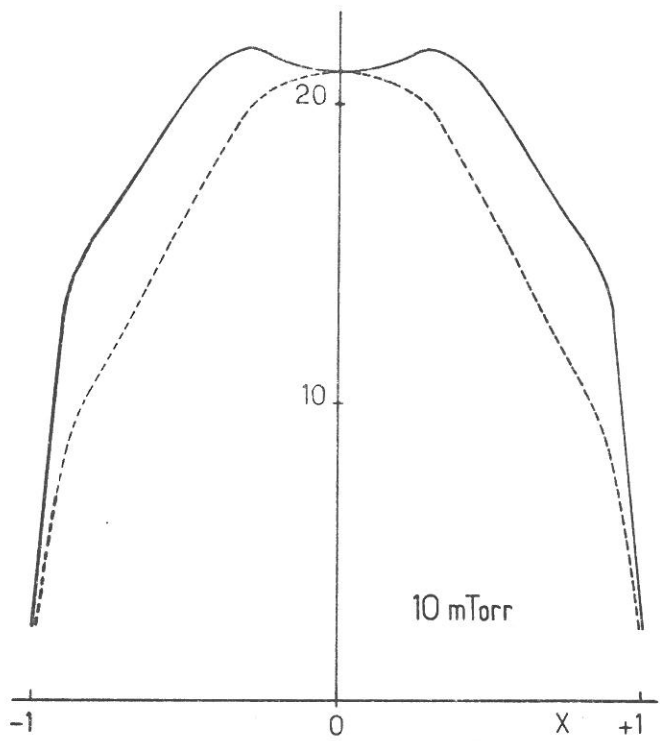


Fig.1.26. Luminosité radiale pour diverses pressions : parallèle (—) et perpendiculaire (---) au champ H.F.
(Krypton f_0 : 2,4 GHz, Tube : \varnothing int. 37,7 mm , ϵ_v 4,1.)

qui semble confirmer le fait que, pour une densité f_{pe} donnée, le régime de diffusion ambipolaire s'installe progressivement du centre du plasma vers les parois, au fur et à mesure qu'augmentent les collisions électron-neutre. On notera que la luminosité moyenne du plasma diminue (de même que la puissance H.F.) lorsqu'on s'élève en pression.

iv) Diffusion ambipolaire (collisions e-n importantes)

La figure 1.26d permet de constater l'accentuation du comportement décrit dans les deux cas précédents : le maximum absolu est encore plus près de la paroi ($X = 0,8$) et sa valeur, relativement à la luminosité au centre, atteint maintenant 2.4. Ce rapport continue de progresser si la pression augmente encore mais il arrive un moment à partir duquel le plasma est presque entièrement concentré au voisinage des antennes H.F. ; cette contraction progressive du plasma se traduit d'ailleurs dans la direction perpendiculaire, par la transformation du profil, qui devrait être en principe un cosinus ou une fonction de Bessel J_0 (i.e. sans point d'inflexion), en une distribution en forme de "cloche" parce que, au niveau des parois, à 90° des antennes H.F., la densité des charges est devenue trop faible (voir [44]); cette tendance se manifeste sur la figure 1.26d.

Remarque : Les différentes situations de la figure 1.26 ont été relevées pour des fréquences f_{pe} assez voisines les unes des autres ; elles appartiennent toutes à la zone résonnante D_1 .

3) Carte d'iso-luminosité en régime de diffusion ambipolaire

Chaque courbe fermée de la figure 1.27⁽¹⁾ décrit le lieu des points d'une intensité lumineuse donnée. Dans la direction parallèle, entre la paroi et le maximum de lumière, le tassement des courbes traduit un fort gradient ; on constate que c'est également dans cette direction, avec une étendue angulaire assez limitée, que se trouve le maximum absolu d'intensité lumineuse. Enfin, ajoutons que les courbes d'iso-luminosité qui, dans leur ensemble, ne franchissent pas la ligne médiane définie par le diamètre perpendiculaire, indiquent que le plasma est formé de deux portions distinctes : l'une produite par l'antenne "gauche" l'autre par l'antenne "droite".

(1) La pression correspond au cas iv) du paragraphe précédent.

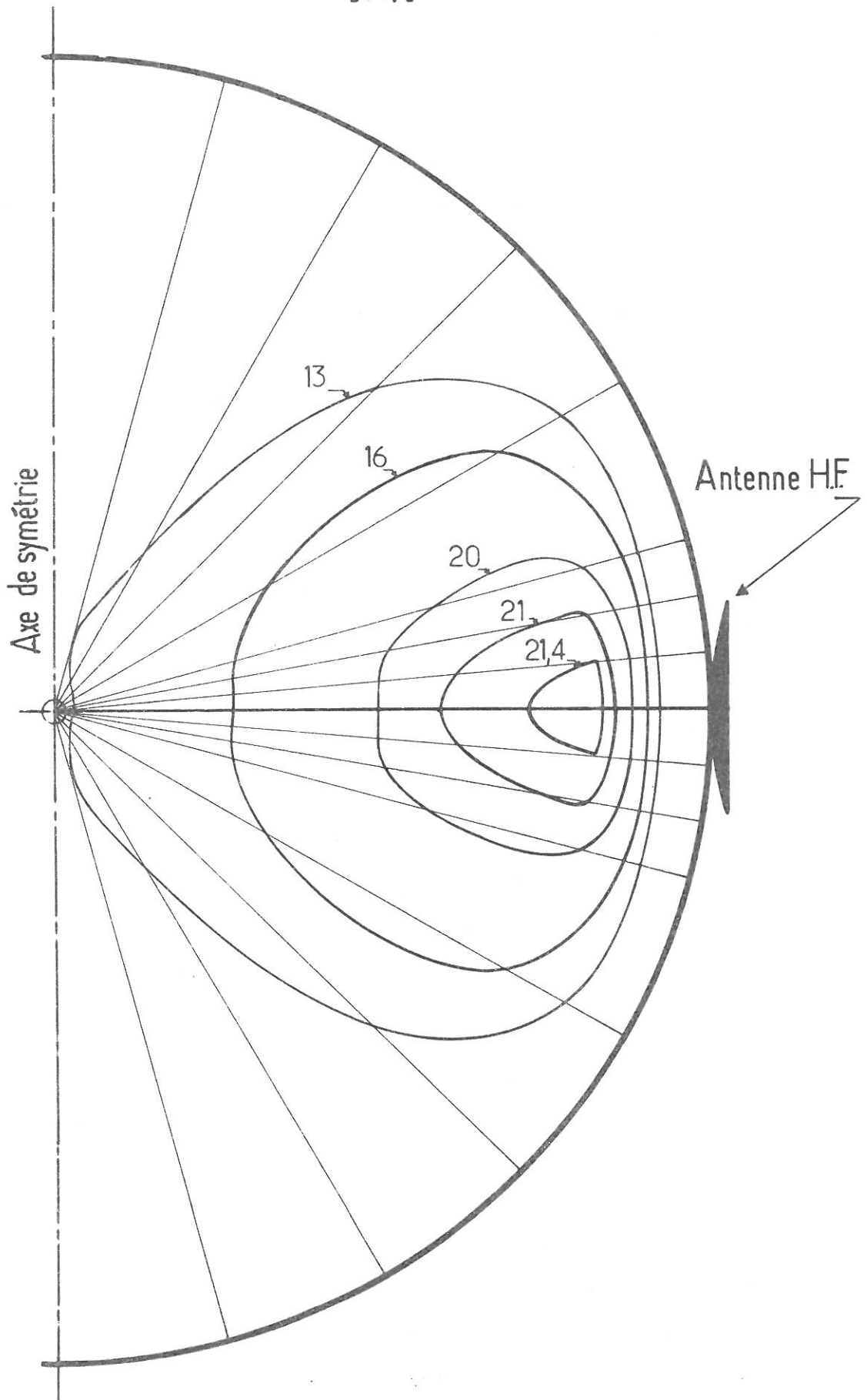


Fig.1.27 Carte d'iso-luminosité dans le plan radial pour le cas de la diffusion ambipolaire. (Krypton 110 mTorr, f_0 : 2.0GHz)

Remarque : La comparaison des cartes d'iso-luminosité de la résonance principale (F) et de D_1 , montre peu de différence : les contours ainsi que la position du maximum sont les mêmes ; seul le niveau d'intensité lumineuse n'est pas semblable, d'environ un facteur 2, en faveur de la résonance principale. Toutefois, il convient de signaler que notre dispositif de mesure n'est peut-être pas capable d'apprécier ce qui se passe sur la paroi interne du tube, à l'endroit où s'appuient les antennes d'excitation ; à l'oeil (!), nous y distinguons, dans le cas de la résonance F, un point lumineux très concentré (intense) alors que la résonance D, donne lieu à une tache diffuse, de dimension à peu près égale à la surface des antennes.

1.3.9 - Remarques sur l'absence de fluctuations électroniques dans le plasma H.F.

1) Généralités

Le premier indice qui nous fait reconnaître la présence de fluctuations dans la densité électronique du plasma, est l'atténuation accompagnée de "bruit"⁽¹⁾ voire même la disparition complète, du pic de résonance du mode TM_{010} grâce auquel se mesure la densité ; en effet, si la densité varie de façon aléatoire dans le temps, ceci a pour conséquence que le pic de résonance, lié à une valeur instantanée de la densité, apparaît sur l'oscilloscope avec des contours flous, mal définis, contours qui, lorsque les fluctuations deviennent trop importantes, se réduisent à une bande de bruit d'une certaine largeur.

Ce genre de fluctuations affectent encore plus sérieusement les diverses résonances de plasma puisque leurs caractéristiques dépendent de la valeur locale de la fréquence f_{pe} ; c'est à cette variation de densité et non pas à une atténuation collisionnelle de type Vandenplas (§ 1.1.3) qu'il faut imputer l'écrasement qui survient, en colonne positive, de l'ensemble des résonances de plasma dès que la pression augmente un peu au-delà du régime de chute libre (Johnson et al^[17]). En comparant l'amplitude des fluctuations en fonction de la pression, pour le mercure et l'argon, Leprince^[45] a pu ainsi expliquer comment il se faisait que la décharge de mercure (en colonne positive) laissait voir un plus grand

(1) à ne pas confondre avec l'atténuation "sans bruit" du mode TM_{010} qui survient à la suite de l'accroissement du rapport v/w ou de f_{pe} .

nombre de résonances et était, de ce point de vue, plus "propre" que celle formée avec l'argon : le taux de fluctuations électroniques dans l'argon est presque trois fois plus grand que celui du mercure.

La source principale des fluctuations électroniques de la colonne positive selon Emeleus^[46], se trouverait dans un effet "faisceau-plasma" causé par des électrons monoénergétiques de forte énergie, créés dans la région cathodique ; pour leur part, Hart et Oleson^[47] ont relié directement l'amortissement des résonances de plasma en colonne positive, à la présence de stries⁽¹⁾, ces dernières, comme on le sait, entraînant une variation de la densité électronique axiale.

2) Absence de fluctuations électroniques dans le plasma H. F.

D'après ce qui vient d'être dit, il semble donc normal que notre plasma H. F. qui, d'une part, ne nécessite pas de cathode (ou d'équivalent) et d'autre part, a une étendue axiale trop limitée pour admettre des stries, ne soit pas le siège de telles fluctuations électroniques ; leur absence est une qualité extrêmement favorable du plasma H. F. car elle donne accès, avec tous les avantages que cela comporte, à une large plage de pression sur laquelle la densité demeure facilement mesurable. Il y a aura certes une pression au-delà de laquelle le mode TM_{010} ne permettra plus de déterminer la fréquence f_{pe} mais cet amortissement⁽²⁾ de nature collisionnelle, se manifeste pour des valeurs de l'ordre du torr ou plus, alors qu'en colonne positive, la pression ultime de mesure est limitée à quelques 10^{-3} torr⁽³⁾.

L'absence de fluctuations se traduit également par un domaine résonnant beaucoup plus étendu en pression ; en effet, le plasma H. F. s'entretient à des pressions pouvant dépasser de 40 à 100 fois les pressions ultimes d'observation des résonances linéaires en colonne positive (comparer à ce sujet D_1 dans § 1.3.3 et 1.3.4) ; on peut d'ailleurs considérer que ceci constitue une preuve supplémentaire du fait que l'amortissement collisionnel ne peut être tenu responsable de la disparition des résonances en colonne positive.

(1) Emeleus^[46] avait également prévu que les fluctuations électroniques pouvaient former des ondes stationnaires.

(2) Pour une densité donnée, car l'atténuation du TM_{010} est aussi fonction de f_{pe} (éq. 1.21)

(3) Conditions types pour le Xénon, Krypton et Argon ($n : 10^{11}/\text{cm}^3$).

Enfin, la pureté de l'émission ionique liée à l'instabilité électronique paramétrique démontre (annexe 2), d'une autre façon encore, que les fluctuations de densités électroniques dans notre plasma H.F. sont tout à fait négligeables.

1.4. - PROFIL ELECTRONIQUE RADIAL DU PLASMA H.F.

Il nous est nécessaire de connaître la répartition de densité électronique à l'intérieur du plasma H.F. afin de pouvoir montrer de quelle façon les théories sur les instabilités paramétriques électroniques peuvent se raccorder aux conditions de notre expérience. Nous avons déjà étudié le profil axial (§ 1.3.7) et nous en avons conclu, expérimentalement, qu'il existe une certaine largeur ΔL sur laquelle le plasma est homogène (i.e. de densité constante) suivant cette direction ; la connaissance du profil radial n'est pas aussi immédiate et c'est pourquoi nous avons dû envisager ce problème à part, dans la présente section, car, expérimentalement, la fréquence $f_{pe}(r)$ n'a pu être mesurée : aussi nous faut-il recourir à une description théorique basée, il est vrai, sur un certain nombre de faits, dont la lumière radiale.

Le caractère de l'isotropie angulaire de la luminosité totale (1.3.8) nous permet de supposer que la distinction essentielle qui existe entre régime de chute libre et diffusion ambipolaire correspond, également à deux types de profil radial.

1.4.1 - Profil radial en régime de chute libre (calcul de Parker)

Dans ce domaine de pression où les libre-parcours moyens sont égaux ou plus grands que les dimensions caractéristiques du plasma, l'énergie H.F. acquise par l'électron moyen alors qu'il passe dans la région où le champ électrique est intense, ne devrait généralement pas donner lieu à une interaction (excitation, ionisation, etc...) située en cet endroit mais plutôt, au hasard, en un point quelconque du plasma ; cependant, il semble que l'axe du champ H.F. même à basse pression, demeure légèrement privilégié de ce point de vue puisque, comme l'indique la figure 1.26a, la luminosité dans la direction parallèle est plus intense (< 10 %) que celle, pour une même position, dans la direction perpendiculaire et ceci sur près des 3/4 du rayon. Malgré cette anisotropie, en

somme assez faible si on la compare aux autres situations des figures 1.26, nous croyons que le calcul de Parker^[48] peut être appliqué au cas présent avec un assez bon degré d'approximation ; ce calcul, rappelons-le, a été établi à l'origine pour une colonne positive, d'après la théorie de Tonks-Langmuir dans laquelle la source d'énergie électronique n'est pas localisée ; d'ailleurs, il faut bien remarquer que la description unidimensionnelle (i. e. suivant le rayon) de Parker n'est pas non plus parfaitement adéquate à une colonne positive puisque le champ électrique axial, pourtant important, n'est pas pris en compte.

Physiquement, la situation décrite par Parker se résume ainsi : dans un plasma sans collision (en volume), les ions, supposés créés avec une vitesse nulle, "tombent" vers la paroi, entraînés par le champ électrique statique intense qui résulte de la différence de mobilité entre les ions et les électrons⁽¹⁾ ; en effet les électrons ayant une masse très faible, se dirigent (par diffusion) plus vite que les ions vers la paroi et il se crée donc un champ de rappel des ions, afin que soit maintenue une certaine neutralité de charges. Le modèle de Parker fait appel aux hypothèses suivantes :

- i) le gaz d'électron est maxwellien
- ii) les ions sont créés proportionnellement à la densité locale électronique
- iii) leur vitesse initiale est nulle
- iv) les conditions aux limites exigent l'égalité des courants électroniques et ioniques.

Le graphique de la figure 1.28 illustre le calcul de Parker dans le cas particulier de l'Argon^[47] ; il est d'ailleurs très semblable à celui obtenu pour le Mercure^[48]. Le paramètre de ces différentes courbes est le rapport du carré du rayon de plasma ($D/2$) sur la valeur moyenne du carré de la longueur de Debye électronique ; dans les conditions typiques de basse pression de notre plasma H. F., ce rapport varie entre 1.6×10^3 ⁽²⁾ et 7×10^3 (transition chute-libre \rightarrow diffusion ambipolaire) i. e. qu'il correspondrait à la courbe (4).

En conclusion, on peut dire que le profil est certainement celui de Parker dans la direction perpendiculaire mais qu'il s'en éloigne quelque peu lorsqu'on

(1) dans le plasma H. F. il y a en plus une force en $-\nabla E^2$ dans la direction du champ.

(2) limite approximative, difficile à déterminer par notre méthode d'évaluation de T_e , qui n'est plus très fiable dans ce domaine de basse pression^[1].

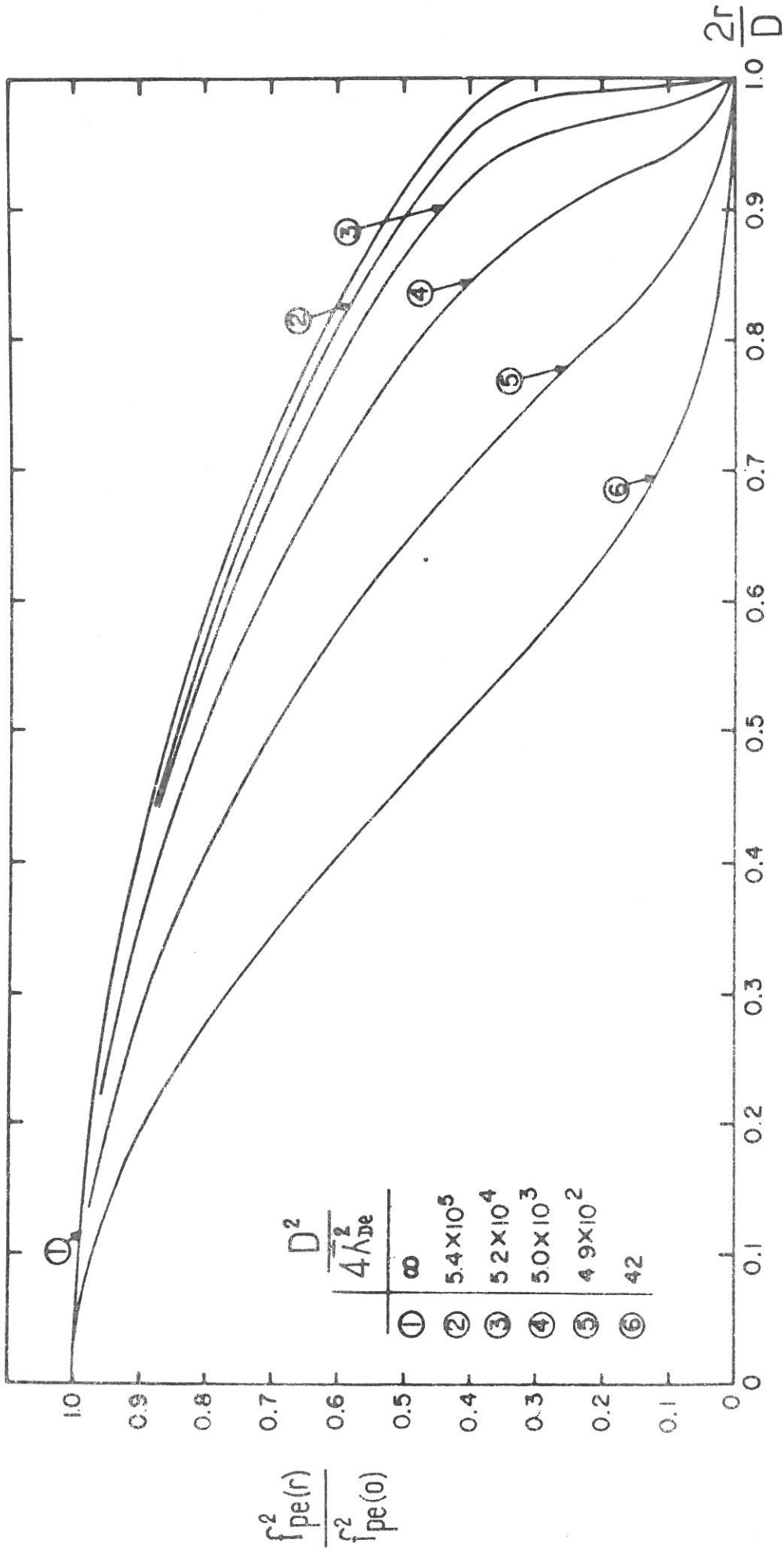


Fig.1.28. Profil radial pour une décharge d'argon en chute libre. [47]

approche de la direction parallèle ; toutefois, à notre avis, la différence importante entre les deux cas principaux est surtout une question de niveau de la densité électronique, i. e. que le profil parallèle aura une forme assez voisine de celui de la direction perpendiculaire (comme le suggère d'ailleurs 1.26a) mais sa densité sera partout, sauf au centre, plus élevée.

1.4.2 - Profil électronique en géométrie plane, d'un plasma H. F. en diffusion ambipolaire (Théorie d'Allis et al.)

La particularité de ce modèle est de prédire une répartition de densité électronique qui est fonction du rapport $\alpha \equiv f_{pe}/f_o$; trois cas se dégagent suivant la valeur de α par rapport à l'unité. Le cas $\alpha < 1$ ne présente rien de nouveau ; parce que l'onde H. F. traverse entièrement le plasma, il n'y a pas d'effet de charges d'espace et c'est simplement la fonction cosinus⁽¹⁾, habituelle à la diffusion ambipolaire, qui décrit la variation de densité.

Il n'en est pas de même pour $\alpha = 1$ qui est sans contredit la situation la plus intéressante et la plus originale sous plusieurs aspects : la densité peut éventuellement être constante sur la presque totalité de l'axe de décharge et ce profil ne se déformer que légèrement lorsque α augmente tout en restant cependant inférieur à $\sqrt{2}$. Quant à la condition où α dépasse largement l'unité, elle donne une forme de profil qui dépend fortement de la répartition locale de la fréquence d'ionisation et du taux de collision, $\beta = v_{eff}/\omega_o$ (ces deux derniers paramètres étant particulièrement liés).

Dans ce qui suit, nous dégageons les points essentiels de la théorie d'Allis, Brown et Everhart^[10] afin d'être en mesure, dans § 1.4.3, de faire ressortir la répartition d'ensemble de la densité électronique de notre plasma H. F.

1) Configuration du champ H. F. dans le plasma d'Allis

Le système unidimensionnel choisi par Allis et ses collaborateurs est un condensateur à plasma i. e. que les frontières de ce dernier sont constituées de deux parois métalliques, en l'occurrence planes et semi-infinies, sur lesquelles on applique la puissance H. F. La direction perpendiculaire aux plaques, qui est en même temps celle du champ H. F., est par définition l'axe des "X" ; les deux plaques sont séparées par une distance D.

⁽¹⁾ en géométrie cylindrique, on aurait la fonction de Bessel J_o .

En adoptant la représentation "charges dans l'espace" [49], conjuguée avec les équations de Maxwell, le champ électrique H. F. s'écrit :

$$E = \frac{J(\beta^2 + 1)^{1/2}}{\omega_0 \epsilon_0} \frac{1}{[(\alpha^2 - 1)^2 + \beta^2]^{1/2}} \quad (1.26)$$

où J, le courant électronique total (conduction et déplacement) est indépendant de X.

Cette forme "Lorentzienne" a été calculée par plusieurs auteurs v. g. [3], [50]. Le champ E dépend de la position par l'intermédiaire de $f_{pe}(X)$ dans $\alpha = f_{pe}/f_0$ et il présente un maximum en $\alpha = 1$, maximum d'autant plus important que l'atténuation β est petite.

2) Fréquence d'ionisation locale d'un plasma soumis à un champ H. F.

De la même manière que pour une décharge en courant continu, il est possible de définir (voir [51]), dans le cas où l'ionisation résulte d'un champ alternatif, un coefficient d'ionisation H. F., ζ , lié à la fréquence d'ionisation ν_i par la relation (1) :

$$\zeta = \frac{\nu_i}{D_a E^2} \quad (1.27)$$

Herlin et Brown font par la suite l'hypothèse que cette fréquence d'ionisation dépend localement du champ H. F. de la façon suivante [52] :

$$\nu_i = \nu^* \left| \frac{E}{E^*} \right|^{2\xi} \quad (1.28)$$

où ξ est un paramètre expérimental, déterminé principalement par la pression (2).

(Cette hypothèse d'Herlin et Brown a reçu une excellente confirmation expérimentale au cours de l'étude du plasma H. F. coaxial [52]).

(1) valable pour un plasma où les pertes se font par diffusion.

(2) ξ se calcule d'après les courbes $E^2 \Lambda^2$ vs E/p (courbes de "Paschen" H. F. !); dans la portion basse pression, (i. e. là où E^2 diminue quand p augmente), il convient probablement de prendre ξ en valeur absolue ; ce cas n'a pas été traité ni par Allis ni par Herlin et Brown.

La figure 1.29b illustre le cas $\xi = 7/2$ en présentant le profil de la fréquence locale d'ionisation, qui se trouve calculé d'après la configuration de champ de la figure 1.29a ; la figure 1.29d donne, pour sa part, le taux local d'ionisation (i. e. le produit de v_i par α^2 de 1.29c) qui en principe ^[10] devrait correspondre au profil de la lumière.

Remarque I : Etant donné la difficulté qu'il y a à connaître la valeur absolue du champ E dans le plasma, il est préférable de fixer arbitrairement cette dernière en un point donné du plasma (E^* , ici au centre) de même que la fréquence d'ionisation (v^*) d'autant plus que dans le cas présent, ce choix n'affecte en rien la généralité de la solution qui sera obtenue, les variations relatives de ces quantités intervenant seules.

Remarque II : Les graphiques de la figure 1.29 indiquent bien qu'il est possible, à partir de la luminosité radiale, de remonter à la configuration du champ H. F. dans le plasma.

3) Equation du profil de densité et solution pour diverses approximations

En régime de diffusion ambipolaire, il est facile ^[10] d'arriver à une équation différentielle fournissant la variation de α en fonction de X ⁽¹⁾ :

$$\frac{d^2 \hat{\alpha}}{dX^2} + \frac{D^2 v^* (1 + \beta^2)^\xi}{4 D_a} \left| \frac{J}{\omega_o \epsilon_o E^*} \right|^{2\xi} \frac{\hat{\alpha}}{[(\hat{\alpha}-1)^2 + \beta^2]^\xi} = 0 \quad (1.29)$$

où on a posé $\alpha^2 \equiv \hat{\alpha}$.

En regroupant, en une seule, les différentes constantes, l'équation précédente est ramenée à :

$$\frac{d^2 \hat{\alpha}}{dX^2} + \frac{M^2 \hat{\alpha}}{(\hat{\alpha}^2 - 2\hat{\alpha} + 1 + \beta^2)^\xi} = 0 \quad (1.30)$$

équation dont la solution se résume à un problème classique de valeurs propres avec les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{aligned} \hat{\alpha} &= \hat{\alpha}_0 \text{ et } d\hat{\alpha}/dX = 0 && \text{en } X = 0 \\ \hat{\alpha} &= 0 && \text{en } X = \pm 1 \end{aligned}$$

(1) $X = 0$ au centre du plasma et $X = \pm 1$ sur les parois.

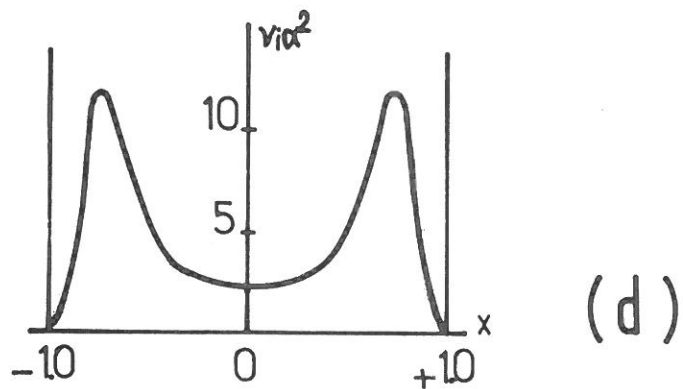
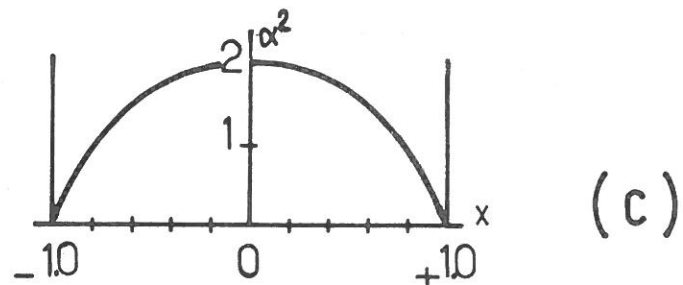
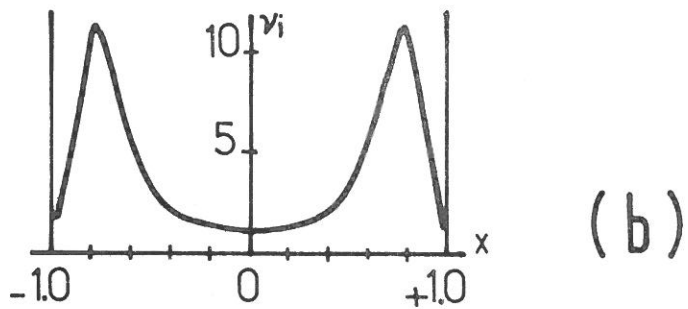
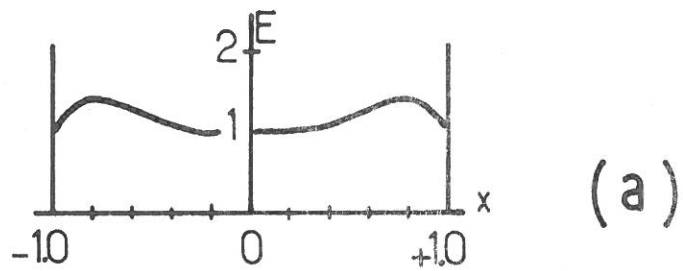


Fig.1.29 Profil de la fréquence d'ionisation, de la densité et du taux d'ionisation pour une configuration de champ E donnée, dans le cas $\xi = 7/2$. [10]

La résolution analytique n'est cependant pas réalisable ; on peut néanmoins exprimer l'ensemble de l'information contenue dans l'équation (1.30) en considérant successivement les quatre approximations suivantes :

$$i) \tilde{\alpha}^2 - 2\tilde{\alpha} \ll 1 + \beta^2$$

Cette approximation, valable lorsque $\tilde{\alpha} \ll 1$ ou $\beta \gg 1$ revient à dire que le champ H.F. est uniforme à travers le plasma, ce qui évidemment, nous ramène à la situation classique de la diffusion ambipolaire (distribution de densité en cosinus). Vu la luminosité radiale non-homogène observée en 1.3.8, ce cas est sans intérêt pour nous.

$$ii) 2\tilde{\alpha} \ll \tilde{\alpha}^2 + 1 + \beta^2$$

Ici, en négligeant le seul terme négatif du dénominateur de l'équation (1.30), on arrive à éliminer tout effet de résonance (i.e. $\alpha = 1$) ; cette réduction est justifiée dans la mesure où encore une fois, la pression (i.e. β) est forte ou que α est très différent de 1. La solution analytique, possible pour des valeurs entières de ξ , fait apparaître une intégrale elliptique incomplète, laquelle pour $\xi = 2$, donne à nouveau un cosinus mais tend vers un cercle lorsque cet exposant croît vers l'infini.

- Les deux approximations auxquelles nous arrivons maintenant sont celles qui conduisent à des distributions en densité pouvant s'éloigner considérablement de celles en forme de cosinus.

$$iii) \beta^2 + 1 - 2\tilde{\alpha} \ll \tilde{\alpha}^2$$

Cette situation qui néglige la présence des parois (courant de déplacement nul) signifie que $\tilde{\alpha}$ doit toujours demeurer supérieur à l'unité ; bien qu'ainsi la résonance soit exclue, la distribution qui en résulte s'éloigne progressivement mais fortement du cosinus dès que $\xi > 0$. En effet pour :

$\xi = 0$	→	cosinus
$\xi = 2$	→	cercle
$\xi = \infty$	→	rectangle ⁽¹⁾

(1) sans signification au niveau des parois bien sûr.

iv) $\beta \ll 1$: cas résonnant

La contribution essentielle à l'intégrale se situe donc en $\alpha = 1$; la figure 1.30 représente le résultat du calcul dans ces conditions, pour des valeurs au centre, α^* , égales à l'unité et appartenant à un petit domaine légèrement supérieur à un.

En conclusion, il convient de remarquer qu'en dehors du premier cas (champ E homogène), les distributions radiales de densité en présence d'un champ H. F. s'écartent presque dans tous les cas, même si ce n'est que faiblement de la distribution classique de la diffusion ambipolaire.

1.4.3 - Application de la théorie d'Allis à notre cas

Le profil lumineux enregistré à haute pression laisse entendre que dans la direction du champ électrique la théorie présentée en § 1.4.2 est susceptible de s'appliquer à notre plasma H. F. ; c'est d'ailleurs l'avis même d'Allis^[53] qui fait remarquer à juste titre que "le plasma doit être cependant moins plat dans la direction normale aux antennes". Par la même occasion, il attire notre attention sur la présence d'une paroi de verre entre les antennes H. F. et le plasma en ajoutant que sa formule pour l'impédance n'est pas valable dans notre cas car nous avons en fait deux capacités : les parois de verre en série avec la décharge ; ceci introduit, selon lui, un terme correctif contenant la constante diélectrique du verre.

1) Différences entre le modèle d'Allis et la géométrie d'excitation de notre plasma

Il faut en effet noter que la forme cylindrique de notre enceinte ne permet pas de créer un plasma semi-infini suivant l'axe "Y" comme c'était le cas pour le condensateur plan : dans cette direction radiale, perpendiculaire aux antennes H. F., le plasma, parce qu'il est limité, ne peut jouir d'une répartition de densité constante.

De plus, l'énergie H. F. se trouvant localisée de façon quasi-ponctuelle sur la paroi de verre, on doit se rendre compte que la zone d'action du champ électrique dipolaire, se limite en fait à un petit cylindre de plasma qui va d'une antenne à l'autre et dont la section est sensiblement égale à la surface du métal des antennes s'appuyant contre le verre.

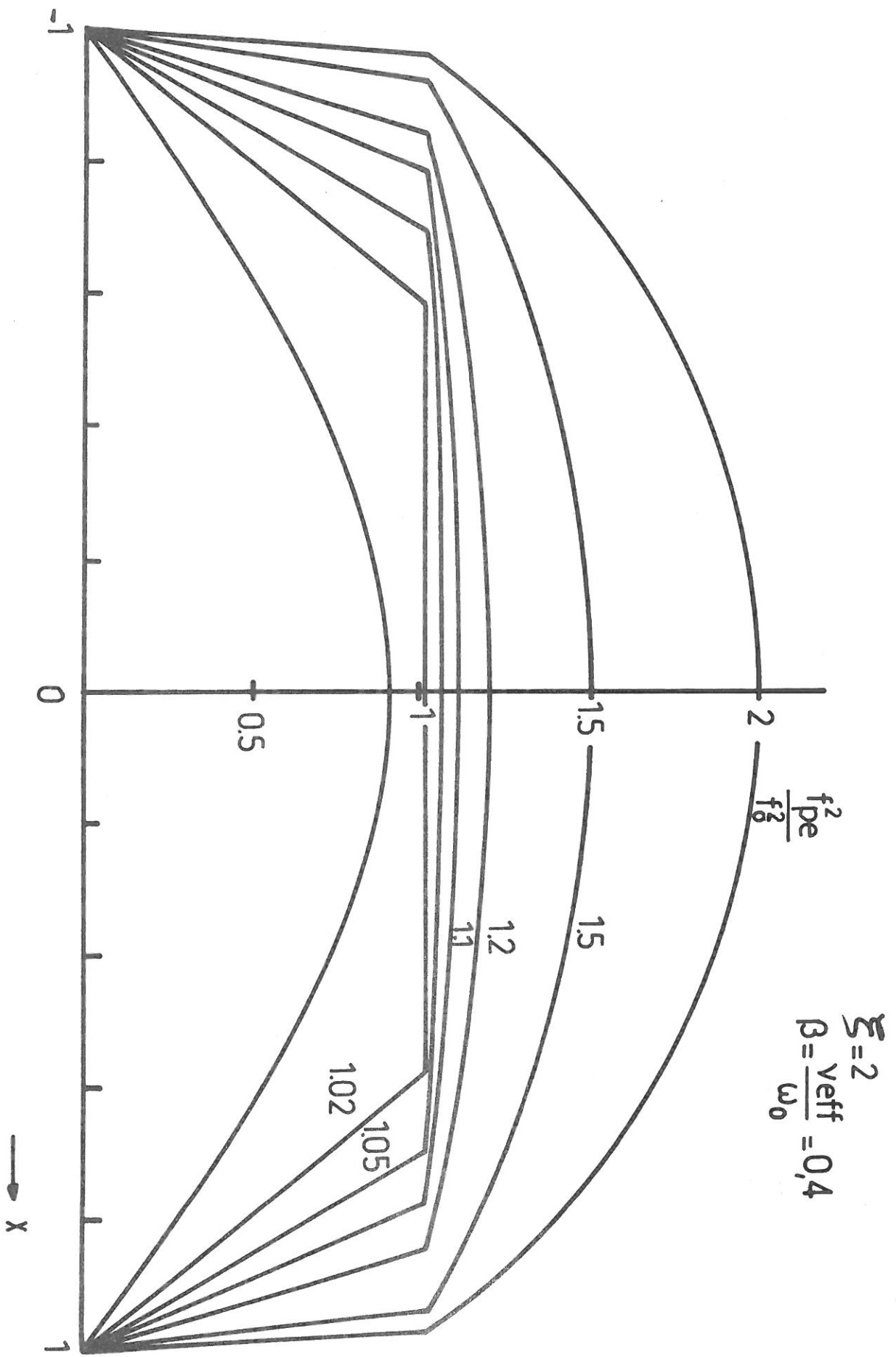


Fig.1.30. Profil électronique radial dans le cas résonnant ($f_0 \approx f_{pe}$ et $\beta \ll 1$)

2) Conclusions à tirer pour notre plasma H.F.

Suivant l'axe X, nous devons distinguer deux régions de plasma : d'une part, celle où l'absence de champ laisse à peu près prévaloir les conditions ordinaires, soit de chute libre, soit de diffusion ambipolaire et d'autre part, celle où le champ H.F. est fort, région qui se résume à ce petit cylindre de plasma dont nous venons de parler. Cependant, même pour ce dernier domaine qui s'identifie pourtant aux caractéristiques du calcul d'Allis, l'utilisation rigoureuse des résultats théoriques du §1.4.2 n'est pas possible, non seulement à cause de la correction à apporter pour le verre dans la formule d'impédance mais aussi parce qu'il est douteux que la méthode d'Herlin et Brown^[52] par laquelle on détermine expérimentalement l'exposant ξ , soit applicable à notre plasma ; elle suppose en effet un plasma relativement homogène.

Il nous reste néanmoins la faculté de conclure d'après cette étude du plasma H.F. que l'axe "X", plus exactement le petit cylindre de champ H.F. intense, constitue un axe privilégié sur lequel la densité électronique, surtout au niveau des parois, est plus élevée qu'en tout autre point équivalent du plasma et autour duquel se développe, à cause de la symétrie en Y et de constante⁽¹⁾ de la densité suivant Z, une sorte de tranche de plasma⁽²⁾ ; cette dernière, pour une épaisseur $2|Y|$ donnée, voit sa fréquence f_{pe} augmenter progressivement (voir par exemple la figure 1.30) de la paroi vers le centre ; par contre, si on considère, pour une valeur $|X|$ fixe, la variation de densité suivant $|Y|$, il en ressort qu'elle doit diminuer légèrement sitôt que $|Y|$ sort de la zone de champ H.F. intense.

(1) tout au moins sur une distance ΔL .

(2) en réalité, il y a deux tranches, l'une pour $X > 0$, l'autre pour $X < 0$.

REFERENCES

- [1] M. MOISAN "Le plasma H.F. résonnant", rapport L.P. 130, Laboratoire de Physique des Plasmas, Université de Paris Sud, Centre d'Orsay (mai 1971).
- [2] V.P. SILIN, "Interaction d'un champ électromagnétique H.F. intense avec un plasma" (en russe) dans "A survey of Phenomena in Ionized Gases", p. 205-237, VIIIe Conférence Internationale sur les Phénomènes dans les gaz Ionisés (Vienne 1967). Traduction par A.M. Sokolovsky et M. Moisan, Laboratoire de Physique des Plasmas, Université de Paris Sud, Centre d'Orsay.
- [3] P.E. VANDENPLAS. "Electron waves and resonances in bounded plasmas" John Wiley and Sons (1968).
- [4] P.E. VANDENPLAS et R.W. GOULD, Plasma Physics 6, 449 (1964).
- [5] J.V. PARKER, J.C. NICKEL et R.W. GOULD, Physics of Fluids, 7, 1489 (1964).
- [6] P.E. VANDENPLAS et A.M. MESSIAEN, Plasma Physics, 6, 459 (1964).
- [7] P.E. VANDENPLAS et R.W. GOULD, Nuclear Fusion supp., Part 3, 1115 (1962).
- [8] D. BOHM et E.P. GROSS, Physical Review, 75, 1851 (1949).
- [9] B. O'BRIEN, R.W. GOULD et J. PARKER, Phys. Rev. Letters, 14, 630 (1965).
- [10] W.P. ALLIS, S.C. BROWN et E. EVERHART, Physical Review, 84, 519 (1951).
- [11] P. LEPRINCE, "Propagation des ondes dans les guides à plasma", Thèse d'Etat, Orsay (1966).
- [12] R.P. FEYNMAN, "Lectures on Physics" Addison Wesley, p. 242 (1963).
- [13] R.B. LINDSAY, "Physical Mechanics", Van Nostrand, p. 286 (1961).
- [14] M.A. HEALD et C.B. WHARTON, "Plasma diagnostics with microwaves". Section 1.3.2 et 2.3 (Wiley - 1965).
- [15] Référence [3], page 149.
- [16] E. ARGENCE et TH. KAHAN, "Théorie des guides et cavités électromagnétiques" Dunod, p. 426 (1964).
- [17] C.D. JOHNSON, L.A. BERRY et J.C. NICKEL, Journal of Applied Physics, 39, 4481 (1968).
- [18] D.W. IGNAT, Physics of Fluids, 13, 1771 (1970).
- [19] Référence [3], p. 53-55 et p. 149-152.
- [20] A.M. MESSIAEN, Physica, 29, 1117 (1963).

- [21] A. D. MAC DONALD, "Microwave breakdown in gases" Wiley (1966).
- [22] S. C. BROWN "Basic Data of Plasma Physics" M. I. T. Press (1961) ch. 15.
- [23] R. W. WOOD, Phil. Mag. 8 , 206 (1929).
- [24] J. TAILLET, American Journal of Physics, 37 , 423 (1968).
- [25] A. M. MESSIAEN et P. E. VANDENPLAS, Physics Letters, 25A, 339 (1967).
- [26] P. LEPRINCE, Physics Letters, 26A, 431 (1968).
- [27] E. P. HARRISON, J. Elect. Control, 5 , 319 (1958).
- [28] J. P. JOUINEAU et P. LEPRINCE, Rapport interne L. P. 79, Orsay (1969).
- [29] A. M. MESSIAEN et P. E. VANDENPLAS, Applied Physics Letters, 15, 30 (1969).
- [30] P. LEPRINCE, G. MATHIEUSSENT, "Décharge entretenue sur une résonance par un courant continu et une onde électromagnétique de haute fréquence" Rapport interne L. P. 110 Université de Paris Sud, Centre d'Orsay (mai 1970).
P. LEPRINCE, G. MATHIEUSSENT et W. P. ALLIS, J. App. Phys. 42, 412 (1971).
- [31] Référence [13], p. 134.
- [32] VAN HIPPEL, "Dielectric materials and Applications", Wiley.
- [33] S. C. BROWN et D. J. ROSE, J. Appl. Phys., 23, 711, 719, 1028 (1952).
- [34] S. J. BUSCHBAUM, L. MOWER, S. C. BROWN, Phys. of Fluids, 3 , 806 (1960).
- [35] G. MELIN, "Calcul du glissement de la fréquence de résonance d'une cavité chargée par un plasma en présence ou non d'un champ magnétique statique", Rapport CEA-R. 3122 (1967), CEN, SACLAY (France).
- [36] H. L. BOYEN, A. M. MESSIAEN et P. E. VANDENPLAS, Journal of Applied Physics, 40 , 2296 (1969).
- [37] B. AGDUR et B. ENANDER, J. Appl. Physics, 33, 575 (1962).
- [38] J. P. JOUINEAU et P. LEPRINCE, "Ondes rapides dans les guides à plasma", Rapport interne L. P. 79, Orsay (1968).
- [39] W. P. ALLIS et D. J. ROSE, Physical Review, 93 , 84 (1954).
- [40] J. TAILLET, "Plasmofides à haute fréquence et décharges résonnantes", Thèse d'Etat, section VI. 3 (Paris 1964).

- [41] W.P. ALLIS, Communication personnelle (lettre du 12 Avril 1971).
- [42] K.I. THOMASSEN, J. of Appl. Physics, 36, 3642 (1965).
- [43] A.M. MESSIAEN et P.E. VANDENPLAS, Physcis of Fluids, 12 , 2406 (1969).
- [44] Référence [22], p. 91-95.
- [45] P. LEPRINCE, Communication personnelle (1970).
- [46] K.G. EMELEUS, Nuovo Cemento (supplément au volume III, série X), 490 (1956).
- [47] D.A. HART et N.L. OLESON, J. of App. Physics, 40, 4541 (1969).
- [48] J.V. PARKER, Phys. Fluids, 6 , 1657 (1963).
- [49] D. QUEMADA, "Ondes dans les plasmas", p. 49, Hermann, Paris (1968).
- [50] E. EVERHART et S.C. BROWN, Phys. Review, 76, 839 (1949).
- [51] M.A. HERLIN et S.C. BROWN, Physical Review, 74 , 291 (1948).
- [52] M.A. HERLIN et S.C. BROWN, Physical Review, 74, 910 (1948).
- [53] W.P. ALLIS, Communication personnelle (lettre du 1er Juillet 1970).

C H A P I T R E II

THEORIES DES INSTABILITES EN PRESENCE D'UN CHAMP H. F. INTENSE

A - OSCILLATIONS LONGITUDINALES EN GEOMETRIE HOMOGENE ET INFINIE

Si les différentes théories de SILIN^{[1], [2], [3], [4], [5]} occupent une place prépondérante dans ce chapitre, c'est non seulement parce qu'elles constituent un tout qui prédit de façon cohérente les diverses oscillations et instabilités pouvant naître dans un plasma soumis à un champ électromagnétique H.F. mais aussi et surtout, parce que l'une d'entre elles, l'excitation paramétrique résonnante^[2] permet de façon adéquate d'expliquer les résultats que nous avons recueillis expérimentalement. Notre étude ne se limite pas pour autant à ce seul auteur et à ses collaborateurs^{[6], [7]}, de l'Institut Lebedev ; c'est ainsi que des articles de Nishikawa^{[8], [9]} et de Dubois-Goldman^{[10], [11]}, bien que ne correspondant pas exactement aux conditions de notre expérience, nous donnent la possibilité de généraliser quelques unes des conclusions de Silin et nous suggèrent le rôle des collisions sur, par exemple, la fréquence propre des oscillations instables et les seuils de champ électrique, sujets que Silin vient à peine d'aborder^[7].

2.1 - EQUATION DE DISPERSION DES OSCILLATIONS DE PLASMA DANS UN CHAMP H.F. IMPORTANT

Dans des articles⁽¹⁾ antérieurs à ceux cités au début de ce chapitre, Silin a largement contribué au développement d'une théorie cinétique pour décrire un plasma soumis à un champ électrique H.F. intense ; c'est après avoir constaté l'absence^[11] de toute théorie sur les oscillations d'un plasma plongé dans un champ H.F. fort qu'il s'attaque à ce problème^[1], attendu que l'action d'un tel champ sur les particules chargées doit conduire, de la même manière que l'agitation thermique, à une dispersion spatiale ; il aboutit effectivement, comme nous allons maintenant le voir, à une branche de dispersion ionique profondément modifiée du fait du champ H.F.

(1) la liste en est donnée à la référence^[12].

2. 1. 1 - Description d'un plasma situé dans un champ électrique H.F. important

Là où cela était possible^{[1], [2]}, V.P. Silin a utilisé successivement deux méthodes de description du plasma ; dans un premier temps, il présente en effet l'analyse du problème au moyen du modèle hydrodynamique, puis contrôle, par la suite, certains de ces résultats à l'aide de la théorie cinétique. Bien que cette dernière soit difficile à manier, elle reste cependant la seule à pouvoir garantir les calculs dans la mesure où les grandeurs caractéristiques sont voisines de la longueur de Debye électronique.

1) Hypothèse du modèle cinétique

Enonçons les hypothèses générales nécessaires à la formulation et à la résolution du problème.

- i) le plasma est complètement ionisé.
- ii) la neutralité des charges est assurée microscopiquement à l'ordre zéro (état stationnaire).
- iii) le champ H.F. est uniforme à l'intérieur du plasma et il est périodique dans le temps avec une fréquence angulaire, ω_0 ; il s'écrit $E(t) = E_0 \sin \omega_0 t$, ce qui sous-entend qu'il est appliqué de manière adiabatique à l'instant $t = -\infty$.
- iv) la densité est homogène.
- v) le champ magnétique de l'onde électromagnétique H.F., de même que celui associé au champ perturbé, sont considérés comme négligeables étant donné que nous recherchons avant tout des oscillations longitudinales. De plus, nous supposons qu'il n'y a pas de champ magnétique extérieur.
- vi) il n'y a pas de collision.
- vii) la période $2\pi/\omega_0$ du champ H.F. est beaucoup plus petite que tous les temps caractéristiques du plasma ; cela implique en particulier $\omega_0 \gg \omega_{pe}$.

Remarque : L'hypothèse (vii) nous permet d'introduire deux échelles de temps, l'une de l'ordre de $1/\omega_0$, l'autre associée aux périodes d'oscillations propres du plasma (méthode décrite par Landau^[13] pour le mouvement des particules dans un champ à oscillations rapides). C'est dans ce but que Silin introduit la fonction auxiliaire ψ_α , proportionnelle à la densité perturbée, dont il utilise ensuite la valeur moyenne sur une période $1/\omega_0$ de l'oscillation H.F.

2) Equation de Vlasov

L'équation de Vlasov constitue le point de départ du calcul de Silin^[1] :

$$\frac{\partial f_{\alpha}}{\partial t} + \frac{v}{r_{\alpha}} \cdot \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial r_{\alpha}} + \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial p_{\alpha}} \cdot \left[e_{\alpha} E(t) - \frac{\partial}{\partial r_{\alpha}} \sum_{\beta} \int dr_{\beta} dp_{\beta} \left| \frac{e_{\alpha} e_{\beta}}{r_{\alpha} - r_{\beta}} \right| f_{\beta} \right] = 0 \quad (2.1)$$

où f_{α} est la fonction de distribution des particules de type α .

Le dernier membre de l'équation (2.1) représente la force coulombienne entre les particules de l'espèce α et β ; comme nous avons choisi l'approximation longitudinale, la partie transverse due au champ de rayonnement des charges soumises à l'action de la force H.F. n'apparaît donc pas. Cela ne signifie pas pour autant que l'étude de la partie transverse conduit à des résultats sans intérêt^[14].

Soulignons enfin que puisqu'à l'équilibre il y a neutralité de charge, ceci entraîne $\sum_{\beta} \int dp_{\beta} f^0(r_{\beta}, p_{\beta}) = 0$ de sorte qu'on n'a pas à se préoccuper d'un champ coulombien à l'ordre zéro; à l'ordre un, le champ perturbé qui entre dans l'équation linéarisée n'est rien d'autre que l'effet de charges d'espace d'un potentiel scalaire obéissant à l'équation de Poisson^[15]; c'est donc un problème self-consistent.

3) Méthode de solution de l'équation de Vlasov

La résolution de l'équation (2.1) où $E(t)$ est le champ H.F. s'obtient d'après le procédé tout à fait classique de l'analyse linéaire des oscillations longitudinales de plasma; après linéarisation, l'état d'équilibre du système (ordre zéro⁽¹⁾) est donné par :

$$\frac{\partial f_{\alpha}^{(0)}}{\partial t} + e_{\alpha} E(t) \cdot \frac{\partial f_{\alpha}^{(0)}}{\partial p_{\alpha}} = 0 \quad (2.2)$$

avec :

$$\frac{dp_{\alpha}}{dt} = e_{\alpha} E(t) \quad (2.3)$$

d'où il ressort, compte tenu de l'application adiabatique de $E(t)$, que :

$$p_{\alpha}(t) - \int_{-\infty}^t dt' e_{\alpha} E(t') = \text{constante du mouvement} \quad (2.4)$$

i. e. qu'il est possible d'écrire :

$$f_{\alpha}^{(0)}(p_{\alpha}, t) = f_{\alpha 0}(p_{\alpha} - e_{\alpha} \int_{-\infty}^t dt' E(t')) \quad (2.5)$$

(1) on a posé $f_{\alpha} = f_{\alpha}^{(0)} + \delta f_{\alpha}$, où $f_{\alpha}^{(0)}$ est la fonction de distribution d'ordre zéro.

où $f_{\alpha 0}$ est la fonction d'équilibre dans le système de coordonnées où les particules d'espèce α n'oscillent pas sous l'effet du champ externe ($f_{\alpha 0}$ sera, le cas échéant, maxwellienne).

D'autre part, au premier ordre, nous avons :

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta f_{\alpha}(\tilde{r}_{\alpha}, \tilde{v}_{\alpha}, t) + \tilde{v}_{\alpha} \cdot \frac{\partial}{\partial \tilde{r}_{\alpha}} \delta f_{\alpha} + \frac{\partial}{\partial p_{\alpha}} \left[\delta f_{\alpha} \cdot e_{\alpha} \underline{E}(t) - f_{\alpha}^{(0)} \cdot \frac{\partial}{\partial \tilde{r}_{\alpha}} \sum_{\beta} \int d\tilde{r}_{\beta} d\tilde{p}_{\beta} \left| \frac{e_{\alpha} e_{\beta}}{\tilde{r}_{\alpha} - \tilde{r}_{\beta}} \right| f_{\beta} \right] = 0 \quad (2.6)$$

La suite du calcul (voir^[1]) consiste d'abord à utiliser une transformation de Fourier-Laplace (espace ω, k) puis à séparer les équations suivant les deux échelles de temps propres au problème^[13]. Au cours de ces diverses opérations, nous sommes amenés à définir la quantité $a_{\alpha\beta}$:

$$a_{\alpha\beta} \equiv \frac{\tilde{k} \cdot \underline{E}_0}{\omega_0} \left(\frac{e_{\alpha}}{m_{\alpha}} - \frac{e_{\beta}}{m_{\beta}} \right) \quad (2.7)$$

qui, α désignant les électrons et β les ions, peut s'approximer par :

$$a_{\alpha\beta} \approx a = \tilde{k} \cdot \tilde{x} \quad (2.8)$$

où :

$$\tilde{x} \equiv \frac{eE_0}{m\omega_0} \quad (2.9)$$

représente l'amplitude d'oscillation⁽¹⁾ de l'électron dans le champ H.F. Il y a lieu de constater que a atteint un maximum relatif quand le vecteur d'onde \tilde{k} devient parallèle au champ H.F. ; le vecteur \tilde{k} est déterminé par la solution de l'équation de dispersion, pour l'oscillation considérée ; il n'y a aucune restriction a priori sur cette valeur, pas plus qu'il n'y a de règle de sélection.

(1) appelé également paramètre d'excursion.

Remarque : Pour des processus essentiellement non-linéaires comme les instabilités, une telle théorie linéaire ne permet de connaître que les conditions d'apparition et le taux de croissance de ces phénomènes ; elle ne donne aucun renseignement sur l'évolution ultérieure des différents paramètres du plasma.

2.1.2 - Spectre H.F. et spectre B.F.

1) Equation de dispersion

Silin^[1] démontre que l'équation de dispersion du plasma H.F. dans le cas présent ($\omega_o \gg \omega_{pe}$) s'écrit :

$$1 + \delta \epsilon_e + \delta \epsilon_i + \delta \epsilon_e \delta \epsilon_i [1 - J_o^2(a)] = 0 \quad (2.10)$$

où $\delta \epsilon_\alpha$ est l'expression bien connue :

$$\delta \epsilon_\alpha(\omega, \tilde{k}) = - \frac{4\pi e^2}{k^2} \int \frac{dp_\alpha}{\omega - \tilde{k} \cdot \tilde{v}_\alpha} \tilde{k} \cdot \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial \tilde{p}_\alpha} \quad (2.11)$$

La présence du champ H.F. externe se distingue donc par l'apparition du terme croisé $\delta \epsilon_e \delta \epsilon_i$.

2) Spectre H.F.

Par spectre H.F., nous entendons les oscillations dont la fréquence ω est voisine de la fréquence plasma-électronique ω_{pe} ; pour que l'amortissement de Landau électronique soit faible, on suppose que $\frac{\omega}{k} \gg v_{Te}^{(1)}$, ce qui permet de développer $\delta \epsilon_e$ ^{Sous} ~~pour~~ la forme :

$$\delta \epsilon_e \approx - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left\{ 1 + 3 \left(\frac{kv_{Te}}{\omega} \right)^2 + \dots \right\} \quad (2.12)$$

Par suite en substituant (2.12) dans (2.10), on obtient la fréquence de l'oscillation :

$$\omega^2 \approx \omega_{pe}^2 + 3k^2 v_{Te}^2 + \omega_{pi}^2 J_o^2(a) \quad (2.13)$$

dont le coefficient d'amortissement, γ , s'écrit :

$$\gamma = - \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{pe}^4}{(kv_{Te})^3} \exp\left(-\frac{\omega^2}{2k^2 v_{Te}^2}\right) \quad (2.14)$$

(1) v_{Te} : vitesse thermique électronique.

Il est facile de voir d'après l'équation (2.13) qu'en ce qui concerne le spectre H.F. la fréquence du champ extérieur se traduit par une correction vraiment minime sur l'équation de dispersion classique^[16]. En effet, le terme en ω_{pi} , déjà fort petit devant ω_{pe}^2 est simplement affecté de la fonction de Bessel.

Remarque : Le coefficient γ , négatif, correspond à un amortissement puisqu'au départ nous cherchions $\delta f_{\alpha} \sim e^{-i(\omega+i\gamma)t}$; $\gamma > 0$ donne donc lieu à une instabilité (k est toujours réel).

3) Spectre B.F.

Déterminons maintenant la solution de l'équation (2.10) pour les basses fréquences i.e. $\omega \ll \omega_{pe}$ et $\omega \ll \omega_o$; étant donné les valeurs expérimentales qui nous intéressent, nous examinons plus particulièrement la situation pour laquelle :

$$v_{Ti} \ll \frac{\omega}{k} \ll v_{Te} \quad (2.15)$$

ce qui pour $\delta \epsilon_i$ nous autorise à utiliser un développement asymptotique analogue à celui de (2.12) alors que $\delta \epsilon_e$ s'exprime maintenant par une série de Taylor :

$$\delta \epsilon_e = \frac{1}{(k \lambda_{De})^2} \left[1 - \frac{\omega^2}{(kv_{Te})^2} + \frac{1}{3} \frac{\omega^4}{(kv_{Te})^4} - \dots + i \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega}{kv_{Te}} e^{-\omega^2 / 2k^2 v_{Te}^2} \right] \quad (2.16)$$

reportant cette expression et celle décrivant $\delta \epsilon_i$ dans l'équation de dispersion, on arrive à :

$$\omega^2 \simeq \omega_{pi}^2 \left[1 - \frac{J_o^2(a)}{1+(k \lambda_{De})^2} \right] + 3k^2 v_{Ti}^2 \quad (2.17)$$

où J_o est la fonction de Bessel d'ordre zéro. La partie imaginaire comprend cette fois un amortissement Landau ionique et Landau électronique (fort) :

$$\gamma = -\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega^4}{(kv_{Ti})^3} \left\{ \exp\left(-\frac{\omega^2}{2(kv_{Ti})^2}\right) + \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{pi}^2}{\omega v_{Te}^3} \frac{J_o^2(a)}{[1+(k \lambda_{De})^2]^{-2}} \right\} \quad (2.18)$$

La figure 2.1 reproduit le comportement de l'équation de dispersion B.F. (2.17) en fonction du champ H.F. : à mesure que ce dernier croît, la fréquence

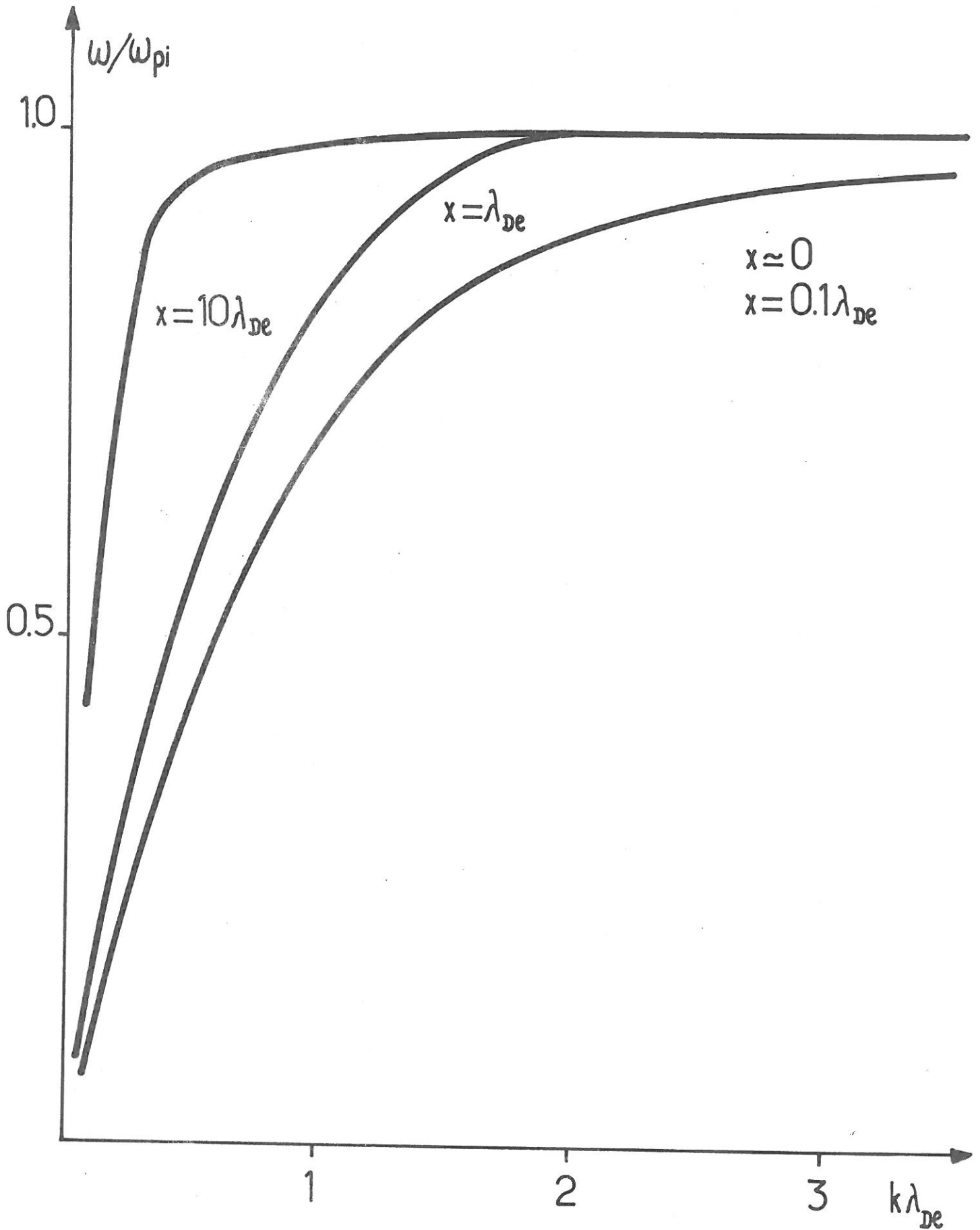


Fig.2.1. Diagramme de dispersion B.F en présence d'un champ HF.

propre tend vers la fréquence plasma-ionique ω_{pi} à partir de longueurs de plus en plus grandes. Le graphique 2.2 nous montre pour sa part que l'amortissement Landau électronique⁽¹⁾ décroît lorsque l'intensité du champ augmente. L'observation d'oscillations plasma-ioniques à des longueurs d'onde supérieures à λ_{De} apparaît donc possible lorsque le champ H.F. est suffisamment intense.

Sans toutefois aller jusqu'à affirmer, comme le fait Silin^[1], que nous nous trouvons en présence d'une nouvelle branche ionique, il faut néanmoins constater que le champ extérieur H.F. a modifié profondément la branche ionique classique. Nous en discutons en détail dans la suite.

2.1.3. Comparaison avec la branche de dispersion B.F. classique

1) Rappel des relations de dispersion B.F. sans champ H.F. extérieur

Il convient de distinguer deux situations différentes suivant que la fréquence ω est égale⁽²⁾ à ω_{pi} ou plus petite qu'elle ; en effet, les oscillations ioniques longitudinales de fréquence voisine de ω_{pi} ne sont pas de même nature que celles dont la fréquence est plus faible car, alors que ces dernières résultent de vibrations collectives qui mettent en cause à la fois les ions et les électrons, les ondes plasma-ioniques n'intéressent que le gaz ionique^[17].

- Considérons en premier lieu l'oscillation acoustique-ionique ($\omega < \omega_{pi}$) dont la théorie hydrodynamique donne une image assez juste ; dans le cas d'un plasma non-isotherme ($T_e \gg T_i$), la relation de dispersion a la forme :

$$\omega^2 \approx \omega_{pi}^2 \left[1 - \frac{1}{1 + (k\lambda_{De})^2} \right] \quad (2.19)$$

(1) dans le cas présent (2.15), l'amortissement Landau électronique est beaucoup plus important que l'amortissement Landau ionique.

(2) ou légèrement supérieure.

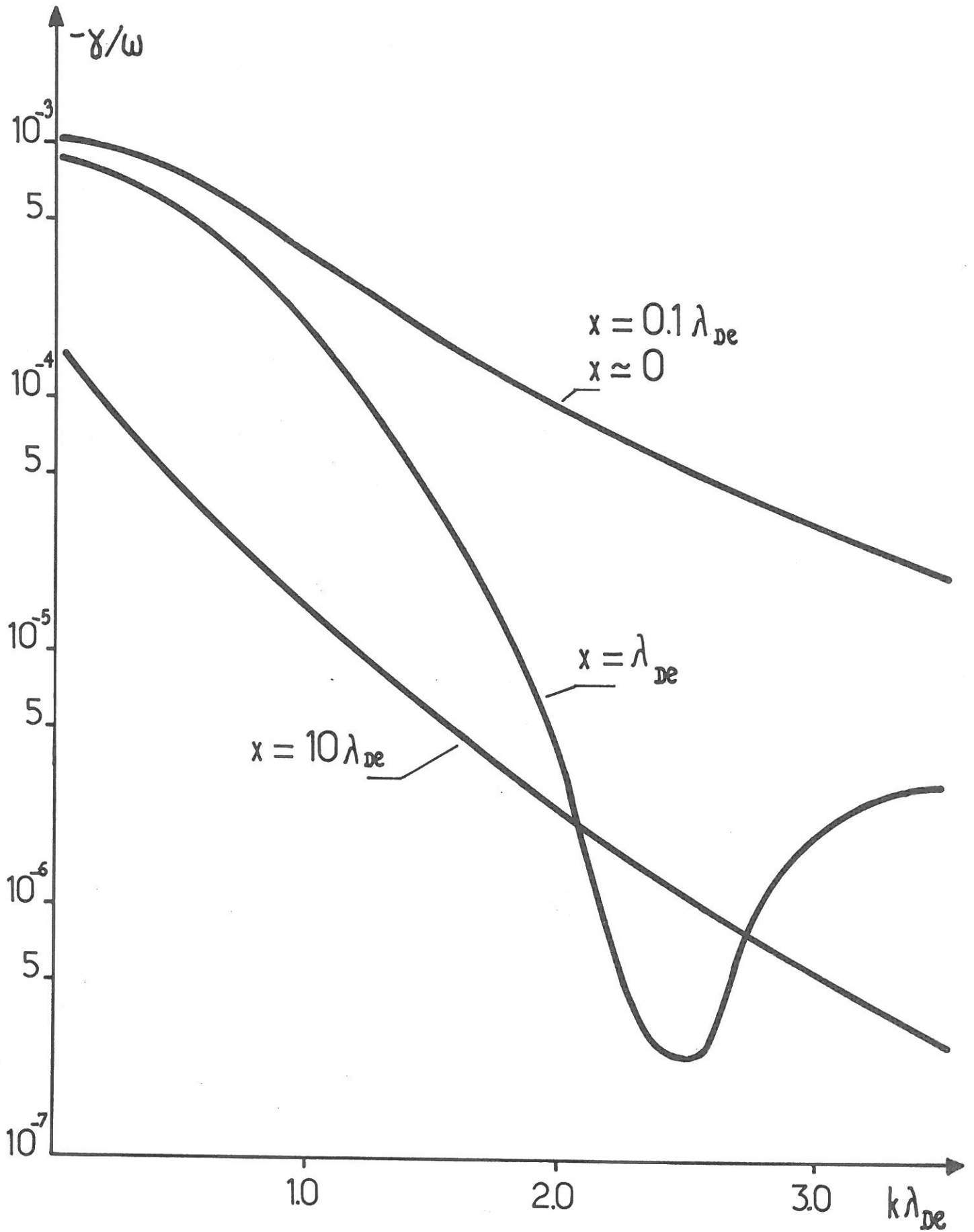


Fig.2.2. Amortissement Landau électronique en présence d'un champ H.F.

Il est intéressant de regarder le comportement de cette expression en ses deux limites : $k \rightarrow 0$ et $k \rightarrow \lambda_{De}^{-1}$. En effet, pour une longueur d'onde très grande ($(k\lambda_{De})^2 \ll 1$), la fréquence, beaucoup plus faible que ω_{pi} , est celle d'une onde pseudo-sonore :

$$\omega^2 = V_s^2 k^2 \quad (2.20)$$

où $V_s^2 = \kappa T_e / m_i$ est la vitesse pseudo-sonore (elle est fonction des deux espèces de particules). Par contre, lorsque $k\lambda_{De} \rightarrow 1$, (limite du modèle hydrodynamique), la fréquence propre augmente et atteint $\omega_{pi}/\sqrt{2}$.

- Pour les ondes plasma-ionique, il est nécessaire d'adopter une formulation cinétique (Vlasov)^[18], puisque les conditions sont propices à un effet Landau important ($\omega/k \ll v_{Te}$) ; d'ailleurs, cet amortissement est tel (voir ^[5], éq. 3.3) qu'il atténue complètement l'onde ionique, à moins que le plasma ne soit fortement anisotherme^[19], auquel cas le système répond approximativement à :

$$\omega^2 \simeq \omega_{pi}^2 + 3k^2 v_{Ti}^2 \quad (2.21)$$

et son amortissement est identique à celui de l'équation (2.18) pour $a = 0$. Le domaine de validité de (2.21) est $\lambda_{Di} < \lambda < \lambda_{De}$.

2) Limite de la branche B.F. de Silin dans un champ H.F. nul

Il n'y a qu'à faire tendre le champ extérieur vers zéro (i.e. $a \rightarrow 0$) pour s'apercevoir que la branche ionique obtenue par Silin (2.17) se réduit en fait, suivant la valeur de k considérée, à l'expression (2.19) ou (2.21) du paragraphe précédent.

3) Etude de la branche B.F. dans un champ H.F. intense ($a \gg 1$)

Regardons attentivement ce qui arrive dans ce cas aux grandes longueurs d'onde ($k\lambda_{De} \rightarrow 0$) ; pour ces dernières, le spectre B.F. (2.17) se ramène à :

$$\omega^2 \simeq \omega_{pi}^2 \{ 1 - J_0^2(a) \} + k^2 \{ V_s^2 J_0^2(a) + 3 v_{Ti}^2 \} \quad (2.22)$$

i.e. que dans ces conditions, contrairement à ce qui se passe dans la branche B.F. classique, on pourra détecter des fréquences propres voisines de ω_{pi} pour $\lambda > \lambda_{De}$. Ce résultat est fondamental.

Quant au domaine des petites longueurs d'ondes ($\lambda_{Di} < \lambda < \lambda_{De}$), il se révèle peu sensible à la présence du champ H.F. externe.

Remarque : L'existence d'oscillations plasma-ioniques pour de grandes longueurs d'onde (éq. 2.22) montre explicitement l'effet de découvrement des ions réalisé par le balayage H.F. des électrons puisque cela signifie que les ions se trouvent à osciller à la manière d'un gaz libre sur des distances supérieures à la longueur de Debye électronique. Cet effet amène d'ailleurs à remarquer la substitution de l'amplitude d'excursion à la longueur de Debye électronique comme paramètre caractéristique de ces oscillations ; ceci tient simplement au fait que le mouvement oscillatoire des électrons dans le champ H.F. introduit une nouvelle dispersion spatiale (en plus de celle causée par le mouvement thermique) dont la mesure est précisément le paramètre d'excursion, x , tout comme l'était la longueur de Debye, λ_{De} , pour le mouvement aléatoire thermique. Il suffit pour s'en convaincre de constater que la fréquence propre de l'oscillation ionique (éq. 2.22) dépend du nombre d'onde k par l'intermédiaire de l'argument de la fonction de Bessel, kx .

2.1.4 - Remarque sur l'instabilité faisceau-plasma en présence d'un champ H.F.

Avant d'aborder au paragraphe 2.2 le principe de l'excitation paramétrique résonnante il convient d'attirer l'attention sur un autre type de mécanisme susceptible de produire également une instabilité de fréquence ω_{pi} : il s'agit de l'instabilité faisceau-plasma. En effet, étant donné nos conditions expérimentales, il pourrait être tentant, à première vue, d'interpréter les résultats que nous avons obtenus en terme d'une interaction faisceau-plasma ; nous montrons cependant dans cette section qu'un tel processus, au contraire de l'excitation résonnante, a lieu pour des conditions sur ω_{pe} qui ne dépendent pas directement de la fréquence ω_0 du champ H.F.

Le fonctionnement de l'interaction faisceau-plasma est bien connu : dans un système où les électrons du faisceau se déplacent tous avec la même vitesse u

par rapport aux ions, il existe deux possibilités de couplage important de l'énergie du faisceau avec celle du plasma. Les conditions de cette interaction sont réunies lorsque la vitesse de phase de l'onde électronique (soit lente, soit rapide) associée au faisceau est égale à celle de l'oscillation plasma-ionique que peut supporter le milieu. Seule cependant l'onde lente (dite à "énergie négative") donnera naissance à une instabilité. Dans ces conditions et pour un champ extérieur tel que $\omega_0 \gg \omega_{pe}$ l'équation de dispersion (2.10) prend la forme ⁽¹⁾ :

$$1 = \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - ku)^2} + \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{pi}^2}{\omega^2 (\omega - ku)^2} [1 - J_0^2(a)] \quad (2.23)$$

Tenant compte de ce que $\omega/k \ll u$ (onde lente), nous tirons de là :

$$\omega^2 = \omega_{pi}^2 \frac{(ku)^2 - \omega_{pe}^2 [1 - J_0^2(a)]}{(ku)^2 - \omega_{pe}^2} \quad (2.24)$$

D'après cette formule ($\omega \rightarrow \omega + i\gamma$), il est évident que le taux de croissance est positif si :

$$\omega_{pe}^2 > (ku)^2 > \omega_{pe}^2 [1 - J_0^2(a)] \quad (2.25)$$

Il est clair que la présence du champ H. F. rétrécit le domaine de l'instabilité puisqu'elle impose une borne supérieure sur $\omega_{pe}^2 > (ku)^2$. En plus, dans cette nouvelle région définie par (2.25), on assiste à une forte réduction du taux de croissance qui est maintenant affecté de la fonction J_0 . L'expression du γ maximum le montre bien ^[1] :

$$\gamma = \omega_{pe} \frac{\sqrt{3}}{2} \left[\frac{\omega_{pi}^2}{2\omega_{pe}^2} J_0^2(a) \right]^{1/3} \quad (2.26)$$

En résumé, nous pouvons dire d'une part que l'interaction faisceau-plasma se trouve fortement défavorisée par la présence du champ H. F. et que d'autre part elle n'établit aucune relation précise entre ω_0 et ω_{pe} .

(1) pour obtenir les formules équivalentes sans champ H. F., il suffit de faire $J_0(0) = 1$ partout.

2.2 - INSTABILITES PARAMETRIQUES

2.2.1 - Excitation paramétrique d'une instabilité

Silin désigne par "instabilité paramétrique résonnante" l'instabilité qui surgit lorsque la fréquence du champ extérieur ou ses harmoniques tendent vers ω_{pe} . Le mécanisme physique que recouvre cette terminologie devient évident lorsqu'on écrit les équations qui gouvernent l'amplitude d'oscillation de la densité de charges, perturbée et self-consistante, en présence du champ H.F. extérieur. Ceci s'accomplit aisément avec le modèle hydrodynamique^[2] dont le formalisme est plus simple que celui du traitement cinétique^{[2], [5]} qui, précisons-le, n'ajoute rien d'essentiel au calcul hydrodynamique^[2].

La description du plasma demeure celle du paragraphe 2.1.1, à l'exception de l'hypothèse vii, sur la définition des deux échelles de temps.

1) Oscillateurs paramétriques

Si nous posons :

$$v_{\alpha} = e_{\alpha} \delta n_{\alpha} \exp - i (a \sin \omega_0 t) \quad (2.27)$$

où $\delta n_{\alpha}(t)$ est la densité des charges de type α , au premier ordre de la perturbation.

Il est facile de démontrer^{[1], [2]}, que les particules du plasma oscilleront collectivement avec une "amplitude"⁽¹⁾ linéaire dont l'équation compte tenu du champ H.F. extérieur, prend la forme :

$$\frac{d^2 v_e}{dt^2} + \omega_{pe}^2 [1 + v_i/v_e \exp - i (a \sin \omega_0 t)] v_e = 0 \quad (2.28a)$$

$$\frac{d^2 v_i}{dt^2} + \omega_{pi}^2 [1 + v_e/v_i \exp i (a \sin \omega_0 t)] v_i = 0 \quad (2.28b)$$

(1) rigoureusement, v_{α} n'est que proportionnelle à l'amplitude de la densité perturbée (éq. 2.27).

Ces équations⁽¹⁾ diffèrent formellement de celle du pendule classique puisque les coefficients sont des fonctions du temps. De façon générale, un oscillateur pour lequel l'action de la force extérieure peut se ramener à une variation temporelle de sa valeur propre est appelé oscillateur paramétrique [20] ; cette valeur propre perturbée se doit d'être périodique en ω_0 .

Il y a résonance paramétrique lorsque la fréquence du champ extérieur (ou ses harmoniques) passe par la fréquence propre du système non-perturbée^[20] ; dans les circonstances, ceci ne se produit que pour l'oscillateur électronique (2.28a) et nous verrons que cette résonance est susceptible de donner lieu, suivant l'intensité du champ H.F. à un état instable dont le taux de croissance atteint dans ce cas un maximum.

2) Oscillateurs couplés

Ces deux oscillateurs paramétriques ont également la propriété d'être couplés entre eux : la fréquence propre de l'un dépend de l'amplitude d'oscillation de l'autre. Une conséquence de ce couplage est qu'à la résonance paramétrique électronique, la fréquence propre ω_{pi} pourra devenir instable bien que $\omega_{pi} \ll \omega_0$.

Il faut cependant dire que Silin n'insiste pas de façon explicite sur cette propriété, même si elle se traduit effectivement dans tous ses calculs ; au contraire, Nishikawa^[8] dont la théorie d'excitation paramétrique se rapproche le plus de celle de Silin, tout en partant des mêmes⁽²⁾ équations (2.28a) (2.28b), traite le problème en se référant à une théorie générale des oscillateurs couplés. Dans la mesure où leurs méthodes de solution ainsi que leurs hypothèses sont compatibles, ils aboutissent à des conclusions semblables, comme nous ne manquerons pas de la souligner.

Remarque : La différence principale entre Silin et Nishikawa sur la manière de résoudre les mêmes équations vient d'une part de ce que ce dernier néglige la contribution des harmoniques (voir éq. 2.29) et d'autre part, et surtout, de ce qu'il s'impose $x \ll \lambda_{De}$. Une telle hypothèse explique aussitôt comment il se

(1) une équation différentielle de ce type est une équation de Mathieu.

(2) il ajoute cependant les collisions (équations (23) et (25) de^[9]).

fait que Nishikawa n'obtient pas d'oscillations plasma-ioniques, mais toujours une onde pseudo-sonore (éq. 2.20), puisque la dispersion spatiale H.F. que prévoit Silin ne peut jouer que pour $x \geq \lambda_{De}$ (voir figure 2.1).

3) Méthode de solution des oscillateurs paramétriques

Nous sommes intéressés par la solution des équations (2.28) lorsque $s\omega_0 \sim \omega_{pe}$ (s est un entier). Pour les électrons, on recherche donc une solution générale sous la forme d'un développement harmonique en ω_0 :

$$v_e = u_{+s}^{(t)} e^{i(s\omega_0 + \omega)t} + u_{-s}^{(t)} e^{-i(s\omega_0 + \omega)t} + \sum_{\ell \neq n} u_{\ell}^{(t)} e^{-i(\ell\omega_0 + \omega)t} \quad (2.29)$$

où les $u_{\pm s}^{(t)}$, $u_{\ell}^{(t)}$ sont des fonctions lentes du temps comparées à $1/\omega_0$ (ceci remplace l'hypothèse vii, § 2.1.1). La présence des harmoniques est rendue nécessaire par l'analyse de Fourier du coefficient périodique de l'équation différentielle.

Quant aux ions, trop lourds pour répondre directement à la fréquence ω_0 , nous essayons d'en déterminer l'amplitude d'oscillation sous la forme :

$$v_i = w_0^{(t)} e^{i\omega t} + \sum_{\ell \neq 0} w_{\ell}^{(t)} e^{i(\ell\omega_0 + \omega)t} \quad (2.30)$$

2.2.2 - Oscillations de plasma à la résonance électronique

Sans présenter le détail des opérations algébriques qui déterminent les coefficients des équations (2.29) et (2.30), indiquons les relations de dispersion que Silin [2], [5] obtient par ce calcul paramétrique ; signalons que celles-ci sont néanmoins valables même en dehors de la résonance $s\omega_0 \sim \omega_{pe}$, comme il est important de le vérifier en faisant $\omega_0 \gg \omega_{pe}$ dans ces formules.

Comme précédemment, nous distinguons oscillations H.F. et oscillations B.F.

1) Spectre H.F.

En se rappelant que $\omega_{pi}/\omega_0 \ll 1$, le spectre H.F. se met de façon approximative sous la forme simple suivante, si on ignore le mouvement thermique :

$$\omega = \omega_{pe} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \sum_{\ell=-\infty}^{\infty} \frac{J_{\ell}^2(a) \omega_{pi}^2}{(\ell \omega_0 - \omega_{pe})^2} \right\} \quad (2.31)$$

Il est évident que cette expression tend vers l'équation (2.13), en dehors de la résonance, pour $\omega_0 \gg \omega_{pe}$.

2) Spectre B.F.

Ayant examiné la signification physique de l'excitation paramétrique, nous préférons revenir à la description cinétique afin d'arriver à la forme la plus générale possible pour les oscillations longitudinales B.F. en présence d'un champ H.F. : cette équation est fondée quel que soit le rapport $\omega_{pe}/s\omega_0$ et elle tient compte en même temps de la dispersion due au mouvement thermique.

Les équations cinétiques analogues à celles du système paramétrique hydrodynamique nous amène à résoudre :

$$U_e^{(s)} \{1 + \delta \epsilon_e(s\omega_0 + \omega, k)\} + \delta \epsilon_e(s\omega_0 + \omega, k) \sum_{\ell=-\infty}^{\infty} \frac{J_{s-\ell}(a)}{s-\ell} W_i^{(\ell)} = 0 \quad (2.32a)$$

$$W_i^{(s)} \{1 + \delta \epsilon_i(s\omega_0 + \omega, k)\} + \delta \epsilon_i(s\omega_0 + \omega, k) \sum_{\ell=-\infty}^{\infty} \frac{J_{\ell-s}(a)}{\ell-s} U_e^{(\ell)} = 0 \quad (2.32b)$$

où les fonctions $U^{(s)}$ et $W^{(s)}$ jouissent des mêmes propriétés et se déterminent de la même façon que les u_s et w_s hydrodynamiques. La valeur de $\delta \epsilon_{\alpha}$, l'apport à la permittivité longitudinale des particules de type α , a déjà été définie au début de ce chapitre (éq. 2.4).

Puisque nous souhaitons connaître les oscillations d'ordre $\omega \leq \omega_{pi}$, il est clair ⁽¹⁾ que la contribution de $\delta \epsilon_i(s\omega_0 + \omega, k)$ pour tout entier s non-nul est fort petite devant l'unité et nous allons l'ignorer. Alors, dans ces conditions, il est relativement aisé ⁽²⁾ de voir que les amplitudes $U^{(s)}$, $U^{(-s)}$ et W_0 possèdent

(1) pour s'en convaincre, se reporter au développement asymptotique (2.12) de $\delta \epsilon_i(s\omega_0 + \omega, k)$.

(2) Il suffit en effet de poser $\delta \epsilon_i(\ell\omega_0 + \omega, k) = 0$ pour tout $\ell \neq 0$ dans les équations (4.6) et (4.7) de [2].

une solution non-triviale i. e. que le déterminant 3 x 3 de leurs coefficients est nul seulement si :

$$1 = \frac{\delta \epsilon_i(\omega, k)}{1 + \delta \epsilon_i(\omega, k)} \cdot \sum_{\ell=-\infty}^{\infty} J_{\ell}^2(a) \frac{\delta \epsilon_e(\ell \omega_0 + \omega, k)}{1 + \delta \epsilon_e(\ell \omega_0 + \omega, k)} \quad (2.33)$$

Cette relation de dispersion très générale des oscillations longitudinales B.F. en présence d'un champ électrique H.F. extérieur est le pivot central de toute la théorie de Silin.

Vérifions que cette relation s'applique également en dehors de la résonance en essayant de retrouver l'équation de dispersion à laquelle nous étions parvenue, par une méthode différente, pour $\omega_0 \gg \omega_{pe}$ (§ 2.1.2.). Ceci s'avère possible dans la mesure où $[kv_{Te}/(\ell \omega_0 + \omega)]^2 \ll 1$, puisque, en ce cas là, les contributions $\delta \epsilon_e(\ell \omega_0 + \omega, k)$ pour ℓ non-nul sont négligeables devant celle de $\ell = 0$, ce qui mène immédiatement à l'équation (2.10).

2.2.3 - Instabilités périodiques et aperiodiques

Dans un plasma non-isotherme, pour $v_{Ti} \ll \omega/k \ll v_{Te}$, l'équation B.F. générale peut s'évaluer de façon approximative en se servant, comme précédemment, du développement asymptotique pour le terme $\delta \epsilon_i(\omega, k)$ ainsi que pour toutes les valeurs non-nulles ℓ de $\delta \epsilon_e(\ell \omega_0 + \omega, k)$; pour ce qui est de la contribution $\delta \epsilon_e(\ell = 0)$, elle s'obtient de la série de Taylor (2.16). Nous omettons complètement l'effet thermique des ions mais par contre nous conservons dans les différents développements de $\delta \epsilon_e$, le premier terme qui dépende du mouvement thermique des électrons, ce qui donne :

$$\omega^2 = \omega_{pi}^2 \left\{ 1 - \frac{J_0^2(a)}{1 + (k \lambda_{De})^2} - \sum_{\ell \neq 0} J_{\ell}^2(a) \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{pe}^2 [1 + 3(\frac{kv_{Te}}{\ell \omega_0 + \omega})^2] - (\ell \omega_0 + \omega)^2} \right\} \quad (2.34)$$

Remarque I : A la résonance $s = 1$, le pôle de l'équation (2.34) coïncide avec la condition d'excitation d'une onde électronique du type de Bohm et Gross (géométrie infinie).

Remarque II : A l'exemple de Silin, nous abandonnons dans ce qui suit la correction de température sous le signe de sommation $((k\lambda_{De})^2 \ll 1)$ de même que nous négligeons pour l'instant le terme $J_0^2(a)/1+(k\lambda_{De})^2$.

1) Expression de ω au voisinage "extérieur" de la résonance

Plaçons-nous suffisamment près de la résonance pour que la quantité Δs , définie par :

$$\Delta s = \left(\frac{\omega_{pe}}{s\omega_0}\right)^2 - 1 \quad (2.35)$$

soit très inférieure à l'unité mais simultanément $\omega_0 - \omega_{pe} \gg \omega$ le résultat est alors :

$$\omega^2 = \omega_{pi}^2 \left\{ 1 - \sum_{\substack{\ell=-\infty \\ \ell \neq 0}}^{\infty} J_\ell^2(a) \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{pe}^2 - (\ell\omega_0)^2} \right\} \quad (2.36)$$

L'expression (2.36) peut devenir négative si les valeurs des fonctions $J_\ell^2(a)$ ne sont pas trop faibles ; l'instabilité qui s'ensuit est de nature apériodique i.e. que sa fréquence d'oscillation, qui est la partie réelle de $\omega = \omega_R + i\gamma$, est nulle.

Cette instabilité peut éventuellement, selon la valeur de a , s'étendre loin en dehors de la résonance ; son taux de croissance, γ , est de l'ordre de $\frac{\omega_{pi}}{pi}$.

2) Expression de ω à la résonance

A la résonance $s\omega_0 \sim \omega_{pe}$, nous ne retenons que les termes en J_{-s} et J_s de la somme infinie (2.34) et alors :

$$\omega^2 = \omega_{pi}^2 \left\{ 1 - \frac{J_s^2(a) \omega_{pe}^2}{\omega_{pe}^2 - (s\omega_0 + \omega)^2} - \frac{J_{-s}^2(a) \omega_{pe}^2}{\omega_{pe}^2 - (-s\omega_0 + \omega)^2} \right\} \quad (2.37)$$

Cependant, pour résoudre analytiquement cette formule i.e. arriver finalement à une forme bicarrée, il faut imposer $\Delta s \gg \omega^2/\omega_{pe}^2$; cette restriction nous laisse malgré tout approcher de très près le point de résonance, puisque l'approximation demeure amplement satisfaite même si $\omega_0 - \omega_{pe}$ est aussi petit que $\omega_{pi}/10$. Nous obtenons alors :

$$\frac{4}{\Delta s^2 \omega_{pe}^2} \omega^4 - \omega^2 - \omega_{pi}^2 \left[\frac{2 J_s^2(a)}{\Delta s} \right] = 0 \quad (2.38)$$

expression bicarrée dont la solution est :

$$\frac{\omega}{\omega_{pe}} = \frac{\Delta s}{8} \left\{ 1 \pm \sqrt{1 + \frac{32}{\Delta s^3} J_s^2(a) \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{pe}^2}} \right\} \quad (2.39)$$

i) Instabilité périodique :

Le signe "plus" de la relation quadratique conduit à un état instable périodique dans le domaine délimité par :

$$-2 \left[4 J_s^2(a) \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{pe}^2} \right]^{1/3} < \Delta s < 0 \quad (2.40)$$

ainsi que le suggère l'expression de ω dans cette région :

$$\omega \equiv \omega_R + i\gamma = \pm \Delta s \left\{ \left[1 + \sqrt{\frac{32}{|\Delta s|^3} J_s^2(a) \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{pe}^2}} \right]^{1/2} \pm i \left[-1 + \sqrt{\frac{32}{|\Delta s|^3} J_s^2(a) \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{pe}^2}} \right]^{1/2} \right\} \quad (2.41)$$

En effet, d'une part, la partie réelle de ω n'est pas nulle, d'où l'appellation "périodique" et d'autre part, à la solution $\omega_R > 0$ correspond une valeur positive⁽¹⁾ du γ , condition suffisante pour affirmer la croissance dans le temps de cette oscillation (voir la remarque §2.1.2.2).

La valeur minimale de ω_{pe} pour laquelle l'instabilité apparaît (à ω_o fixe), provient de la borne inférieure de Δs dans l'inégalité (2.40) et s'exprime approximativement :

$$\omega_o \approx \omega_{pe \min} \left\{ 1 + \left[4 J_s^2(a) \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{pe}^2} \right]^{1/3} \right\} \quad (2.42)$$

(1) ceci se démontre en faisant usage de (2.39), compte tenu de (2.40).

Lorsqu'à partir de cette valeur, la densité électronique croît, l'incrément γ croît également et atteint un maximum égal à :

$$\gamma_{\max} = \tilde{\omega}_{pe} \left\{ \sqrt{\frac{27}{32}} J_s^2(a) \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{pe}^2} \right\}^{1/3} \quad (2.43)$$

où la fréquence plasma-électronique $\tilde{\omega}_{pe}$ s'obtient de :

$$s\omega_o = \tilde{\omega}_{pe} \left\{ 1 + \left[\frac{1}{4} J_s^2(a) \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{pe}^2} \right] \right\}^{1/3} \quad (2.44)$$

Puis l'incrément décroît de nouveau jusqu'à ce que $\omega_{pe} \sim s\omega_o$, tel que l'indique la partie gauche de la figure 2.3 .

ii) Instabilité aperiodique :

Aussitôt franchi le point de résonance, Δs devenant positif, le signe "moins" devant le radical (2.39) redonne un γ positif mais cette fois la fréquence ω_R est nulle : nous sommes en présence d'une instabilité aperiodique ⁽¹⁾. Son taux de croissance, pour toute valeur de $\Delta s > 0$, se calcule d'après :

$$\gamma = \frac{\omega_{pe}}{2\sqrt{2}} \Delta s \left\{ \sqrt{1 + \frac{32}{\Delta s^3} J_s^2(a) \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{pe}^2}} - 1 \right\}^{1/2} \quad (2.45)$$

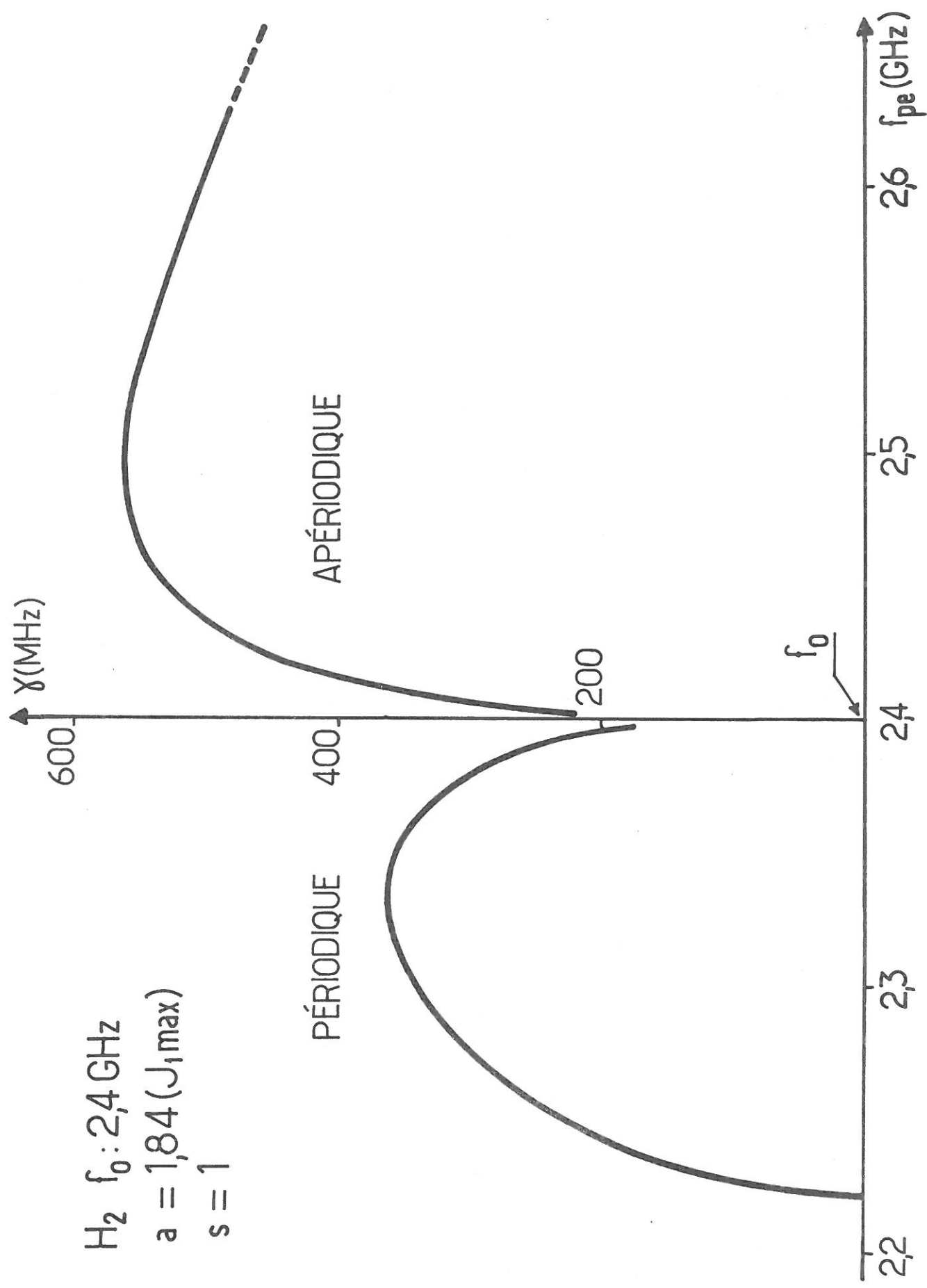
et sa valeur maximum réalisée pour :

$$s\omega_o = \tilde{\omega}_{pe} \left\{ 1 - \left[\frac{1}{2} J_s^2(a) \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{pe}^2} \right] \right\}^{1/3} \quad (2.46)$$

est du même ordre que celle de l'instabilité périodique puisque :

$$\gamma_+ = \tilde{\omega}_{pe} \left[\frac{1}{2} J_s^2(a) \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{pe}^2} \right]^{1/3} \quad (2.47)$$

(1) physiquement ceci se traduit par une augmentation de la conductivité H.F. du plasma (§ 2.2.6.1).



H₂ f_0 : 24 GHz
 $a = 1,84 (J_{1,max})$
 $s = 1$

Fig. 2.3. Taux de croissance des instabilités paramétriques au voisinage de la résonance (a constant)

Au-delà de la région de résonance proprement dite, lorsque $\Delta s \sim 1$, l'expression (2.36) assure, le cas échéant, la prolongation de l'incrément apériodique.

Remarque I : Nishikawa^[8] aboutit à des conclusions identiques en ce qui concerne l'existence de deux régions instables, l'une périodique, l'autre apériodique, situées de part et d'autre de la résonance. Une comparaison plus précise entre ces deux modèles s'avère malaisée car les paramètres en fonction desquels celui-ci exprime ses résultats, notamment l'amortissement collisionnel et la puissance H.F. incidente, n'ont pas leur place dans la théorie de Silin.

Néanmoins, en extrapolant à $x \sim \lambda_{De}$ (car en principe il s'était fixé $x \ll \lambda_{De}$ au départ), Nishikawa parvient à démontrer que, pour des puissances H.F. plus élevées que celles du seuil, le taux de croissance maximum de l'instabilité périodique est bien de l'ordre de $\omega_{pe} (\omega_{pi}^2 / \omega_{pe}^2)^{1/3}$ lorsque $a \approx 1$, ce qui est tout à fait conforme aux prédictions de Silin : comparer avec (2.43).

Remarque II : Il ne faut pas oublier de soustraire de ces taux de croissance, l'amortissement Landau, principalement d'origine électronique, encore que ce dernier soit fortement diminué par la présence du champ H.F. (figure 2.2). Nous discuterons l'amortissement collisionnel dans la section 2.2.5.

2.2.4 - Etude du taux de croissance et de la largeur de l'instabilité périodique

1) Valeur optimale du rapport x/λ pour l'observation de l'instabilité périodique

Nous savons qu'un champ H.F. minimum est indispensable pour faire naître l'instabilité périodique paramétrique mais il ne faut pas penser pour autant qu'un champ H.F. de plus en plus intense, même à la résonance, occasionnera une plus forte instabilité.

i) Limite $a \rightarrow \infty$ (champ H.F. extrêmement intense) :

D'après notre expression générale du spectre B.F. (éq. 2.34), il est clair que toute instabilité disparaît dès que a devient suffisamment grand pour que les

fonctions de Bessel tendent vers zéro ; l'influence de la dispersion spatiale résultant du champ H. F. apparaît cependant plus que jamais prépondérante puisque l'oscillation B. F. dorénavant stable, s'accomplit exactement à la fréquence plasma-ionique, quelle que soit la valeur de $k\lambda_{De}$.

De son côté, le spectre H. F. (éq. 2.31) offre également qu'une seule fréquence possible, la fréquence plasma-électronique ω_{pe} , car les contributions des points critiques $\omega_o/\omega_{pe} = 1$ se sont évanouies.

L'existence de ces deux oscillations, indépendantes et stables, l'une à ω_{pi} , l'autre à ω_{pe} , signifie qu'un champ H. F. très fort finit par annuler et la liaison coulombienne entre ions et électrons et son propre couplage avec les particules, celui dont font état les équations paramétriques couplées.

ii) Limite $a \ll 1$ (champ H. F. faible mais partout supérieur au seuil) :

Dans ce que nous avons exposé de la théorie de Silin, il n'est fait aucune-ment mention du seuil de puissance H. F. des instabilités. Cette quantité se définit ainsi : c'est le champ H. F. minimum pour lequel, étant donné un plasma et un intervalle Δs , l'instabilité démarre i. e. que l'incrément jusque là nul, devient légèrement positif. Il est évident que les seuils ne sont pas les mêmes pour les divers Δs de la zone instable et donc que pour une puissance-seuil particulière, la croissance n'arrivera pas nécessairement pour toutes les autres valeurs de Δs ; pour utiliser à bon escient les résultats de Silin, il faut se rappeler que celui-ci suppose toujours que, quelle que soit la valeur de Δs , la puissance H. F. dépasse le seuil de l'instabilité (voir 2.2.5).

Le paramètre a étant très inférieur à un, nous pouvons ne retenir que le premier terme en a dans le développement en série des fonctions de Bessel :

$$J_s(z) = \left(\frac{z}{2}\right)^s \left\{ 1 - \left(\frac{z}{2}\right)^2 + \dots \right\} \quad (2.48)$$

Le maximum absolu du taux de croissance γ_{max} subit une réduction proportionnelle à $(x/\lambda)^{2/3}$.

iii) Valeur optimale de a :

Le plus grand incrément périodique se rencontre en excitant le mode fondamental ($s = 1$), pour une valeur de $a = 1,8$; le mode suivant, $s = 2$, possède un maximum déjà moins important et celui-ci se déplace du côté des champs forts, a dépassant légèrement 3. Ce résultat d'ensemble était attendu car il est normal de penser que les oscillations ioniques de plus forte amplitude seront celles qui surviennent sur une longueur d'onde à peu près égale à la distance de découvrément des ions.

Remarque : Dans la mesure où les autres auteurs (comme Nishikawa) se limitent à des valeurs de a très inférieures à un, il n'y a aucune contradiction entre ces résultats et le fait que pour eux, l'incrément soit une fonction toujours croissante de a .

2) Largeur de l'instabilité périodique

La considération du domaine de densité électronique sur lequel l'instabilité périodique existe, se révèle d'un intérêt certain du point de vue expérimental. Selon l'inégalité (2.40), celui-ci s'exprime ainsi :

$$\Delta f_{pe} = s f_o \{ 1 - [1 - 2(4 J_s^2(a) m/M_i)^{1/3}]^{1/2} \} \quad (2.49)$$

i) Variation de Δf_{pe} en fonction de a :

La figure 2.4 résume le comportement de la largeur Δf_{pe} en fonction de a , pour un gaz donné. On remarque une succession de maximum, entrecoupés à chaque fois de valeurs nulles, valeurs pour lesquelles l'instabilité disparaît donc. Les divers maximum relatifs diminuent en amplitude au fur et à mesure que a augmente et leur enveloppe tend vers zéro pour a très grand.

ii) Variation de Δf_{pe} en fonction de la masse ionique :

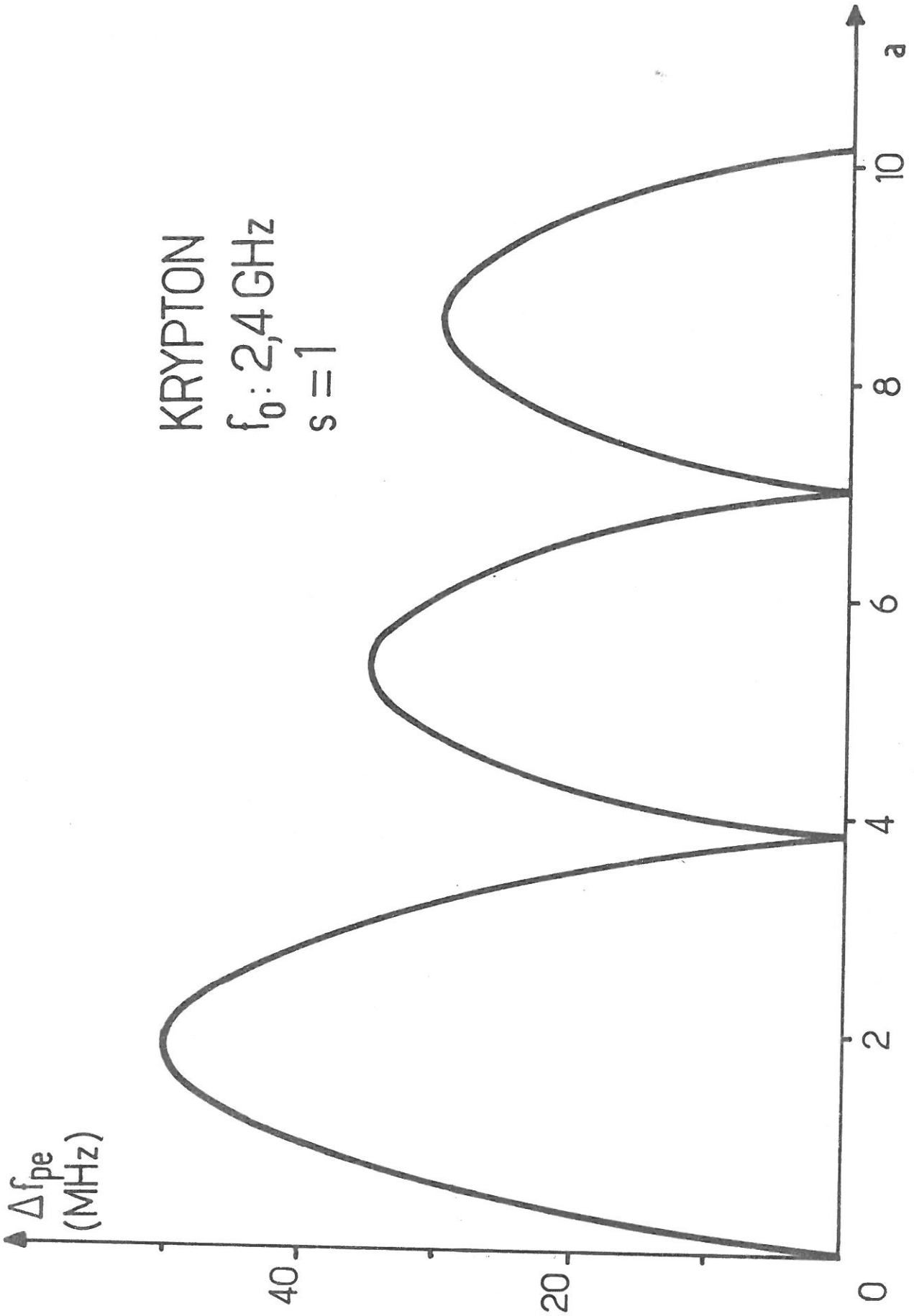


Fig. 2.4. - Largeur Δf_{pe} de l'instabilité périodique en fonction de a .

GAZ	$(\Delta f_{pe}/f_o)_{s=1}$	$(\Delta f_{pe}/2f_o)_{s=2}$	$(\Delta f_{pe}/3f_o)_{s=3}$
H ₂	7.45 %	6.58 %	6.08 %
He	5.88	5.20	4.81
Ne	3.40	3.01	2.79
A	2.68	2.38	2.20
Kr	2.09	1.86	1.72
Xe	1.80	1.59	1.48
Hg	1.56	1.38	1.28

Tableau 1 : Largeur maximum⁽¹⁾ de l'instabilité périodique, dans plusieurs gaz, pour les trois premières résonances paramétriques électroniques.

2.2.5 - Seuil de l'instabilité périodique et rôle des collisions

Un inventaire sommaire de l'influence des collisions sur l'instabilité périodique se révèle indispensable pour compléter l'exposé théorique de Silin et apporter une vue plus réaliste sur ce mécanisme. Signalons que cette question a été envisagée principalement par Nishikawa^[9] et par Dubois-Goldman^[10] ; Silin^[7] s'est du reste inspiré de leurs résultats pour parfaire sa théorie qui jusque-là ignorait les collisions. Nous reprendrons toutefois davantage les conclusions de Nishikawa de préférence à celle de Dubois-Goldman car, outre l'introduction d'un vecteur k_o ⁽²⁾ pour l'onde de puissance H. F., le formalisme particulier de ces derniers rend difficile une comparaison directe de leur théorie avec celle de Silin.

1) Seuil de l'instabilité périodique

C'est là un point essentiel car de nombreux chercheurs ont soutenu que

(1) Pour chacune des résonances, cette largeur correspond au premier maximum de Δf_{pe} en fonction de a (pour $s = 1$, voir figure 2.4).

(2) On peut ne pas tenir compte de ce vecteur dans le développement théorique à condition que le champ H. F. ainsi que la densité électronique varient peu sur une distance de l'ordre de x et de λ .

les puissances H.F. même minimales, nécessaires à l'excitation des instabilités d'origine H.F., exigeraient des rapports x/λ_{De} tellement élevés que finalement il y avait peu de chance de les observer dans des conditions ordinaires d'expérimentation. Dans le cas de l'instabilité acoustique-ionique, un calcul très réaliste montre qu'un champ H.F. relativement faible peut engendrer cette instabilité. En effet, en appliquant la théorie générale de Nishikawa à une description hydrodynamique, pourvu que $v_i < \omega < v_e$ et $\delta < v_e$, on peut écrire l'expression du seuil (E_s) de l'instabilité B.F. sous la forme :

$$\frac{E_s^2}{4 \pi n \kappa T_e} \approx \frac{v_i}{\omega_{pe} v_e \Omega^2} \frac{1}{\delta^2} \left\{ \frac{v_e^2}{4} + \delta^2 \right\}^2 \quad \text{avec } \delta = \omega_0 - \omega_{pe} \quad (2.50)$$

où Ω est la fréquence acoustique-ionique;

Pour une colonne positive de Mercure, par exemple, il ressort de cette formule qu'une valeur de x/λ_{De} très inférieure à un suffit à déclencher l'instabilité, ce que confirment au surplus les expériences de Stern et Tzoar^[21] qui rapportent l'apparition d'oscillations acoustiques-ioniques avec des champs E_s de l'ordre de 10 volts/cm (à 4 GHz).

Les calculs analogues réalisés par Silin^[7] pour l'instabilité plasma-ionique présentent une forme semblable à ceux de Nishikawa (éq. 2.50). Rappelons toutefois que l'amortissement collisionnel n'est pas seul en cause lorsqu'il s'agit de prédire l'apparition de l'oscillation plasma-ionique ; celle-ci ne l'oublions pas présuppose l'existence d'une forte dispersion spatiale H.F., suffisante tout au moins pour que $\omega \approx \omega_{pi}$ avec $\lambda > \lambda_{De}$, ce qui signifie $x \geq \lambda_{De}$ (voir figure 2.1). Pour cette raison, il faut donc prévoir des seuils de champ H.F. environ 50 à 100 fois plus intenses que ceux de l'instabilité acoustique-ionique.

2) Evolution de la fréquence instable en fonction des collisions

Il est clair que les fréquences de collisions v_i et v_e affectent la fréquence de l'oscillation ionique ; ce n'est toutefois qu'au voisinage du seuil collisionnel qu'il est facile d'arriver à une expression quantitative de cet effet. Se basant sur le formalisme général des oscillateurs paramétriques couplés, Nishikawa^[9] montre que :

$$\omega^2 = \sqrt{\omega_{BF}^2 + \frac{v_i v_e}{4} \left(1 + \frac{\delta^2}{2 v_e}\right)} \quad (2.51)$$

où ω_{BF} est l'oscillation B.F. naturelle du système non couplé (ω_{pi} dans notre cas). Ceci indique que l'amortissement collisionnel, s'il est important, accroît la fréquence de l'oscillation qui peut ainsi surpasser ω_{pi} ; de même en est-il lorsqu'on s'éloigne du point de résonance ($\delta = 0$), à l'intérieur de l'intervalle instable.

Cette expression apparaît plus fondée que celle fournie par la partie réelle de la formule (2.41) où les effets collisionnels ont été totalement ignorés alors que la situation s'apparente cependant à celle d'une résonance ; une telle approximation conduit à un accroissement trop important de ω dès que la valeur de δ s'éloigne de zéro.

2.2.6 - Saturation de l'instabilité

Il est normal de se demander quel niveau l'instabilité atteindra une fois déclanchée ; l'analyse linéaire que nous avons exposée ne peut répondre à cette question puisqu'elle est valable seulement à l'instant $t = 0^+$ du démarrage de l'instabilité. Cependant le sens physique nous incite à penser qu'elle ne pourra évoluer très longtemps sans que, d'une part, les conditions du plasma ne se modifient et que, d'autre part, la règle de conservation de l'énergie ne soit violée.

1) Chauffage des électrons et modification de la fonction de distribution

On peut penser que l'oscillation instable dont l'amplitude croît exponentiellement risque de "chauffer" par collisions les particules du plasma, en particulier les électrons, et amener ainsi un renversement de l'inégalité $x \geq \lambda_{De}$ nécessaire à son développement, ce qui en provoquerait l'arrêt immédiat.

Ce qui est certain c'est que l'oscillation instable entraîne la modification de la distribution isotrope f_α qui servait à décrire l'état linéaire et stable du plasma. Silin^[22] a abordé ce problème pour des turbulences faibles ; bien que ses calculs aient été poursuivis dans le cadre de l'instabilité cinétique Cerenkov^[3], il les généralise à l'instabilité paramétrique résonnante ; il prédit notamment

une augmentation⁽¹⁾ anormale de la conductivité H.F. du plasma puisque dans celle-ci le rôle que tenait la fréquence effective de collisions est maintenant joué par l'incrément γ de l'instabilité.

2) Champ de pompe self-consistant

En raison de sa croissance dans le temps et de l'amortissement collisionnel, l'instabilité consomme de plus en plus d'énergie ; comme la puissance qu'elle absorbe ne saurait en aucun cas dépasser celle fournie⁽²⁾ par le champ H.F., nous trouvons là un autre mécanisme susceptible de mettre un terme à son développement. En fait, comme le bilan complet de la puissance H.F. dissipée comprend majoritairement l'énergie requise par l'entretien du plasma, on s'aperçoit que la puissance absorbée par l'instabilité sera très inférieure à la puissance fournie.

Le champ H.F. dans le plasma dépend, nous l'avons vu, des conditions de fonctionnement de celui-ci et il est clair que l'instabilité réagira sur le champ de pompe en le modifiant. Goldman et Dubois^[10] ont traité cette question pour l'état stationnaire ; dans ce cas, en effet, on peut envisager un traitement self-consistant pour \underline{E}_0 , où seule l'amplitude est affectée, la dépendance temporelle demeurant en $\sin \omega_0 t$. Ces auteurs démontrent, comme il fallait s'y attendre, que le champ de pompe dans le plasma se maintient tout juste au-dessous du seuil, même si l'énergie H.F. extérieure dépasse effectivement la puissance-seuil. En régime permanent, il n'y a donc plus d'instabilité et nous sommes en présence d'une oscillation de forte amplitude mais stable.

Compte tenu du fait que notre plasma H.F. n'est que partiellement ionisé, il nous semble peu probable qu'il y ait limitation de l'instabilité par renversement de l'inégalité $x \geq \lambda_{De}$. Par contre, la représentation en terme d'un champ H.F. self-consistant apparaît adéquate.

(1) à condition évidemment que $v_{eff} < \gamma$.

(2) cas d'un plasma H.F.

2.3 OSCILLATIONS LONGITUDINALES DE SURFACE (THEORIE D'ALIEV ET FERLENGHI POUR UNE LAME DE PLASMA)

La théorie paramétrique de Silin repose, comme nous venons de le voir, sur les modes propres que possèdent un plasma homogène et infini ; c'est en effet en réalisant une interaction non-linéaire entre eux, grâce au champ H. F. intense, que se créent les instabilités ; nous qualifierons désormais ces dernières d'instabilités de "volume" car elles ont lieu dans le corps du plasma.

Lorsqu'un plasma présente une discontinuité i. e. qu'il jouit d'une frontière commune avec un milieu matériel distinct, plusieurs auteurs (par exemple [23], [24], [25]) ont montré qu'en plus des oscillations de volume, d'autres modes propres existaient alors dont les propriétés sont différentes et qui dépendent fortement de la nature de l'interface.

Le travail d'Aliev et Ferlenghi [6] a consisté à tirer parti de l'existence de ces oscillations supplémentaires dites de "surface" auxquelles ils n'ont eu qu'à appliquer le mécanisme paramétrique de Silin. Dans son ensemble leur dérivation diffère peu de celle des instabilités de volume ; d'ailleurs une transposition, ne serait-ce qu'intuitive et fondée par exemple sur le formalisme général de Nishikawa, laissait prévoir des résultats analogues.

2.3.1 - Description du modèle

Considérons une tranche de plasma (figure 2.5a), infinie en x et y, d'épaisseur d et plongée dans le vide ; le champ électrique H. F. extérieur est incident suivant le plan x-y et dirigé le long de l'axe x. Nous continuons de supposer que les inhomogénéités sont faibles de façon à pouvoir poser $\tilde{k}_0 = 0$ de sorte que le champ de "pompe" s'écrit comme précédemment :

$$\tilde{E} = \tilde{e}_x E_0 \sin \omega t \quad (2.52)$$

Il est alors possible de démontrer (voir par exemple [24], [26]) qu'à la surface de chacune des deux discontinuités délimitant la tranche de plasma, peut se propager une onde dont le vecteur, $k_{||}$, est entièrement situé dans le plan x-y ; en effet, la composante k_z est imaginaire, ce qui se traduit (figure 2.5b) par une rapide décroissance du champ induit dès qu'on s'éloigne de la discontinuité,

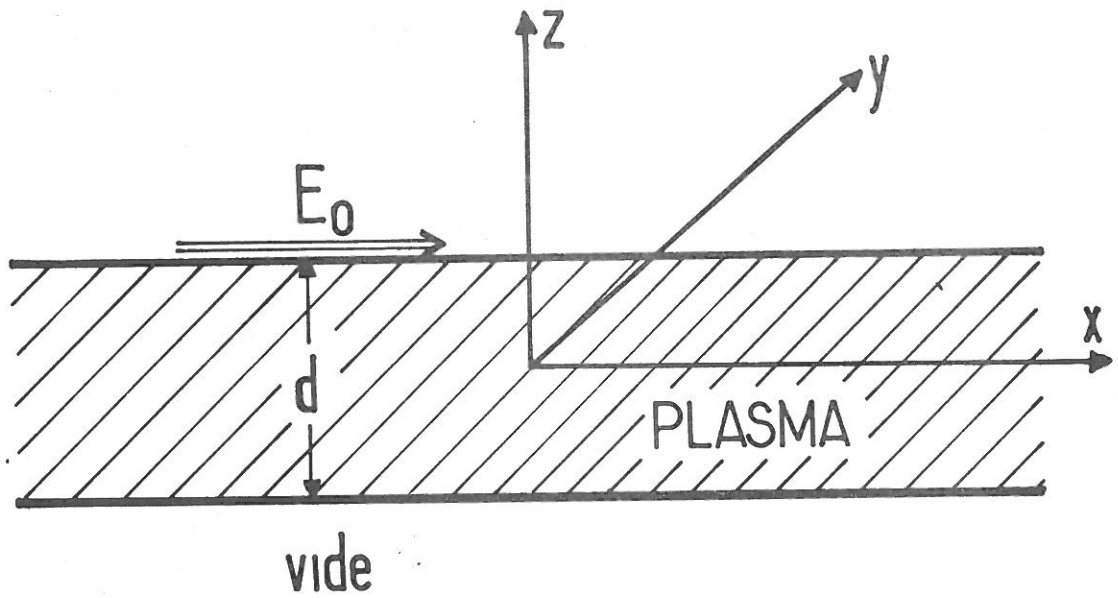


Fig.2.5a. Incidence du champ H.F. extérieur sur la tranche de plasma.

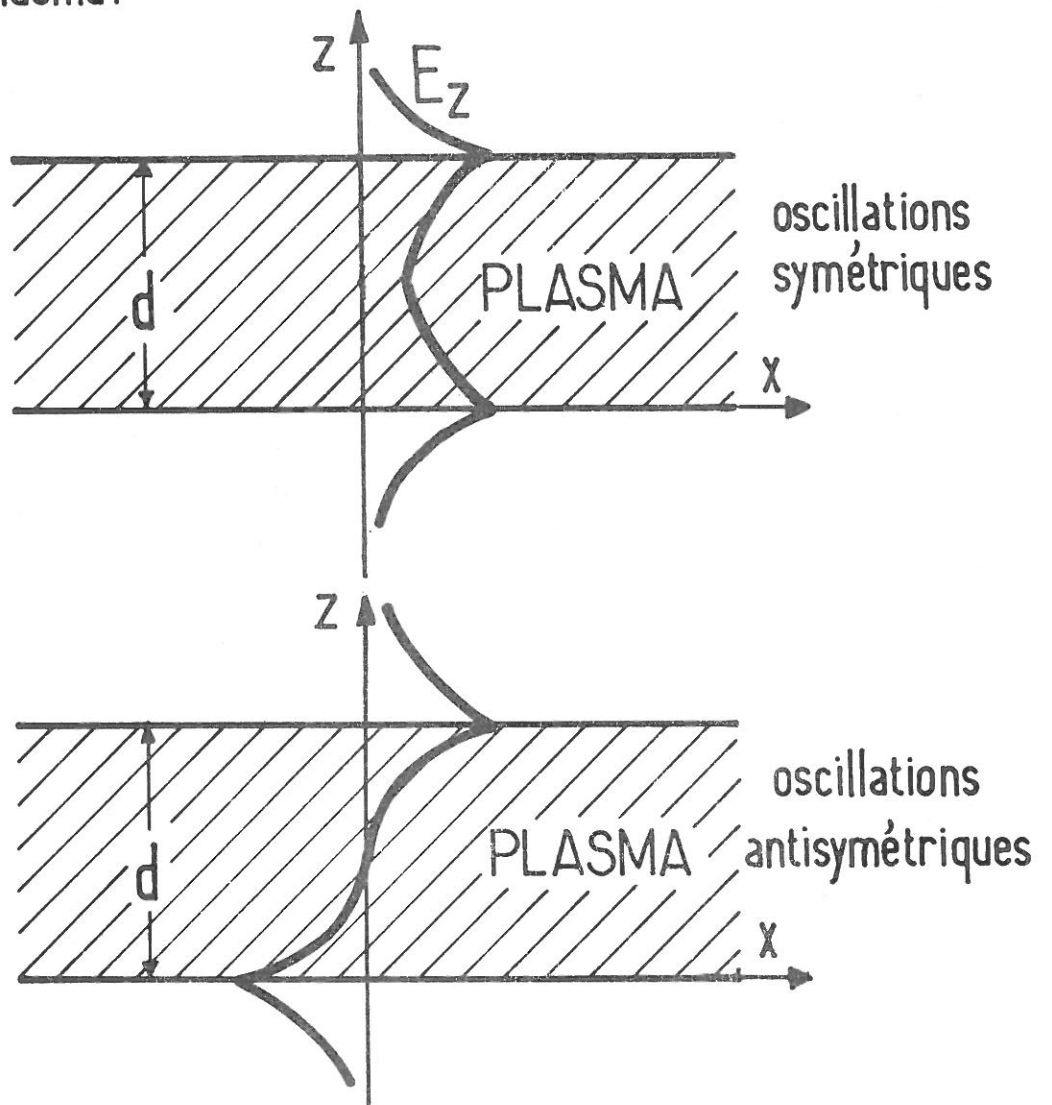


Fig.2.5b. Champ E_z en un point x donné.

L'équation de dispersion⁽¹⁾ de ces ondes de surface :

$$\omega = \frac{\omega_{p\alpha}}{\sqrt{2}} (1 \pm e^{-k_{\parallel} d}) \quad (2.53)$$

souligne la relation de symétrie (signe +) ou d'antisymétrie (signe -) qui existe entre les champs électriques des oscillations de l'une et l'autre surface par rapport au centre de la tranche (figure 2.5b)⁽²⁾.

Il suffit donc en définitive de remplacer l'oscillation $\omega_{p\alpha}$ du modèle de Silin par cette dernière expression dans l'équation de dispersion (2.33) et dans toutes les formules qui suivent, pour rejoindre les conclusions d'Aliev-Ferlenghi. La figure 2.6 résume une partie de ces résultats ; on y a représenté le taux de croissance de l'instabilité périodique liée d'une part à l'oscillation symétrique et d'autre part à l'oscillation antisymétrique.

Remarque : Il convient de noter que dans le calcul d'Aliev-Ferlenghi, l'oscillation ionique résultant de l'action du champ H.F. est également une onde de surface.

2.3.2 - Influence de la température électronique et d'une variation de densité sur l'oscillation de surface

1) Rôle de la température électronique

La dispersion spatiale d'origine thermique de l'onde de surface est semblable^[25] à celle de l'oscillation de volume de Bohm et Gross :

$$\omega = \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{k_{\parallel} \lambda_{De}}{\sqrt{2}} \right) \quad (2.54)$$

2) Inhomogénéité de densité

Une variation de la densité du plasma, transversalement à l'interface (axe z) affecte l'équation de dispersion ; lorsque le gradient de densité n'est pas trop important (approximation BKW), celle-ci se met sous la forme^[25] :

(1) modèle plasma froid.

(2) l'antisymétrie signifie que les deux ondes de surface se propagent dans des directions opposées (avec la même amplitude).

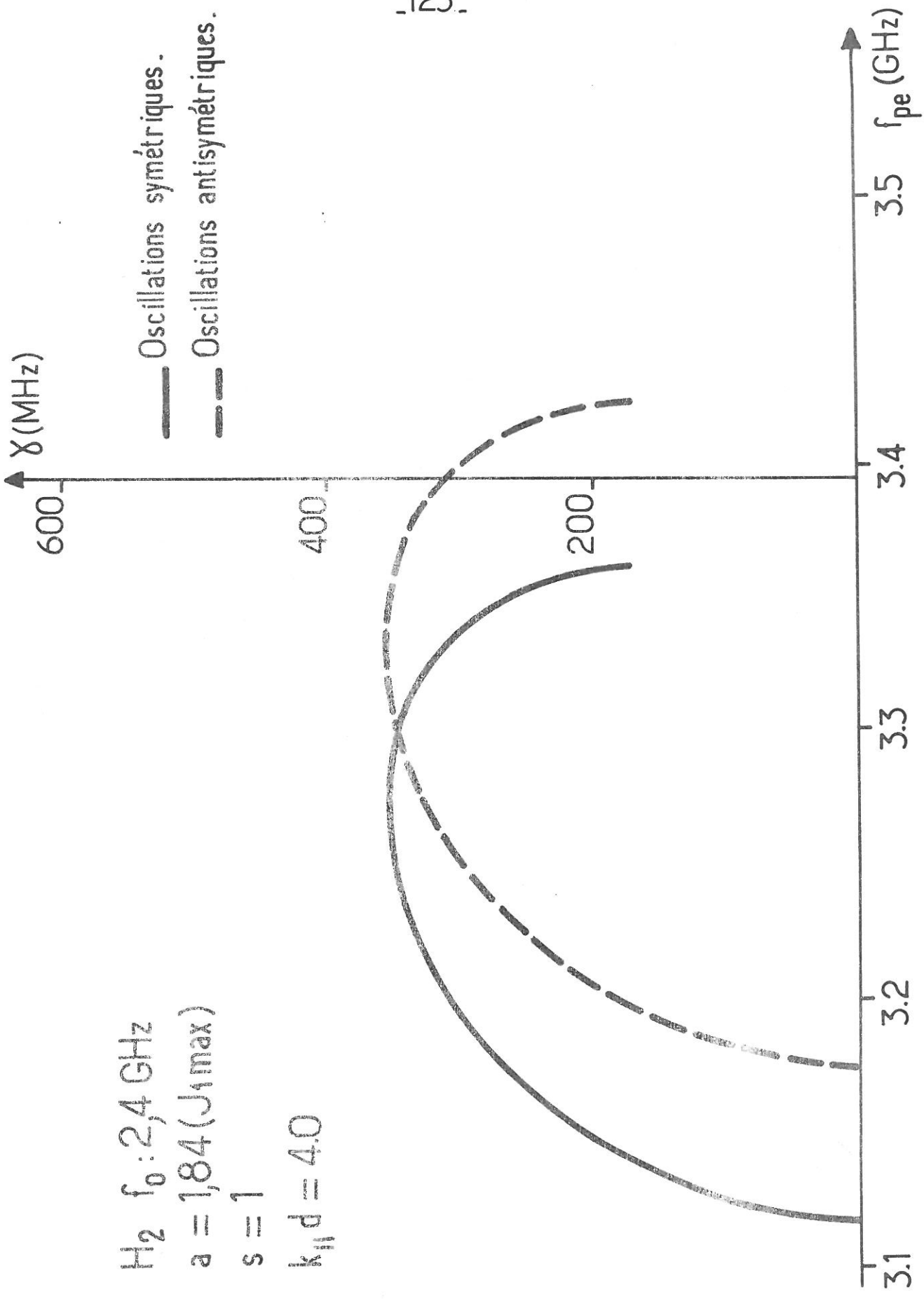


Fig. 2.6. Taux de croissance de l'instabilité périodique de surface.

$$\omega = \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{2}} \left[1 + \left(\frac{d\omega_{pe}^2(z)}{dz} \right) \frac{1}{4k_{\parallel}^2 \omega_{pe}^2} \right] \quad (2.55)$$

$z = \text{interface}$

Remarque I : Pour une fréquence d'oscillation donnée, ω , on note que l'existence d'effets de température et d'inhomogénéité devraient provoquer une diminution de ω_{pe} .

Remarque II : Bien que cela ne figure pas dans l'article d'Aliev-Ferlenghi^[6], il est clair d'après la théorie générale de Nishikawa aussi bien que celle de Dubois-Goldman que l'onde de surface électronique ($\sim \omega_{pe}/\sqrt{2}$) peut donner naissance non seulement à une oscillation ionique instable de surface ($\omega_{pi}/\sqrt{2}$) (ce que prévoient d'Aliev et al.) mais aussi à une onde ionique de volume (ω_{pi}), compte tenu bien sûr des effets d'inhomogénéité qui peuvent se manifester.

REFERENCES

- [1] Yu M. ALIEV et V.P. SILIN, (Oscillations de plasma dans un champ électrique H.F.), J.E.T.P., 48, 901 (1965).
- [2] V.P. SILIN, (Résonance paramétrique dans un plasma), J.E.T.P., 48, 1679 (1965).
- [3] V.P. SILIN, (Instabilité cinétique dans un plasma soumis à un champ H.F. intense, J.E.T.P., 51, 1842 (1966).
- [4] V.P. SILIN, (Instabilité paramétrique-dissipative), J.E.T.P., (Lettres) 7, 242 (1968)
- [5] V.P. SILIN, "Interaction d'un champ électromagnétique H.P. intense avec un plasma". Conférence "invitée" à la VIIIème Conférence Internationale sur les phénomènes dans les Gaz Ionisés. Publiée en russe dans "A survey of Phenomena in Ionized Gases" (Vienne, I.A.E.A.) p. 205-237 (1968). Traduction française de A.M. Sokolovsky et M. Moisan (Laboratoire de Physique des Plasmas - Université Paris Sud - Centre d'Orsay (Déc. 1970).
- [6] Yu M. ALIEV et E. FERLENGHI (Excitation paramétrique d'ondes de surface). J.E.T.P., 57, 1623 (1969).
- [7] N.E. ANDREEV, A. Yu KIRYI et V.P. SILIN, J.E.T.P., 57, 1024 (1969).
- [8] K. NISHIKAWA Phys. Soc. of Japan, 24, 916 (1968).
- [9] K. NISHIKAWA, Phys. Soc. of Japan, 24, 1152 (1968).
- [10] D.F. DUBOIS et M.V. GOLDMAN, Phys. Rev., 164, 207 (1967).
- [11] D.F. DUBOIS et M.V. GOLDMAN, Phys. Rev., 19, 1105 (1967).
- [12] V.P. SILIN, (Conductivité H.F. non-linéaire), J.E.T.P., 47, 2254 (1964).
- [13] L. LANDAU et E. LIFCHITZ, Physique Théorique, Tome I (Mécanique), p. 129-131. Editions MIR, Moscou (1966).
- [14] L.M. GORBUNOV et V.P. SILIN, J.E.T.P., 49, 1973 (1965).
- [15] J.L. DELCROIX, "Physique des Plasmas", Tome I, p. 180-181 - Dunod, Paris (1963).
- [16] D. QUEMADA, "Ondes dans les Plasmas", p. 64-67. Hermann, Paris (1968).
- [17] G.M. SESSLER et G.A. PEARSON, Physical Review, 162, 108 (1967).

- [18] Référence [16], p. 259-267.
- [19] B.D. FRIED et R.W. GOULD, *Physics of Fluids*, 4, 139 (1961).
- [20] Référence [13], § 27, pages 111-117.
- [21] R.A. STERN et N. TZOAR, *Phys. Rev. Letters*, 17, 903 (1966).
- [22] V.P. SILIN, *J.E.T.P.*, 57, 183 (1969).
- [23] W.P. ALLIS, A. BERS et S.J. BUCHSBAUM "Waves in anisotropic plasmas", chap. 10 (sections 10.1 et 10.2), M.I.T. Press, Cambridge (1963).
- [24] E.N. ECONOMOU, *Phys. Rev.* 182; 539 (1969).
- [25] P.K. KAW et J.P. BRIDE, *Phys. of Fluids*, 13, 1784 (1970).
- [26] R.A. FERREL, *Phys. Rev.* 111, 1214 (1958).

C H A P I T R E III

METHODE EXPERIMENTALE D'OBSERVATION DES EMISSIONS D'UN PLASMA H. F. RESONNANT ET CLASSIFICATION

Une classification des oscillations émises par un plasma sans champ magnétique extérieur, comprend, le cas échéant, trois types de fréquences : plasma-électronique, plasma-ionique et acoustique-ionique.

Des oscillations acoustiques-ioniques dont l'apparition est liée à l'action du champ H. F. extérieur ont été observées par divers auteurs [1], [2], [3], sur un plasma de colonne positive faiblement éclairé par le champ H. F. (i. e. $x \ll \lambda_{De}$). Nous avons quant à nous cherché à mettre celles-ci en évidence dans le plasma H. F., mais, sans succès, du moins de façon isolée à la manière de Stern-Tzoar [1]; en effet, les oscillations que nous avons rencontrées qui semblent appartenir au domaine des fréquences acoustiques-ioniques sont très généralement des modulations sur des émissions de fréquences beaucoup plus élevées (plasma-ioniques ou électroniques), nous n'avons d'ailleurs pas vérifié leurs propriétés et il se pourrait que certaines d'entre elles soient des ondes d'ionisation [4]. Faute de données expérimentales précises, ce type d'émission n'apparaît donc pas dans notre classification.

L'excitation de deux fréquences d'origine électronique à partir d'une troisième correspondant au signal pompe f_0 , a été effectivement réalisée en plasma H. F.; une explication satisfaisante en termes de couplage à trois ondes (1) se trouve formulée en [5]. Par conséquent, nous ne reprenons pas ce sujet ici mais il est quand même nécessaire de lui réserver une place dans notre classification.

Dans ce chapitre nous ne nous intéressons qu'aux émissions dont la fréquence se situe autour de ω_{pi} . Cependant, avant d'en faire le relevé, il est opportun d'indiquer la méthode expérimentale par laquelle nous sommes parvenus non seulement à détecter ces oscillations mais à les caractériser à plusieurs égards.

(1) il s'agit d'une émission sur D_3 ($m = 1$) et F ($m = 0$) provoquée par le champ H. F. incident sur D_2 ($m = 1$).

A l'évidence, nous ne pouvons prétendre que notre classification, la première sur ce sujet, soit exhaustive ; pourtant, nous pensons avoir pris note de la plupart des fréquences émises dont il était possible de mesurer simultanément la densité électronique f_{pe} .

3.1 - METHODE EXPERIMENTALE

3.1.1 - Détection des émissions et mesure de leurs fréquences

La figure 3.1 fait voir la position des diverses antennes qui servent à capter ce qu'émet le plasma ; on remarque qu'en plus du point B (l'antenne à 90°) il y a possibilité de prélever ce qui vient du plasma dans l'axe même des antennes d'excitation, ceci grâce à des coupleurs unidirectionnels (20 dB) : nous avons trouvé utile de distinguer l'antenne G (gauche) de l'antenne D (droite). Par un système de commutateurs coaxiaux, nous pouvons donc choisir entre trois points d'écoute : B, G et D.

Le signal désiré est dirigé sur un analyseur de spectre H.F. (Hewlett-Packard 851 B - 8551 B) dont la fréquence centrale du panorama de balayage est ajustée pour que la fréquence f_0 du champ extérieur apparaisse au milieu de l'écran. La figure 3.2 donne une idée de ce qui peut se voir sur l'analyseur lorsque sont réunies les conditions propices à une émission ; nous appelons f_m la fréquence définie par la différence (en valeur absolue) entre la première latérale et f_0 . Bien que ce spectre ait une ressemblance certaine avec celui d'une modulation F.M., il faut préciser dès maintenant, qu'une telle interprétation ne tiendrait pas compte de tous les aspects de cette émission.

La valeur de la fréquence f_m ne pouvant être connue à mieux de $\pm 10\%$ par lecture directe sur l'analyseur, nous faisons suivre le signal H.F. vers un cristal qui détecte la valeur f_m ; celle-ci est ensuite mesurée par un voltmètre sélectif (Bruel et Kjoer 2005) dont la marge d'erreur est inférieure à 2% ⁽¹⁾. L'amplitude minimale de ce qui est mesurable est de quelques microvolts, ce

(1) données du constructeur ; en fait, l'imprécision n'est que de $\pm 1\%$.

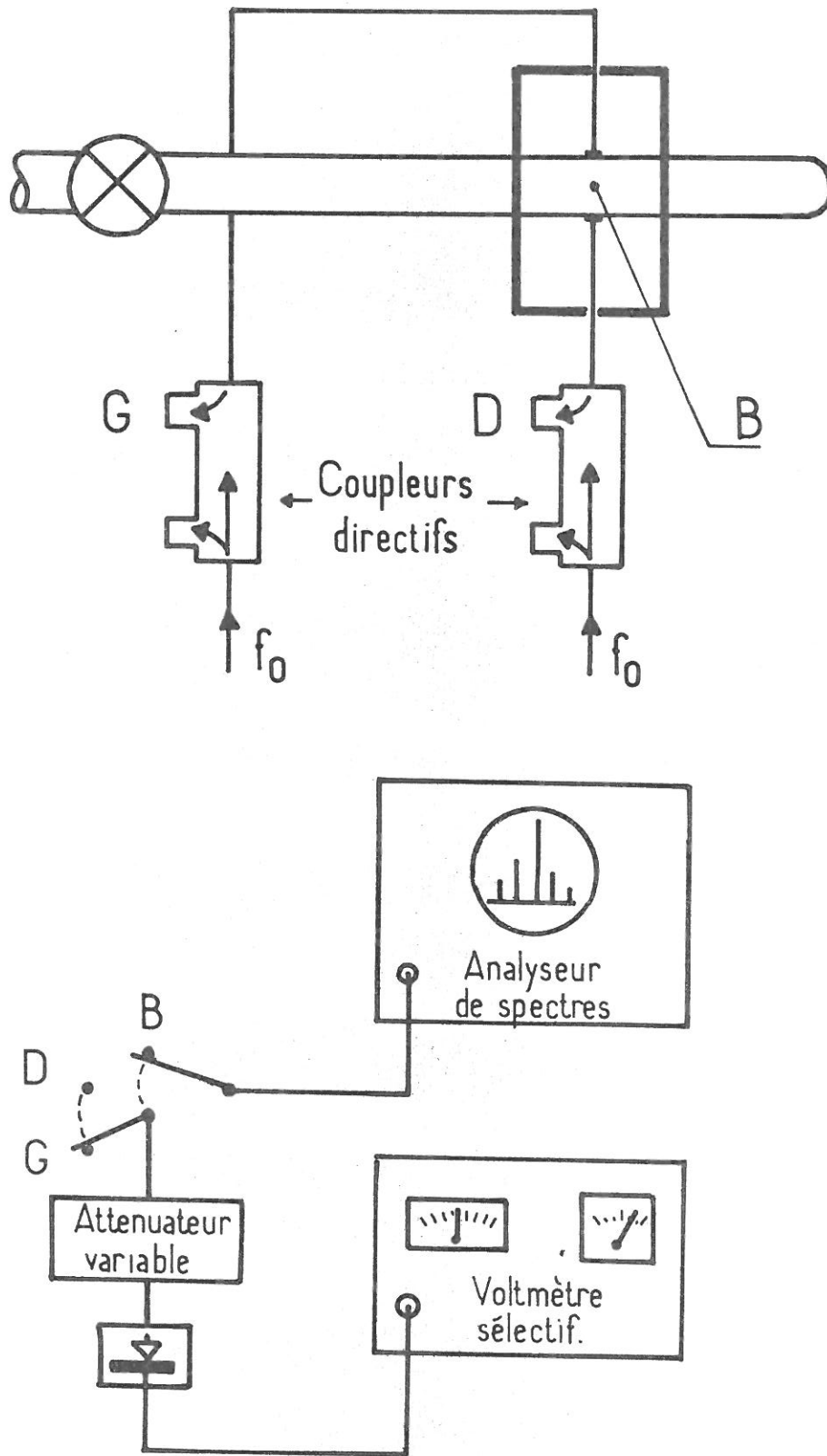
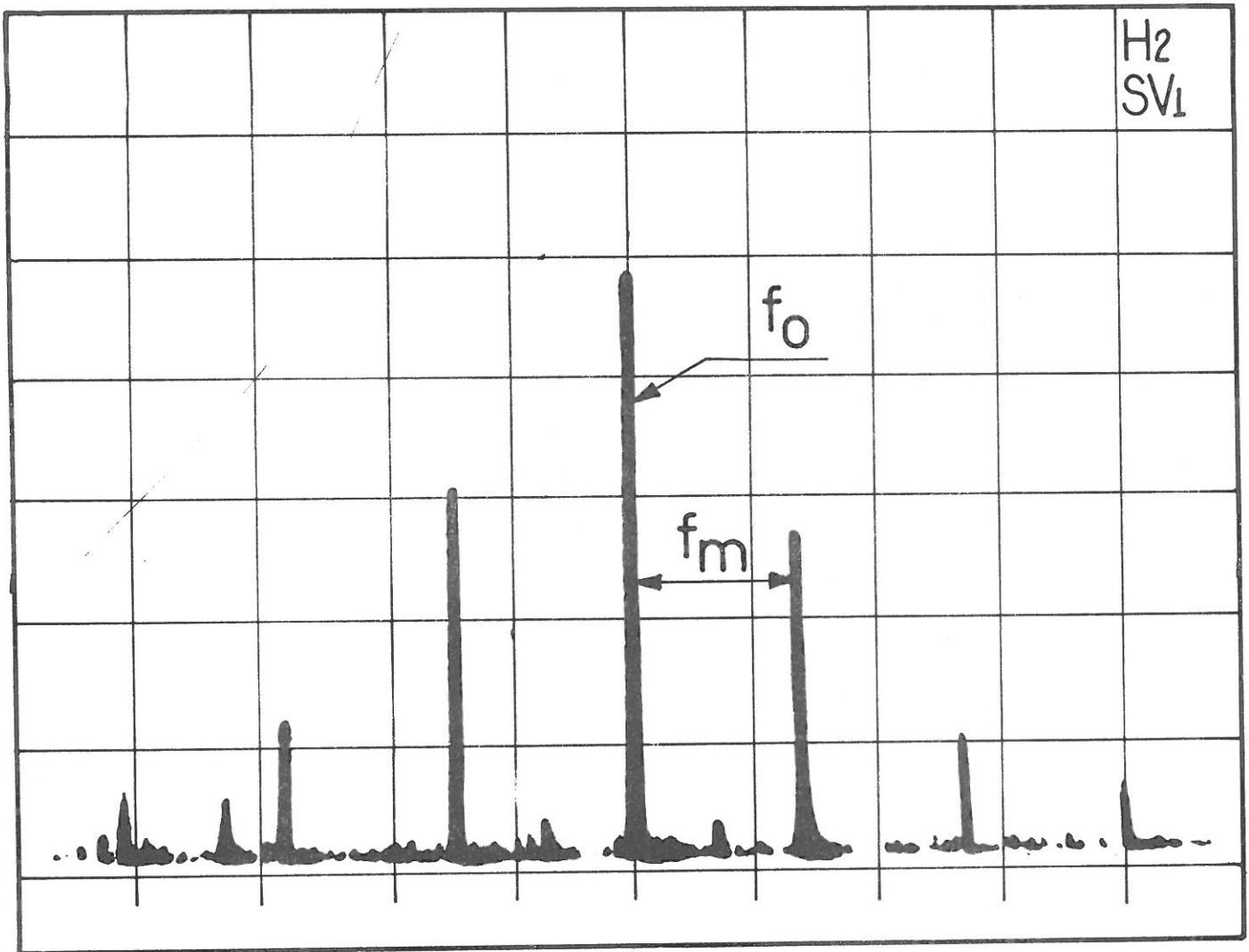


Fig. 3.1. Points de réception des émissions du plasma H.F.



axe x : 30 MHz/cm

axe y : 10 dB /cm

figure:3.2. Type de spectre H.F. obtenu sur l'analyseur de spectre

qui correspond approximativement au niveau minimum des phénomènes étudiés ; l'amplitude maximum quant à elle, atteint facilement quelques dizaines de millivolts d'où l'utilité de l'atténuateur devant le cristal pour éviter qu'il ne se sature.

Rappelons que la fréquence f_{pe} peut se mesurer simultanément pendant toutes ces opérations (§ 1.3.2).

Remarque : Nous pouvons aussi examiner directement la région spectrale B.F. i.e. balayer autour de f_m au milieu de f_o mais comme l'oscillation B.F., f_m , se propage probablement très difficilement (grande atténuation), le signal affiché est souvent extrêmement faible et aux limites de l'analyseur ; de plus, la forte puissance du spectre H.F. peut faire craindre une détection parasite dans l'instrumentation, aussi avons-nous enregistré uniquement des spectres H.F.

3.1.2. Critères de classification

Il s'agit de se donner quelques propriétés sur lesquelles il soit possible d'échafauder un classement sans pour autant entrer dans trop de détails.

1) Relation f_{pe}/f_o

La valeur du rapport f_{pe}/f_o pour laquelle une émission de fréquence f_m donnée surgit, constitue le premier et le plus important de nos critères de classification ; cette quantité nous permet en effet de ramener à deux types d'excitation paramétrique les oscillations que nous avons observées : un premier groupe, déterminé par la relation $sf_o \approx f_{pe}$, qui se rattache à la théorie de Silin (onde de volume) et un second, délimité par $sf_o \approx f_{pe}/\sqrt{2}$, qui s'explique par les travaux d'Aliev et Ferlenghi (onde de surface).

La mise en évidence des harmoniques de cette condition électronique i.e. le fait d'observer, par exemple, pour le premier groupe, le même genre d'instabilité lorsque $2f_o \approx f_{pe}$ et $3f_o \approx f_{pe}$ que pour le mode fondamental $f_o \approx f_{pe}$ attesterait de la validité de ce critère qui ne saurait dès lors être confondu avec la relation de dispersion du plasma H.F. résonnant (voir également § 4.1.3).

N.B. - Pour différencier sommairement les différentes instabilités, nous désignons par la lettre V celles qui obéissent à la relation $sf_o \approx f_{pe}$ et par S celles de la région $sf_o \approx f_{pe}/\sqrt{2}$.

2) Fréquence caractéristique de l'émission ionique

Venant en second lieu après la condition électronique f_{pe}/f_o , l'étude de la fréquence émise f_m permet de mieux ordonner encore nos résultats expérimentaux. Dans ce but, on pense tout d'abord à déduire une fréquence plasma-ionique moyenne, f_{pi} (en supposant l'égalité des charges $n = n_i$) en posant :

$$f_{pi} = f_{pe} \sqrt{\frac{m}{M_i}} \quad (3.1)$$

valeur que l'on souhaitera comparer avec celle de f_m .

Mais il s'avère plus opportun de définir une fréquence plasma-ionique locale, proche de f_{pi} mais ne dépendant pas comme elle du profil électronique ; on le fait de la façon suivante :

$$f_{pi} = s f_o \sqrt{\frac{m}{M_i}} \quad \text{pour la région V} \quad (3.2)$$

et

$$f_{pi} = s f_o \sqrt{2 \frac{m}{M_i}} \quad \text{pour la région S.} \quad (3.3)$$

N.B. - Dans ce qui suit, nous allons identifier chaque émission par deux lettres, la première se rapportant à la condition électronique f_{pe}/f_o , la seconde à la fréquence f_m détectée ; cette dernière région sera désignée par la lettre V pour une émission $f_m \approx f_{pi}$, par S pour $f_m \approx f_{pi}/\sqrt{2}$ et par X pour les autres cas.

3) Domaine de pression

Il est utile de connaître l'étendue en pression des oscillations car ceci permet d'une part de savoir si elles ont lieu en chute libre ou en diffusion ambipolaire et d'autre part d'apprécier l'intensité du rapport x/λ_{De} nécessaire à leur production.

Cependant, il arrive que nous ne puissions présenter ce domaine en entier ; c'est presque toujours le cas aux faibles pressions, soit parce qu'il faudrait fournir une puissance H.F. supérieure à ce dont nous disposons, soit parce que le plasma subit de fortes fluctuations cycliques. C'est aussi ce qui se passe, quelle que soit la pression lorsque la largeur de la zone d'entretien du plasma est plus faible que l'étendue en densité de l'oscillation.

4) Variation spatiale du spectre H. F.

Dans certains cas, la forme du spectre provenant du point B est très différente de celle reçue sur une des antennes d'excitation, bien que la valeur de la fréquence f_m captée en ces deux points demeure la même : sur l'antenne d'excitation, le rapport des amplitudes des latérales entre elles peut-être complètement différent de celui observé sur l'antenne à 90° . Ceci nous permettra en particulier de distinguer entre ondes électroniques de surface et ondes de volume.

Remarque sur les diagrammes f_{pe} et f_m

Il est indispensable de ne pas confondre ces graphiques entre eux et de bien en comprendre la signification. Un diagramme f_{pe} en fonction, par exemple, de la pression (f_o fixe), indique les intervalles de densité électronique pour lesquels il y a émission d'une fréquence f_m , il représente donc une condition électronique nécessaire à l'observation de f_m et non pas une émission de fréquence f_{pe} .

La largeur de l'intervalle f_m porté sur les graphiques signifie qu'en parcourant en entier l'intervalle f_{pe} correspondant, le domaine des fréquences f_m émises définit une telle bande ; cette représentation ne tient pas compte du sens de parcours de f_m à l'intérieur de cette bande, mais en donne simplement les valeurs extrêmes. Signalons que la largeur de la fréquence ionique émise pour une valeur f_{pe} donnée, est généralement très inférieure à cette bande. (Annexe 2).

3.2 - CLASSIFICATION

Commençons par classer en deux groupes distincts les diverses oscillations que nous avons observées, comme nous y autorise les critère fondamental (§ 3.1.2.1). A l'intérieur de ces deux groupes, nous aurons recours aux autres critères pour caractériser chacune des émissions.

A) Région $sf_o \approx f_{pe}$

Dans cette région, on ne peut rigoureusement inclure qu'une seule émission (VX), de fréquence f_m supérieure à f_{pi} ; il existe bien une autre oscillation (CX)^[6], de fréquence f_m inférieure à f_{pi} mais nous ne pouvons garantir qu'elle soit d'origine paramétrique résonnante.

3.2.1 - Emission VX

Mode fondamental ($s = 1$) : L'intervalle de fréquence plasma-électronique sur lequel se manifeste l'émission VX (figure 3.3) est très grand ; il atteint à basse pression, une largeur de près de 20% par rapport à f_o et il serait sans doute encore plus important si la zone d'entretien du plasma nous permettait d'apprécier toute son étendue : les croix qui figurent aux extrémités des régions d'émission indiquent en effet que celles-ci ont été interrompues par le passage subit du plasma sur une autre région résonnante. On note également que les valeurs des fréquences f_{pe} de cette émission restent entièrement situées au-dessus de f_o .

Le graphique de la figure 3.4 représente quant à lui le domaine des fréquences émises lorsque le plasma parcourt les régions de la figure 3.3 ; nous remarquons que la fréquence f_m demeure située assez fortement au-dessus de f_{pi} (et même de f_{pi}).

Les photos 3.5a et 3.5b prises, la première sur l'antenne à 90° (point B), la seconde sur une antenne d'excitation, nous autorisent à conclure à l'absence de propriétés azimutales pour l'émission VX ; on retiendra seulement que ce spectre apparaît très modulé i.e. qu'il contient un grand nombre de latérales, d'assez fortes amplitudes.

Harmoniques de VX : L'étude de la région $2 f_o \approx f_{pe}$ (figure 3.6) nous met en présence d'un spectre possédant sensiblement les mêmes caractéristiques que celui de l'émission VX de la région fondamentale $f_o \approx f_{pe}$, à savoir un intervalle de densité de grande largeur dont les valeurs f_{pe} se situent au-dessus de $2 f_o$ en même temps qu'une émission f_m (figure 3.7) caractérisée par l'absence de propriétés azimutales et un domaine de pression très voisin de celui du mode fondamental. Ajoutons en outre qu'en balayant dans le sens croissant la région f_{pe} d'émission, l'amplitude de la latérale f_m suit dans les deux cas la même loi de variation i.e. qu'elle augmente progressivement, atteint un maximum, puis diminue tout aussi progressivement.

Enfin, signalons simplement que la région $3 f_o \approx f_{pe}$ donne également lieu à une émission du type VX.

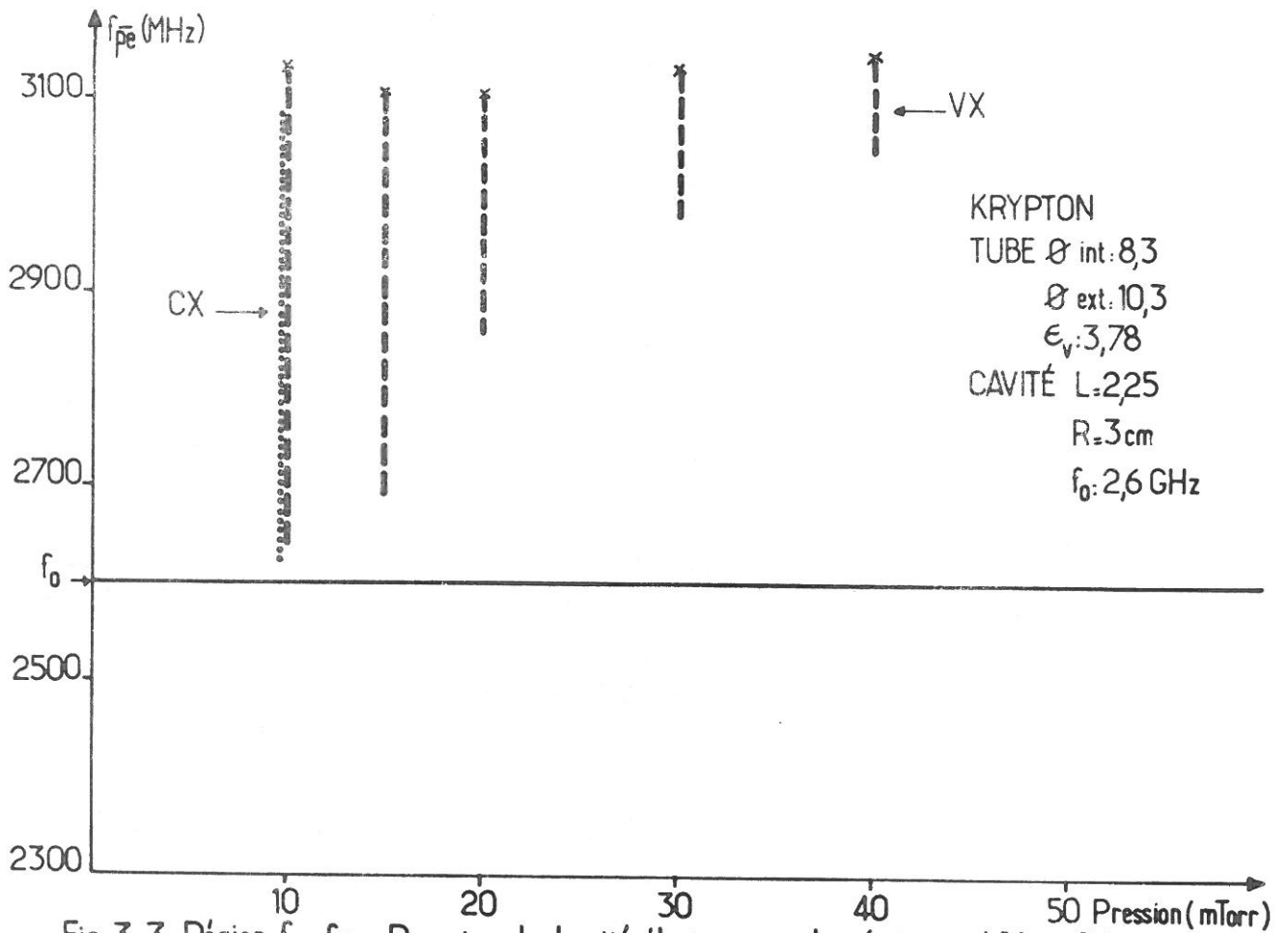


Fig 3.3. Région $f_0 \approx f_{pe}$. Domaine de densité électronique des émissions VX et CX.

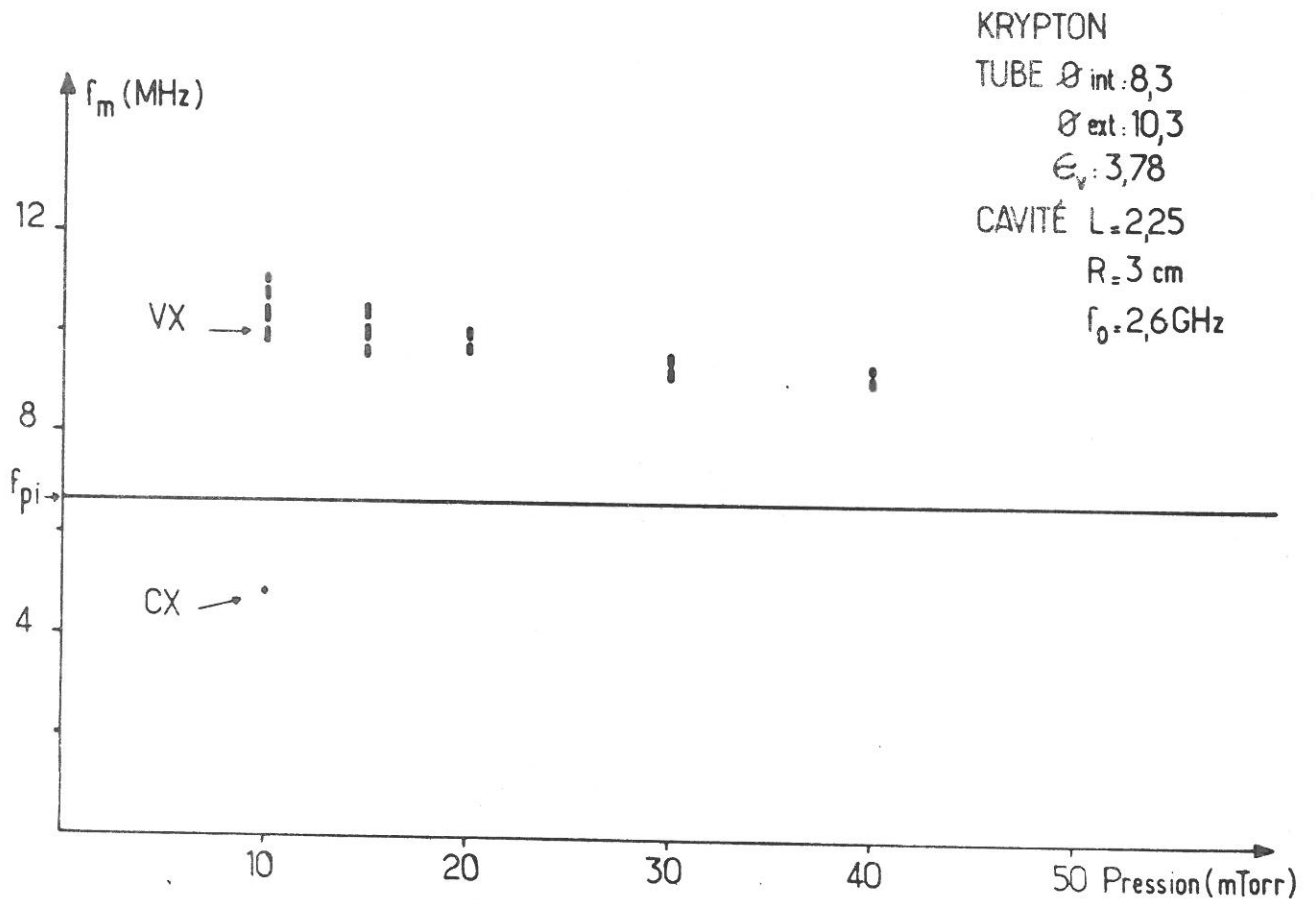


Fig 3.4. Région $f_0 \approx f_{pe}$. Bandes d'émission VX et CX correspondant aux intervalles de densité de la fig. 3.3

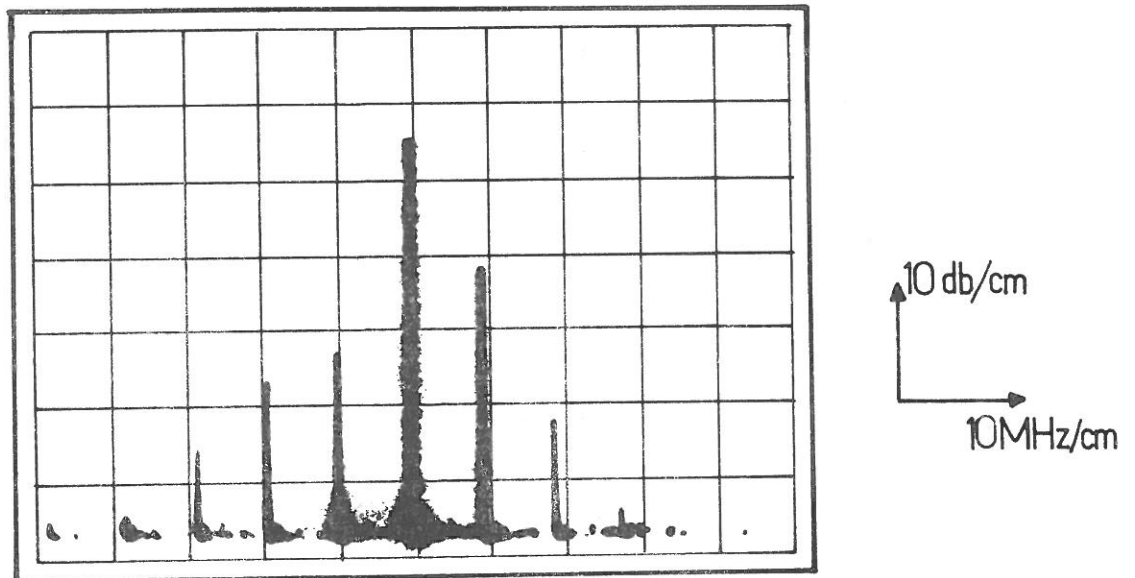


Fig.3.5a Emission VX captée sur l'antenne perpendiculaire (point B).

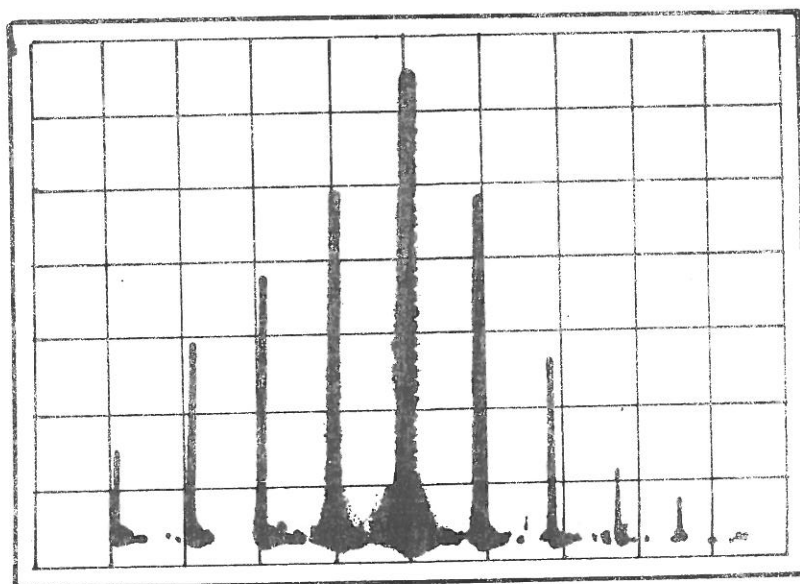


Fig.3.5b Emission VX reçue sur une antenne d'excitation

N.B. Ce spectre est atténué de 20 db par rapport à celui du point B.

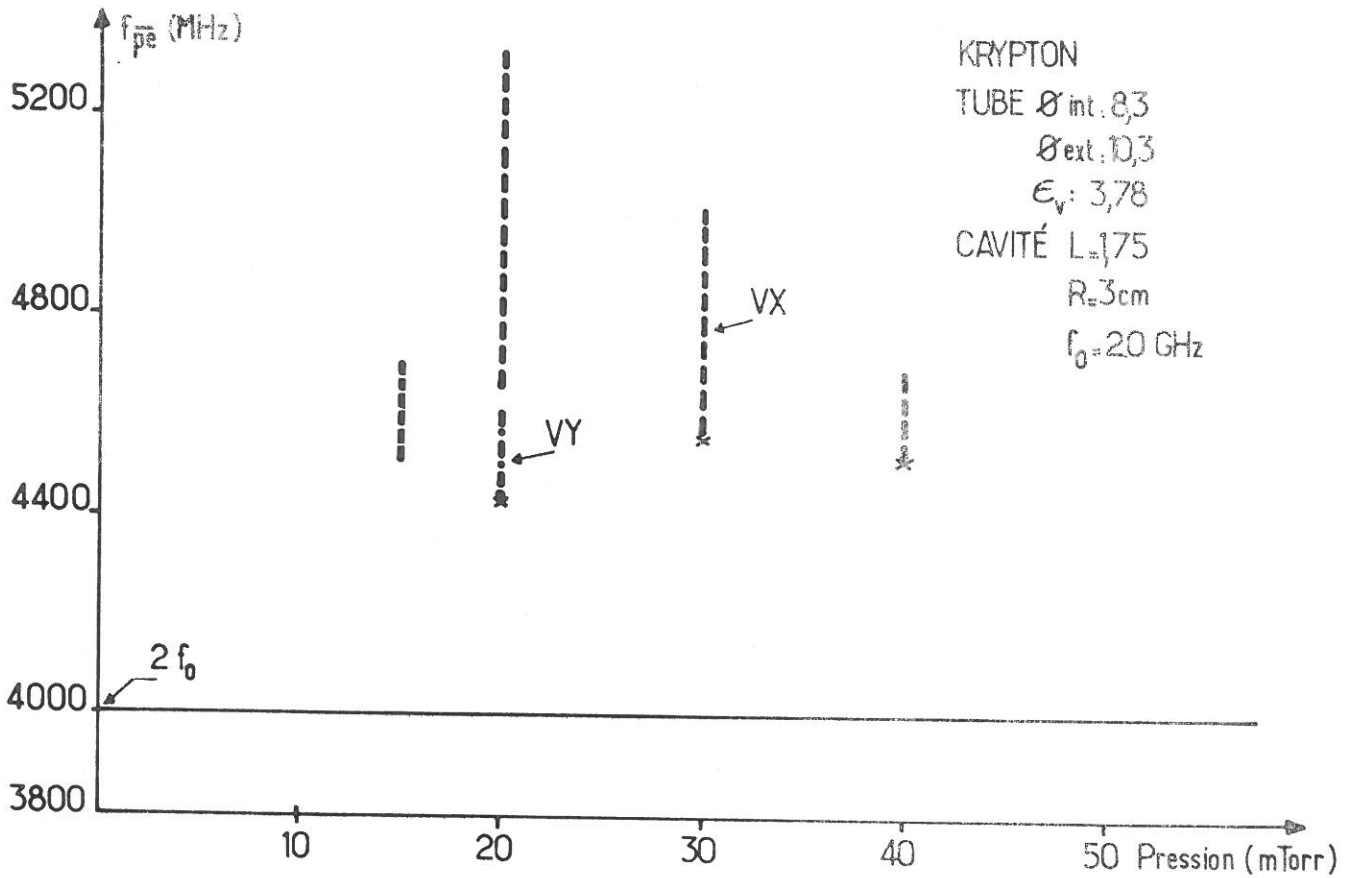


Fig. 3.6 - Région $2f_0 \approx f_{pe}$. Excitation harmonique ($s=2$) de l'émission VX.

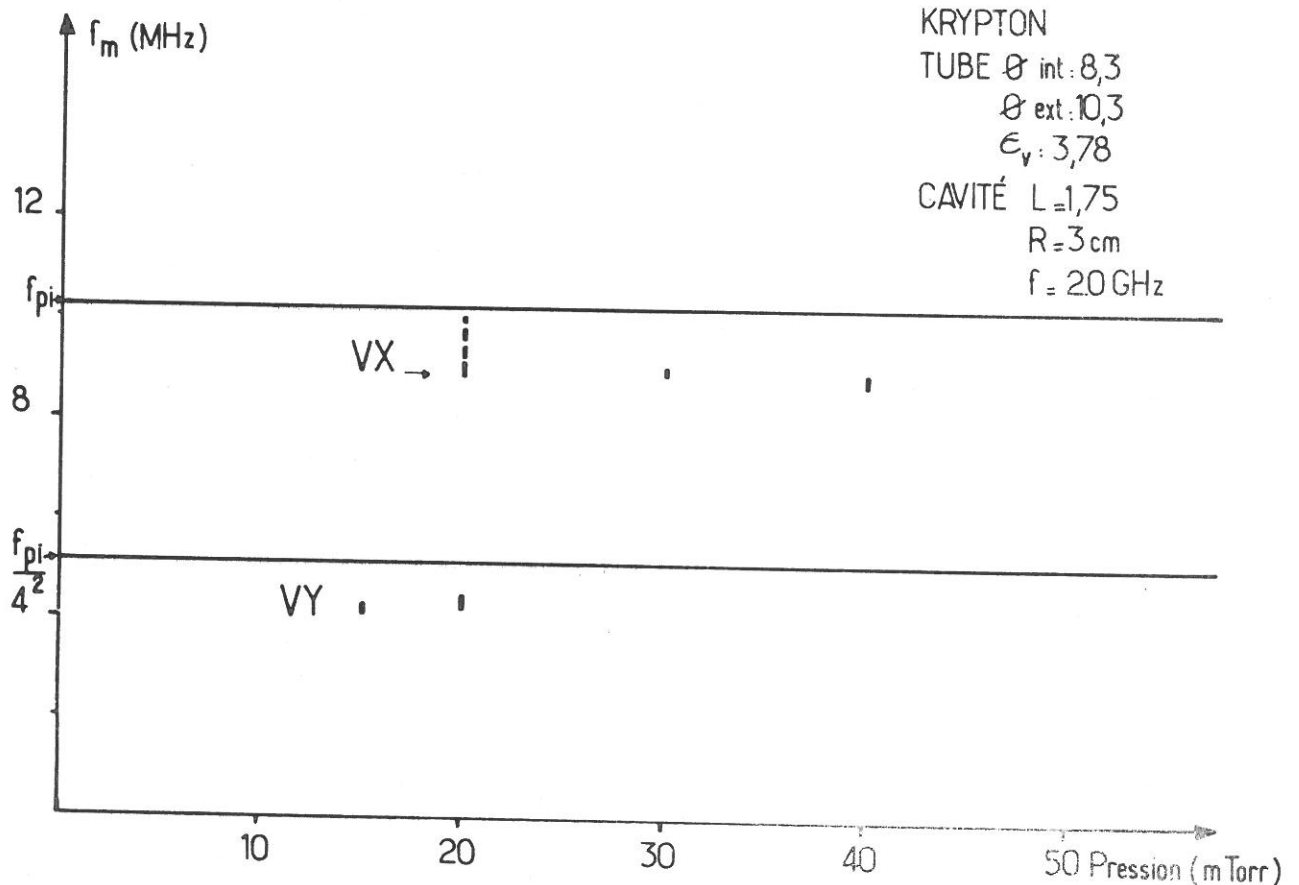


Fig. 3.7 - Région $2f_0 \approx f_{pe}$. Émission correspondant à l'excitation harmonique ($s=2$) de VX.

Remarque : Sur les figures 3.6 et 3.7, nous voyons se présenter une nouvelle émission que nous avons baptisée VY ; précisons à son égard qu'une émission du même type qu'elle existe probablement dans la région fondamentale $f_o \approx f_{pe}$ (à 10 mTorr) mais celle-ci est difficilement mesurable d'une part à cause des fluctuations lentes auxquelles le plasma est soumis et d'autre part, parce que son intervalle de densité est trop étroit.

3.2.2 - Emission CX

Dans des conditions assez particulières de couplage⁽¹⁾ et surtout de pression⁽²⁾, surgit à la place de l'émission VX, un autre type de spectre, différent, que nous appelons CX ; les photos 3.8a et 3.8b, montrent clairement que celui-ci jouit de propriétés azimutales. Quant à la fréquence émise (figure 3.4), elle est ici inférieure à f_{pi} .

Nous ne sommes toutefois pas parvenue à mettre en évidence l'existence d'harmonique ($s = 2$ ou $s = 3$) de cette oscillation.

3.2.3 - Essais d'interprétation des émissions de la région $f_o \approx f_{pe}$

Le caractère de résonance paramétrique électronique de l'émission VX est manifeste : non seulement cette oscillation se produit au niveau de la fréquence naturelle (de volume) $f_o \approx f_{pe}$ mais les mêmes propriétés se retrouvent pour les régions $2 f_o \approx f_{pe}$ et $3 f_o \approx f_{pe}$; de plus la fréquence f_m émise est de nature ionique comme l'attestent des vérifications dans l'Azote ~~et~~ l'Argon⁽³⁾. Toutefois un certain nombre de points nous empêchent, dans ce cas-ci, de conclure à un bon accord avec la théorie de Silin ; en premier lieu, nous constatons que les intervalles de densité Δf_{pe} sont beaucoup plus grands que ceux prédits par la théorie (§ 2.2.4) puisqu'ils font 20% au lieu de 2.1% (cas du Krypton) ; de

(1) il a suffi pour la figure 3.3 de recourir à une cavité $L = 2.0$ cm au lieu de 2.25 cm pour faire apparaître CX à la place de VX.

(2) toujours à très basse pression, à la limite inférieure (\sim chute libre) de fonctionnement du plasma H.F.

(3) pour $f_o = 2,6$ GHz, l'émission VX dans l'Argon et l'Azote donne une fréquence f_m respectivement de 13,4 et 18,5 MHz.

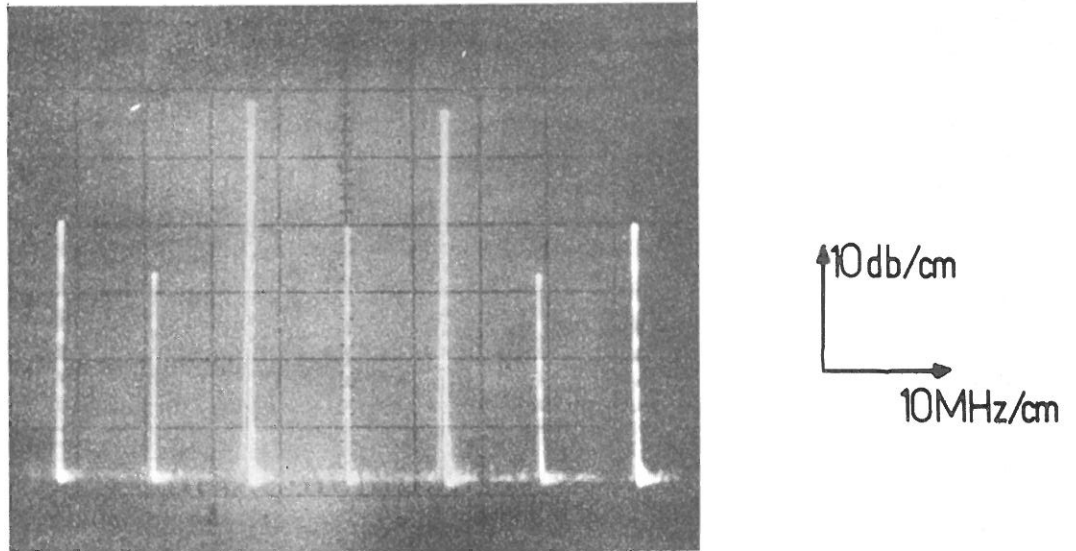


Fig.3.8a. Émission CX captée sur l'antenne perpendiculaire (point B)

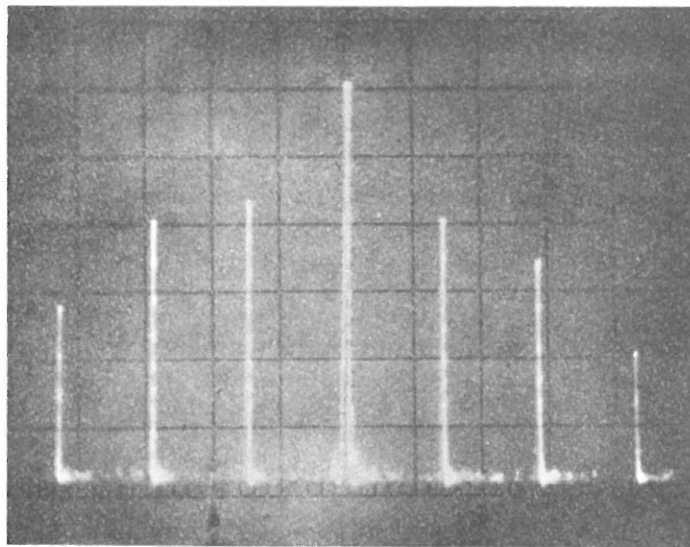


Fig.3.8b. Émission CX reçue sur une antenne d'excitation

N.B. - Ce spectre est atténué de 20 db par rapport à celui du point B .

plus, la variation de l'amplitude de la latérale f_m ne suit pas le comportement prévu (figure 2.3) puisqu'elle ne "décroche" pas comme elle le devrait en atteignant le maximum de densité ; enfin, la fréquence f_m est nettement supérieure à f_{pi} . Il reste cependant que ces divergences peuvent sans doute s'expliquer en grande partie par le fait que notre plasma H.F. est loin des conditions de géométrie infinie.

L'émission CX que nous avons présentée sur la figure 2.3 est située sur la zone résonnante D_2 mais elle peut également se retrouver dans des conditions presque identiques sur la zone D_1 sans qu'il y ait cependant entre l'une et l'autre des relations "harmoniques". Ce type de spectre a fait l'objet de travaux de la part de Leprince (émission $F^{[6]}$) qui s'est efforcé d'en déterminer les caractéristiques azimutales ainsi que l'influence sur l'émission SX ; selon lui, une telle émission s'expliquerait par un couplage électronique entre résonance de plasma de configurations différentes. Cette même émission est discutée dans la thèse de A.M. Pointu ("Oscillation de 4 MHz" [7]).

B) Région $s f_o \approx f_{pe}/\sqrt{2}$

Dans cette région nous avons noté l'existence de trois émissions qui possèdent, à des degrés divers, des caractéristiques d'instabilités paramétriques ; l'une apparaît à une fréquence f_m très supérieure à f_{pi} (SX), une deuxième oscille à f_{pi} (SV) et la troisième se situe un peu au-dessus de $f_{pi}/\sqrt{2}$ (SS)

3.2.4 - Emissions SX, SV, et SS

Ces spectres jouissent de propriétés qui en rendent l'observation plus facile que ne l'était celle des oscillations de la région $s f_o \approx f_{pe}$. En effet, non seulement la qualité des émissions est meilleure (fréquence f_m plus stable et parfaitement nette) mais le domaine de plasma sur lequel elles ont lieu permet une plus grande souplesse de fonctionnement : situées par suite de nos conditions de travail sur la zone D_1 , ces instabilités se répartissent tout à fait à l'intérieur de celle-ci de sorte qu'il nous est permis d'en déterminer l'étendue pleine et entière en densité ; de plus, leur domaine de pression, dans la mesure où il s'étend vers les moyennes et hautes pressions, est non seulement exempt de ces fluctuations qui caractérisent le plasma H.F. de très basse pression mais il

exige généralement beaucoup moins de puissance H.F. pour l'entretien du plasma de sorte que, compte tenu de la puissance H.F. dont nous disposons, nous sommes même arrivé à mettre ces instabilités en évidence dans des plasmas de N_2 et H_2 qui, on le sait, sont de ceux qui demandent les plus fortes puissances H.F., (voir tableau 1.5 et 1.6)).

Des propriétés communes telles que la forme du spectre, sa répartition azimutale ainsi que la loi de variation de l'amplitude de f_m en fonction de f_{pe} , nous justifient de considérer ces trois spectres comme appartenant à une même famille, celle des émissions de la région $f_o \sqrt{2} \approx f_{pe}$.

Emission SX : Cette instabilité a pour domaine les moyennes et basses pressions (figure 3.9) ; son amplitude qui se trouve maximum à très basse pression, décroît progressivement lorsque la pression augmente. En plus de sa position en densité et en pression, sa principale caractéristique est d'émettre la fréquence f_m la plus élevée du groupe SX, SV et SS, fréquence d'ordinaire nettement supérieure à f_{pi} ⁽¹⁾ (figure 3.10), bien que le domaine correspondant de fréquence plasma-électronique soit toujours inférieur à $f_o \sqrt{2}$.

Le spectre qui s'observe sur l'antenne perpendiculaire (figure 3.11a) a l'allure d'une modulation F.M. de faible intensité possédant rarement plus de quatre latérales, souvent deux seulement. Par contre, sur l'antenne d'excitation, on peut assister à un changement de forme des latérales suivant la valeur de la densité électronique (et la pression) ; en effet, l'émission SX (tout comme d'ailleurs SV et SS) se décompose en fait en deux sous-intervalles de densité (qui se recouvrent partiellement) sur lesquels les latérales sont sur l'un "inversées" ⁽²⁾ (figure 3.11b), alors que sur l'autre elles restent inchangées i.e. de mêmes amplitudes relatives que sur l'antenne perpendiculaire (comme sur la figure 3.11a). Pour simplifier les choses, les figures 3.9 et 3.10 ne font état que des spectres "non inversés".

(1) empiriquement $f_m \approx f_{pi} \sqrt{3/2}$.

(2) le spectre inverse est toujours de densité plus élevée ; on peut le constater au chapitre 4 (figure 4.10) où nous précisons davantage la distinction entre spectre "inversé" et "normal".

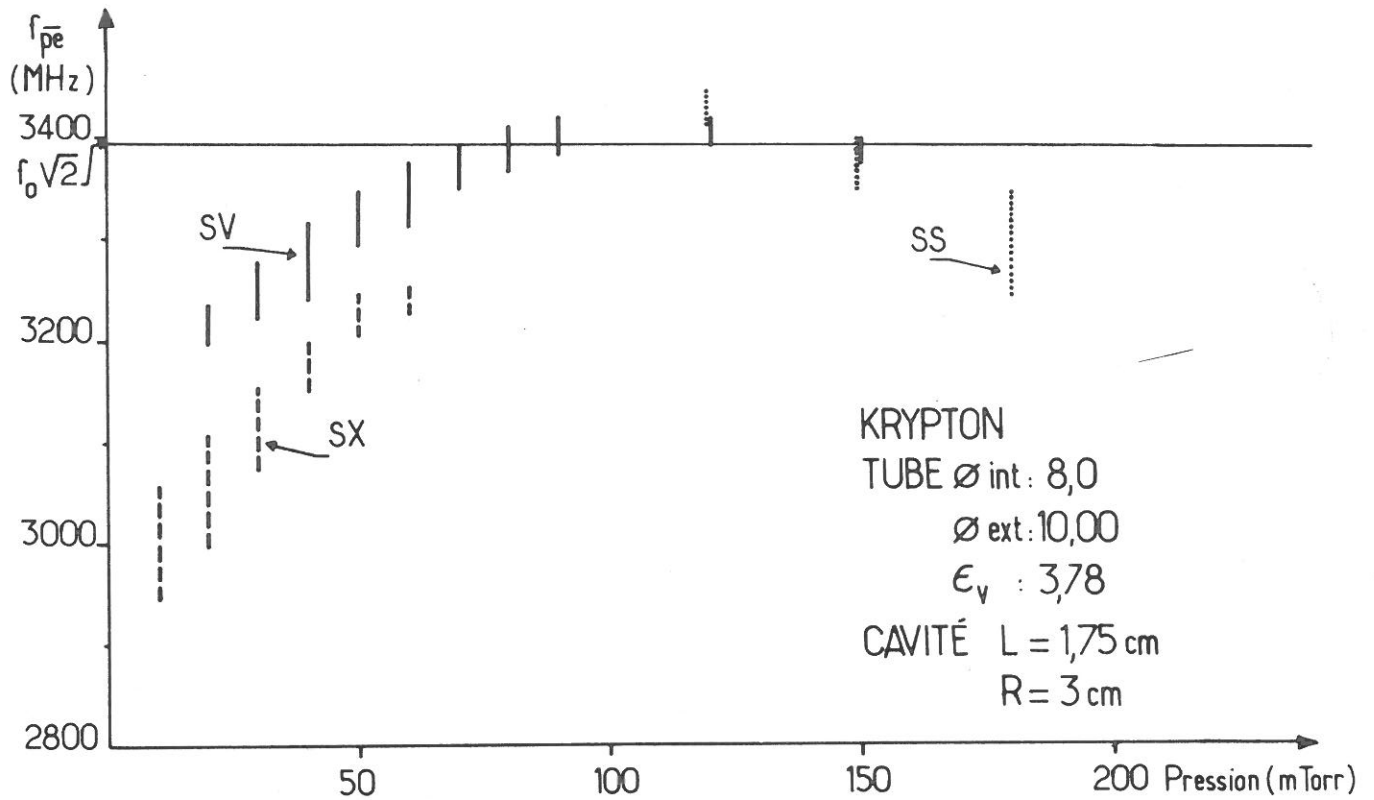


Fig.3.9. Région $f_{pe} \approx f_0\sqrt{2}$. Domaines de densité électronique des émissions ioniques SX, SV, SS.

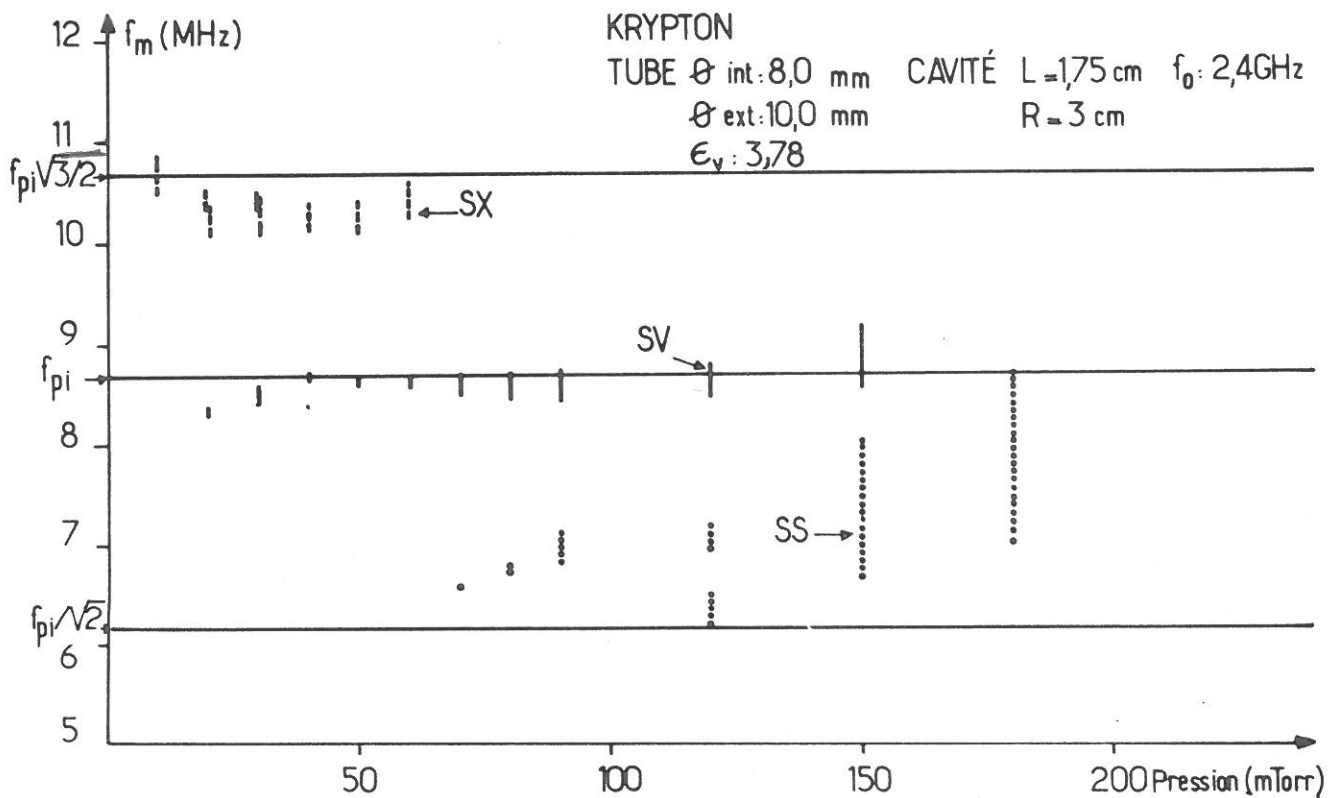


Fig.3.10. Région $f_0\sqrt{2} \approx f_{pe}$. Bande d'émission correspondant aux intervalles SX SV et SS de la fig.3.9.

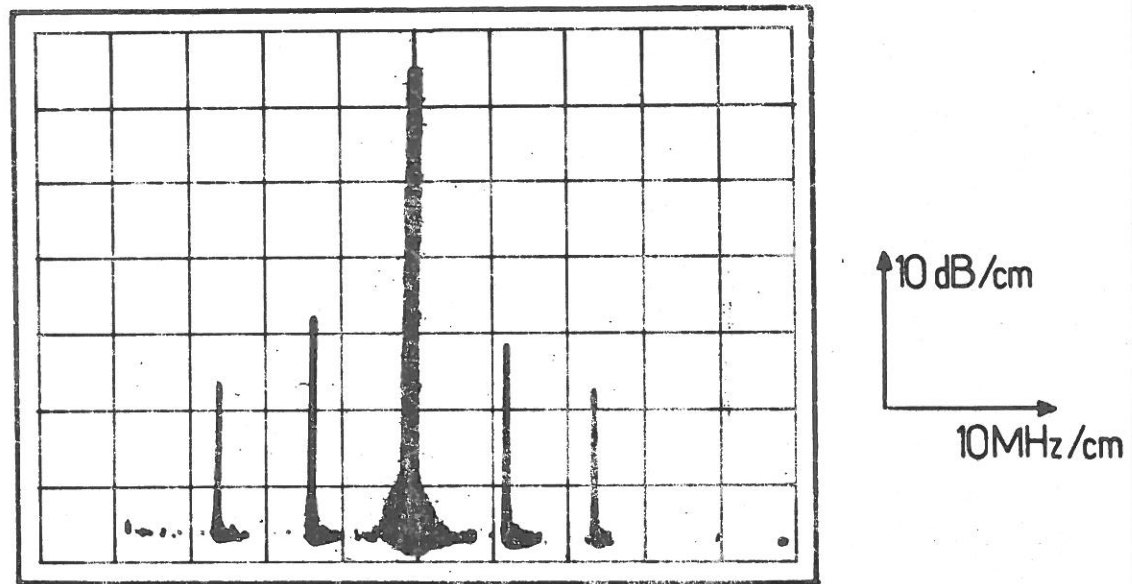


Fig.3.11a Emission SX captée sur l'antenne perpendiculaire.

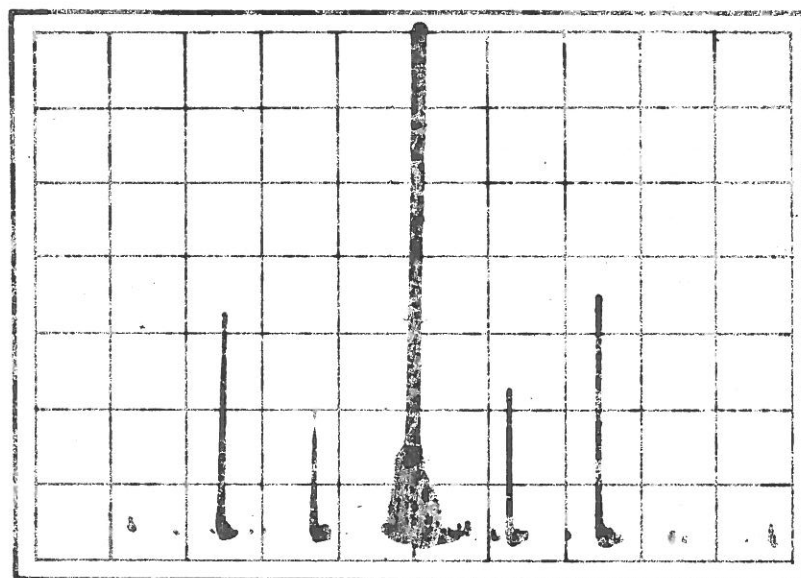


Fig.3.11b Meme émission, mais reçue sur une antenne d'excitation.

N.B. Ce spectre est atténué de 20 dB par rapport à celui de la fig.3.11a.

Emission SV : Elle se manifeste aux moyennes et hautes pressions et possède une densité f_{pe} très voisine de $f_o \sqrt{2}$; son amplitude décroît lorsque la pression croît. Sa caractéristique essentielle vient de la fréquence d'émission qui paraît (figure 3.10) rigoureusement égale à f_{pi} , i.e. indépendante de la température T_e et du profil électronique.

Les propriétés de cette instabilité sont reprises en détail au chapitre suivant où elles font l'objet d'une étude approfondie.

Emission SS : Confinée aux régions de haute pression, cette émission surgit pour des puissances H.F. incidentes légèrement supérieures à celles de SV. Il est cependant important de noter que le facteur Q du mode TM_{010} subit un écrasement considérable (§ 1.3.2.4) lorsqu'on arrive précisément sur cette instabilité ; la mesure de densité est alors beaucoup moins précise que celle des émissions SV ou SS.

La fréquence f_m émise, inférieure à f_{pi} , semble située un peu au-dessus de $f_{pi}/\sqrt{2}$ tout au moins lorsque la pression n'est pas trop élevée.

Harmoniques de la région $f_o \sqrt{2} \approx f_{pe}$

L'étude de la région $2 f_o \sqrt{2} \approx f_{pe}$ est difficile ; les émissions sont faibles et limitées à un petit intervalle de pression (figure 3.12). Néanmoins, l'allure des spectres de cette région (forme, pureté d'émission, loi de variation de f_m en fonction de f_{pe} , largeur Δf_{pe}) nous permet de croire qu'il s'agit bien d'une émission "harmonique" de la région fondamentale $f_o \sqrt{2} \approx f_{pe}$. Cependant l'identification de l'oscillation émise (i.e. SX, SV, ou SS) est moins immédiate car sa fréquence (figure 3.13) ne correspond à aucune des trois fréquences caractéristiques précédemment définies ; toutefois, la position en pression et la valeur de la densité f_{pe} (au-dessus de $2 f_o \sqrt{2}$) nous font penser à une instabilité SV. Cette impression se trouve confirmée par un examen plus attentif des caractéristiques de cette émission (§ 4.1.4.).

Tableau "résumé" de la région S

Le tableau 3.1 [8], [9] montre clairement que les fréquences instables f_m sont bien des oscillations ioniques ; d'autre part, on constate que la position

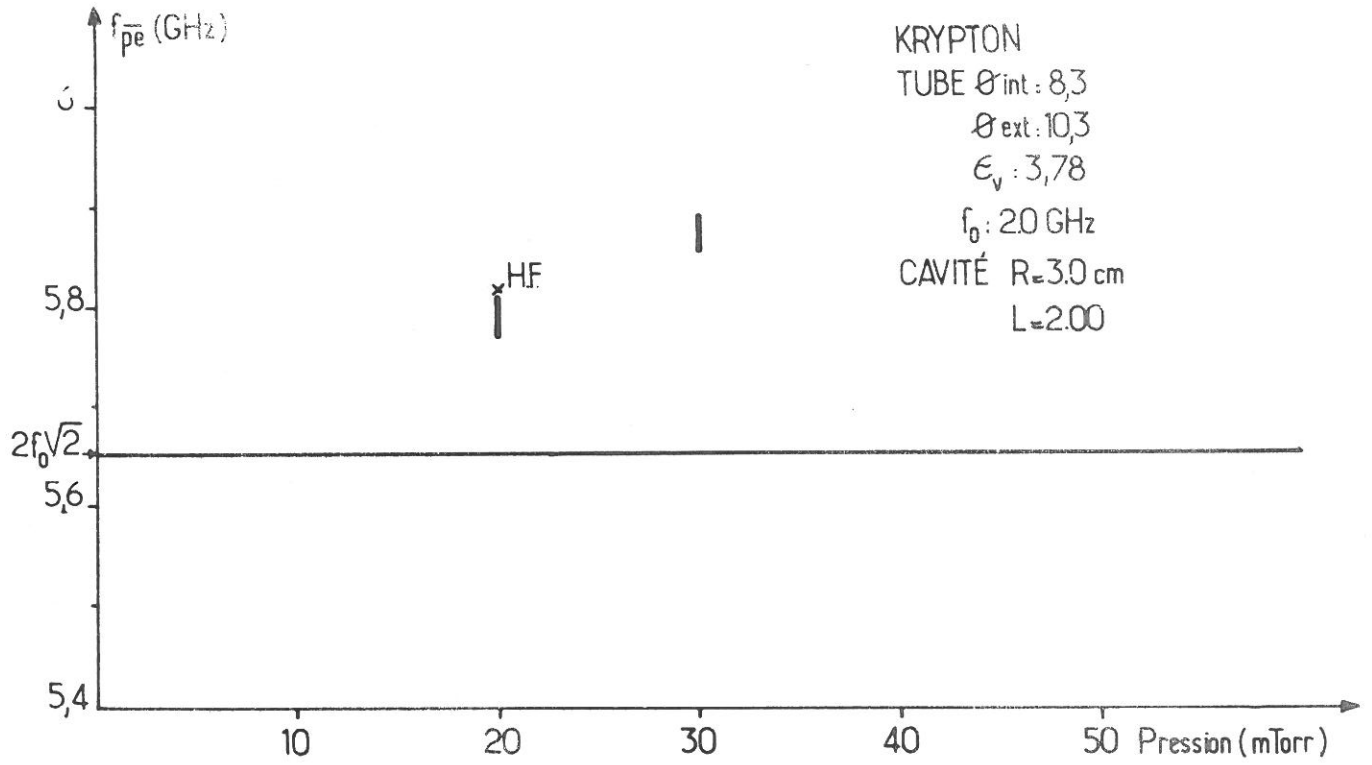


Fig.3.12 - Région $2f_0\sqrt{2} \approx f_{pe}$. Mise en évidence de la région harmonique ($s=2$) de $f_0\sqrt{2} \approx f_{pe}$.

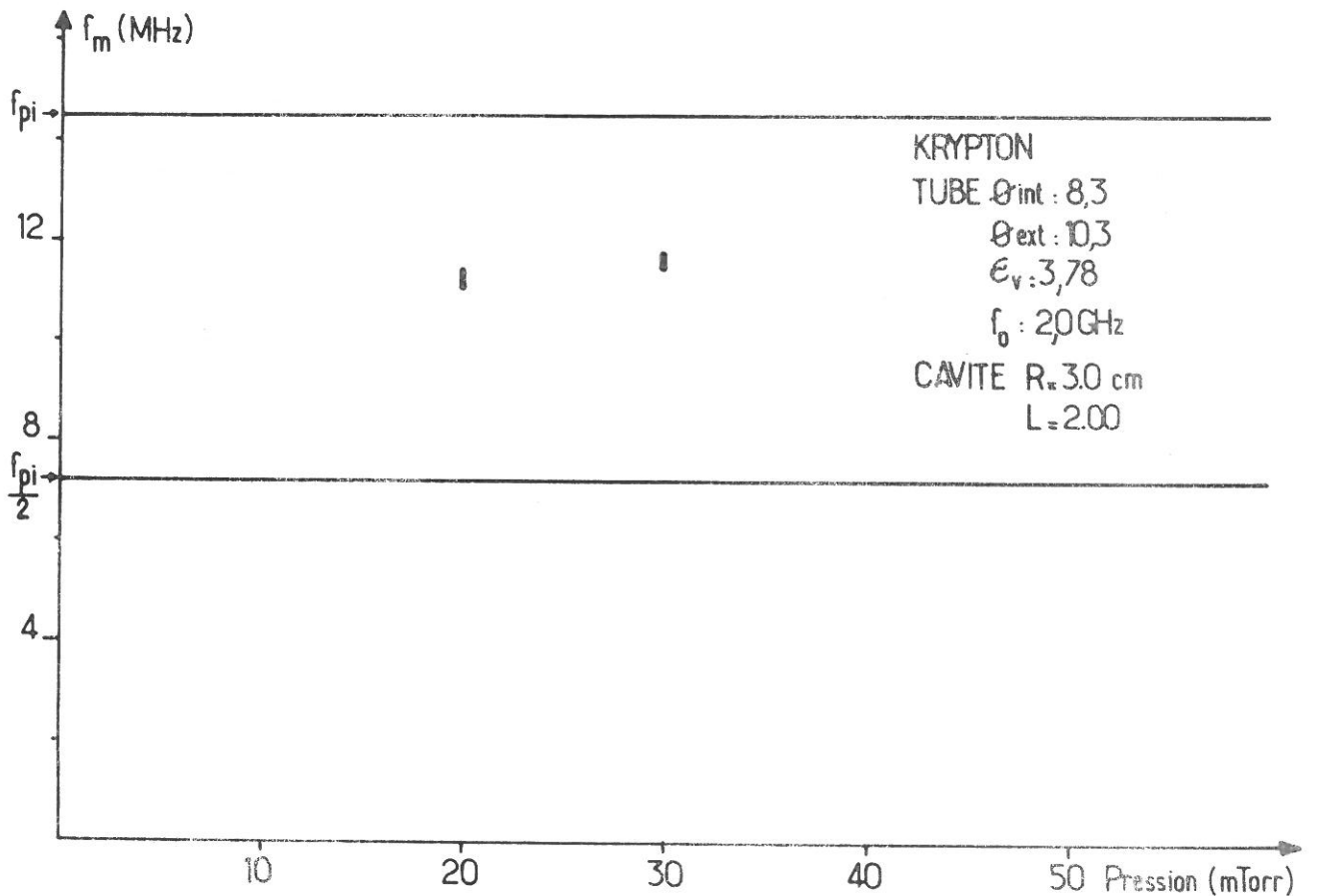


Fig.3.13 - Région $2f_0\sqrt{2} \approx f_{pe}$. Émission ionique SV correspondant à la région harmonique ($s=2$) de $f_0\sqrt{2} \approx f_{pe}$.

relative, en densité, en pression et en fréquence f_m , des trois types d'émission demeure la même quel que soit le gaz ; l'absence dans certains cas de l'émission SS signifie simplement qu'il n'était pas possible d'en déterminer la densité.

GAZ	EMISSION	PRESSION (mTorr)	$f_{pe}/f_o \sqrt{2}$	f_m/f_{pi}
H ₂	SS	900	-	0,68
	SV	350	0,88	0,82
	SX	200	0,85	1,03
A	SV	100	0,97	1,02
	SX	40	0,91	1,23
Kr	SS	120	1,01	0,83
	SV	60	0,99	1,00
	SX	40	0,94	1,20
Xe	SV	70	1,00	1,01
	SX	30	0,94	1,20

tube :
 ϕ int : 88,0mm
 ϕ ext : 100,0mm
 ϵ_v : 3,78

cavité :
R = 3,0 cm
L (variable de
1,52.0 cm)

Tableau 3.1 : Relevé dans différents gaz des émissions de la région

$$f_o \sqrt{2} \approx f_{pe}$$

Dans ce tableau, le plasma d'hydrogène donne lieu à des fréquences f_m inférieures aux valeurs caractéristiques que nous avons définies ; ce phénomène se trouve expliqué au chapitre 4.

Remarque : Les émissions SS et SV n'ont été observées que par l'auteur [8], [9], [10] ; par contre, l'instabilité SX, assez facilement observable en colonne positive de Mercure comme l'indiquent les figures 3.14 et 3.15, a été étudiée par Leprince (émission f_m [6]) et Pointu (émission de 5MHz [7]). Il est également probable que l'émission plasma-ionique rapportée par Stern et Tzoar [1] dans une

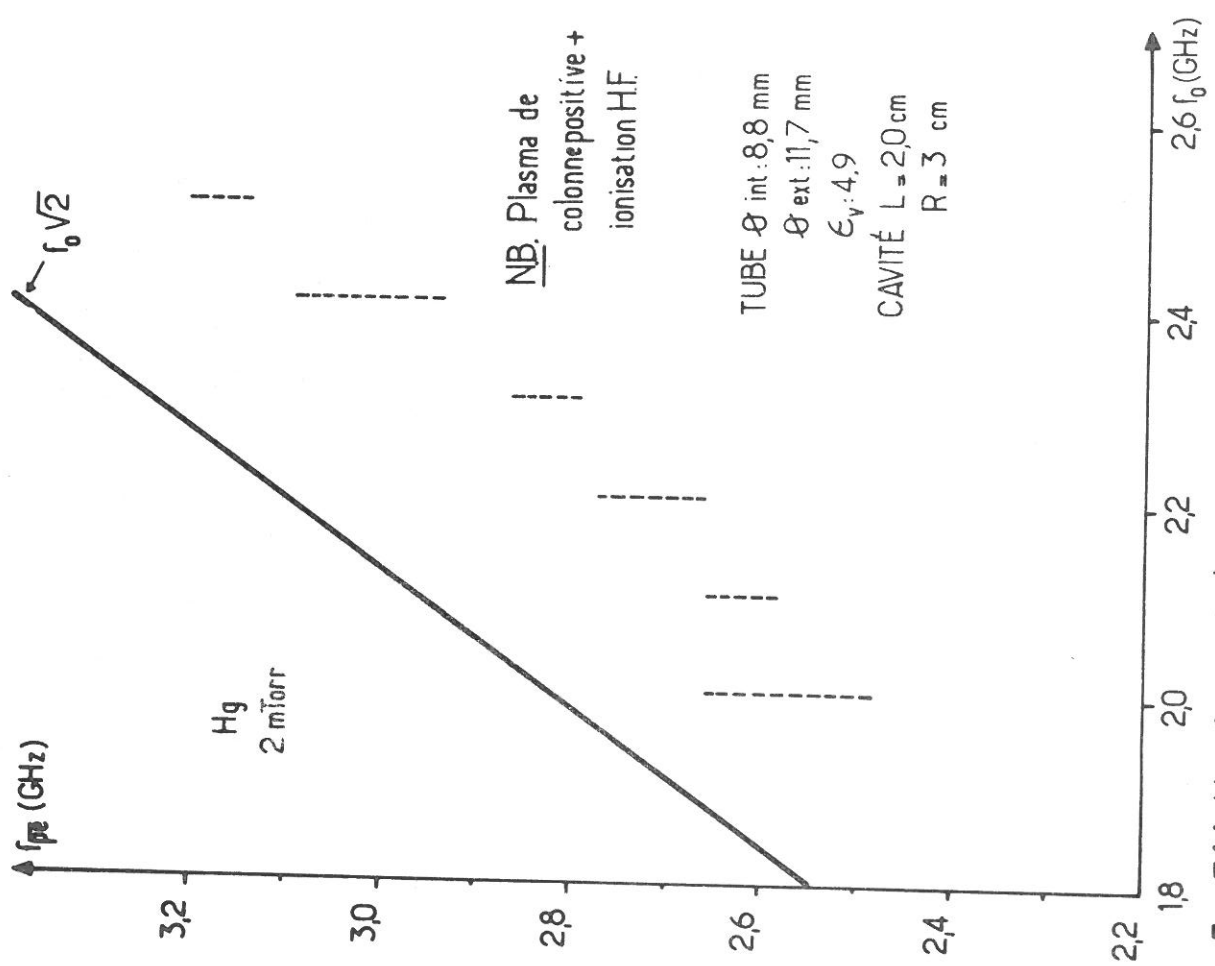


Fig. 3.14. Identification de l'émission SX dans un tube à vapeur de mercure : domaine de densité.

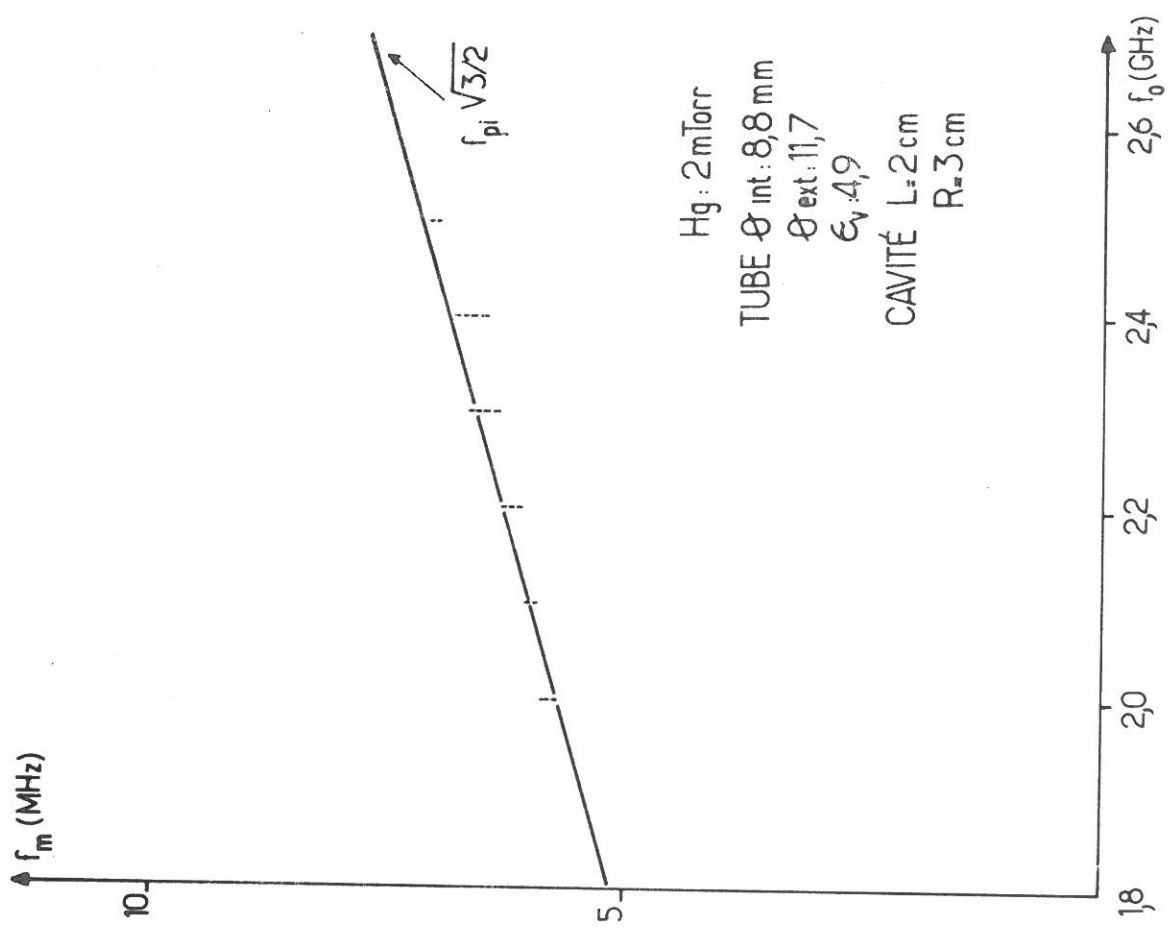


Fig. 3.15. Identification de l'émission SX dans un tube à vapeur de mercure : fréquences f_m émises.

colonne positive de Mercure⁽¹⁾ soit aussi SX car, étant donné leur géométrie d'excitation (guide d'ondes i. e. moins bon couplage H. F.), il y a peu de chance pour que ce soit l'émission CX, ou même VX qu'ils aient aperçue.

3.2.5 - Interprétation des émissions de la région $f_o \sqrt{2} \approx f_{pe}$

Ce que nous venons de présenter sur les émissions SX, SV et SS se prête à une explication paramétrique résonnante où l'onde électronique qui excite l'instabilité serait une oscillation de surface située sur la tranche de plasma dont nous avons révélé l'existence en décrivant le plasma H. F. (§ 1.4.3). Nous aurons d'ailleurs l'occasion, au chapitre suivant, d'apporter des preuves supplémentaires à l'appui d'une telle explication. Ce que nous voulons faire remarquer pour l'instant, c'est que la théorie d'Aliev et Ferlenghi pour une onde électronique de surface prévoit l'apparition d'une seule instabilité, dont la fréquence est par ailleurs $f_{pi} / \sqrt{2}$. Dans ces conditions, comment expliquer les trois émissions différentes que nous observons, tout au moins SX et SV puisque SS semble se rattacher directement à leur théorie.

Nous devons tout d'abord admettre que nous n'avons pas trouvé de mécanismes pour interpréter la valeur de la fréquence instable de l'émission SX qui est très supérieure à f_{pi} . Par contre, l'émission SV apparaît comme une oscillation ionique de volume (ω_{pi}) dont il est facile de justifier l'existence si on se rapporte aux théories de Nishikawa et Dubois-Goldman, comme nous l'avons indiqué en remarque à la fin du chapitre précédent.

Pour vérifier davantage les théories de Silin et al. nous nous intéresserons au chapitre suivant à l'émission SV que nous allons étudier avec plus de détails ; l'émission SS dont la densité électronique est généralement difficile à mesurer ne se prêtait pas facilement à une telle étude.

Remarque : Dans la théorie d'Aliev et Ferlenghi, on se rappellera qu'en dehors de la tranche de plasma c'est le vide ; il est bien entendu qu'à l'extérieur de la tranche de plasma H. F., la densité n'est pas nulle ; cependant, au niveau des parois, nous avons indiqué (§ 1.4.3) que la densité à l'extérieur de la tranche

(1) pour pouvoir observer l'émission SV dans une décharge de vapeur de Mercure, il faudrait ou bien chauffer considérablement le Mercure (pour accroître sa pression) ou encore recourir à un tube de très fort diamètre^[2].

devait décroître rapidement dès que l'on quitte la région de champ fort. Compte tenu de ceci, il est possible de montrer qu'au voisinage des parois la situation s'apparente effectivement à celle d'une tranche de plasma dans le vide. Ecrivons la constante diélectrique pour l'extérieur de la tranche (indice X) :

$$\epsilon_X = 1 - \frac{\omega_{peX}^2}{\omega_o^2} \quad (3.4)$$

Comme ω_o^2 peut s'exprimer en fonction de la densité, ω_{peI} , de la tranche de plasma [11], [12] :

$$\omega_o^2 = \frac{\omega_{peI}^2}{(1+\epsilon_X)} \quad (3.5)$$

on arrive à la valeur de ϵ_X sous la forme suivante :

$$\epsilon_X = 1 - \frac{\omega_{peX}^2}{\omega_{peI}^2} \frac{\omega_{peI}^2}{1 + \frac{\omega_{peX}^2}{\omega_{peI}^2}} \quad (3.6)$$

Au voisinage des parois $\omega_{peX} \ll \omega_{peI}$, nous avons donc $\epsilon_X \approx 1$ de sorte que dans cette région l'équation de l'onde de surface est approximativement $f_o \approx f_{pe}/\sqrt{2}$.

REFERENCES

- [1] R. A. STERN et N. TZOAR, Physical Review Letters, 17, 903 (1966).
- [2] A. CONSTANTIN, P. LEPRINCE, A. M. POINTU, Y. POMEAU, Journal de Physique, Colloque C3, supplément au N° 4, Tome 29, p. C-3-190 (1968).
- [3] O. DEMOKAN, H. C. S. HSUAN, K. E. LONNGREN et R. A. STERN, Journal of Applied Physics, 41, 2122 (1970).
- [4] A. PEYRE-CONSTANTIN, à paraître dans Physics Letters.
- [5] P. LEPRINCE et M. MOISAN, Plasma Physics, (à paraître). ~~13, 653 (1971)~~
- [6] P. LEPRINCE, "Les plasmas H.F. autorésonnants", Rapport L. P. 99, Laboratoire de Physique des Plasmas, Université de Paris Sud, Centre d'Orsay (1969).
- [7] A. M. POINTU, "Etude d'une instabilité ionique dans le plasma d'une colonne positive à basses pression soumise à un champ électrique hyperfréquence", thèse d'Etat, Université de Paris Sud, centre d'Orsay (1970).
- [8] M. MOISAN et P. LEPRINCE, Physics Letters, 27A, 545 (1968).
- [9] P. LEPRINCE et M. MOISAN, Proceedings of the IXth International Conference in Phenomena in Ionized Gases, p. 503, Bucarest (1969).
- [10] P. LEPRINCE et M. MOISAN, Proceedings of the IVth European Conference on Controlled Fusion and plasma Physics, p. 165, Rome (Septembre 1970).
- [11] D. QUEMADA, "Ondes dans les plasmas", § 4.6, Hermann, (Paris 1968).
- [12] ALLIS et al. "Waves in anisotropic plasmas", § 10.2.2, M. I. T (1963).

CHAPITRE IV

ETUDE EXPERIMENTALE DE L'INSTABILITE PARAMETRIQUE SV

La facilité avec laquelle nous pouvons acumuler des résultats expérimentaux à la fois précis et très complets sur l'émission SV, de même que le bon accord de ceux-ci avec la théorie de Silin et al. permettent et justifient une étude plus approfondie de cette instabilité.

Nous diviserons ce chapitre en deux parties ; la première tendra à mettre en évidence les propriétés liées aux instabilités paramétriques résonnantes du type Silin, qu'elles soient de volume ou de surface, alors que la seconde partie s'efforcera de démontrer que l'oscillation électronique responsable de l'instabilité SV possède bien les propriétés d'une onde de surface.

4.1 - PROPRIETES FONDAMENTALES DECOULANT DE LA THEORIE DE SILIN

4.1.1 - Rôle des paramètres f_o et f_{pe} dans l'observation de l'instabilité

1) Linéarité du domaine f_{pe} d'émission en fonction de f_o

Rappelons que la première caractéristique de l'instabilité résonnante périodique (§ 2.2.3) est d'apparaître pour des valeurs particulières de f_{pe} dépendant linéairement de f_o , la fréquence du champ H. F. extérieur. En termes généraux, ceci signifie donc que l'existence d'une telle instabilité se trouve soumise à une condition de la forme :

$$f_{pe} \approx A s f_o \quad (4.1)$$

où A est fonction de la nature ⁽¹⁾ de l'onde électronique et s est un entier plus

(1) pour une onde de volume $A = 1$ et pour une onde de surface dans le vide, $A = \sqrt{2}$.

grand que zéro. Ne nous préoccupons pas pour l'instant de la valeur exacte de A qui expérimentalement, pour une pression fixe (i.e. une T_e donnée), demeure constante comme nous le verrons.

La figure 4. 1 fait voir la position des intervalles d'émission en fonction de f_o , pour une pression constante ; on constate une linéarité très satisfaisante pour une variation de f_o de plus de 20%. Pour des raisons propres à la méthode de mesure de f_{pe} , la valeur f_{pe} que l'on obtient peut dans certaines circonstances sembler s'écarter de la relation (4. 1) ; si la largeur de la cavité TM_{010} utilisée est trop faible devant le diamètre du plasma, les "effets de bouts" dont nous avons montré l'existence au chapitre I, nous feront sous-estimer la valeur de f_{pe} et cela d'autant plus que la valeur réelle de f_{pe} est élevée (figure 4. 2a) ; au contraire, si on recourt à une cavité de dimension L importante, on risque de dépasser la largeur ΔL du plasma, soit complètement (auquel cas la linéarité demeure), soit uniquement pour certaines faibles valeurs de f_{pe} (figure 4. 2b). Lorsqu'il n'en est pas explicitement question, les mesures de densité que nous présentons ont été effectuées avec $L \simeq \Delta L$.

Compte tenu de ces deux effets perturbateurs que nous venons de signaler, nous sommes en mesure d'affirmer que la relation (4. 1) a été vérifiée dans tous les gaz que nous avons étudiés.

2) Position des intervalles de densité d'émission à l'intérieur de la zone d'entretien du plasma H. F.

Le graphique de la figure 4. 3 sert à démontrer clairement que les intervalles f_{pe} de l'émission SV ne se situent pas en un point privilégié de la zone d'entretien du plasma mais qu'au contraire, ils se répartissent en tous points de celle-ci, en respectant avant tout la relation de linéarité entre f_{pe} et f_o . Ce n'est donc pas à un mécanisme lié directement aux résonances de plasma que l'on doit l'apparition de l'instabilité SV puisque son évolution est manifestement dictée par la condition de linéarité ; en revanche, il est certain que c'est grâce aux forts champs H. F. que suscitent ces résonances dans le plasma qu'il est possible d'observer les instabilités paramétriques de Silin.

3) Linéarité de la fréquence instable en fonction de f_o

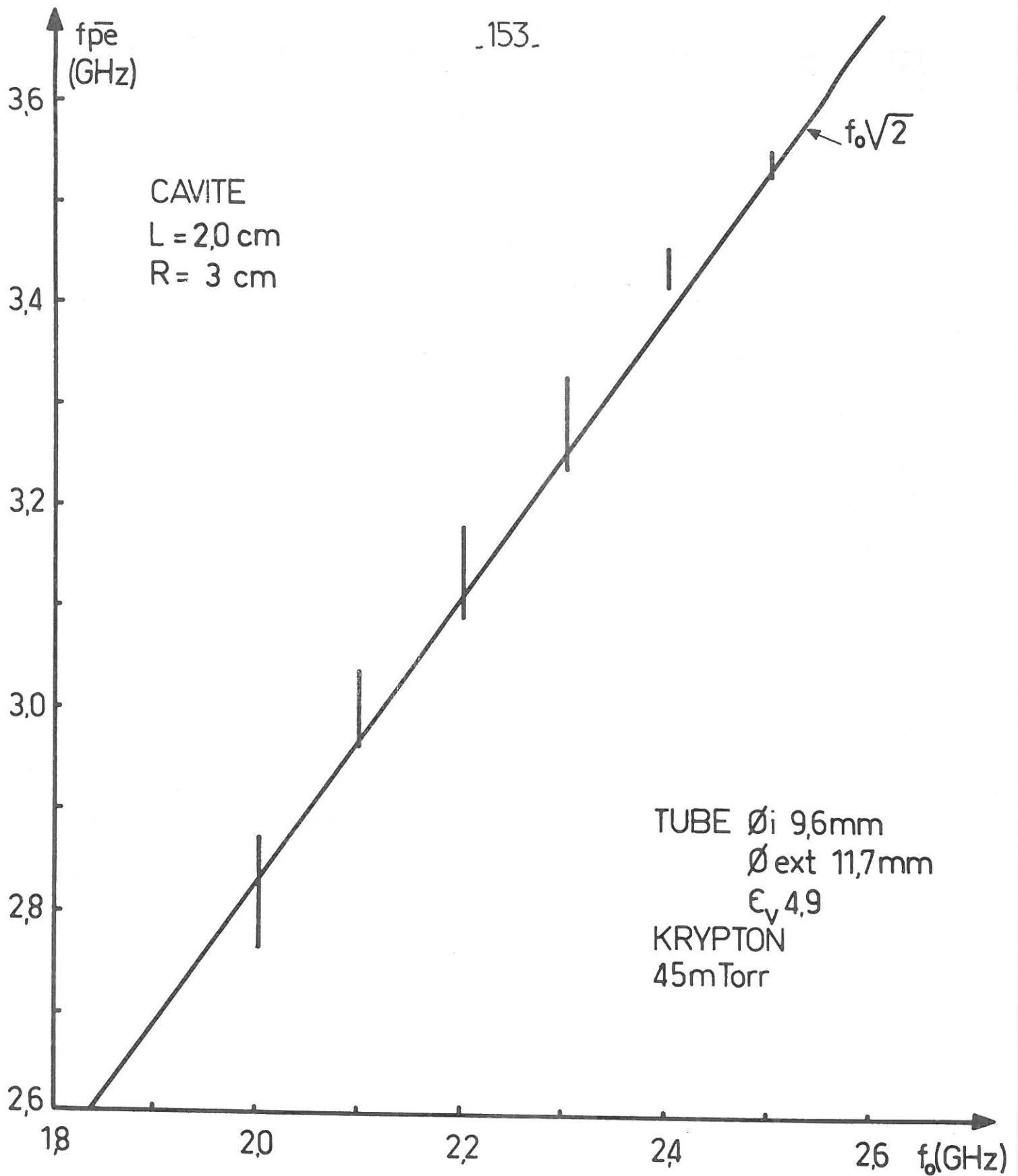


Fig.4.1 Etude de la linéarité en fonction de f_0 de l'intervalle $f_{p\bar{e}}$ de l'émission SV.

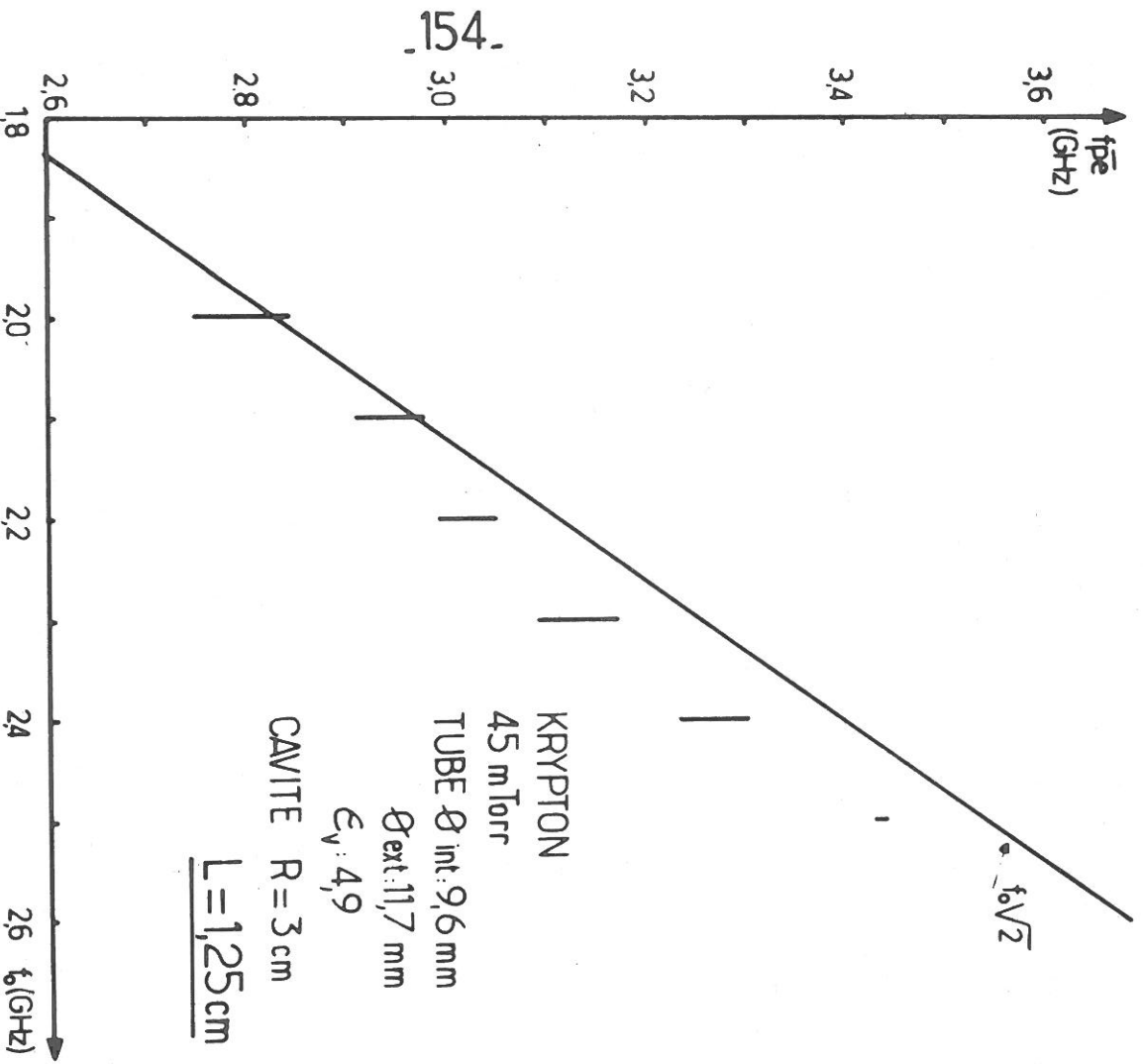


Fig. 4. 2a. Modification à la linéarité de f_{pe} en fonction de f_0 par suite d'effets de bouts.

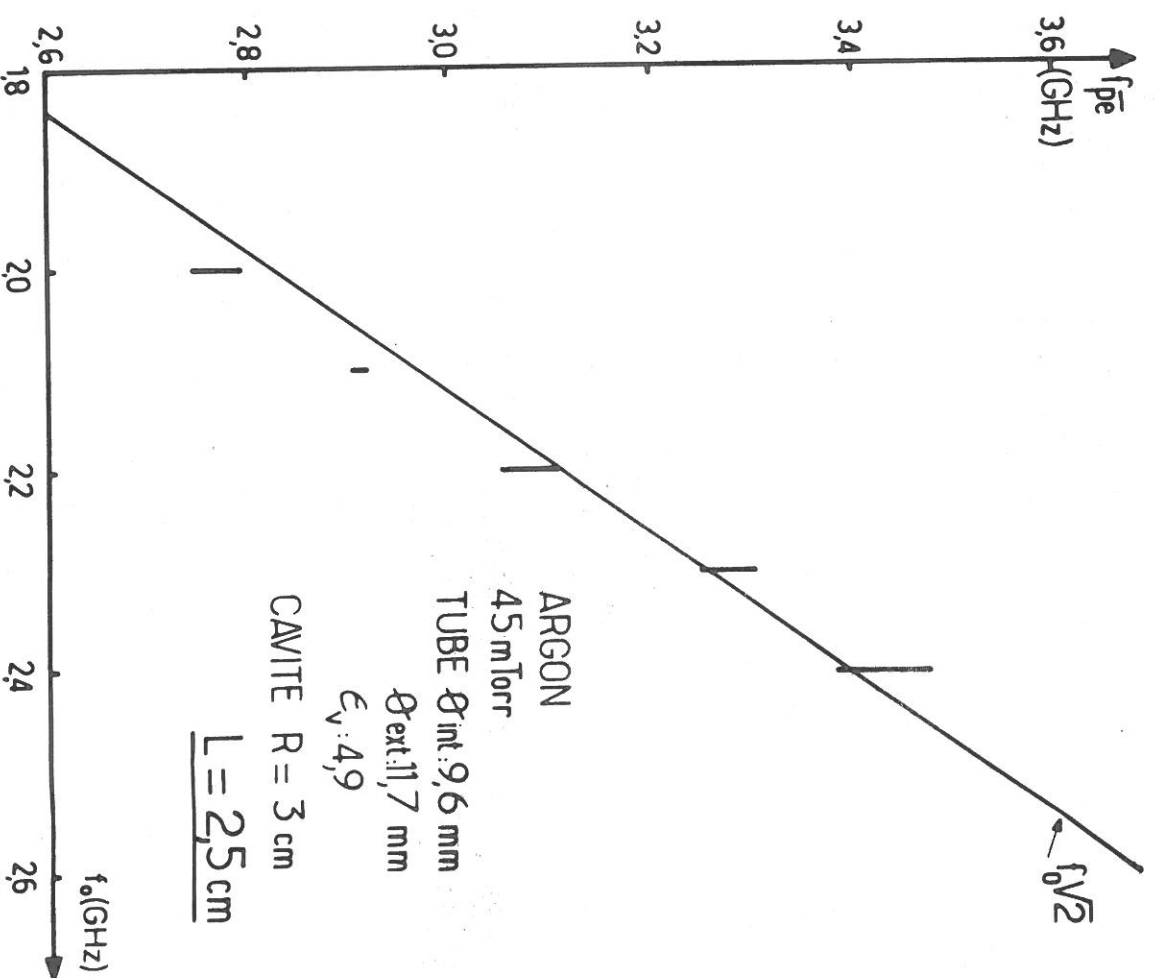


Fig. 4. 2b. Déviation à la linéarité due à l'accroissement de la largeur axiale du plasma.

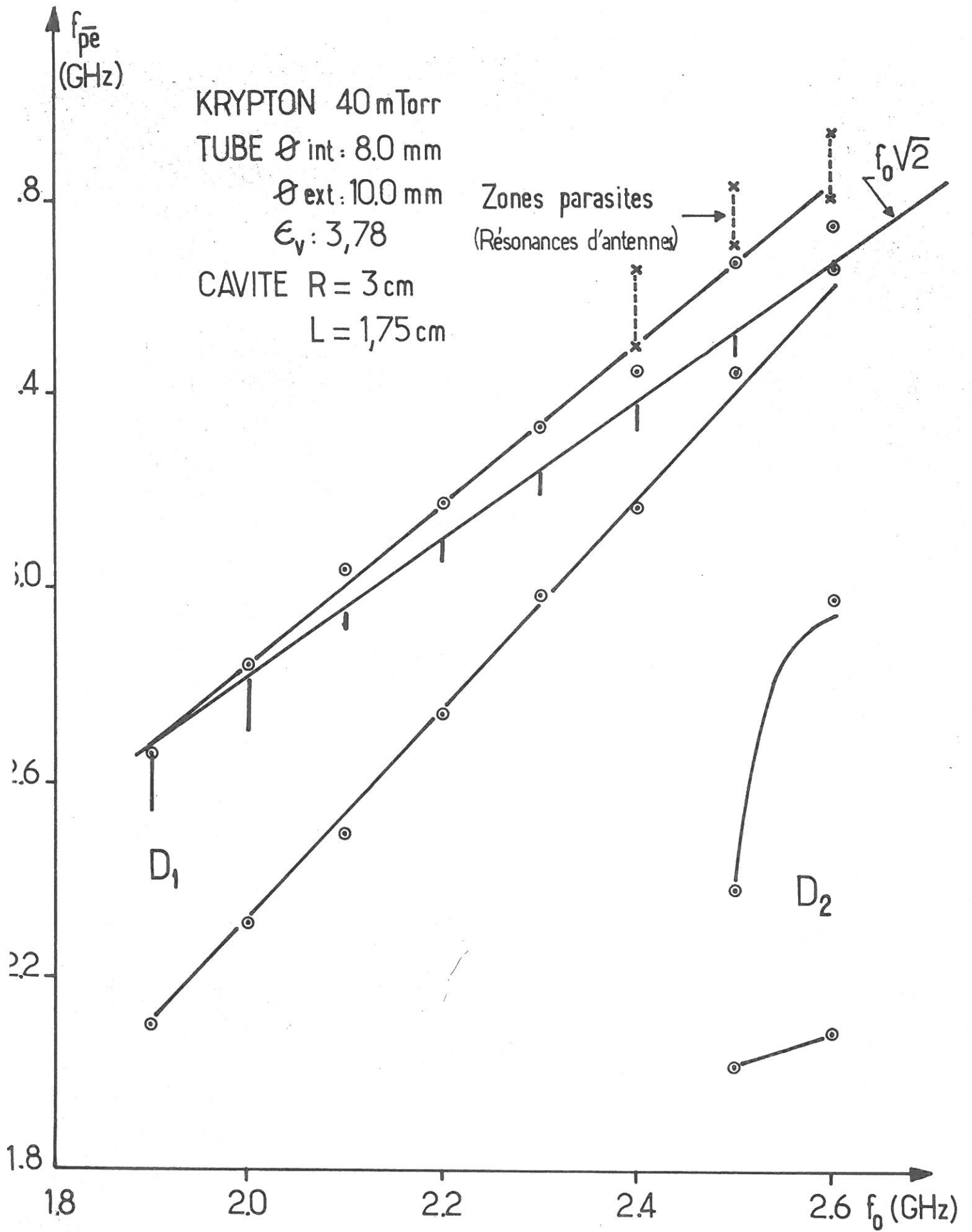


Fig.4.3. Position de l'instabilité SV à l'intérieur de la zone d'entretien du plasma

Sans pour autant reprendre la question en détail, rappelons que la théorie paramétrique périodique de Silin prévoit l'excitation d'une oscillation voisine de la fréquence plasma-ionique (éq. 2.22) ; il est donc normal, en première approximation, d'espérer une variation linéaire de f_m en fonction de f_{pe} i. e. finalement f_0 ; c'est ce que représente la figure 4.4 .

4.1.2 - Amplitude de la fréquence f_m en fonction de f_{pe}

La figure 4.5 donne le résultat de la mesure de l'amplitude de la première latérale de l'instabilité SV en fonction de f_{pe} ; en comparant celle-ci avec le graphique théorique du chapitre II (figure 2.3), nous trouvons un bon accord sur deux points importants : en premier lieu, on notera en effet l'existence expérimentale d'un départ très abrupt de l'instabilité puisque sa montée, pour une portion de densité inférieure à 5% du Δf_{pe} total, s'étend sur près de 20 dB ; d'autre part, au maximum de densité, après une très légère décroissance (quelques dB), l'instabilité "décroche" subitement tel que prévu. Cependant, malgré ce bon accord, il faut reconnaître qu'expérimentalement l'amplitude de l'instabilité couvre près de 40 dB alors que théoriquement, elle paraît varier d'au plus 15 dB ; ceci s'explique simplement par le fait que la montée n'est pas infiniment raide comme le veut la théorie où le γ passe de 0 à 10^6 Hz pour une variation infinitésimale de f_{pe} ; il est probable qu'il faille mettre cette différence sur le compte de l'amortissement collisionnel dont le calcul de Silin ignore la présence.

Remarque : Les propriétés que nous venons de présenter depuis le début de ce chapitre sont également vraies de l'émission SX.

4.1.3 Influence de la pression sur l'instabilité SV

Dans les sections précédentes, l'examen des fréquences f_{pe} et f_m en fonction de f_0 , nous a permis d'établir le caractère spécifique de résonance paramétrique électronique dont fait preuve l'émission SV ; attachons-nous maintenant à déterminer l'influence de la pression sur cette instabilité afin de connaître le rôle de paramètres tels que v_m et T_e ; en ce qui concerne a , le paramètre de dispersion H.F., même si sa valeur se trouve modifiée par les conditions de pression, il est préférable de l'examiner séparément un peu plus loin.

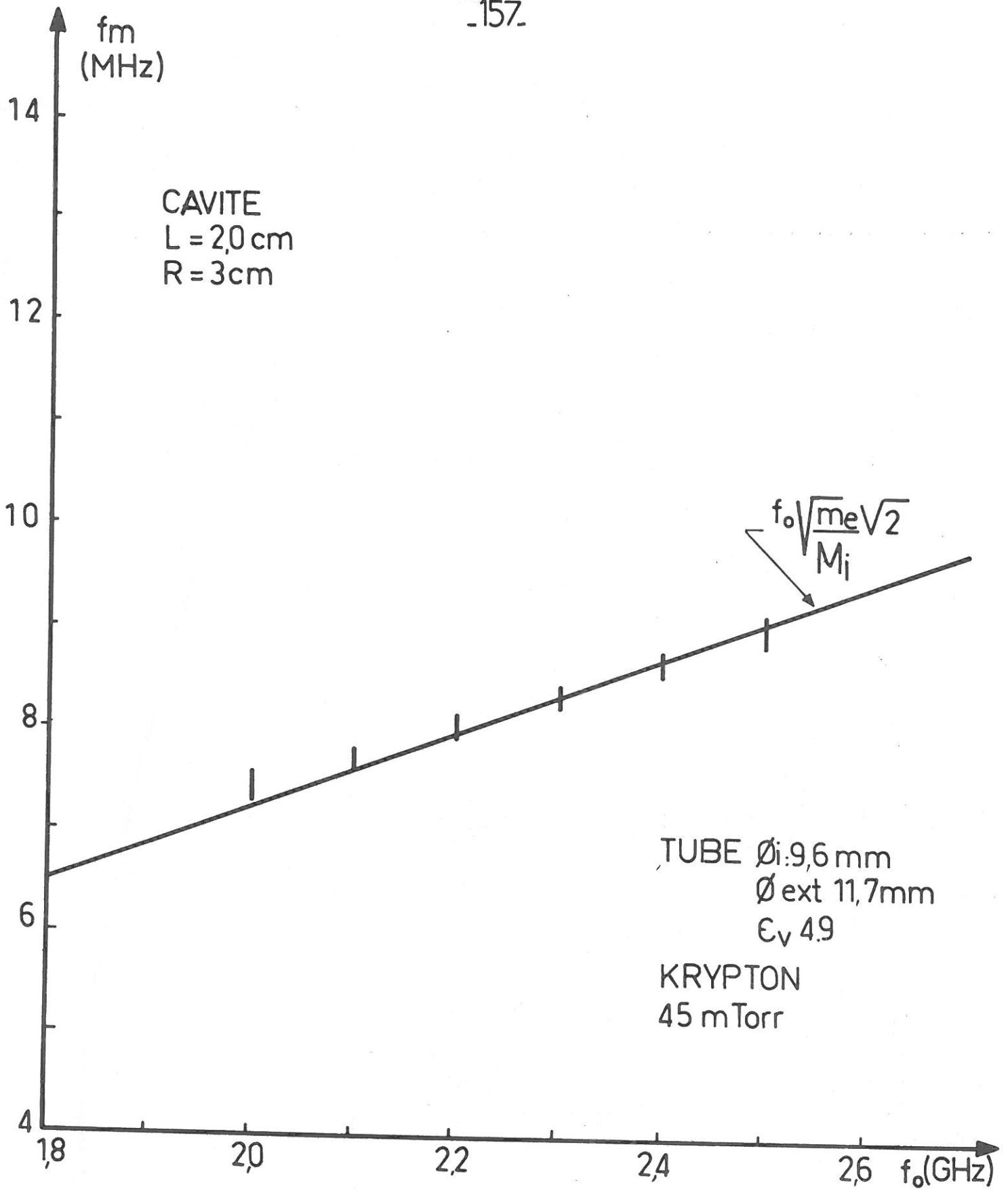


Fig.4.4 - Linéarité en fonction de f₀ de l'émission SV.

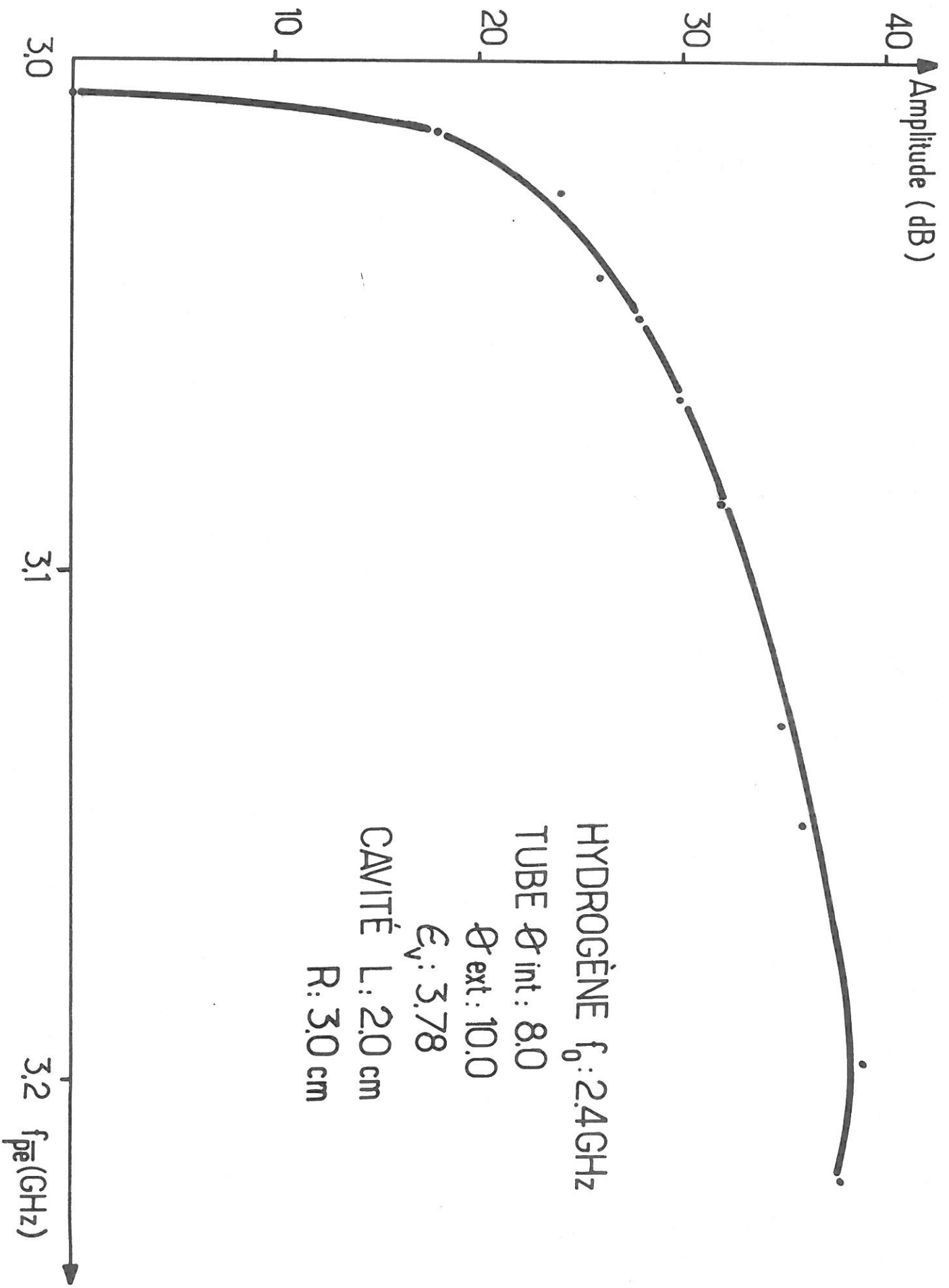


Fig. 4.5 Amplitude de l'émission SV en fonction de f_{pe} .

1) Comportement de l'intervalle f_{pe} en fonction de la pression

La figure 4.6, réalisée avec du Xénon, est d'apparence presque identique à celle que l'on obtient dans le Krypton (figure 3.9) ; tentons de dégager de cette représentation les caractéristiques propres à l'émission SV.

Domaine des faibles pressions :

Il y a lieu de remarquer d'une part que la valeur de f_{pe} tend à décroître lorsqu'on diminue la pression et que, d'autre part, les intervalles Δf_{pe} semblent atteindre là leur largeur maximum. La diminution de densité s'explique par l'augmentation de température électronique qui survient au fur et à mesure que la pression baisse (§ 1.3.4) ; en effet, considérons l'équation de dispersion de l'onde électronique (éq. 2.54) : il est évident que si k varie peu, la fréquence propre de cette oscillation (i. e. f_o) ne peut demeurer constante qu'à condition que f_{pe} décroisse. En ce qui concerne l'élargissement de l'intervalle Δf_{pe} , deux facteurs peuvent jouer : la variation du paramètre a et les collisions. Pour le moment, nous ne souhaitons discuter que l'amortissement collisionnel ; l'effet de celui-ci est particulièrement évident lorsqu'on augmente la pression (i. e. v_m) puisque ce sont les faibles valeurs d'amplitude de l'instabilité qui disparaissent en premier, l'intervalle Δf_{pe} se rétrécissant en partant de la gauche sur la figure 4.5.

La façon dont à la limite inférieure de pression, l'émission SV cesse d'exister est révélatrice : si nous nous plaçons près de cette limite pour une légère baisse de pression, le spectre H.F. se complique d'abord d'une multitude de fréquences parasites qui entourent chaque latérale, puis celles-ci jusque là pures et stables, s'élargissent en devenant floues et à la fin il ne reste plus qu'un "spectre de bruit" i. e. de larges bandes de fluctuations H.F. à peu près situées là où étaient primitivement les latérales. Pour rendre compte de ce phénomène, nous devons anticiper quelque peu sur la deuxième partie de ce chapitre, car il semble que ce processus de disparition de l'instabilité soit imputable à une déformation de la tranche de plasma sur laquelle l'onde électronique de surface se propage ; en effet, nous savons que cette tranche se rétrécit puis s'évanouit quand la chute libre tend à remplacer le régime de diffusion ambipolaire.

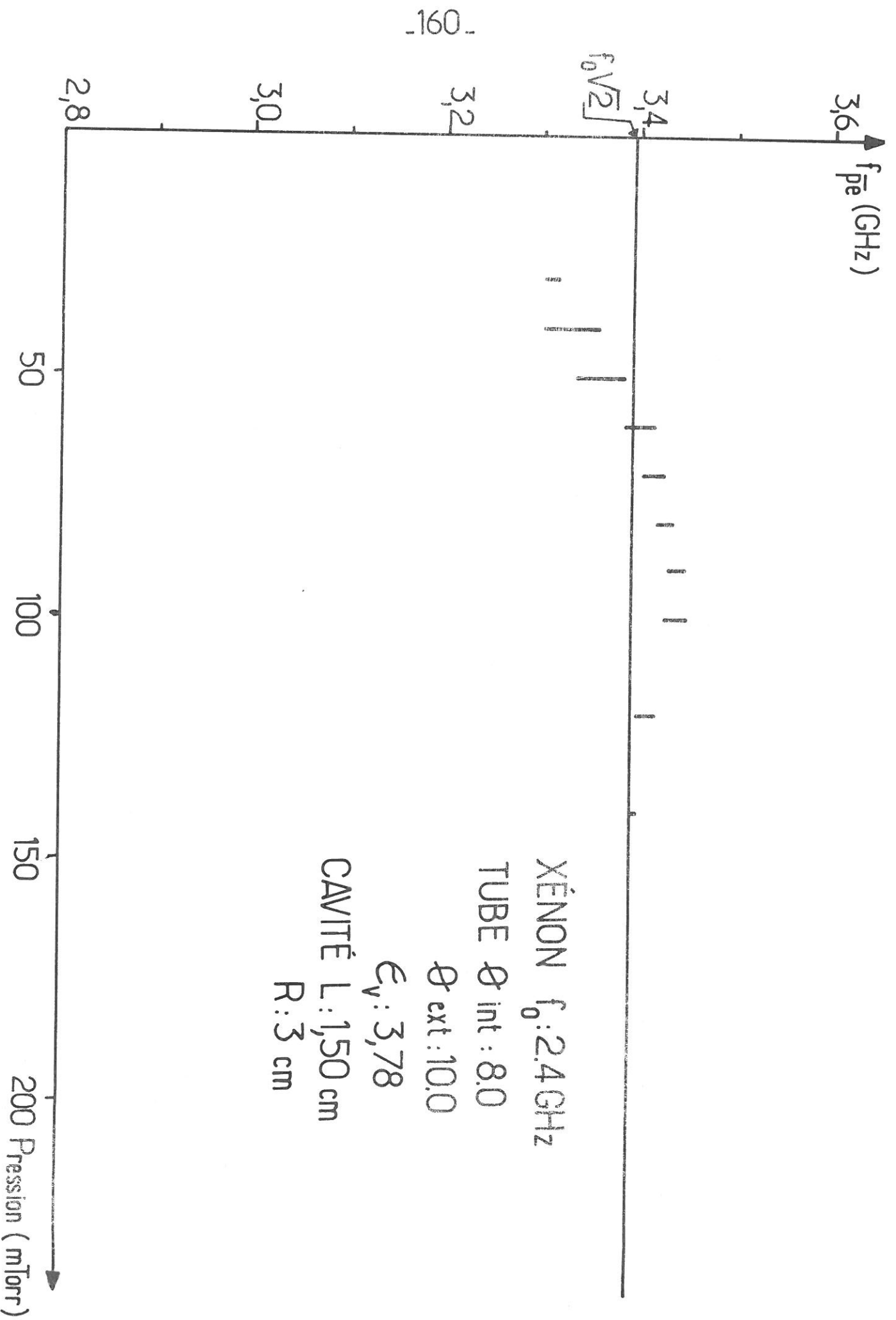


Fig. 4. 6 Evolution en fonction de la pression de l'intervalle de densité de l'émission SV.

Domaine des hautes pressions :

Nous avons indiqué comment les collisions pouvaient réduire la largeur de l'intervalle Δf_{pe} . Ce qu'il reste maintenant à comprendre, c'est la redécroissance de f_{pe} lorsqu'on atteint la pression maximum d'observation. Nous y voyons deux explications possibles : un effet des collisions ν_m sur le mode de mesure TM_{010} (éq. 1.20) ou une diminution du nombre k de l'onde électronique, de manière analogue à ce qui se passe pour la zone d'entretien H. F. (§ 1.3.4).

2) Evolution de f_m en fonction de la pression

Le formalisme de Nishikawa (éq. 2.51) prévoyait un dépassement de la fréquence naturelle de l'oscillateur instable lorsque le produit des fréquences de collisions électron-neutre et ion-neutre devient du même ordre que ω_{BF}^2 (en l'occurrence ω_{pi}^2). C'est certainement la raison pour laquelle la fréquence f_m s'accroît lorsque la pression augmente (figure 4.7) ; une évaluation sommaire des valeurs des fréquences de collisions, par exemple à 140 mTorr, donne $\nu_e = 1.7 \times 10^9$ Hz et $\nu_i = 4.4 \times 10^5$ Hz de sorte que $\nu_e \nu_i / 4$ fait environ $1/12 \omega_{pi}^2$, ce qui est très voisin du déplacement observé expérimentalement. Ceci ne justifie toutefois pas l'élargissement des bandes de fréquences f_m , bien que celui-ci paraisse également d'origine collisionnelle.

4.1.4 - Rôle du paramètre a

Comme nous l'avons vu au chapitre II, cette variable représente l'influence du champ H. F. sur le plasma ; rigoureusement, elle se définit par le produit scalaire des vecteurs \underline{k} et \underline{x} . Son importance dans la théorie de Silin est fondamentale puisque c'est elle qui détermine dans quelle mesure la branche ionique sera modifiée par la présence du champ H. F.

Au cours de nos expériences, il ne nous a pas été permis de mesurer directement cette quantité ; nous avons cependant tenté d'en suivre l'évolution en fonction de la pression et surtout du diamètre du plasma ; rappelons en effet que la relation E^2/T_e du premier chapitre permet de prévoir que la valeur de a^2 doit augmenter quand la pression décroît ou que le diamètre du plasma s'amenuise.

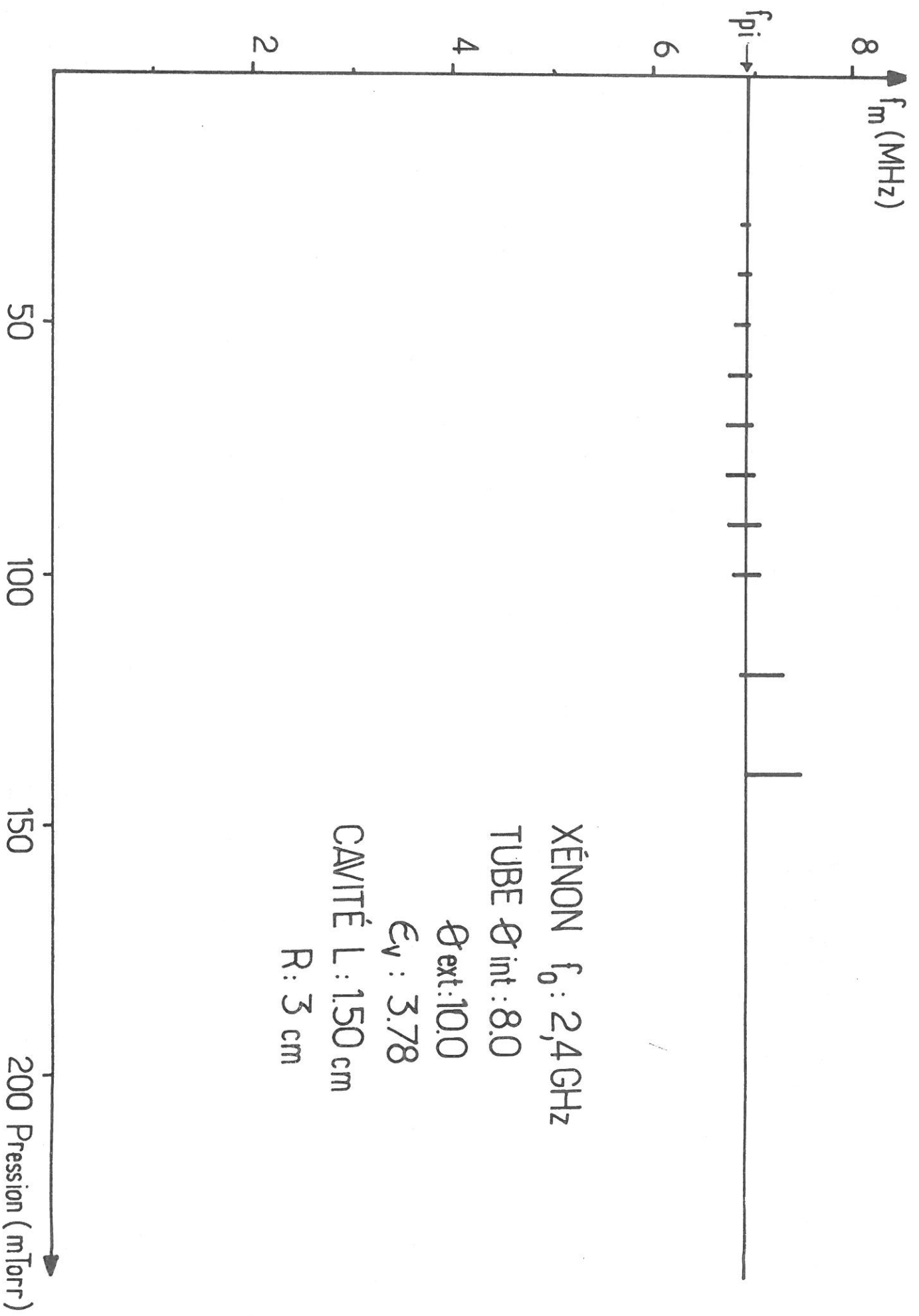


Fig. 4.7. Evolution en fonction de la pression de la fréquence instable de l'émission SV.

1) Variation de la fréquence f_m en fonction du diamètre du plasma

L'existence d'une variation de la fréquence instable en fonction du diamètre est un fait certain que nous avons maintes fois vérifié ; toutefois, la mesure exacte de cette variation pour une série de diamètres différents est difficile car elle dépend fortement de la position des antennes d'excitation, plus particulièrement de la surface⁽¹⁾ de celles-ci en contact avec la paroi de verre, de sorte que la répétition des mêmes conditions d'excitation d'un tube à l'autre s'avère incertaine.

La figure 4.8a représente de façon typique la répartition des fréquences f_m émises pour divers diamètres de plasma : on constate que les plasmas de faibles dimensions donnent lieu à des fréquences qui s'éloignent sensiblement de f_{pi} . Le graphique 4.8b montre pour sa part que dans un autre gaz cette même répartition demeure mais qu'elle peut subir un déplacement d'ensemble : ainsi pour le Néon, la valeur f_{pi} n'est atteinte que pour de très forts diamètres.

L'explication de ces observations à l'aide du paramètre a se fonde en premier lieu sur l'augmentation progressive qu'éprouve le rapport E^2/T_e quand la longueur de diffusion décroît ; rappelons que E^2/T_e est, à densité fixe, directement proportionnel à la valeur $(x/\lambda_{De})^2$ i. e. que pour un k donné, a^2 variera linéairement avec E^2/T_e . D'autre part, dans la mesure où nous nous approchons de la coupure (i. e. grande longueur d'onde), le nombre d'onde k peut dépendre du diamètre du plasma et dans ce cas il faut s'attendre, à la rigueur, à ce qu'il augmente si les dimensions du plasma se réduisent. Compte tenu de ces éléments, il convient ensuite de remarquer la façon dont l'équation de dispersion ionique dépend de kx ; approximativement, nous pouvons écrire que :

$$f_m^2 = f_{pi}^2 [1 - J_0^2(a)] \quad (4.2)$$

Ainsi la valeur asymptotique $f_m = f_{pi}$ serait liée au premier zéro de la

(1) celle-ci détermine les dimensions de la tranche de plasma.

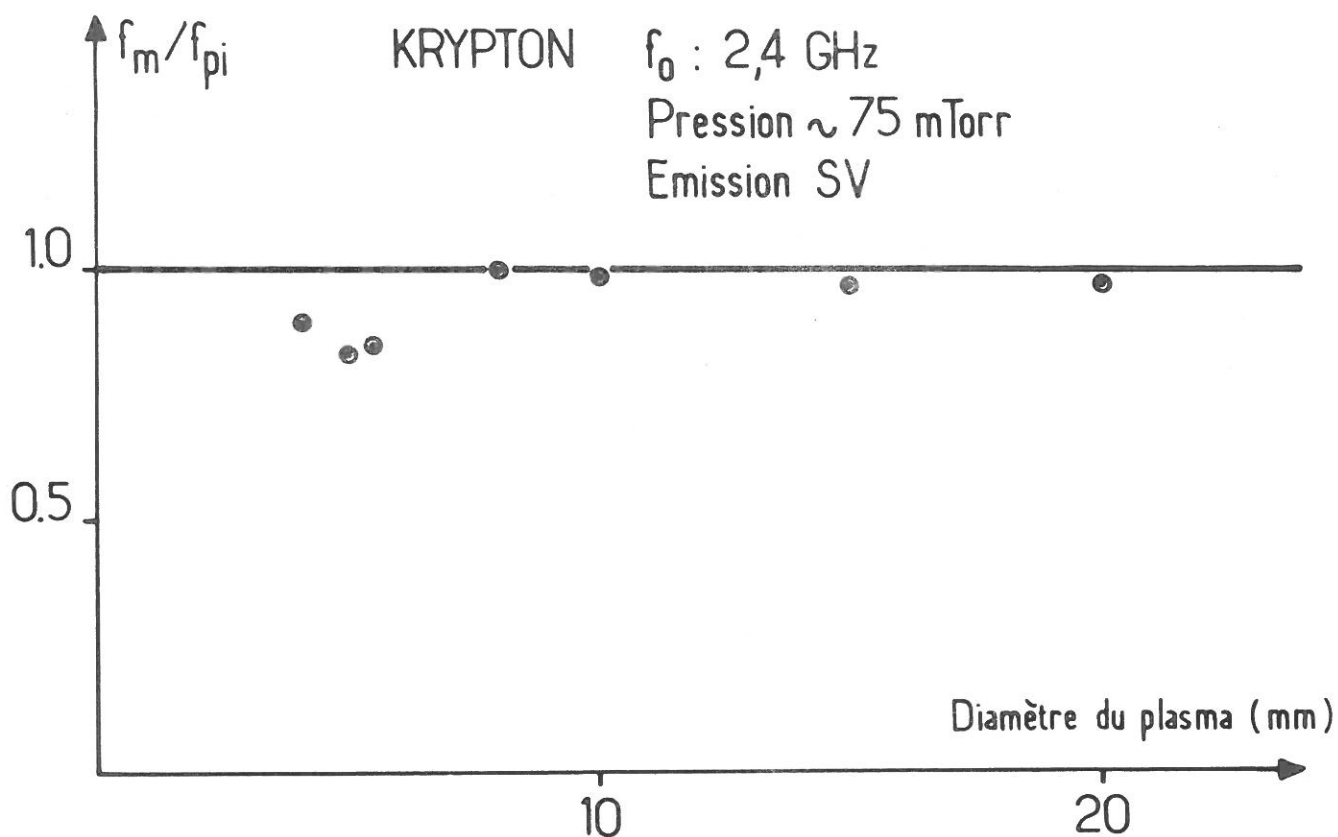


Fig.4.8a_Variation de la fréquence instable en fonction du diamètre dans un plasma de krypton.

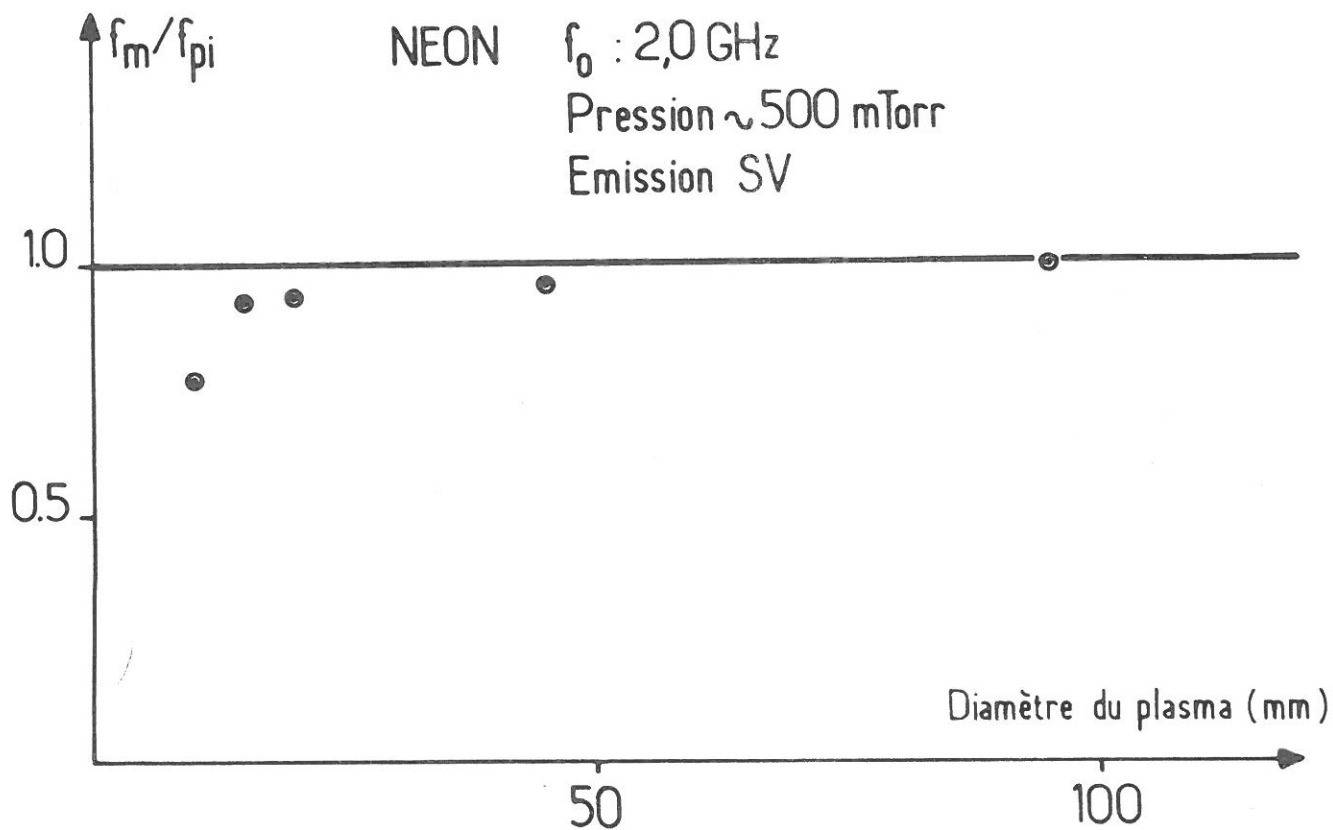


Fig.4.8b_Variation de la fréquence instable en fonction du diamètre dans un plasma de néon.

fonction de Bessel J_0 et la variation de fréquence qu'on observe s'expliquerait par l'accroissement de a au fur et mesure que le plasma s'amenuise. Notons que la décroissance de f_m semble s'arrêter à environ $0,8 f_{pi}$ et que c'est à peu près à ce moment que l'émission disparaît : il suffit de voir qu'une telle valeur de a correspond à un zéro de la fonction de Bessel J_1 , ce qui signifie qu'en ce point l'instabilité se trouve réduite à un taux de croissance nul (éq. 2.40). L'existence de plus fortes valeurs de a dans le Néon par comparaison avec un plasma de Krypton de même diamètre se justifie par un simple examen de la relation E^2/T_e (éq. 1.10) : le potentiel d'ionisation du Néon est beaucoup plus élevé et celui-ci possède une température électronique nettement plus importante que celle du Krypton.

2) Variation de la fréquence f_m en fonction de la densité électronique et de la puissance H. F.

Nous savons que dans un plasma H. F. partiellement ionisé, tout accroissement du champ extérieur conduit ordinairement à une augmentation de la densité électronique ; il est difficile dans ces conditions de distinguer l'action du champ H. F. sur l'instabilité (paramètre x) de l'effet qui provient de la variation de la densité électronique dont on a vu que l'éloignement par rapport au point de résonance (paramètre δ , éq. 2.5) affectait aussi la fréquence instable. Le tableau 4.1 décrit une variation type de la fréquence f_m en fonction de ces paramètres et montre précisément qu'il n'est pas possible d'en tirer facilement des conclusions.

f_{pe} (MHz)	f_m (MHz)	$P_{\text{incidente/Antenne}}$ (Watt)	
3525	8.30	1.0	Krypton - 45 mTorr $f_0 : 2.4 \text{ GHz}$ Tube : $\phi_{\text{int}} : 9.80 \text{ mm}$, $\epsilon_v : 3.78$
3540	8.40	1.10	
3550	8.38	1.15	

Tableau 4.1 - Variation de la fréquence de l'instabilité à l'intérieur de l'intervalle Δf_{pe} .

N. B. - Pour construire nos graphiques f_m , nous avons simplement conservé les deux valeurs extrêmes des fréquences émises.

3) Etude de la largeur de l'intervalle Δf_{pe}

Au chapitre II, nous avons eu l'occasion de montrer que Δf_{pe} dépendait principalement du paramètre a et de la masse ionique ; pour le mode électronique fondamental ($s = 1$), l'intervalle est le plus grand quand J_1 atteint son premier maximum, ce qui se produit juste un peu avant que $J_0^2(a)$ ne s'annule.

Expérimentalement, pour la majorité des gaz que nous avons étudiés, c'est avec un plasma d'environ 8 mm de diamètre qu'apparaît la valeur optimale de Δf_{pe} . Le tableau 4.2 permet de constater que non seulement la dépendance de la masse ionique est vérifiée mais qu'également les valeurs absolues obtenues sont proches de celles prévues par la théorie.

Gaz	Δf_{pe} maximum (expérimental)	Δf_{pe} maximum (théorique)	
H ₂	9.3 %	7.5 %	$f_o : 2.4 \text{ GHz}$ Tube : $\phi_{int} \quad 8.0 \text{ mm}$ $\phi_{ext} \quad 10.0 \text{ mm}$ $\epsilon_v : 3.78$ cavité : R = 3 cm, L(variable)
A	2.6	2.7	
Kr	2.1	2.1	
Xe	1.5	1.8	

Tableau 4.2 - Comparaison des valeurs maximales de Δf_{pe} avec la théorie.

Quant au Néon, sa largeur est dans ce cas d'environ la moitié de la valeur optimale théorique ; ce fait reste pourtant tout à fait conforme à notre schéma explicatif puisqu'il suffit de se rappeler (figure 4.8b) que la valeur asymptotique de a , qui on le sait correspond approximativement au Δf_{pe} optimal, n'est rejointe (CAS DU NÉON) que pour des diamètres de plasma beaucoup plus gros ; malheureusement, pour de tels diamètres, le mode TM_{010} ne permet plus de connaître la fréquence plasma-électronique et il n'a donc pas été possible de mesurer l'intervalle Δf_{pe} maximum du Néon.

4) Pression limite d'observation de l'émission SV en fonction du diamètre du plasma

L'étendue en pression de l'instabilité SV offre un aspect intéressant lorsqu'on examine son évolution en fonction du diamètre du plasma ; on s'aperçoit en particulier (figure 4.9) que la pression limite supérieure d'observation de cette émission possède un maximum très prononcé.

Nous avons indiqué précédemment que pour l'Argon, le taux de croissance maximum de SV devait apparaître pour un plasma d'environ 8 mm ; aussi il nous est difficile de comprendre pourquoi expérimentalement la valeur maximum de la pression limite se manifeste pour un diamètre approximativement deux fois plus grand, d'autant plus que la décroissance de la pression de part et d'autre de ce point s'expliquerait fort simplement par la variation du taux de croissance γ : au fur et à mesure que celui-ci diminue (et il diminue de chaque côté du a optimal), il faut de moins en moins de collisions (i. e. de pression) pour amortir définitivement l'instabilité.

5) Remarques sur la région harmonique $s = 2$

Il est bon, après avoir étudié le rôle du paramètre a , de revenir quelque peu sur les résultats de l'excitation de la région harmonique $2f_o \sqrt{2} \approx f_{pe}$ (§ 3.2.3). Nous avons alors affirmé que par sa position en densité et en pression, le seul type de fréquence que nous avons observé se devait d'être une émission SV ; nous avons cependant passé sous silence le fait que f_m ne tombait pas exactement sur f_{pi} ⁽¹⁾ mais lui était assez fortement inférieur (figure 3.13).

Des raisons supplémentaires peuvent maintenant être apportées à l'appui d'une émission de type SV. Que la valeur de f_m ne soit pas asymptotique à f_{pi} peut maintenant s'expliquer facilement par ce qui précède mais allons plus loin et remarquons deux faits : d'une part, l'observation harmonique a été réalisée avec un plasma de diamètre minimum ⁽²⁾ (i. e. que pour un diamètre inférieur, il

(1) pour cette région de densité, $f_{pi} \approx 2f_o \sqrt{2m/M_i}$

(2) par manque de puissance H.F., nous ne pouvions créer un plasma de diamètre plus grand.

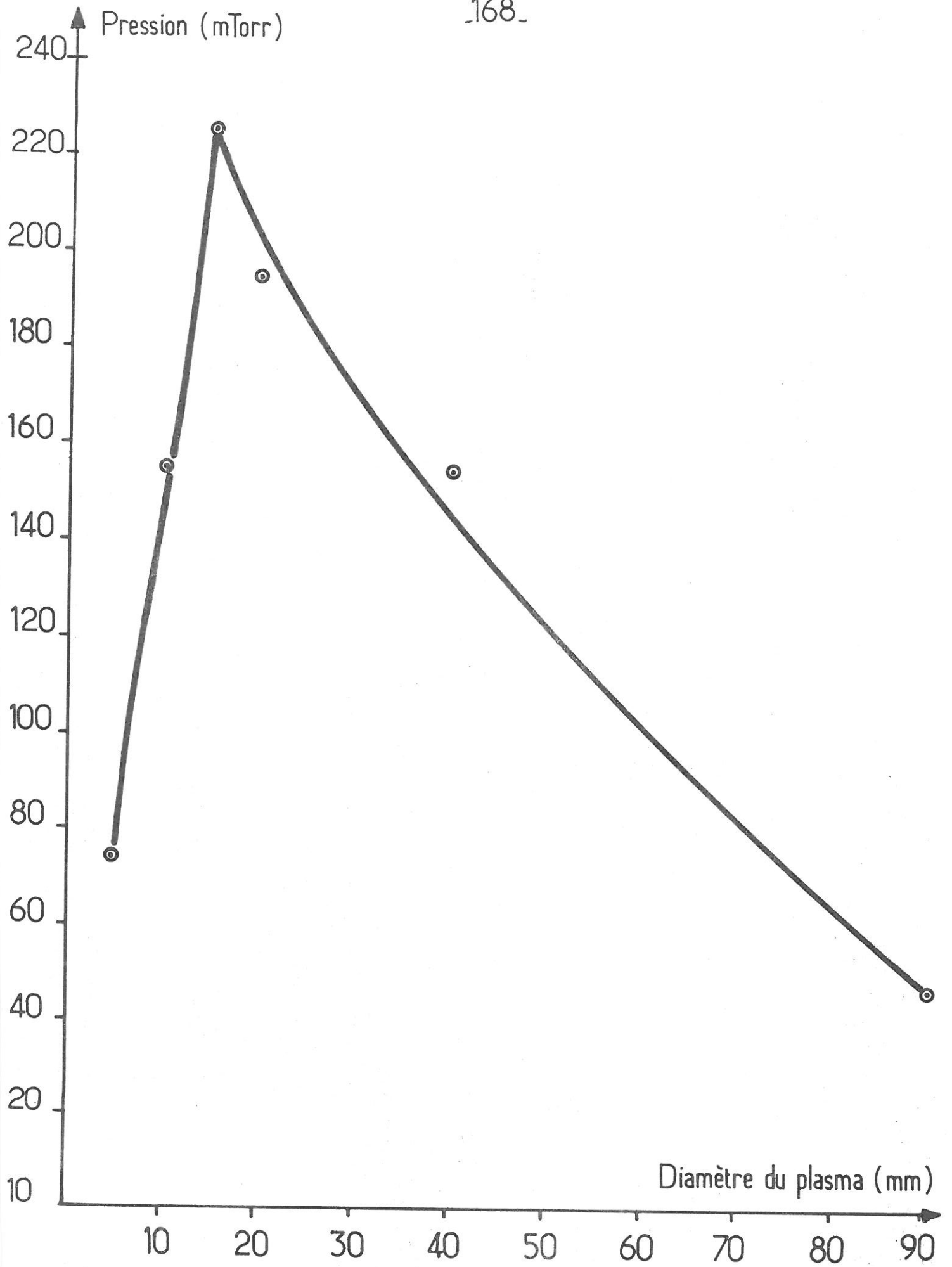


Fig 4.9. Pression limite supérieure pour l'observation de l'instabilité S.V.

n'y a plus d'émission) et d'autre part, l'étendue en pression de cette émission est faible et surtout, la pression maximum est peu élevée. Il suffit de relier ces deux observations à la valeur non-asymptotique de a ($f_m = 0,8 (f_{pi})$) pour s'apercevoir que nous sommes dans les conditions des très petits diamètres des figures 4.8a et 4.8b et nous pouvons donc conclure avec assurance que nous avons démontré l'existence de l'harmonique paramétrique électronique de SV.

4.2 - PROPRIETES DIRECTEMENT RELIEES A L'OSCILLATION ELECTRONIQUE DE SURFACE

Nous avons dit de l'émission SV qu'elle était d'origine paramétrique résonnante et qu'elle se trouvait excitée par l'onde électronique qui est créée à la surface de la tranche de plasma que produit la décharge H.F. en régime de diffusion ambipolaire. Nous allons maintenant faire état des caractéristiques de cette oscillation qui nous paraissent militer en faveur de l'existence d'une telle onde de surface électronique.

4.2.1 - Oscillations symétriques et antisymétriques

Lors de la présentation au chapitre III des oscillations de type S, nous avons montré que les spectres H.F. de ces émissions captés sur l'antenne d'excitation pouvaient prendre deux formes différentes que nous avons désignées par "inversées" (figure 3.11b) et "normales" (comme la figure 3.11a). La figure 4.10 précise à présent la position relative des intervalles de densité correspondant à ces deux sortes de spectre ; nous constatons que le spectre inversé jouit d'une densité électronique supérieure à celle du spectre normal mais que par contre, la largeur d'intervalle Δf_{pe} de ces deux émissions est sensiblement la même. Ajoutons de plus qu'ils obéissent l'un et l'autre à la même loi de variation d'amplitude (figure 4.5) et qu'enfin, si on augmente la pression, le spectre inversé a tendance à disparaître un peu plus tôt que le spectre normal. La figure 4.11 donne les bandes ioniques émises.

L'identification du spectre inversé avec les oscillations antisymétriques propres à une tranche de plasma trouve parfaitement sa place dans le mécanisme théorique d'Aliev et Ferlenghi (§ 2.3.1) ; rappelons en effet que ceux-ci ont pré-

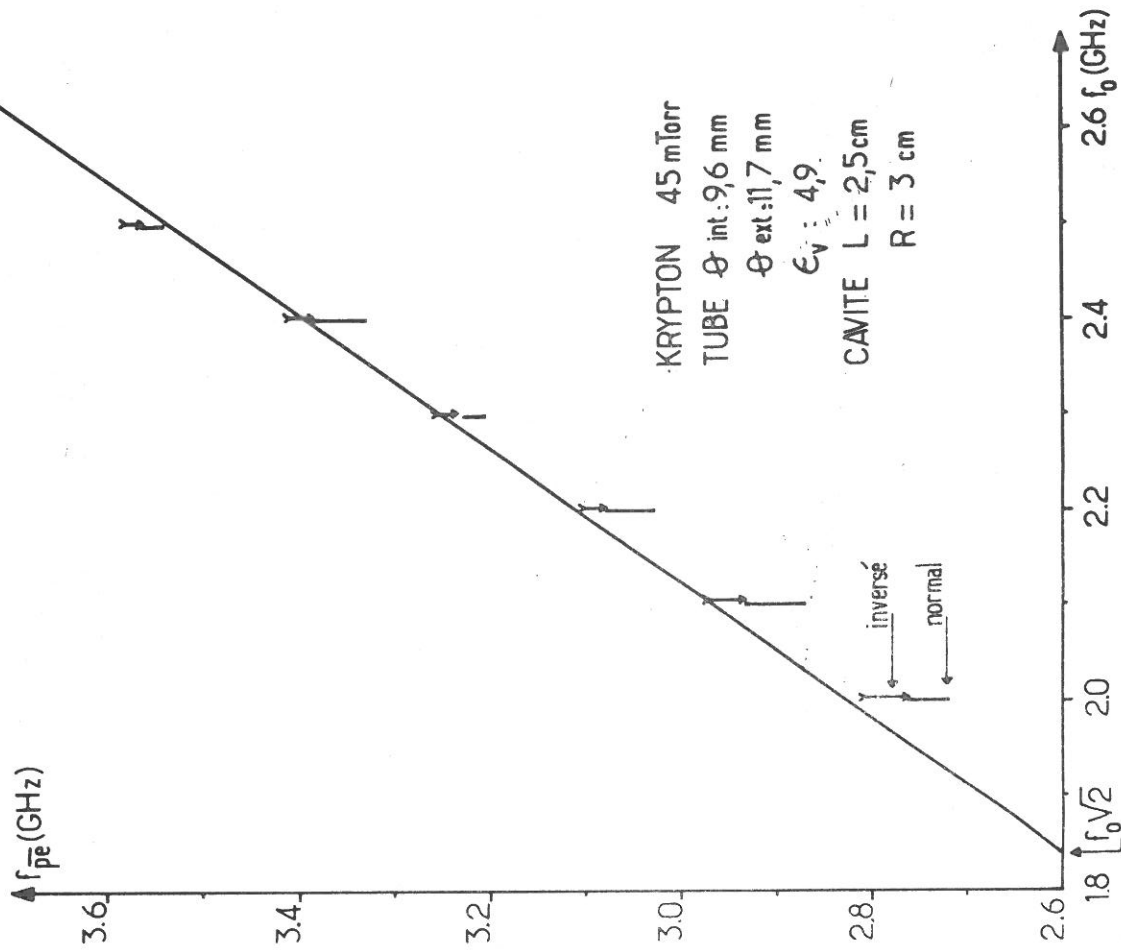


Fig 4.10. Position relative du spectre inversé et normal de l'émission SV.

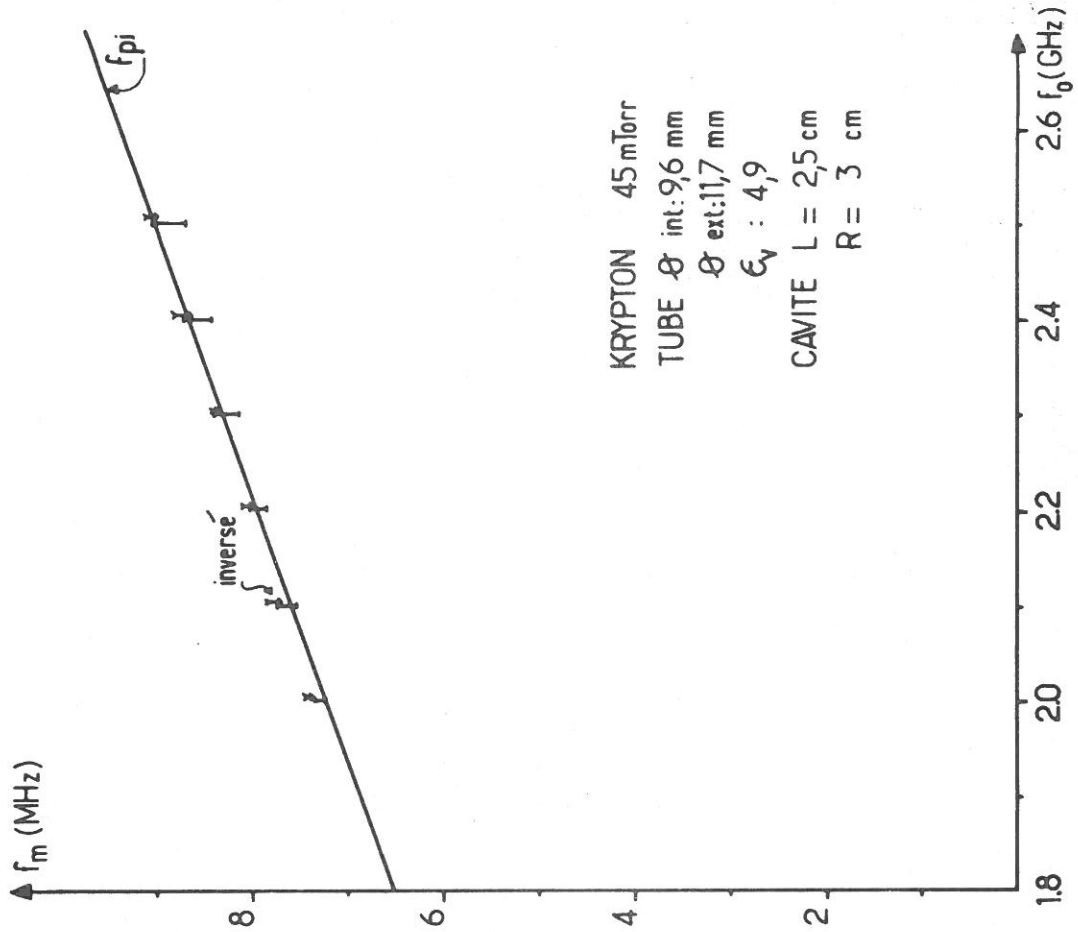
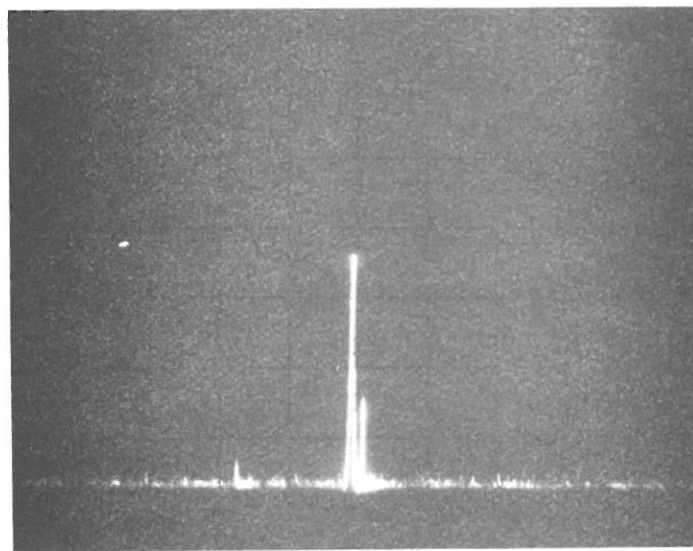


Fig 4.11. Bandes d'émission des spectres inversés et normaux.

dit qu'une instabilité électronique de surface devait engendrer deux formes différentes d'oscillations instables (symétriques et antisymétriques) dont l'amplitude et la largeur Δf_{pe} seraient cependant presque identiques ; leur théorie faisait également ressortir que le mode antisymétrique devait posséder une densité électronique légèrement plus élevée. L'explication de la forme "inversée" du spectre s'obtient en se rappelant que le mode antisymétrique est celui dont les champs E_z de chacune des deux surfaces sont en opposition de phase, ce qui fait que dans l'axe des antennes d'excitation (i. e. dans l'axe de la tranche de plasma) leur champ résultant est nul (figure 2.5b) d'où la très faible amplitude de la première latérale située de chaque côté de f_0 ; toutefois, si on se place à la perpendiculaire (antenne à 90°), les conditions d'annulation ne sont plus réunies et l'on recevra principalement la contribution d'une seule surface d'où l'aspect "normal" du spectre observé en cet endroit. En ce qui concerne la deuxième latérale ($2f_m$) que l'on voit apparaître, elle ne semble pas directement liée à l'instabilité et elle résulte probablement de la propriété qu'a le plasma de créer des harmoniques [1], [2]. Un tel phénomène est facile à démontrer : il suffit d'injecter dans notre plasma une fréquence F pour voir aussitôt apparaître sur l'analyseur un spectre F.M. centré en f_0 et ayant des latérales F , $2F$, $3F$, etc...

Remarque I - Les graphiques de f_{pe} en fonction de f_0 que nous avons eu l'occasion de faire voir, décrivaient la totalité de l'émission SV (spectre "normal" plus spectre "inversé") alors que ceux de f_{pe} en fonction de la pression, destinés à la mesure de Δf_{pe} , ne représentaient que la partie symétrique de cette émission.

Remarque II - Nous avons remarqué qu'à moyenne et haute pression, il était possible de détecter simultanément deux émissions SV de même forme. La figure 4.12 nous permet de bien décrire ce phénomène en montrant le détail d'une latérale f_m vue dans un cas sur l'antenne d'excitation "gauche", dans l'autre sur celle de "droite" : on note la prépondérance de l'amplitude d'une des deux raies suivant l'antenne choisie. Ceci tend à démontrer que l'oscillation instable est extrêmement localisée (de dimensions très inférieures au diamètre du plasma) et située au voisinage des antennes d'excitation.



KRYPTON
↑ 10 dB/cm
→ 1 MHz/cm

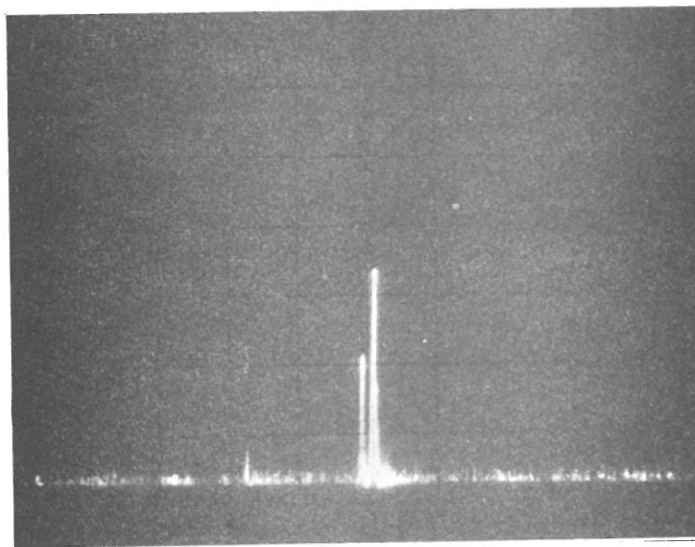


Fig.4.12 - Détail de la première latérale de l'émission S.V. captée soit sur l'antenne gauche, soit sur l'antenne droite.

4.2.2 - Etude de l'influence de la constante diélectrique de la paroi de verre

L'examen de l'instabilité SV à partir d'une décharge H.F. créée dans une enceinte de verre de permittivité élevée s'est avéré très intéressant ; au départ, nous voulions simplement montrer que l'onde électronique de surface se propageait bien dans le plasma et non pas à la surface de verre, comme c'est le cas pour ce qu'on appelle communément les ondes de surface ; il fallait donc s'assurer que l'équation de dispersion i.e. la position en densité, ne présentait pas une dépendance en $(1 + \epsilon_v)^{-1/2}$ de la constante diélectrique du verre. Ce but a été atteint car la fréquence plasma-électronique de l'émission SV est demeurée très sensiblement la même que celle observée dans une enceinte de quartz.

Cependant, nous avons eu la surprise de constater la présence d'une émission supplémentaire SV_2 , d'amplitude il est vrai plus faible (15 à 20 dB) que SV ; la figure 4.13 indique que cette nouvelle émission apparaît pour une densité électronique légèrement inférieure à celle de SV mais par contre, sa fréquence f_m (figure 4.14) est un tout petit peu supérieure à celle de SV. Nous n'avons pas réussi à mettre en évidence le mode antisymétrique ("inversé") de cette oscillation. Signalons enfin que nous avons déjà remarqué l'existence de SV_2 avec une constante diélectrique de valeur intermédiaire ($\epsilon_v = 4,9$) entre celle du cristal et du quartz mais son amplitude était alors trop faible pour que ses caractéristiques soient mesurables.

Cette émission supplémentaire est manifestement liée à l'augmentation de la permittivité diélectrique mais nous ne savons pas l'expliquer.

Remarque - Dans tous nos graphiques où entre f_{pe} , nous n'avons jamais "ajouté" la densité qui manquait par suite des "effets de bouts", de sorte que la densité réelle maximum des graphiques de f_{pe} en fonction de la pression dépasse en fait d'environ 8 % la valeur $f_o \sqrt{2}$ ($L = 1.75$ cm, $\phi_{int} = 8.0$ mm). Ce résultat est indépendant de la constante diélectrique du verre. Précisons que la valeur maximum de f_{pe} a tendance à s'accroître de quelques pour-cent en plus lorsque le paramètre a augmente fortement et que la fréquence f_m s'éloigne de f_{pi} (vers les petits diamètres).

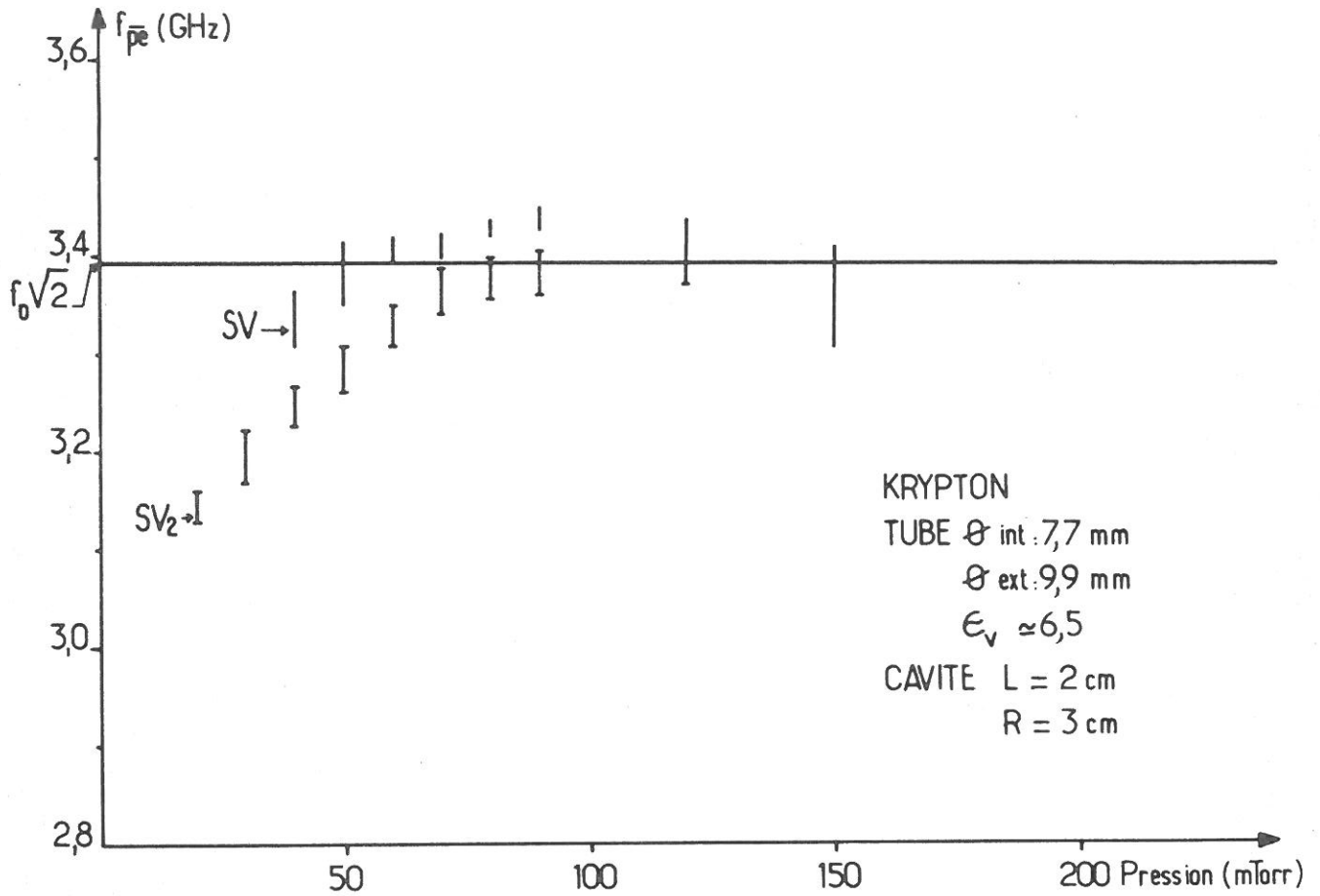


Fig. 4.13 - Position en densité de l'émission S.V. dans une enceinte de grande permittivité diélectrique. Mise en évidence d'une émission supplémentaire (SV₂).

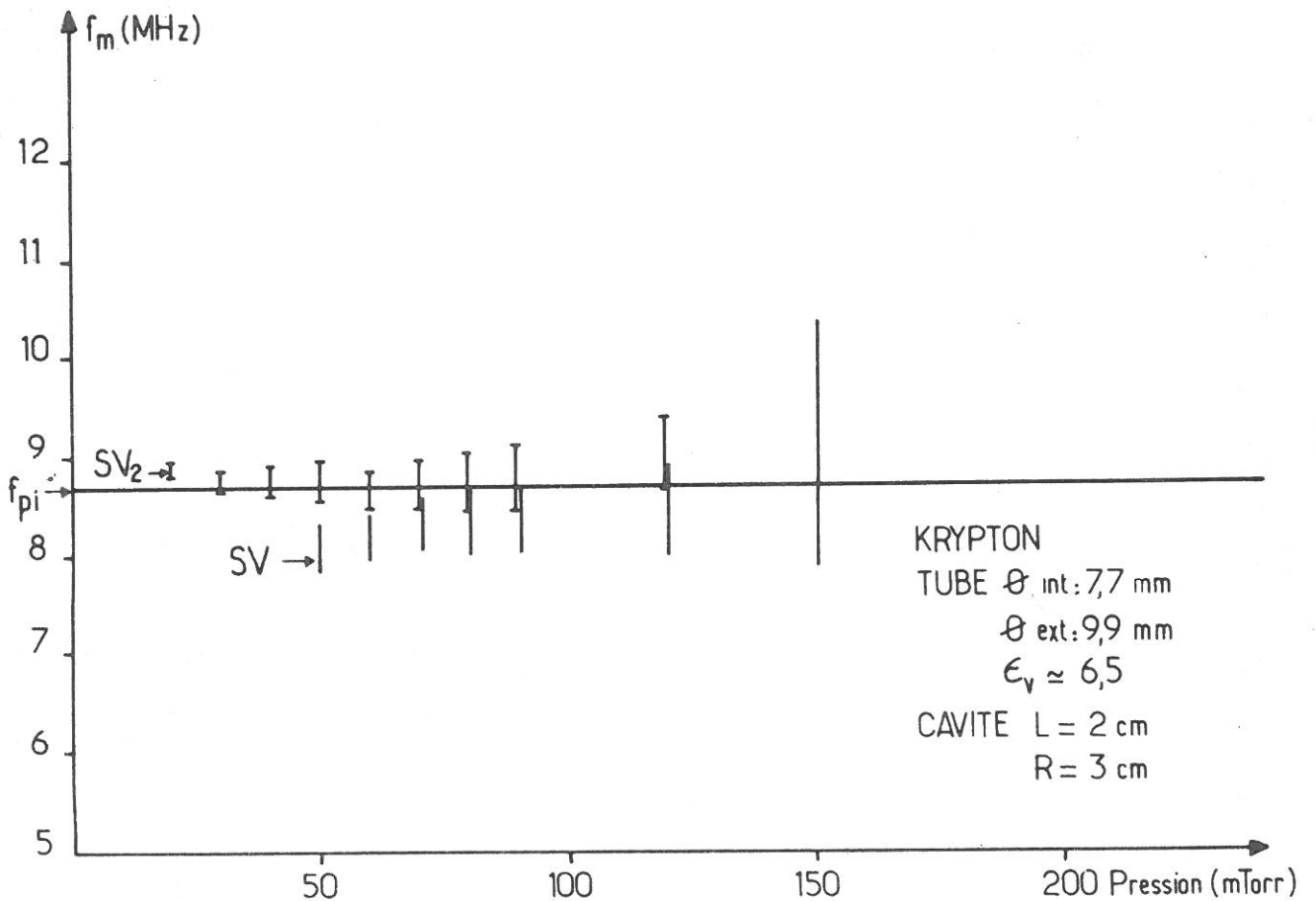


Fig. 4.14 - Émissions ioniques SV et SV₂ correspondant à la fig. 4.13

4.2.3 - Remarques sur diverses géométries d'excitation

Nous avons voulu savoir jusqu'à quel point nos résultats étaient tributaires de la forme cylindrique de la colonne de plasma de notre décharge. En premier lieu, nous nous sommes tournés vers un plasma de forme coaxiale, créé de la même façon par excitation H. F. avec des antennes ; la mesure de densité était trop imprécise mais nous avons cependant pu retrouver les émissions habituelles (SX, SV et SS) sans en rencontrer de nouvelles. Sachant que Messiaen-Vandenplas^[3] ont montré qu'un plasma coaxial possédait le double des résonances de plasma d'une colonne cylindrique, ceci démontre d'une autre façon encore que les résonances de plasma ne déterminent pas directement les instabilités observées (§ 4.1.1.2).

D'autre part, nous avons utilisé une cavité sphérique de type Messiaen-Vandenplas^[4] pour créer un plasma H. F. dans une enceinte également sphérique ; l'excitation avait lieu cette fois sur un mode de cavité résonante^[4]. Nous avons mis en évidence plusieurs émissions qui s'apparentaient à celles que nous venons de décrire (notamment SX) mais toutefois le fait que nous ne pouvions faire varier la pression ni la puissance H. F. sans modifier trop profondément le plasma, n'a pas permis une identification positive des oscillations détectées ; de même il n'a pas été possible de vérifier l'existence de modes antisymétriques.

REFERENCES

- [1] M. A. HEALD and C. R. WHARTON, "Plasma diagnostics with microwave", 6.6, p. 229, Wiley and Sons, New York (1965).
- [2] H. DREICER, Nuclear Fusion, 1962 supplement, part 3, (Salzburg Conference, 1961, paer CN-10/177).
- [3] A. M. MESSIAEN et P. E. VANDENPLAS, Plasma Physics, 4, 267 (1962).
- [4] H. L. BOYEN, A. M. MESSIAEN et P. E. VANDENPLAS, Journal of Applied Physics, 40, 2296 (1969).
- Egalement : A. M. MESSIAEN et P. E. VANDENPLAS, Applied Physics Letters, 15, 30 (1969).

CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons mis en évidence plusieurs instabilités dont l'existence et le comportement dépendent directement du champ électrique H. F. qui pénètre dans le plasma. La caractéristique essentielle de ces instabilités est, d'une part, d'apparaître pour une condition électronique donnée, déterminée par la valeur du rapport f_{pe}/f_o et, d'autre part, de présenter une oscillation instable dont la fréquence se situe autour de f_{pi} , la fréquence plasma-ionique.

On sait que plusieurs théoriciens ont envisagé depuis longtemps d'exciter une instabilité B. F. par un champ H. F. intense donc la fréquence f_o serait voisine de celle des électrons du milieu. La raison pour laquelle nous nous sommes surtout tournés vers le modèle de Silin pour expliquer nos observations (ch. II), c'est que contrairement aux autres théories qui prévoient l'excitation instable d'une onde acoustique-ionique, celui-ci conclut à l'apparition d'une instabilité plasma-ionique. En effet, selon Silin, et cela même en dehors de la condition électronique d'instabilité, l'action du champ oscillant sur l'électron crée un effet de dispersion spatiale (analogue à celui du mouvement thermique) dont le résultat est de modifier profondément la branche B. F. classique en permettant à l'onde plasma-ionique de se manifester même pour des longueurs d'onde supérieures à λ_{De} , ce qui fait qu'au lieu de détecter une oscillation acoustique-ionique comme le veulent les autres théories, on devrait plutôt obtenir une onde plasma-ionique.

Pour modifier la branche B. F. classique et engendrer l'instabilité, il est nécessaire de disposer d'un champ H. F. très important ; il faut en effet que l'amplitude d'oscillation de l'électron dans le champ H. F. soit au moins égale, voire supérieure à la longueur de Debye électronique. Au premier chapitre, nous avons montré que le type particulier de plasma H. F. que nous avons mis au point, compte tenu des conditions de géométrie et d'excitation résonnante qui lui sont propres, se trouve tout à fait en mesure de fournir de tels champs H. F.. Par ailleurs, l'étude approfondie que nous avons menée sur ce genre de plasma nous a fait constater que même si les plages de densité électronique sur lesquelles il s'entretient s'expliquaient par les résonances de plasma et que les instabilités se produisaient sur ces plages, la condition électronique f_{pe}/f_o , d'observation des instabilités n'était pas liée aux propriétés des résonances de plasma.

Nos diverses observations expérimentales

nous ont permis de recenser un grand nombre d'instabilités ioniques (plus de huit); nous avons démontré que toutes ces oscillations se ramenaient en fait à deux types de régions électroniques en ce qui concerne leur condition d'apparition : le premier groupe (VX , VY) se rencontre pour une fréquence f_{pe} telle que $sf_o \approx f_{pe}$, le second (SX , SV , SS) pour $sf_o \approx f_{pe} / \sqrt{2}$. L'examen des diverses caractéristiques de ces instabilités, notamment la largeur Δf_{pe} de leur domaine de densité et l'excitation paramétrique par des harmoniques ($s = 2$, $s = 3$) de f_o donnent une cohérence certaine à cette classification (ch. III). Signalons que parmi ces instabilités dont nous avons établi le caractère paramétrique (i. e. une dépendance en f_{pe}/f_o), seule l'émission SX (2ème groupe) a déjà été observée par d'autres chercheurs (Constantin, Leprince, Pointu).

L'explication de ces deux régions distinctes repose à notre avis sur l'excitation paramétrique de deux oscillations électroniques différentes, la première étant une onde électronique de volume ($\sim \omega_{pe}$) et la seconde, une oscillation électronique de surface ($\sim \omega_{pe} / \sqrt{2}$); cette double éventualité avait d'ailleurs été envisagée par Silin et ses collaborateurs. Toutefois, il paraît difficile que le plasma se prête simultanément de façon parfaite, à l'excitation de ces deux modes électroniques puisque le milieu ne peut être à la fois homogène et présenter en même temps une discontinuité. A ce sujet, il faut se rappeler en ce qui concerne les instabilités de la région de l'onde électronique de volume qu'elles ne s'observent qu'aux faibles pressions i. e. lorsque la discontinuité qui crée l'onde de surface devrait commencer à s'estomper, qu'elles ont lieu plus à l'intérieur du plasma (région plus homogène) que les instabilités de surface et qu'enfin, et surtout, elles sont loin de vérifier toutes les propriétés de la théorie de Silin puisque par exemple leur largeur Δf_{pe} sont dix fois trop grandes ; nous pensons pouvoir attribuer aux inhomogénéités les divergences que nous avons relevées . Par contre, notre plasma H. F. semble se plier presque parfaitement à l'excitation d'une onde de surface électronique ; c'est d'ailleurs pour cette raison que nous avons davantage fait porter notre étude sur cette région ; nous avons montré que l'émission SV, qui se prête facilement à une étude détaillée, vérifie bon nombre de points de la théorie de Silin telle que reprise par Aliev et Ferlenghi : citons en particulier l'excellent accord entre le Δf_{pe} théorique et mesuré et la présence de deux modes d'oscillations dont la configuration azimutale et la position relative en densité sont conforme au modèle théorique d'une oscillation symétrique et antisymétrique.

Nous avons vu que notre modèle pour la région $\omega_0 \approx \omega_{pe} / \sqrt{2}$ supposait l'existence d'une sorte de tranche de plasma au niveau des antennes d'excitation, en régime de diffusion ambipolaire. Pour appuyer cette hypothèse de travail, nous avons mesuré la répartition radiale de la luminosité de la décharge H. F. ; nous avons trouvé que dans l'axe des antennes d'excitation, sa variation s'accordait avec celle prévue par la théorie d'^{ALLIS}~~Allen~~ et al. pour le profil électronique d'une décharge H. F. en diffusion ambipolaire ; rappelons que ceux-ci estiment dans ces conditions qu'un plasma H. F. possède un profil de densité électronique différent de celui d'une décharge sans champ H. F., ce qui dans notre cas, conduit à une discontinuité dès que l'on sort de la région de champ fort. On retrouve un mécanisme semblable chez Gorbunov.

Insistons enfin sur le fait que la fréquence ω_{pe} pour laquelle nous voyons apparaître l'instabilité est très voisine de la fréquence ω_{pe} locale de l'endroit du plasma où se situe l'instabilité. Pour le voir, regardons l'émission SV dont la fréquence f_m (maximum) est égale à f_{pi} ; or f_{pi} est une fréquence caractéristique locale que nous avons définie et qui correspond dans ce cas, à l'endroit où la densité électronique est donnée par $\omega_{pe} \approx \omega_0 / \sqrt{2}$. Nous avons vu que non seulement l'écart entre ces deux quantités ω_{pe} et ω_{pe} n'étaient que de quelques pour-cent mais nous avons même partiellement justifié cette différence en considérant la dispersion thermique de l'onde de surface.

En résumé, malgré certains points qui restent à éclaircir et qui feront l'objet de travaux ultérieurs, tant expérimentaux que théoriques, nous croyons que nos résultats expérimentaux sont les premiers à démontrer la validité des théories de Silin et de ses collaborateurs.

ANNEXE 1

ETUDE EXPERIMENTALE DES EFFETS DE BOUTS SUR LE MODE TM_{010}

L'utilisation d'une cavité résonnante pour déterminer la densité électrique se complique quelque peu par rapport à ce que nous en avons dit à la section 1.3.2 lorsque les dimensions des orifices pratiqués dans les flasques pour le passage de l'enceinte de verre deviennent comparables aux grandeurs caractéristiques du mode de mesure ; dans le cas du mode TM_{010} , ceci se produit lorsque le diamètre (D) du plasma traversant les flasques n'est plus petit par rapport à la largeur (L) de la cavité : des "effets de bouts" apparaissent alors, qui font sous-estimer la densité réelle du plasma.

Pour juger expérimentalement de cet effet, calculé par Thomassen^[1], il nous a suffi d'employer comme référence, un barreau cylindrique de quartz ($\epsilon_v = 3,78$ et $\varnothing 8,08$ mm) et de relever le déplacement en fréquence, Δf_w , résultant de l'introduction de cette tige dans la cavité résonnante, ceci en fonction de la largeur de la cavité ; on constate alors, comme l'indique la figure A.1, que ce décalage⁽¹⁾ décroît lorsque la largeur de la cavité diminue, bien que le barreau de quartz soit uniforme; ces effets de bouts semblent néanmoins à peu près nuls pour $L \geq 4$ cm dans les conditions de la figure A.1. Sur cette dernière, nous avons fait figurer deux situations différentes : la première, représentée par les "points" se rapporte au cas où le passage est aux dimensions mêmes de la tige, alors que les "barres" correspondent à une ouverture (10 mm) dans les flasques qui est plus grande que la tige de quartz. Dans ce dernier cas, la différence par rapport au décalage Δf_w sans effets de bouts (i. e. pour $L \geq 4$ cm) est encore plus importante et comporte en plus un intervalle d'imprécision dû aux différents "centrages" possibles de la tige.

(1) le Δf_w correspond à une moyenne par unité de volume, de sorte que la largeur de barreau présente pour les différentes largeurs L n'intervient pas.

Thomassen a montré que les effets de bouts du mode TM_{010} pouvaient s'exprimer en fonction du rapport L/D , ce qui nous autoriserait à généraliser le graphique de la figure A. 1 . Il semble d'ailleurs que son calcul soit juste puisqu'il prédit, par exemple, une réduction apparente de pente (i. e. de Δf_w) de 20% dans le cas où $L = D$, alors que nous trouvons, en prolongeant jusqu'à $L = 0,8$ la courbe expérimentale de la figure A. 1, une déviation de 21% !

Pour compenser les effets de bouts et tenter de remonter à la densité vraie, on peut concevoir une correction de "première approximation" de la façon suivante : au Δf_w obtenu expérimentalement avec le plasma, on rajoutera une quantité égale au pourcentage d'écart (relevé sur la figure A. 1 pour le L considéré par rapport à $L = 4$ cm) multiplié par ce même Δf_w .

Enfin, il est intéressant de noter que la valeur de Δf_w que donne pour le barreau de quartz, le calcul "exact"⁽¹⁾ (par la méthode décrite au § 1.3.2.1) est de 4% supérieure à la valeur atteinte expérimentalement à $L = 4$ cm. Cette comparaison permet en fin de compte de se faire une idée de la précision des résultats obtenus expérimentalement pour f_{pe} (sans tenir compte des effets de bouts) ; il est cependant utile de distinguer cette erreur sur la valeur absolue de f_{pe} , liée pour une bonne part au calcul et à la méthode même, d'avec l'écart de "répétitivité" sur les mesures qui est lui de $\pm 1\%$ (voir § 1.3.2.3.).

Remarque : L'usage de court-circuits H.F. décrits à la section 1.3.1.1 ne sert à réduire les effets de bouts que pour des rapports L/D petits et celà, d'au plus 1%.

Référence

[1] K.I. THOMASSEN :

Journal of Applied Physics, 36, 3642 (1965).

(1) ce calcul néglige les effets de bouts i. e. qu'il suppose $L/D \gg 1$.

ANNEXE II

ETUDE DE LA LARGEUR DES LATÉRALES DES SPECTRES SV ET SX

Nous avons vu sous quelle forme se présentait l'émission instable : celle d'un spectre F.M. faiblement modulé. Ce qui retiendra maintenant notre attention, c'est la largeur de ces latérales : sans parler de l'absence de bruit qui caractérise leur environnement, la finesse de celles-ci est impressionnante. On peut aisément comparer ces émission aux raies du spectre visible ; pour fixer les idées, rappelons qu'à température ambiante, disons à 5.000 \AA , la largeur d'une raie par rapport à sa valeur absolue est d'environ 2×10^{-5} ; la largeur à mi-hauteur (- 3 dB) des latérales du spectre H.F. est précisément de cet ordre comme en témoignent les valeurs δf_m du tableau A. 1 (δf_o représente la largeur de la puissance H.F.).

	f_o (GHz)	f_m (MHz)	Pression (mTorr)	δf_o (KHz)		δf_m (KHz)	
				-3dB	-30dB	-3dB	-30dB
H ₂	2.2	44 (SV)	260	20	130	15	100
Kr	2.2	7.7(SV)	65	20	100	35	130

Bande passante de la moyenne fréquence de l'analyseur (I.F.) : 10 KHz.

Tableau A. 1 - Largeur du signal d'excitation et des latérales.

Cherchons à déterminer les facteurs qui peuvent amoindrir la finesse de ces émissions.

1) Influence de la pression

Nous avons remarqué qu'aux fortes pressions, il existe un élargissement collisionnel alors qu'à faible pression, c'est la stabilité de notre ensemble oscillateur - TOP qui fixe la largeur des latérales. C'est ce que signifient les données du

tableau A.2 si l'on compare la valeur δf_m avec celle du champ H.F. : à 600 mTorr, δf_m est environ deux fois plus important que δf_o ; par contre à la limite inférieure de pression, δf_m et δf_o sont tout à fait comparable.

Pression (mTorr)	δf_o (KHz)		δf_m (KHz)		
	-3dB	-30dB	-3dB	-30dB	
600	10	45	20	110	Néon $f_o = 2,2$ GHz $f_m = 2,2$ MHz $\phi_{int} = 9,6$ mm
340	15	50	25	120	
240	25	120	30	130	

Tableau A.2 - Evolution de la largeur des latérales en fonction de la pression.

N.B. - Si la fréquence f_o s'élargit lorsque la pression diminue, c'est parce que le plasma réclame plus de puissance incidente, ce qui affecte légèrement la stabilité de la source H.F.

2) Notes sur les fluctuations électroniques

Nous avons eu plusieurs fois l'occasion de signaler l'absence de fluctuations de la densité électronique dans le plasma H.F. ; la netteté des émissions instables en est une preuve supplémentaire. En effet, supposons qu'il n'en soit pas ainsi : alors, étant donné qu'à chaque valeur de fréquence f_{pe} située à l'intérieur de l'intervalle Δf_{pe} correspond une fréquence instable f_m , nous devrions observer sur l'analyseur une émission très "large" puisque pour seulement quelques MHz de variation de la fréquence f_{pe} , la valeur de f_m parcourt plusieurs centaines de KHz. Ce raisonnement est d'ailleurs fort bien illustré par l'observation des émissions SV et SX en Colonne Positive ⁽¹⁾ (la largeur de f_o est du même ordre que celle du tableau A.2).

(1) rigoureusement, le plasma est celui de la Colonne Positive auquel s'ajoute celui (faible) de l'ionisation H.F.

Pression (mTorr)	Courant de décharge (mA)	f_m (MHz)	δf_m à -30 dB (MHz)
90	50	8.05 SV	1.2
90	25	7.9 SV	1.5
60	25	8 SV	1.9
15	30	9 SX	0.9
13	30	9.2 SX	0.8

Krypton $f_o = 2.2$ GHz
 $\phi_{int} = 9.6$ mm
cavité $L = 2.5$ cm
 $R = 3$ cm

Tableau A.3 - Largeur des latérales instables SV et SX dans un plasma de colonne positive.

On note que l'élargissement n'est pas nécessairement maximum à la pression la plus élevée et qu'il dépend du courant de décharge.

