
PREMIER MINISTRE

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

8.3

**ENTRETIEN DE LA RESONANCE
D'UNE CAVITE CHARGEE
PAR UN PLASMA DE DENSITE VARIABLE**

par

Gérard MELIN

DIRECTION DE LA PHYSIQUE

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay

Rapport CEA - R - 3677

1969

Ja*

SERVICE CENTRAL DE DOCUMENTATION DU C.E.A

C.E.N. - SACLAY B.P. n°2, 91 - GIF-sur-YVETTE - France

CEA-R-3677 - MELIN Gérard

ENTRETIEN DE LA RESONANCE D'UNE CAVITE CHARGEE
PAR UN PLASMA DE DENSITE VARIABLE

Sommaire. - On étudie une possibilité de maintenir à la résonance une cavité chargée par un plasma dont la densité varie ; on se limite au domaine des puissances HF faibles (< quelques dizaines de W).

On calcule tout d'abord, pour les conditions expérimentales choisies, le glissement de la fréquence de résonance d'une cavité en fonction des paramètres du plasma, densité, température, pour en évaluer les ordres de grandeur.

On décrit ensuite la réalisation expérimentale : la cavité bande S (3000 Mc/s) est alimentée par un générateur du type carcinotron ; on utilise le plasma d'une colonne positive, dont on contrôle facilement la densité ($\sim 10^{11}$ cm⁻³)

./.

CEA-R-3677 - MELIN Gérard

MAINTENANCE OF THE RESONANCE IN A CAVITY FILLED
WITH A VARIABLE DENSITY PLASMA

Summary. - A study has been made of the possibility of keeping in resonance a cavity filled with a plasma of variable density ; only the low HF power zone has been examined (less than a few dozen W).

A calculation is first made, for the chosen experimental conditions, of the slipping of the resonance frequency of a cavity as a function of the plasma parameters (density, temperature), with a view to obtaining an idea of its importance.

A description is then given of the experimental set-up: the S band cavity (3000 Mc/sec) is supplied by a carcinotron type generator ; use is made of the plasma of a positive

./.

pour faire glisser en fréquence la cavité ($\Delta F_{\max} \sim 50$ Mc/s).

La zone d'accord automatique obtenue ainsi pour la bande S est de 3 pour cent en continu (~ 100 Mc/s), de 1 pour cent (~ 30 Mc/s) avec un temps de réponse de $10 \mu\text{s}$ (variation brutale de densité $\Delta n \sim 5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^3$). Ces performances déjà intéressantes vis-à-vis des systèmes existants, peuvent être facilement améliorées.

1969

101 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

column whose density ($\sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) can easily be controlled so as to obtain slipping of the cavity frequency ($\Delta F_{\max} \sim 50$ Mc/sec).

The zone of automatic agreement thus obtained for the S band is 3 per cent continuously (~ 100 Mc/sec) and 1 per cent (~ 30 Mc/sec) with a response time of $10 \mu\text{sec}$ (sudden changes in density, $\Delta n \sim 5 \times 10^{10} \text{ cm}^3$). These characteristics already compare very favorably with existing systems, and can easily be improved.

1969

101 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

A partir de 1968, les rapports CEA sont classés selon les catégories qui figurent dans le plan de classification ci-dessous et peuvent être obtenus soit en collections complètes, soit en collections partielles d'après ces catégories.

Ceux de nos correspondants qui reçoivent systématiquement nos rapports à titre d'échange, et qui sont intéressés par cette diffusion sélective, sont priés de se reporter à la lettre circulaire CENS/DOC/67/4690 du 20 décembre 1967 que nous leur avons adressée, et qui précise les conditions de diffusion.

A cette occasion nous rappelons que les rapports CEA sont également vendus au numéro par la Direction de la Documentation Française, 31, quai Voltaire, Paris 7^e.

PLAN DE CLASSIFICATION

- | | |
|--|---|
| 1. APPLICATIONS INDUSTRIELLES DES ISOTOPES ET DES RAYONNEMENTS | 8. PHYSIQUE
8. 1 Accélérateurs
8. 2 Electricité, électronique, détection des rayonnements
8. 3 Physique des plasmas
8. 4 Physique des états condensés de la matière
8. 5 Physique corpusculaire à haute énergie
8. 6 Physique nucléaire
8. 7 Electronique quantique, lasers |
| 2. BIOLOGIE ET MEDECINE
2. 1 Biologie générale
2. 2 Indicateurs nucléaires en biologie
2. 3 Médecine du travail
2. 4 Radiobiologie et Radioagronomie
2. 5 Utilisation des techniques nucléaires en médecine | 9. PHYSIQUE THEORIQUE ET MATHEMATIQUES |
| 3. CHIMIE
3. 1 Chimie générale
3. 2 Chimie analytique
3. 3 Procédés de séparation
3. 4 Radiochimie | 10. PROTECTION ET CONTROLE DES RAYONNEMENTS. TRAITEMENT DES EFFLUENTS
10. 1 Protection sanitaire
10. 2 Contrôle des rayonnements
10. 3 Traitement des effluents |
| 4. ETUDES DU DOMAINE DE L'ESPACE | 11. SEPARATION DES ISOTOPES |
| 5. GEOPHYSIQUE, GEOLOGIE, MINERALOGIE ET METEOROLOGIE | 12. TECHNIQUES
12. 1 Mécanique des fluides - Techniques du vide
12. 2 Techniques des températures extrêmes
12. 3 Mécanique et outillage |
| 6. METAUX, CERAMIQUES ET AUTRES MATERIAUX
6. 1 Fabrication, propriétés et structure des matériaux
6. 2 Effets des rayonnements sur les matériaux
6. 3 Corrosion | 13. UTILISATION ET DEVELOPPEMENT DE L'ENERGIE ATOMIQUE
13. 1 Centres d'études nucléaires, laboratoires et usines
13. 2 Divers (documentation, administration, législation, etc...) |
| 7. NEUTRONIQUE, PHYSIQUE ET TECHNOLOGIE DES REACTEURS
7. 1 Neutronique et physique des réacteurs
7. 2 Refroidissement, protection, contrôle et sécurité
7. 3 Matériaux de structure et éléments classiques des réacteurs | 14. ETUDES ECONOMIQUES ET PROGRAMMES |

Les rapports du COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE sont, à partir du n° 2200, en vente à la Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, PARIS VII^e.

The C.E.A. reports starting with n° 2200 are available at the Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, PARIS VII^e.

ORSAY
SERIE A,
N° D'ORDRE

71

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

Gérard MELIN

PREMIERE THESE

ENTRETIEN DE LA RESONANCE D'UNE CAVITE CHARGEE
PAR UN PLASMA DE DENSITE VARIABLE

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 28 juin 1968 devant la Commission d'Examen

MM. GRIVET	Président
GOLDSTEIN	
CONSOLI	Examineurs
LEGARDEUR	

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Direction de la Physique
Département de Physique du Plasma et de la Fusion Contrôlée
Service d'Ionique Générale

ENTRETIEN DE LA RESONANCE D'UNE CAVITE CHARGEE
PAR UN PLASMA DE DENSITE VARIABLE

par

Gérard MELIN
Thèse pour obtenir le titre d'Ingénieur-Docteur

- Mars 1969 -

ENTRETIEN DE LA RESONANCE D'UNE CAVITE CHARGEE PAR UN PLASMA DE DENSITE
VARIABLE.

REMERCIEMENTS.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à ceux qui m'ont permis, par leur aide et leur encouragement, de réaliser ce travail.

C'est à Monsieur le Professeur P. GRIVET, qui m'a fait l'honneur de patronner cette thèse, que j'adresse d'abord mes remerciements.

Monsieur le Professeur L. GOLDSTEIN a bien voulu faire partie du jury : je l'en remercie très vivement.

Je veux citer en particulier Monsieur T. CONSOLI, Chef du Service d'Ionique Générale, grâce auquel j'ai pu aborder ce travail, et dont les nombreux conseils et encouragements, malgré une tâche déjà lourde, ont été pour moi un soutien sûr et précieux : qu'il trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Je fais également une mention toute particulière à Monsieur R. LEGARDEUR, qui m'a guidé avec beaucoup d'efficacité et de compréhension tout au long de ce travail : pour les multiples discussions et suggestions, pour sa participation active, je lui exprime ma sincère gratitude.

Enfin je n'oublie pas le personnel des services de Physique Appliquée et d'Ionique Générale dont l'aide et le dévouement m'ont été si utiles.

TABLE DES MATIERES.

- INTRODUCTION

- CHAPITRE I - GLISSEMENT DE LA FREQUENCE DE RESONANCE D'UNE CAVITE
CHARGEE PAR UN PLASMA.

- 1.1. Rappel de la méthode de calcul
- 1.2. Mise en évidence du couplage de modes ($m = 1$) par le calcul numérique
- 1.3. Effet d'un diélectrique entourant le plasma
- 1.4. Effet d'une vitesse axiale de dérive du plasma
- 1.5. Effet de la température électronique
- 1.6. Effet de la puissance haute fréquence.

- CHAPITRE 2 - ETUDE DES SYSTEMES SUIVEURS DE FREQUENCE.

- 2.1. Différentes solutions
 - 2.1.1. Systèmes non bouclés
 - 2.1.2. Systèmes bouclés sans démodulation
- 2.2. Systèmes bouclés avec démodulation
 - 2.2.1. Détection en phase
 - 2.2.2. Détection en amplitude

- CHAPITRE 3 - REALISATION EXPERIMENTALE D'UN SUIVEUR DE FREQUENCE.

- 3.1. Application sur un carcinotron
- 3.2. Amplificateur de boucle
 - 3.2.1. Choix du dispositif
 - 3.2.2. Amplificateur de boucle
 - 3.2.3. Caractéristiques obtenues
- 3.3. Etude de la stabilité en fréquence
- 3.4. Cavité utilisée
- 3.5. Etude de la décharge

- 3.5.1. Mesure de la densité électronique
- 3.5.2. Mesure de la température électronique
- 3.6. Etude du montage sur carcénotron
 - 3.6.1. Couplage guide-cavité
 - 3.6.2. Effets non linéaires
 - 3.6.2.1. Effets de la puissance haute fréquence sur la résonance de la cavité
 - 3.6.2.2. Etude expérimentale
 - 3.6.3. Glissement de fréquence du mode TM_{011}

- CHAPITRE 4 - ESSAIS EXPERIMENTAUX.

- 4.1. Caractéristiques expérimentales
 - 4.1.1. Fonctionnement statique
 - 4.1.1.1. Sans décharge
 - 4.1.1.2. Avec décharge
 - 4.1.2. Relevé des caractéristiques
 - 4.1.2.1. Courbes de réponse
 - 4.1.2.2. Oscillogrammes
- 4.2. Essai de rattrapage de fréquence à l'amorçage de la décharge
 - 4.2.1. Etude sommaire du phénomène d'amorçage
 - 4.2.2. Application au dispositif suiveur de fréquence
 - 4.2.2.1. Oscillogrammes de réponse
 - 4.2.2.2. Interprétation des résultats
 - 4.2.2.3. Influence de la tension de sortie de l'amplificateur sur la réponse

- CONCLUSION

- BIBLIOGRAPHIE

- LISTE DES FIGURES.

ENTRETIEN DE LA RESONANCE D'UNE CAVITE CHARGEE PAR UN PLASMA DE DENSITE VARIABLE

INTRODUCTION

L'utilisation des champs HF $10^9 < F < 10^{11}$ en physique des plasmas a pris beaucoup d'extension ces dernières années. En effet, on connaît depuis peu [1] les propriétés de confinement de ces champs : pour des amplitudes suffisamment élevées, leur action équivaut à une force moyenne s'exerçant sur les particules chargées, force proportionnelle au gradient du carré du champ électrique. En outre les champs de cette gamme de fréquences réunissent simultanément certaines propriétés particulièrement favorables à une exploitation dans le domaine des plasmas : les composantes E et H sont également actives ; d'autre part ces champs peuvent être obtenus dans des répartitions et des symétries intéressantes ; enfin, ils permettent aussi la réalisation de machines de dimensions raisonnables dans lesquelles des phénomènes, tels que la résonance cyclotron des électrons, soient excités avec efficacité.

C'est ainsi que des accélérateurs à plasma ont été mis au point, utilisant l'interaction de champs HF et de champs magnétiques statiques. Les dispositifs hyperfréquences fournissant le gradient de champ HF sont de deux sortes ; on distingue des structures à champs progressifs (guide d'ondes), le gradient HF résulte de l'amortissement de l'onde progressive dans le plasma, par suite de l'absorption dans la zone de résonance (résonance cyclotron électronique, avec combinaison d'un gradient de champ magnétique) ; mais le gradient HF peut être également obtenu dans des structures à champs stationnaires (cavités résonantes), le fonctionnement restant analogue [2]. L'emploi de ces champs HF pour confiner, chauffer, ou accumuler un plasma, fait actuellement l'objet de nombreuses expériences, et les résultats obtenus jusqu'à présent n'ont pu qu'augmenter l'intérêt suscité par cette orientation de la physique des plasmas. Les structures à ondes stationnaires donnent, pour une même puissance HF, des champs plus élevés que celles à ondes progressives ; en revanche, leur caractère sélectif en fréquence constitue un inconvénient majeur : la bande d'accord est, en général, assez faible, mais la condition supplémentaire de résonance doit être sans cesse vérifiée.

Effectivement, la cavité doit fournir de la puissance au plasma : les caractéristiques du plasma vont donc se modifier, déplacer l'accord de la cavité, et réduire le transfert de puissance ; il faut alors réajuster l'accord de la cavité, et cela jusqu'au régime d'équilibre. Nous nous sommes penchés sur ce problème du maintien de la résonance d'une cavité chargée

par un plasma dont les caractéristiques évoluent, en examinant, pour le résoudre, une solution non encore étudiée dans le détail. En fait, nous avons considéré le problème presque entièrement sur le seul aspect de la résonance de la cavité, en étudiant l'effet sur celle-ci d'un plasma dont les caractéristiques variaient indépendamment de la cavité, à l'aide d'une source extérieure, ce qui implique des puissances HF faibles, alors que, d'une manière générale, le problème est self-consistant, la cavité modifiant elle-même le plasma qui la désaccorde. L'expérience décrite dans la suite vise surtout à démontrer, quant au principe, l'efficacité d'un système de rattrapage automatique de fréquence d'une cavité. On précise tout d'abord théoriquement pour les conditions expérimentales choisies, le glissement de fréquence de résonance d'une cavité en présence de plasma, pour en fixer les ordres de grandeur, selon les paramètres du plasma, dimensions, densité, température, ... Le reste de l'exposé est consacré à l'étude, à la réalisation et à l'expérimentation d'un système suiveur de fréquence.

CHAPITRE 1

GLISSEMENT DE LA FREQUENCE DE RESONANCE D'UNE CAVITE CHARGEE PAR UN PLASMA.

On se propose d'étudier les modifications apparaissant dans la résonance d'une cavité par l'introduction d'un certain volume de plasma. La géométrie adoptée est cylindrique (cavité cylindrique, colonne de plasma axiale). Pour l'instant, on considère le plasma uniquement comme un diélectrique, sans température, avec les ions immobiles, sans collisions (ultérieurement, on changera ces hypothèses afin de rendre le problème plus physique). Cette partie touche à un certain nombre de travaux déjà importants réalisés sur la question (références citées en [3]) ; à partir d'un article déjà publié [3], nous rappelons la méthode de calcul et quelques résultats connus, nous étudions ensuite l'effet de différents paramètres. Chaque fois on s'attache à suivre l'état résonant de la cavité, et plus particulièrement l'évolution de sa fréquence de résonance en fonction des variations de la densité du plasma, pour plusieurs modes de résonance. Les grandeurs sont sinusoïdales, de la forme $A e^{j\omega t}$, $\frac{\omega}{2\pi} = F$, fréquence de l'onde.

Dans l'approximation choisie le plasma est décrit par sa constante diélectrique

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}, \quad \omega_{pe}^2 = \frac{N e^2}{m \epsilon_0}$$

e, m charge et masse de l'électron

N, densité électronique non perturbée

ou par un tenseur diélectrique (champ magnétique statique axiale $\overline{B_{oz}}$)

$$\|\epsilon_p\| = \begin{vmatrix} \epsilon_{\perp} & j\epsilon_H & 0 \\ -j\epsilon_H & \epsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{//} \end{vmatrix} \quad \begin{cases} \epsilon_{\perp} = 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2 - \omega^2} & \epsilon_{//} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \\ \epsilon_H = \frac{\omega_{ce}}{\omega} \times \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2 - \omega^2} & \omega_{ce} = \frac{e B_{oz}}{m} \end{cases}$$

(en coordonnées r, θ , z).

Nous n'abordons pas le cas de plasmas inhomogènes et dans tout ce qui suit, on suppose la densité N constante, indépendante de r, θ, z. Les exemples numériques donnés sont relatifs à une cavité bande S décrite au paragraphe 3.4.

1.1. Rappel de la méthode de calcul.

Dans une cavité résonnant sur un mode TE_{mnp} ou TM_{mnp} donné (m entier selon θ, n selon r, p selon z), la présence d'un plasma homogène n'apporte pas de changement dans la répartition purement géométrique du champ électromagnétique, qui dépend de l'excitation de la cavité, par rapport au mode primitif donné de la cavité vide. Si bien que l'on conserve, en présence de plasma, dans les expressions des composantes des champs un facteur de la forme e^{j(ωt - βz + mθ)}, qu'on sous-entend dans les calculs (β = p $\frac{\pi}{L}$ composante axiale du vecteur de propagation du mode primitif dans le vide qui reste identique dans le plasma, L longueur de la cavité). Par contre la pénétration du champ varie dans le plasma : on a des différences dans la topologie radiale.

A partir des équations de Maxwell relatives $\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu_0 \vec{H}$, $\nabla \times \vec{H} = j\omega\epsilon_0 \epsilon_p \vec{E}$ on exprime les composantes des champs \vec{E} , \vec{H} dans le plasma, de même pour le vide (on ne considère que deux milieux pour simplifier : le plasma, et le vide entourant le plasma dans le reste du volume de la cavité). Les conditions aux limites sur les bords de la cavité, et les conditions de continuité à la surface plasma-vide, donnent un système d'équations linéaires pour les constantes d'intégration, dont la condition de compatibilité est l'équation de dispersion du dispositif résonant :

$$D(\beta, \omega, \omega_{pe}^2, \omega_{ce}, R, a) = 0$$

R, a rayons du plasma et de la cavité

$\omega_r = \omega$ fréquence de résonance de la cavité.

On constate qu'il est nécessaire, en général, d'avoir simultanément les composantes E_z et H_z pour un mode primitif à vide TE ou TM, ce qui donne naissance à un mode hybride. Dans ce qui suit on considère B_{oz} = 0.

- Modes à symétrie de révolution (m = 0) - modes à la coupure (p = 0).

Ces modes ne sont jamais hybrides ; on les utilise fréquemment dans les mesures de densités électroniques ; ils sont peu perturbés par le plasma, ce qui permet de les utiliser même pour des plasmas denses. Lorsque $\omega_{pe}^2 \rightarrow \infty$ le mode considéré tend à la limite vers un mode coaxial de la cavité vide avec un barreau métallique de même diamètre que le plasma.

- Modes dipolaires (m = 1)

Ces modes sont beaucoup plus perturbés. Lorsque $\omega_{pe}^2 \rightarrow \infty$ la fréquence de résonance d'un mode initial TE_{1np}, TM_{1np} tend, quel que soit le rayon du plasma, vers celle du mode TM_{1np}, ou TE_{1, n+1, p} respectivement, de la cavité vide. Ils sont toujours hybrides excepté pour $\omega_{pe} = 0$ et $\omega_{pe}^2 \rightarrow \infty$. On développe plus particulièrement au paragraphe suivant l'étude des composantes TE et TM du mode hybride obtenu à partir du mode TE₁₁₁ de la cavité vide.

1.2. Mise en évidence du couplage des modes (m = 1) par le calcul numérique.

On étudie le glissement de fréquence du mode TE₁₁₁. L'équation de dispersion a été obtenue précédemment [3] ; elle devient, avec les notations précisées plus haut :

$$k_c^2 [Z'_2 J_1(k_1 R) - \frac{k_c \epsilon_p}{k_1} Z_2 j'_1(k_1 R)] [Z'_1 J_1(k_1 R) - \frac{k_c}{k_1} Z_1 J'_1(k_1 R)] - Z_1 Z_2 J_1^2(k_1 R) \frac{\beta^2 k^2}{R^2} \frac{(\epsilon_p - 1)^2}{k_1^4} = 0$$

avec

$$Z_1 = J_1(k_c R) - \frac{J'_1(k_c a)}{Y'_1(k_c a)} Y_1(k_c R) \quad Z'_1 = \frac{1}{k_c} \frac{\partial Z_1}{\partial R}$$

$$Z_2 = J_1(k_c R) - \frac{J_1(k_c a)}{Y_1(k_c a)} Y_1(k_c R) \quad Z'_2 = \frac{1}{k_c} \frac{\partial Z_2}{\partial R}$$

J₁, Y₁, J'₁, Y'₁ fonctions de Bessel de 1ère et 2ème espèce d'ordre 1 et leurs dérivées respectives.

$$k_c^2 = k^2 - \beta^2 \quad k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \quad k_1^2 = k^2 \epsilon_p - \beta^2 \quad \epsilon_p = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$$

L'équation donnée ci-dessus est valable pour k₁² > 0. Il faut remplacer J₁(k₁R) par I₁($\sqrt{-k_1^2} R$) pour k₁² < 0 (apparition de l'effet de peau dans le plasma).

Elle peut se mettre sous la forme résumée, comprenant trois termes :

$$[\text{terme TM}] [\text{terme TE}] - [\text{terme couplage}] = 0.$$

Effectivement lorsque $\omega_{pe}^2 = 0$ ou $\omega_{pe}^2 \rightarrow \infty$, le terme de couplage est nul, on trouve deux classes de solutions

- 1) Terme TE = 0 soit $J'_1(k_c a) = 0$ c'est-à-dire les fréquences de résonance de tous les modes TE_{1n1} de la cavité vide $n \geq 1$.
- 2) Terme TM = 0 soit $J_1(k_c a) = 0$ c'est-à-dire les fréquences de résonance de tous les modes TM_{1n1} de la cavité vide $n \geq 1$.

Or les fréquences des modes TE_{1n1} et TM_{1n1} de la cavité vide sont toujours alternées. Si donc, on part initialement à $\omega_{pe}^2 = 0$ du mode TE_{111} (terme TE = 0), lorsque ω_{pe}^2 croît, l'argument $(k_c a)$ croît à partir de 1,841 ; l'équation de dispersion est satisfaite à $\omega_{pe}^2 \rightarrow \infty$ pour $(k_c a) = 3,83$ (c'est-à-dire terme TM = 0) et non la racine suivante du terme TE ($k_c a = 5,33$). On aboutit donc à $\omega_{pe}^2 \rightarrow \infty$ à la fréquence de résonance du mode TM_{111} de la cavité vide.

Ainsi il existe une valeur de densité $0 < \omega_{pe}^2 < \infty$ pour laquelle les termes TE et TM sont équivalents et le terme dit "de couplage" maximum : il y a couplage entre TE_{111} et TM_{111} .

Confiée à l'ordinateur la résolution de l'équation de dispersion fait apparaître (figure 1), pour des diamètres du plasma $R/a \ll 1$, que la fréquence de résonance de TE_{111} évolue avec la densité d'abord lentement ($\frac{\omega_{pe}}{\omega} < 1$), puis assez rapidement au voisinage de $\frac{\omega_{pe}}{\omega} = 2$ jusqu'à une valeur un peu inférieure à celle du mode TM_{111} de la cavité vide, vers laquelle elle devrait tendre ensuite asymptotiquement. En fait, on observe alors un brusque décrochement (figure 1), à partir d'une valeur de la densité correspondant à un couplage fort : les valeurs de fréquence de résonance calculées par l'ordinateur sont celles qu'on obtiendrait en étudiant l'évolution du mode TM_{111} initial de la cavité vide. On peut donc décrire les résonances de la cavité avec plasma ($R/a \ll 1$) pour $m = 1$ de la manière suivante, dans le diagramme $(\omega - \omega_{pe}^2)$ (figure 2) ; les résonances de la cavité vide continuent d'exister (droites $\omega = \text{cst}$, figure 2) ; la contribution du plasma se traduit par la présence d'un mode supplémentaire, dont la courbe de dispersion coupe celles des modes de la cavité vide avec un certain couplage ; l'équation de cette courbe est voisine de celle représentant la relation $\frac{\omega_{pe}}{\omega} = 2$ ($\epsilon_p = -1$) (correspondance d'autant plus exacte lorsque $\beta \rightarrow \infty$). De nombreux auteurs ont étudié et observé ce mode [5] [4], appelé mode de plasma (dipolaire). Nous n'approfondissons pas la question et on se reportera aux travaux cités pour plus de précision. Ainsi, par l'intermédiaire du mode de plasma, il y a couplage entre l'évolution de TE_{111} avec celle de TM_{111} , de même pour TM_{111} et TE_{121} , etc... Pour des diamètres du plasma plus grands ($R/a < 1$), le couplage est de moins en moins serré (figure 1), la courbe de dispersion du mode de plasma s'écarte de plus en plus de $\frac{\omega_{pe}}{\omega} = 2$; à la limite $R/a = 1$, on ne trouve plus de mode de plasma.

1.3. Effet d'un diélectrique entourant le plasma.

C'est en général le cas expérimental (verre du tube contenant le plasma). Le problème se résout de la même manière que précédemment. On considère trois milieux différents : le vide ($b < r < a$), le diélectrique ($R < r < b$), le plasma ($0 < r < R$) de constantes diélectriques respectives $\epsilon_0, \epsilon_0 \epsilon_v, \epsilon_0 \epsilon_p$, b = rayon externe du diélectrique, R = rayon interne du diélectrique et du plasma. Les conditions sur les parois métalliques ($r = a$) de la cavité étant satisfaites, en général les expressions des champs font appel, pour le vide à deux constantes arbitraires (E_z et H_z), pour le diélectrique 4 (2 à la fois pour E_z et pour H_z), et pour le plasma 2 (E_z et H_z). La conservation des composantes tangentielles $E_z, H_z, E_\theta, H_\theta$, sur les surfaces de discontinuité $r = b, r = R$ donne bien 8 relations ; le système est compatible. On donne (figure 3) le résultat du calcul du glissement de fréquence, dans un tel cas, des modes TM_{110} et TM_{011} , qui seront utilisés dans la suite (paragraphe 3.5.) ; cet exemple donne une idée assez nette de l'effet du diélectrique : le champ électrique se trouve concentré dans le diélectrique. En effet pour un champ électrique maximum dans la région du plasma (mode TM_{011}), en présence de diélectrique une partie de ce champ va être décalée par le diélectrique, le glissement de fréquence va donc diminuer d'autant plus que ϵ_v sera grand. Au contraire pour un mode où le champ électrique n'est pas maximum sur l'axe (mais à $\frac{r}{a} \approx 0,5$ comme TM_{110}) un diélectrique (placé de telle manière que $R < r < 0,5$ comme en figure 3) va attirer plus de champ électrique dans son voisinage, donc dans la région du plasma et le glissement de fréquence augmente. Les calculs ont été faits à l'ordinateur à partir des équations de dispersion suivantes :

Mode TM_{011}

$$[k_1 \epsilon_v J_0(k_1 R) \cdot J_1(k_v R) - k_v \epsilon_p J_1(k_1 R) \cdot J_0(k_v R)]$$

$$\cdot [k_v \cdot XX' \cdot Y_0(k_v b) - k_c \epsilon_v \cdot XX \cdot Y_1(k_v b)] =$$

$$[k_1 \epsilon_v J_0(k_1 R) \cdot Y_1(k_v R) - k_v \epsilon_p J_1(k_1 R) \cdot Y_0(k_v R)]$$

$$\cdot [k_v \cdot XX' \cdot J_0(k_v b) - k_c \epsilon_v \cdot XX \cdot J_1(k_v b)] = 0$$

$$XX = J_0(k_c b) Y_0(k_c a) - J_0(k_c a) Y_0(k_c b)$$

$$XX' = - \frac{1}{k_c} \frac{\partial XX}{\partial b} \quad k_1^2 = k^2 \epsilon_p - \beta^2, \quad k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}, \quad k_v^2 = k^2 \epsilon_v - \beta^2$$

$$k_c^2 = k^2 - \beta^2$$

J_0, Y_0, J_1, Y_1 fonctions de Bessel de 1ère et 2ème espèce d'ordre 0 et 1.

pour $k_1^2 < 0$ il faut remplacer $J_1(k_1 R)$ par $I_1(\sqrt{-k_1^2} R)$ (effet de peau).

Mode TM_{110}

$$[\sqrt{\epsilon_v} J_1(k_1 R) J_1'(k_v R) - \sqrt{\epsilon_p} J_1'(k_1 R) J_1(k_v R)]$$

$$\bullet \bullet [YY' \cdot Y_1(k_v b) - \sqrt{\epsilon_v} \cdot YY' \cdot Y_1'(k_v b)] -$$

$$[\sqrt{\epsilon_v} J_1(k_1 R) Y_1'(k_v R) - \sqrt{\epsilon_p} J_1'(k_1 R) \cdot Y_1(k_v R)]$$

$$\bullet \bullet [YY' \cdot J_1(k_v b) - \sqrt{\epsilon_v} \cdot YY' \cdot J_1'(k_v b)] = 0$$

$$YY = J_1(k b) Y_1(k a) - J_1(k a) Y_1(k b)$$

$$YY' = \frac{1}{k} \frac{\partial YY}{\partial b} \quad k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \quad k_1 = k \sqrt{\epsilon_p}$$

$$k_v = k \sqrt{\epsilon_v}$$

J_1, Y_1, J_1', Y_1' fonctions de Bessel de 1ère et 2ème espèce d'ordre 1 et leurs dérivées

pour $k_1^2 < 0$, il faut remplacer $J_1(k_1 R)$ par $I_1(\sqrt{-k_1^2} R)$ (effet de peau).

On a représenté également figure 3 le calcul pour TM_{110} avec une répartition parabolique radiale de densité électronique, ce qui sera assez sensiblement le cas expérimental (paragraphe 3.5.1).

1.4. Effet d'une vitesse axiale de dérive du plasma.

On considère la colonne de plasma animée, selon z , d'une vitesse de dérive v_d . On démontre [6] à partir de l'équation de mouvement linéarisée

$$Nm \frac{dv}{dt} = - Ne (\bar{E}_p + \bar{v}_d \wedge \bar{B}_p + \bar{v} \wedge \bar{B}_{oz}) - ne \bar{E}_o$$

N densité électronique non perturbée,

n densité perturbée,

\bar{E}_o champ électrique responsable de l'existence de la vitesse v_d , $\bar{v}_d = \mu_e \bar{E}_o$

\bar{E}_p, \bar{B}_p composantes électromagnétiques dans le plasma.

qu'au premier ordre et en l'absence de champ magnétique statique ($B_{oz} = 0$), la densité perturbée n au sein du plasma est nulle. On néglige donc la relativité (pour des vitesses v_d grandes) ainsi que l'effet Doppler : le calcul donné dans la suite n'est donc valable que si $\beta v_d \ll \frac{\omega}{c}$ c'est-à-dire $v_d \ll v_\phi$, vitesse de phase dans le plasma, ce qui est toujours vérifié si $\frac{v_d}{c} \ll 1$. Le phénomène est alors décrit simplement par une densité électronique de surface perturbée par suite de l'existence de v_d . Soit \sum la densité de surface $r=R$ (surface du plasma), il y a création d'une densité surfacique de courant $\bar{K} = \sum \bar{v}_d$. Dans ces conditions la continuité de la composante H_θ du champ magnétique HF à la surface vide plasma (on considère seulement ces deux milieux (P, V) pour simplifier) est modifiée : en effet le théorème d'Ampère à la surface $r=R$ s'écrit $\bar{v}_S \wedge \bar{H} = \bar{K}$ soit $(H_\theta)_V - (H_\theta)_P = \bar{K}$. Exprimons l'équation de continuité à la surface du plasma :

$$j \omega \sum + \bar{v}_S \cdot \bar{J} = 0 \quad \text{soit} \quad |J_r|_V - |J_r|_P = -j \omega \sum$$

$$|J_r|_V = 0 \quad (\text{le vide est sans pertes}) \quad |J_r|_P = \frac{\epsilon_o \omega pe}{j \omega} (E_r)_P$$

$$\sigma = \frac{\epsilon_o \omega pe}{j \omega} = \text{conductivité du plasma} = +j \omega \epsilon_o (\epsilon_p - 1)$$

$$\text{On tire donc} \quad \sum = \epsilon_o (\epsilon_p - 1) (E_r)_P (r=R)$$

Lorsqu'on applique numériquement ces résultats au mode TE_{111} , primitivement excité dans la cavité, on remarque l'existence d'une augmentation faible, mais sensible du couplage avec le mode TM_{111} observé au paragraphe 1.2. (figure 4). VANDENPLAS et MES-SIAEN [6] ont mis en évidence expérimentalement cet effet dans la diffusion d'une onde plane par une colonne de plasma : ils ont noté la présence d'un maximum de champ électrique E_z diffusé

par le plasma, l'onde incidente polarisée rectilignement étant normale à l'axe de la colonne de plasma. On remarque ici que l'effet étudié est bien dû à l'existence de la composante radiale E_r de champ électrique dans le plasma. D'autre part l'équation de dispersion du mode TE_{111} donnée au paragraphe 1.2. s'écrit maintenant :

$$k_c^2 [Z'_2 J_1(k_1 R) - \frac{k_c \epsilon_p}{k_1} (1 + \frac{\beta P (\epsilon_p - 1)}{k \epsilon_p}) Z_2 J'_1(k_1 R)] \cdot [Z'_1 J_1(k_1 R) - \frac{k_c}{K} Z_1 \cdot J'_1(k_1 R)] - Z_1 \cdot Z_2 J_1^2(k_1 R) \cdot \frac{\beta^2 k^2 (\epsilon_p - 1)^2}{R^2 k_1^4} (1 - \frac{k_c^2 P}{\beta k}) = 0$$

$$P = \frac{v_d}{c}$$

On voit que le terme TE est resté inchangé alors que le terme TM et le terme de couplage sont quelque peu modifiés = cela tend à prouver que l'effet de v_d affecte uniquement la composante E_z du champ électrique.

De toute manière les écarts de fréquence de résonance décelés entre les cas $v_d = 0$ et $v_d \neq 0$ restent très faibles (figure 4) ils sont d'autant plus importants que R/a est petit (couplage fort, paragraphe 1.2), que β et v_d sont grands.

On n'observe rien pour le mode TM_{110} (pas de composante E_r), par contre le mode TM_{011} est sensible à cet effet :

l'équation de dispersion pour $v_d = 0$ (et sans diélectrique)

$$\frac{k_c XX}{XX'} = \frac{k_1 J_0(k_1 R)}{\epsilon_p J_1(k_1 R)}$$

$$XX = J_0(k_c R) Y_0(k_c a) - J_0(k_c a) Y_0(k_c R)$$

$$XX' = - \frac{1}{k_c} \frac{\partial XX}{\partial R}$$

$$k_1^2 = k^2 \epsilon_p - \beta^2 \quad k_c^2 = k^2 - \beta^2$$

$$\text{avec } v_d \neq 0 \quad \frac{k_c XX}{XX'} = \frac{k_1 J_0(k_1 R)}{\epsilon_p J_1(k_1 R) (1 + P \frac{\epsilon_p - 1}{\epsilon_p} \frac{\beta}{k})}$$

$$(P = \frac{v_d}{c})$$

Le terme correctif est négligeable devant 1, si $P \ll 1$, et il n'y a pratiquement pas de différence entre les deux cas (figure 5).

1.5. Effet de la température électronique.

Nous utilisons un article de DIAMENT [7], qui étudie l'effet de la température sur la propagation des ondes le long d'une colonne de plasma : cette étude fait apparaître l'existence de résonances secondaires, mises en évidence pour la première fois par DATTNER [8] et que de nombreux auteurs ont observé expérimentalement [9], [4], [5].

Introduisons dans l'équation linéarisée du mouvement, le terme scalaire de pression électronique dû à la température électronique T_e : $\bar{\nabla}_p = \gamma k T_e \bar{\nabla} n$, γ constante d'adiabaticité (= 3, pour un plasma complètement ionisé), k constante de Boltzmann, $\bar{\nabla} n$ gradient de densité perturbée n : on se place dans l'hypothèse où les mouvements des électrons sous l'action des ondes sont adiabatiques [10] :

$$Nm \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = - Ne \bar{E}_p - \bar{\nabla}_p \quad (\text{on néglige le terme } \bar{v}_X \bar{B}_p \text{ devant } E_p) \quad (1)$$

\bar{E}_p champ électrique dans le plasma, N densité non perturbée

l'équation de conservation des particules s'écrit :

$$N \bar{\nabla} \cdot \bar{v} + \frac{\partial n}{\partial t} = 0 \quad (2)$$

en régime sinusoïdal :

$$j\omega Nm \bar{v} = - Ne \bar{E}_p - \gamma k T_e \bar{\nabla} n \quad (3)$$

$$N \bar{\nabla} \cdot \bar{v} + j\omega n = 0 \quad (4)$$

Les équations de Maxwell donnent :

$$\bar{\nabla}_X \bar{E}_p = - j\omega \mu_0 \bar{H}_p \quad (5)$$

$$\bar{\nabla}_X \bar{H}_p = j\omega \epsilon_0 \bar{E}_p + \bar{J}_p \quad (6)$$

$$\bar{J}_p \text{ courant dans le plasma} = - Ne \bar{v} \quad (7)$$

En combinant (5), (6) et (7) :

$$\bar{\nabla}_X \cdot \bar{\nabla}_X \bar{E}_p = k^2 \bar{E}_p + j \omega N \bar{v} \mu_o e \quad (8) \quad k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}$$

tirant \bar{v} de (3), (8) $\Rightarrow \bar{\nabla}_X \cdot \bar{\nabla}_X \bar{E}_p = k^2 \epsilon_p \bar{E}_p - \mu_o \frac{\gamma k T e}{m} \bar{\nabla} n$ (9)

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$$

on introduit alors un champ fictif \bar{E}_f équivalent au gradient de densité $\bar{\nabla} n$:

$$\bar{E}_f = \frac{\mu_o e \gamma k T e}{m} \bar{\nabla} n \frac{1}{k^2 \epsilon_p} \quad (10)$$

d'où nécessairement $\bar{\nabla}_X \cdot \bar{E}_f = 0$ (11)

avec (10) et (11), (9) devient :

$$\bar{\nabla}_X \cdot \bar{\nabla}_X (\bar{E}_p - \bar{E}_f) = k^2 \epsilon_p (\bar{E}_p - \bar{E}_f) \quad (12)$$

Ainsi le champ $\bar{E} = \bar{E}_p - \bar{E}_f$ (13) satisfait à l'équation de propagation des ondes (12) dans un plasma froid de constante diélectrique ϵ_p .

On a donc $\bar{\nabla} \cdot \bar{E} = 0$ (14)

Le champ \bar{E} est donc défini par les équations (12) et (14) :

$$\begin{aligned} \bar{\nabla}_X \cdot \bar{\nabla}_X \bar{E} &= k^2 \epsilon_p \bar{E} \\ \bar{\nabla} \cdot \bar{E} &= 0 \end{aligned}$$

Cherchons un groupe d'équations équivalentes pour \bar{E}_f

d'après (3) $\bar{v} = - \frac{e \bar{E}_p}{j \omega m} - \frac{\gamma k T e}{j \omega m N} \bar{\nabla} n$

en portant cette expression de \bar{v} dans (4), on obtient avec (13), (14), (10) :

$$n = - \bar{\nabla} \cdot \bar{E}_f \times \frac{Ne}{m \omega_{pe}^2} \quad \text{soit} \quad n = - \bar{\nabla} \cdot \bar{E}_f \times \frac{\epsilon_o}{e} \quad (15)$$

ou encore $n = - \frac{\bar{\nabla} \cdot \bar{E}_p}{\epsilon_o} e$ (16)

cette expression n'est autre que le théorème de Gauss dans le plasma que l'on vérifie ici (cela vient de (14)).

En combinant (15) et (10) on obtient :

$$\bar{\nabla} (\bar{\nabla} \cdot \bar{E}_f) + \frac{k^2 \epsilon_p}{\theta} \bar{E}_f = 0 \quad (17) \quad \theta = \frac{\gamma k T e}{m c^2}$$

le champ \bar{E}_f est donc défini par les équations (11) et (17)

$$\begin{aligned} \bar{\nabla} (\bar{\nabla} \cdot \bar{E}_f) + \frac{k^2 \epsilon_p}{\theta} \bar{E}_f &= 0 \\ \bar{\nabla}_X \cdot \bar{E}_f &= 0 \end{aligned}$$

- Signification physique des calculs :

On a décomposé le champ électromagnétique \bar{E}_p , \bar{H}_p du plasma :

1 - En un champ électromagnétique \bar{E} , \bar{H}_p défini par les équations :

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{E} = 0 \quad (14)$$

$$\bar{\nabla}_X \cdot \bar{E} = - j \omega \mu_o \bar{H}_p \quad (\text{déduite de (11) et (5)})$$

$$\bar{\nabla}_X \cdot \bar{H}_p = j \omega \epsilon_o \epsilon_p \bar{E} \quad (\text{déduite de (6)})$$

$$\bar{\nabla}_X \cdot \bar{H}_p = 0 \quad \text{conservation du flux magnétique}$$

ce champ est celui existant dans le plasma froid dans la cavité.

2 - En un champ électrostatique \bar{E}_f défini par (11) et (17), qui représente la contribution de la

température $T e$; c'est un mode acoustique d'indice $\sqrt{\frac{\epsilon_p}{\theta}}$.

On peut donc prévoir l'existence d'un couplage entre ces deux modes (seulement pour les ondes TM ou qui présentent une partie TM).

Le domaine de validité de la théorie développée ci-dessus est limité, car nous négligeons le gradient de densité électronique dans le plasma, ce qui n'est jamais le cas expérimentalement. Néanmoins le mécanisme reste le même.

- Calcul du glissement de fréquence.

$E_z, H_z, E_\theta, H_\theta$ étant les composantes du champ (\vec{E}, \vec{H}_p) dans le plasma de la cavité avec plasma froid (comme au paragraphe 1.1.) $E_{fz}, E_{f\theta}, E_{fz}$ celles du mode acoustique \vec{E}_f , on écrit comme précédemment à la surface plasma-vide ($r = R$, on suppose encore ici que le diélectrique a une permittivité égale à celle du vide) les relations de continuité habituelles :

$$\begin{array}{ll} \text{I} & (H_\theta)_P = (H_\theta)_V \\ \text{II} & (E_\theta + E_{f\theta})_P = (E_\theta)_V \\ \text{III} & (E_z + E_{fz})_P = (E_z)_V \\ \text{IV} & (H_z)_P = (H_z)_V \end{array}$$

L'existence d'une vitesse thermique pour les électrons amène à introduire une condition supplémentaire : la vitesse normale des électrons sur la paroi du tube contenant le plasma est nulle

$$(\vec{n}_t \cdot \vec{v})_{r=R} = 0 \quad \vec{n}_t \text{ normale au tube}$$

avec (3) on tire $\vec{n}_t \cdot \vec{E}_f \frac{\omega^2}{\omega_{pe}^2} + \vec{n}_t \cdot \vec{E} = 0$ pour $r = R$

soit $V \quad E_{fz} \times \frac{\omega^2}{\omega_{pe}^2} + (E_r)_P = 0$

Le système des équations I, II, III, IV, V est compatible.

- Mode TM₀₁₁

On obtient facilement la nouvelle équation de dispersion :

$$\frac{k_1 J_0(k_1 R)}{J_1(k_1 R)} + \frac{\beta^2 (1 - \epsilon_p) J_0(K R)}{K J_1(K R)} = \frac{k_c \epsilon_p XX}{XX'} \quad \text{avec la notation du paragraphe 1.4.}$$

(où $v_d = 0$)

terme dû à Te

$$K^2 = k^2 \frac{\epsilon_p}{\theta} - \beta^2$$

La température Te apparaît dans un terme supplémentaire qui s'additionne à l'un des membres de l'équation simple sans température (paragraphe 1.4). La résolution de l'équation ci-dessus donne les résultats suivants = la courbe de glissement de fréquence avec la densité a la même forme que celle obtenue pour $T_e = 0$ (figure 3, courbe $\epsilon_V = 1$), mais il apparaît, pour des valeurs discrètes de la densité, des couplages (figure 6) avec d'autres courbes de dispersion représentant le mode acoustique. La périodicité de ces couplages est liée aux valeurs oscillantes du terme de température dans l'équation de dispersion ci-dessus ; on voit, en particulier, qu'ils n'existent plus lorsque K^2 devient négatif avec ω_{pe}^2 croissant, c'est-à-dire pour

$$\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} > 1 + \frac{\beta^2 \theta}{k^2}$$

donc des densités voisines de la fréquence plasma. En figure 6, on donne les écarts de glissement de fréquence entre les cas où $T_e = 0$ et $T_e \neq 0$ pour diverses valeurs de Te.

- Mode TE₁₁₁

La forme de l'équation de dispersion reste voisine de celle du paragraphe 1.2.

$$k_c^2 [Z'_1 J_1(k_1 R) - \frac{k_c}{k_1} Z_1 J'_1(k_1 R)] [J_1(k_1 R) Z'_2 - \frac{k_c \epsilon_p}{k_1} J'_1(k_1 R) Z_2]$$

terme TE inchangé

terme TM

$$+ \alpha_T \frac{J'_1(k_1 R)}{k_1 R} \beta^2 R^2 (1 - \epsilon_p)]$$

$$- J_1^2(k_1 R) Z_1 \cdot Z_2 \frac{\beta^2}{R^2} \cdot \frac{k^2 (\epsilon_p - 1)^2}{k_1^4}$$

Terme couplage plasma froid

$$- \alpha_T \frac{(1 - \epsilon_p)}{k_1 R} J_1(k_1 R) Z_1 \left[Z'_2 J_1(k_1 R) \frac{k_c^3}{k_1} \left(1 - \frac{\beta^2}{k_1^2}\right) + J'_1(k_1 R) Z_2 (\beta^2 - k_c^2) \right] = 0$$

Terme couplage température

$$\alpha_T = \frac{J_1(KR)}{KR J_1'(KR)} = \text{facteur introduisant la température}$$

$$K^2 = k^2 \frac{\epsilon_p}{\epsilon_0} - \beta^2 \quad \text{les notations sont celles du paragraphe 1.2.}$$

Le terme TE est resté inchangé. Seuls les termes TM sont modifiés. On obtiendrait des résultats analogues à ceux de TM₀₁₁.

1.6. Effet de la puissance haute fréquence.

Dans la partie théorique précédemment étudiée, nous avons considéré que le plasma entraînait simplement une modification dans l'équation de dispersion des ondes dans la cavité, c'est-à-dire que le calcul était basé essentiellement sur l'équation des ondes

$$\nabla_X \nabla_X \bar{E} = k^2 \epsilon_p \bar{E}, \quad \text{le plasma intervenant par sa densité dans}$$

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$$

Cela suppose que le champ électrique \bar{E} en retour, ne modifie pas la densité. En fait, dans le cas de puissance HF importantes, la densité électronique n_e devient fonction du champ électrique, si bien que le phénomène est décrit, d'une manière self-consistante, par l'équation d'ondes et la relation entre n_e et E . La densité devient fonction des coordonnées spatiales ; les phénomènes de résonance sont alors, en général, non linéaires, et on a un effet de confinement des particules. La force moyenne s'exerçant sur une particule chargée en mouvement dans un champ électrique inhomogène [1] [11], s'exprime, dans le cas d'un électron, pour un champ $|\bar{E}| e^{j\omega t}$ et en l'absence de champ magnétique, par

$$\bar{f} = - \frac{e^2}{4 m \omega^2} \nabla |\bar{E}|^2$$

Cette expression de la force moyenne n'est valable que si l'amplitude du champ électrique durant une période d'oscillation HF, varie peu le long de la trajectoire de l'électron, c'est-à-dire, L étant la distance d'inhomogénéité du champ électrique (pratiquement, le rayon du plasma R)

$$L \gg \frac{v_{th}}{\omega} \quad v_{th} = \sqrt{\frac{2 k T_e}{m}} \quad \text{vitesse thermique}$$

ou, alors, si l'énergie dirigée est supérieure à celle d'agitation thermique :

$$L \gg \frac{\langle \bar{v} \rangle}{\omega} \quad \text{avec} \quad m \frac{d\bar{v}}{dt} = e \bar{E} \quad \text{soit} \quad L \gg \frac{e |\bar{E}|}{m \omega^2}$$

Les électrons se déplacent à la fois dans un potentiel ψ (dont dérive le champ de séparation de charge électrons-ions) et dans un potentiel de force

$$U = \frac{e^2 |\bar{E}|^2}{4 m \omega^2}$$

En supposant une distribution de vitesses maxwellienne, n_e s'exprime par

$$n_e = N \exp\left(-\frac{\psi + U}{kT}\right)$$

N étant la densité électronique non perturbée. En calculant ψ à partir de l'équation de Poisson

$$\Delta \psi = - \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e)$$

on peut écrire la quasi-neutralité du plasma $n_i \sim n_e$ (si $L \gg \lambda_D$, longueur de Debye, et aboutir à l'expression

$$n_e = N \exp\left(-\frac{e^2 |\bar{E}|^2}{8 m \omega^2 kT}\right) \quad [12] \quad \text{avec } T = T_i = T_e$$

On constate d'après cette formule, que l'effet de la haute fréquence, moyennant les conditions restrictives données plus haut, qu'on suppose remplies, se manifeste déjà de façon importante pour des champs

$$|\bar{E}| \gg \sqrt{\frac{8 m kT \omega}{e}}$$

Pour un plasma ayant $T \sim 10^4$ °K, $\frac{\omega}{2\pi} = 3$ GHz on obtient des champs de 10^5 V/m.

La formule établie ci-dessus pour n_e ne suppose pas nécessairement une distribution de vitesses maxwellienne : un raisonnement plus général partirait des équations macroscopiques [13] : l'équation de mouvement des électrons (dans le potentiel

$$U = \frac{e^2 |\bar{E}|^2}{4 m \omega^2} \quad \text{s'écrit :}$$

$$m n_e \bar{r} = \nabla p \quad \nabla p \quad \text{tenseur de pression cinétique}$$

$$m \bar{r} = - \nabla U \quad \text{soit} \quad \frac{n_e e^2}{4 m \omega^2} \nabla |\bar{E}|^2 + \nabla p = 0, \quad \text{équation d'équilibre des pressions.}$$

Le plasma ne peut avoir d'équilibre thermique, que dans la direction perpendiculaire au champ \vec{E} , équilibre caractérisé par une température commune $T = T_e = T_i$. Ainsi dans le cas d'un champ E_z unique (modes TM_{0n0} d'une cavité cylindrique) on peut écrire, pour la direction perpendiculaire à z : $p_{\perp} = 2 n_e kT$ (électrons et ions, $n_i \sim n_e$)

l'équation d'équilibre de pressions s'écrit : $\frac{\epsilon_0}{4} \left(\frac{\omega p_e}{\omega^2} \right) \nabla_{\perp}^2 (E_z)^2 + \nabla_{\perp}^2 (2 n_e kT) = 0$

et donne par intégration : $n_e = N \exp \left(- \frac{e^2 |E_z|^2}{8 m \omega^2 kT} \right)$

d'autre part l'équation d'ondes des modes TM_{0n0} est $\nabla_{\perp}^2 E_z + k^2 \epsilon_p E_z = 0$

Ces deux dernières relations décrivent complètement le système aux approximations faites (thermalisation, séparation de charge), en normalisant E_z et r , on obtient l'équation différentielle

$$u'' + \frac{u'}{x} + (1 - \alpha e^{-u^2}) u = 0 \quad u = \frac{e |E_z|}{\omega \sqrt{8 m kT}} \quad x = k r$$

$$\alpha = \frac{\omega p_e}{\omega^2} = 1 - \epsilon_p = \frac{n_e e^2}{m \epsilon_0 \omega^2}$$

WEIBEL [14] a obtenu cette équation, traitant le cas plus général du confinement par champ E_z , B_{θ} d'une colonne de plasma, dans un cylindre conducteur ; des solutions numériques pour $\alpha > 1$ ont été données. Dans notre cas il faut imposer $n_e(R) = 0$. Les conditions sur u , $u(0) = u_0$, $u'(0) = 0$ restent les mêmes. La résolution de cette équation est complexe ; on peut, plus simplement, prévoir l'effet de la puissance HF. Prenons l'exemple du mode TM_{010} .

L'équation de dispersion donnée précédemment [3] s'écrivait avec

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega p_e}{\omega^2}$$

$n_e = \text{constante}$

$$\frac{J_0(k \sqrt{\epsilon_p} R)}{\sqrt{\epsilon_p} J_1(k \sqrt{\epsilon_p} R)} = \frac{J_0(kR) - J_0(ka) / Y_0(ka) \cdot Y_0(kR)}{J_1(kR) - J_1(ka) / Y_1(ka) \cdot Y_1(kR)}$$

$k = \frac{\omega}{c}$, R rayon plasma, a rayon cavité.

Nous allons introduire le terme non linéaire qui relie la densité au champ

$$\epsilon_p = 1 - \frac{e^2 n_0}{m \epsilon_0 \omega^2} \exp \left(- \frac{e^2 |E_z|_p^2}{8 m \omega^2 kT} \right)$$

en développant en premier ordre $\epsilon_p \approx 1 - \frac{\omega p_e}{\omega^2} + \frac{\omega p_e}{\omega^2} \cdot \frac{e^2 |E_z|_p^2}{8 m kT \omega^2}$

ou encore $\epsilon_p \approx 1 - \alpha + \alpha \lambda |E_z|_p^2$ avec $\lambda = \frac{e^2}{8 m kT \omega^2}$

dans le plasma $|E_z|_p = B J_0(k \sqrt{\epsilon_p} r) \approx B$ (argument de J_0 petit)

dans le vide $|E_z|_V = A \left(J_0(kr) - \frac{J_0(ka)}{Y_0(ka)} Y_0(kr) \right)$, A dépend de la puissance HF transmise à la cavité

la continuité de E_z à la surface vide-plasma ($r = R$)

donne $B \approx A \left(J_0(kR) - \frac{J_0(ka)}{Y_0(ka)} Y_0(kR) \right)$

en utilisant l'équation de dispersion et compte tenu du fait que $k \sqrt{\epsilon_p} R \ll 1$

on a $|E_z|_p \approx A \left(J_1(kR) - \frac{J_0(ka)}{Y_0(ka)} Y_1(kR) \right) \times \frac{2}{kR \epsilon_p}$

$$|E_z|_p \approx E_1 \times \frac{1}{1 - \alpha + \alpha \lambda |E_z|_p^2}$$

on obtient donc l'équation suivant pour l'amplitude du champ dans le plasma

$$|E_z|_p^2 (1 - \alpha + \alpha \lambda |E_z|_p^2)^2 = |E_1|^2 \quad \text{en général } \frac{1}{\lambda} \gg |E_1|^2$$

La courbe donnant l'amplitude du champ électrique en fonction de α présente la forme suivante (figure 7) ; n'ayant pas tenu compte de l'absorption, il existe deux branches infinies, qui en réalité se rejoignent (en pointillé). On voit qu'il existe plusieurs valeurs possibles

du champ, ce qui donnera lieu à un phénomène d'hystérésis ; ceci n'apparaissait pas lorsqu'on négligeait l'action du champ sur les particules. Dans ce calcul assez grossier, on a négligé en fait la dépendance spatiale du champ électrique. Néanmoins l'effet du terme non linéaire est bien mis en évidence. Le calcul est inspiré des articles de GUREVICH et GIL'DENBURG [12] et [15].

Ce chapitre nous permet d'apprécier l'importance du phénomène de glissement

de fréquence de résonance d'une cavité : pour des densités telles que $\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \sim 1$, l'écart peut

atteindre déjà quelques pour cent de cette fréquence de résonance, selon le mode et les caractéristiques du plasma. Cet écart est suffisant pour désaccorder complètement la cavité, d'où la nécessité de le compenser.

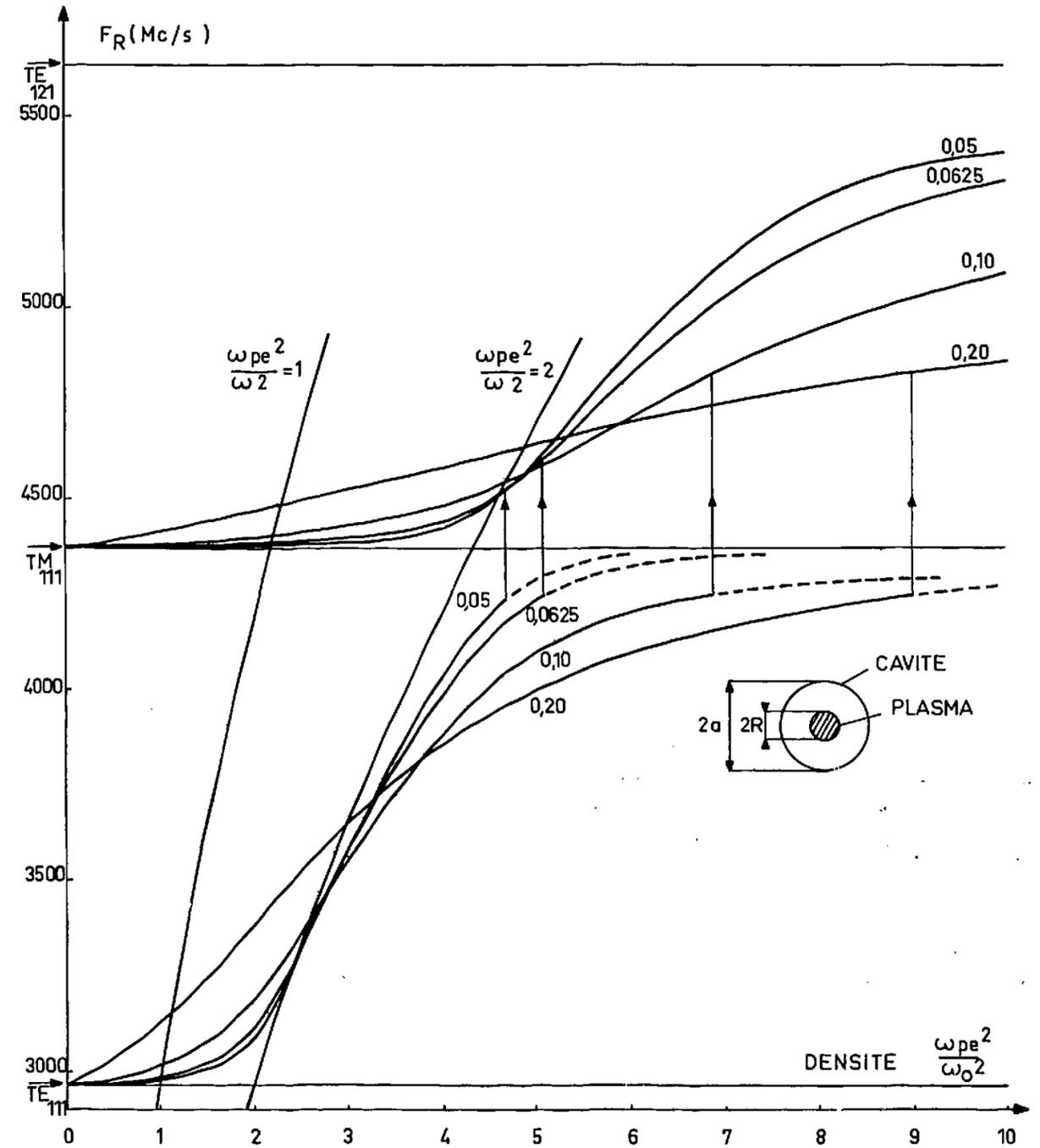


Figure 1.

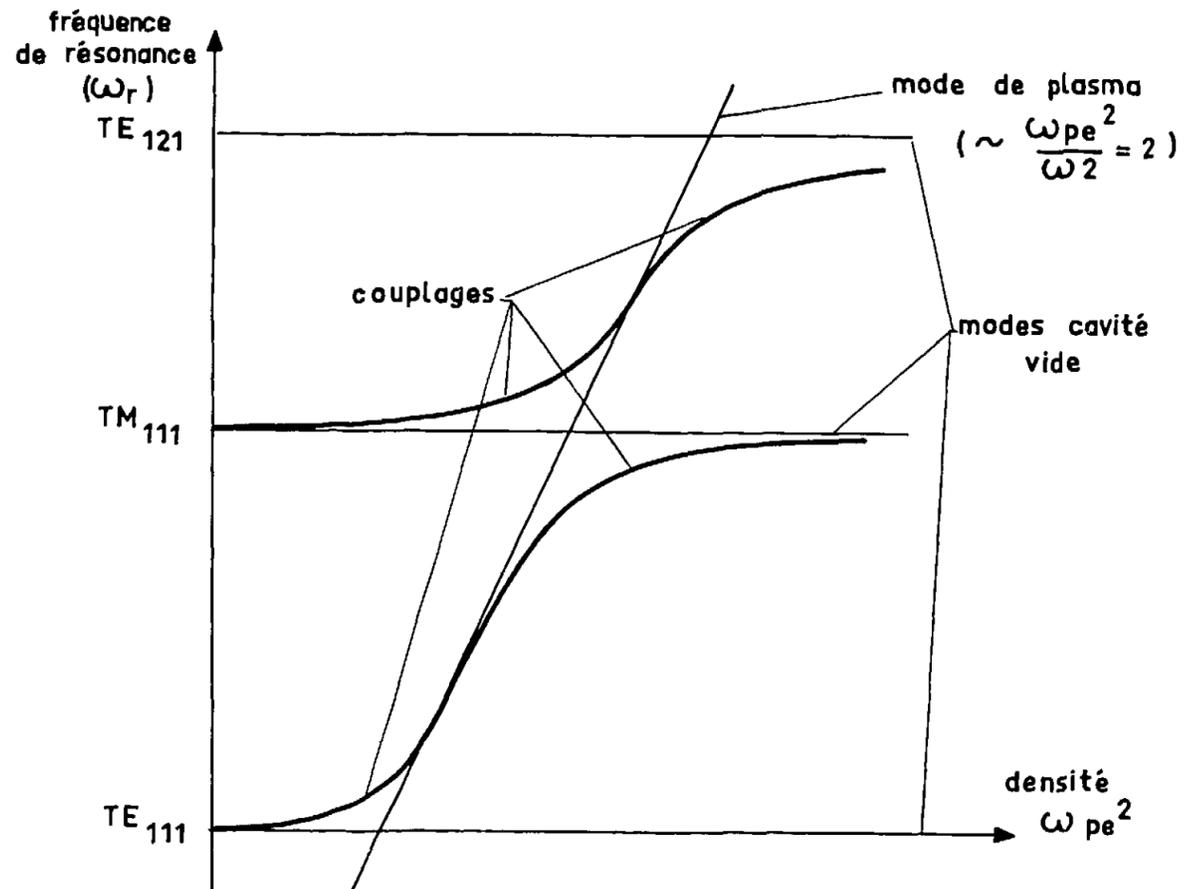


Figure 2

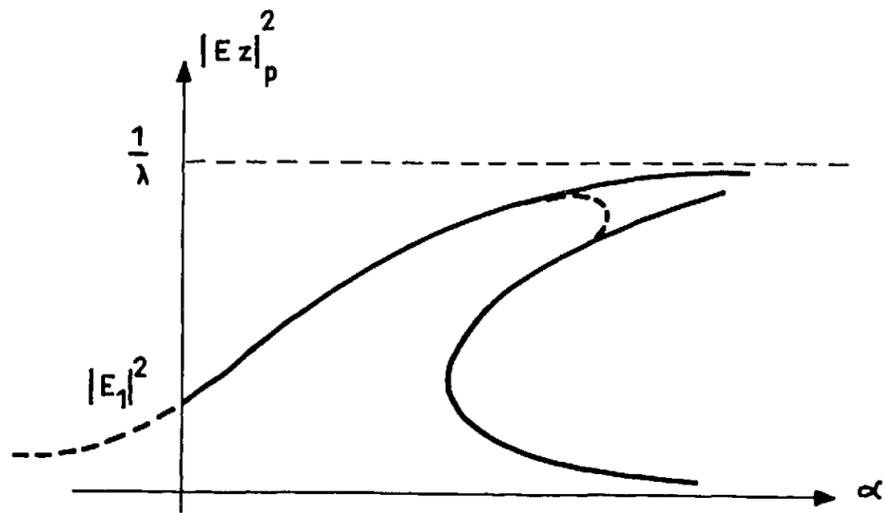


Figure 7.

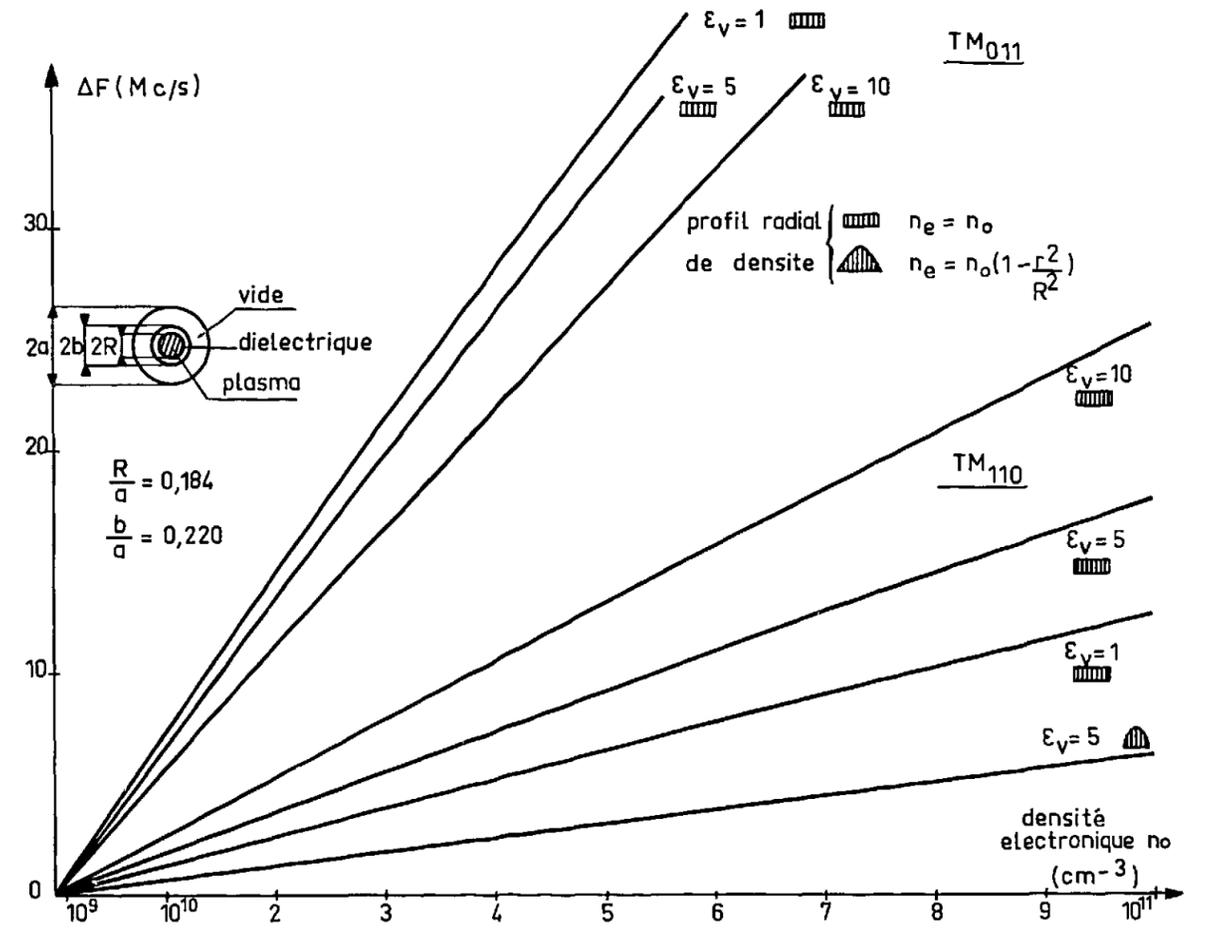


Figure 3.

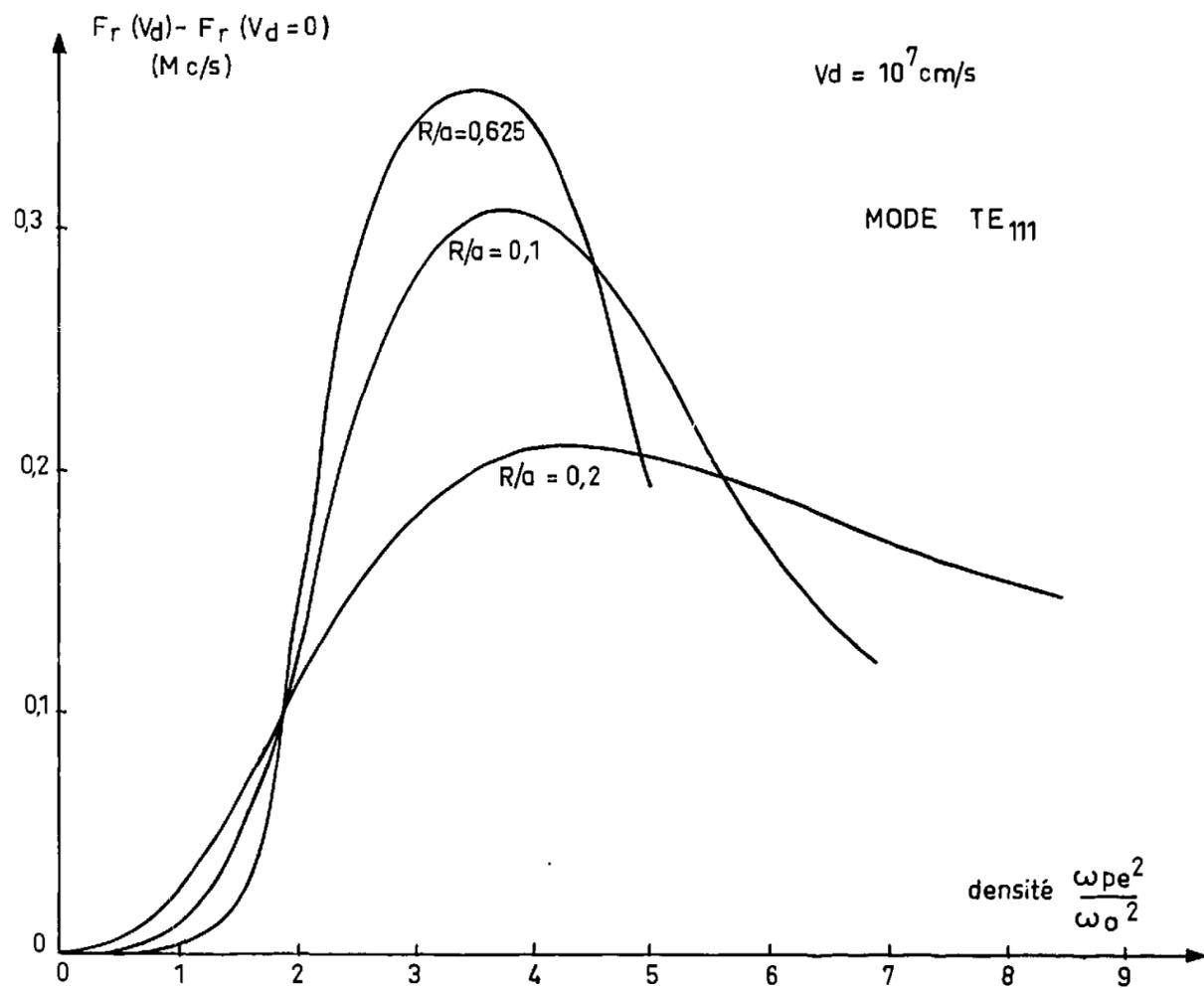


Figure 4.

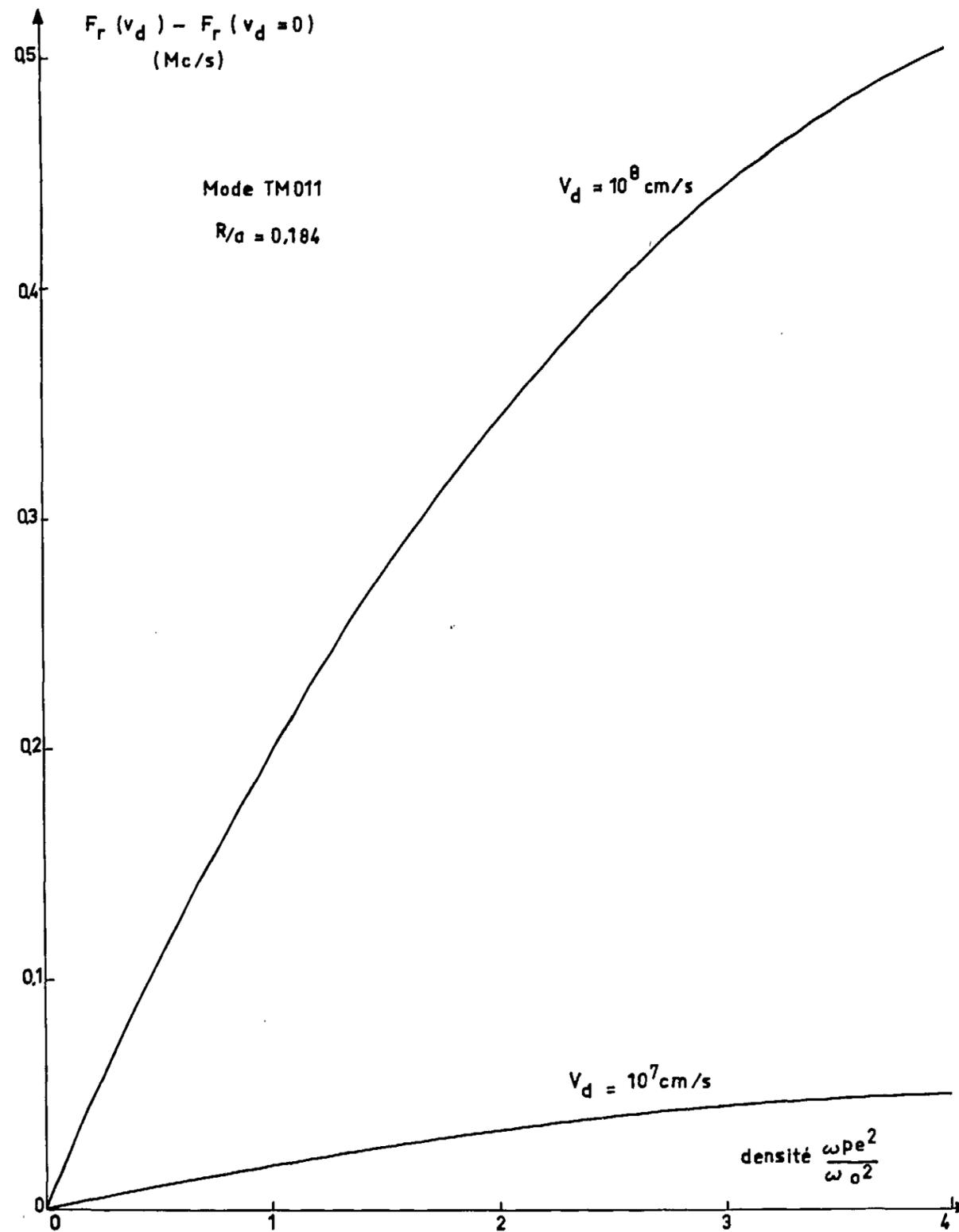


Figure 5.

RESONANCES DE TEMPERATURE COUPLAGE AVEC

TM_{011} $R/a = 0,184.$

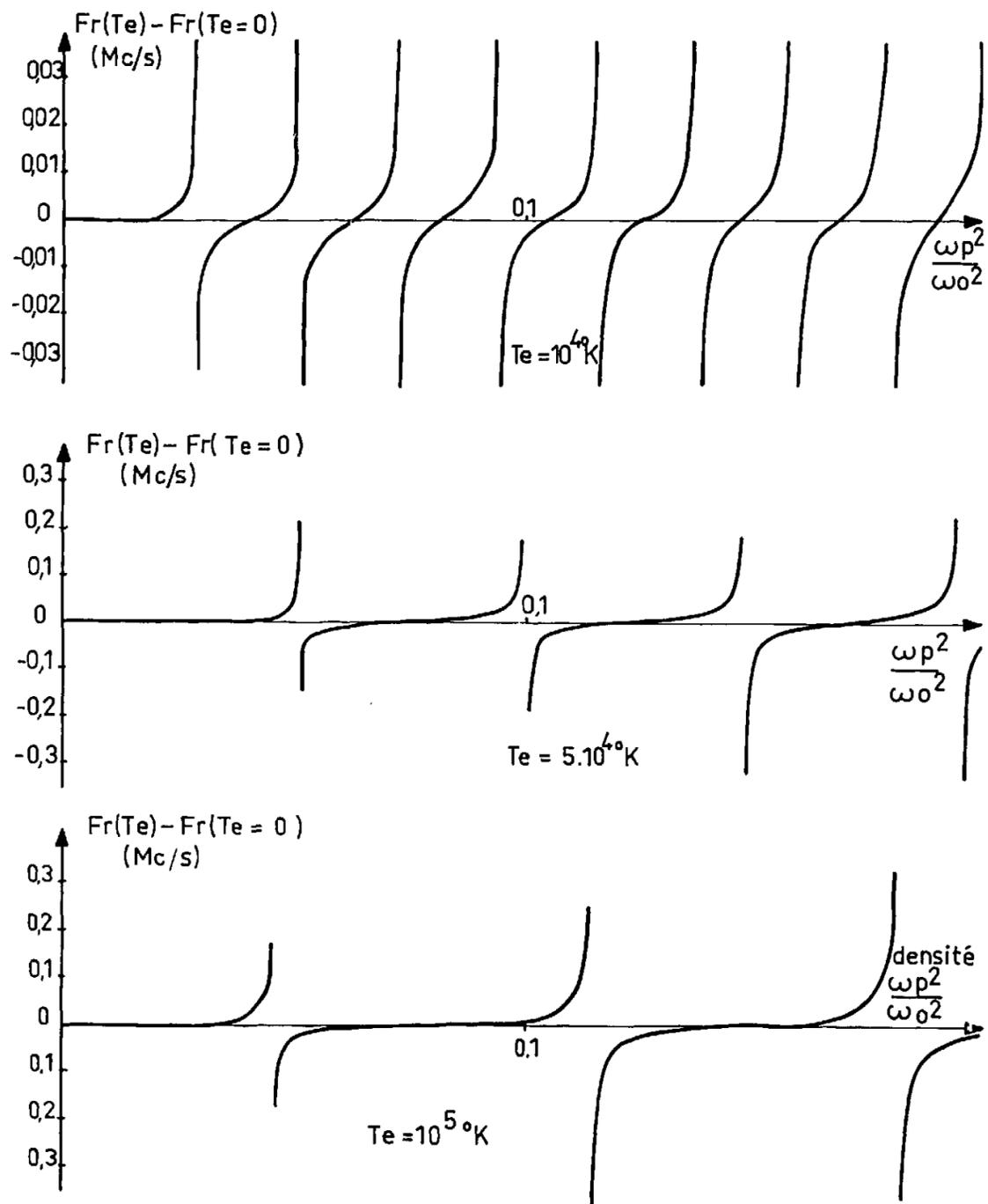


Figure 6.

CHAPITRE 2

ETUDE DES SYSTEMES SUIVEURS DE FREQUENCE.

Comment obtenir un contrôle automatique de la fréquence du générateur lorsque la résonance de la cavité fluctue ? Telle est la question que nous abordons maintenant. Pour cela, il faut un retour au générateur d'une information sur la résonance de la cavité, ce qui implique donc d'une part un repérage de cette résonance selon la fréquence, et une boucle de retour sur le générateur pour qu'il modifie en conséquence sa fréquence. Nous examinons dans ce chapitre les solutions possibles pour résoudre le problème proposé ; on s'intéresse plus particulièrement à l'une d'entre elles, dont la réalisation sera développée dans les chapitres suivants.

2.1. Différentes solutions.

Considérons l'amplitude et la phase d'une cavité au voisinage de sa résonance sur un mode donné (figure 1), en fonction de la fréquence. Si l'on veut assurer un transfert de puissance à la charge au moins égal à 1/2 (par rapport à la puissance maximum que peut délivrer la cavité à la résonance rigoureuse), une variation de fréquence de l'ordre de $\frac{F_r}{Q}$ est admissible (figure 1) ; dans ce cas l'amplitude varie de 3 db, la phase de 90° : la bande de fréquence obtenue n'excède pas en moyenne 0,1 % de la fréquence F_r , c'est-à-dire qu'elle est relativement faible. Pour des glissements de fréquence de quelques pour cent de F_r une telle bande est insuffisante ; on peut cependant s'en contenter si l'on parvient à compenser la majeure partie du glissement de fréquence, de manière à le ramener dans la bande $\Delta F_r = \frac{F_r}{Q}$. En effet, à l'aide d'un champ magnétique axial convenable, ce glissement peut être réduit ; la figure 2 donne une idée de cette réduction, qui peut être améliorée, pour le mode TE_{111} , $F_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} \approx 3$ kMhg ; toutefois, cela nécessite un contrôle permanent du champ magnétique (selon le glissement de fréquence), dont la présence et l'intensité peuvent être incompatibles avec l'expérience envisagée sur le plasma : cette solution ne semble donc pas très souple. Le contrôle cherché est à situer au niveau de la cavité et du générateur vis-à-vis du plasma, et non vice versa.

Trois catégories principales de systèmes de contrôle sont à distinguer [16] :

- les systèmes non bouclés
- les systèmes bouclés sans démodulation de la haute fréquence
- les systèmes bouclés avec démodulation de la haute fréquence : c'est la solution que nous étudierons en détail à partir du paragraphe 2.2.

2.1.1. Systèmes non bouclés.

Dans ces dispositifs, la boucle de retour de la cavité au générateur n'est pas apparente (figure 3) : le générateur oscille, du fait de sa résistance négative (condition d'oscillation) sur l'impédance que ramène le guide depuis la cavité (impédance qui détermine la fréquence d'oscillation du générateur) ; autrement dit, le générateur ressent le désaccord de la cavité par l'onde réfléchie.

Considérons pour préciser cette question le montage de la figure 4 : on a représenté une triode hyperfréquence, avec ses capacités parasites interélectrodes Y, Y', Y'' (en général $Y' > Y \gg Y''$) ; la charge est une ligne ou guide $\lambda/2$, reliée à une cavité représentée schématiquement par un circuit oscillant L, C. Ce montage, du type Colpitts, peut osciller, à la condition $Y'' \geq \frac{Y'}{1+k}$, k étant le coefficient d'amplification du tube, et à une fréquence telle que $\omega^2 = \frac{1}{L(C+Y+Y'')} ;$ si $Y, Y' \ll C$ on a pratiquement $\omega^2 \neq \frac{1}{LC}$. Le circuit oscille donc, indépendamment de la cavité, mais à la fréquence de résonance de la cavité. Lorsque cette fréquence évolue, l'oscillateur suit spontanément cette fréquence, du moins dans une certaine bande ; on peut introduire des éléments réactifs, ou même utiliser la capacité Y convenablement, pour compenser, selon la fréquence, l'impédance propre du guide ; en sorte que la lampe voie toujours le circuit LC de la cavité. Cet exemple est cependant très incomplet, car on a négligé les pertes du circuit LC, qui conditionnent aussi la possibilité d'oscillation, ainsi que les éléments réactifs parasites, répartis dans les connexions, qui comptent beaucoup en haute fréquence.

Il faut donc disposer d'un tube HF à pente élevée et à résistance interne faible, dont les capacités parasites sont suffisantes pour qu'il oscille spontanément, et combiner les éléments réactifs du circuit pour que sa fréquence d'oscillation reste dans la largeur ΔF_r de la cavité (figure 1), sur une bande de fréquence la plus large possible. Des magnétrons pourraient être utilisés. Il semble qu'avec ces systèmes, on soit limité à la bande L (1 200 Mc/s) par suite des éléments réactifs répartis, et de la difficulté de trouver des tubes qui répondent aux exigences demandées. Toutefois, en théorie, la bande d'accord est intéressante (10 %).

2.1.2. Systèmes bouclés sans démodulation.

On a schématisé figure 5 un tel système : l'ensemble, amplificateur, cavité, boucle de retour, constitue un générateur. La condition d'oscillation est satisfaite pour la résonance de la cavité, lorsque la somme τ des temps de propagation des divers tronçons, $\tau = \tau_1 + \tau_2 + \tau_3$, est un multiple entier de $(\frac{2\pi}{\omega})$, ω étant la pulsation d'oscillation du

circuit, qui coïncide sans plasma avec la fréquence de résonance de la cavité vide. On a $\psi = \omega\tau = 2k\pi$, ψ étant la phase totale du circuit (figure 5), k entier.

Lorsque le plasma fait glisser la fréquence de résonance, la phase de la cavité varie de $\Delta\psi$, et la fréquence d'oscillation du système varie de telle manière que $\Delta\psi = \tau\Delta\omega = 2k\pi \frac{\Delta\omega}{\omega}$.

Si l'on admet une variation de phase $\Delta\psi$ de $\pm 45^\circ$, soit 90° (figure 1, le transfert de puissance est au moins égal à 1/2), l'écart maximum de fréquence autorisé est

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\Delta\psi}{2k\pi} = \frac{90^\circ}{k \times 360^\circ} = \frac{1}{4k}$$

Il faut donc minimiser k ; cependant si l'on veut une fréquence assez élevée, on ne peut descendre, pour k, en dessous d'une valeur minimum : avec un klystron bande L, on a pu obtenir $k = 14$, c'est-à-dire une bande de 2 % environ. Des essais ont été également faits avec des tubes à ondes progressives [17].

L'avantage principal des deux solutions présentées ci-dessus, est la grande rapidité de réponse lors d'une évolution brutale des caractéristiques du plasma : elle est limitée par la réponse des circuits hyperfréquences et, de ce fait, de l'ordre de 10^{-8} s.

2.2. Systèmes bouclés avec démodulation.

Cette solution (figure 6) se résume ainsi : on effectue une détection du signal HF de la cavité, détection en phase ou en amplitude, l'opération délivre une tension dépendant directement de l'état résonant de la cavité et qui permet de le caractériser avec assez de précision ; cette tension correctement amplifiée, est réinjectée sur le générateur, dont la fréquence est alors modifiée pour rattraper l'écart existant avec la fréquence de résonance de la cavité. Le système est un servo-mécanisme classique (figure 7) :

$$\Delta F_{\text{Générateur}} = \frac{KG}{1+KG} \Delta F_{\text{cavité}}$$

$\Delta F_{\text{Générateur}}$ = écart de fréquence du générateur consécutif à un glissement de fréquence $\Delta F_{\text{cavité}}$ de la cavité.

KG étant la fonction de transfert de la chaîne servo-mécanique, que détermine presque totalement, du moins pour le gain en fréquence G, l'amplificateur de la boucle extérieure. Le temps de réponse du système dépend essentiellement de la bande passante et du retard des circuits électroniques utilisés ; de ce fait le temps de réponse (10^{-6} s) est nettement supérieur à celui des solutions précédentes (10^{-8} s) ; en contre partie la réalisation du système avec démodulation est plus abordable par sa simplicité notamment. La bande d'utilisation peut être large (10 %).

2.2.1. Détection de phase.

La courbe de phase de la cavité (figure 1) présente une partie quasi-linéaire intéressante dans la zone $\pm 45^\circ$. Pour détecter la phase d'une cavité plusieurs méthodes sont possibles :

2.2.1.1. Systèmes sans porteuse d'information de phase.

Ils utilisent des discriminateurs hyperfréquence (par exemple : groupement de T magique [18] ; la variation de phase de la cavité entraîne le déséquilibre d'un groupement d'impédances hyperfréquences. Ils présentent deux inconvénients : une partie importante de la puissance HF est perdue (ce sont en fait, essentiellement, des montages permettant la stabilisation de la fréquence d'un générateur, donc utilisés en général à faible puissance), et surtout on n'est pas dégagé des variations éventuelles de l'amplitude du champ HF.

2.2.1.2. Systèmes avec porteuse d'information de phase.

L'intérêt de cette porteuse est de pouvoir éliminer l'amplitude du champ HF, et de rendre le signal de phase indépendant de cette amplitude. Il faut faire deux distinctions :

- Systèmes sans mélange de fréquence. Là encore on utilise un discriminateur hyperfréquence : l'impédance de la cavité est comparée à une impédance hyperfréquence modulée à une fréquence intermédiaire suffisamment élevée (30 MHz) ; la phase du signal modulé recueilli dépend de celle de la cavité, on peut la déterminer par détection synchrone entre ce signal et le signal primitif de modulation [18]. Pratiquement il faut donc pouvoir moduler une impédance hyperfréquence, et comme plus haut, une partie importante de la puissance HF est perdue : ce montage n'est aussi utilisé que pour stabiliser un générateur en fréquence.

- Systèmes avec mélange de fréquence. Ce serait sans doute la solution la mieux appropriée en ce qui concerne le problème proposé ici. La phase de la cavité est obtenue par détection synchrone, entre un signal (60 MHz) provenant du mélange de fréquence du signal HF du générateur (F) et de celui d'un oscillateur local (F + 60), et un signal (60 MHz) obtenu par mélange de fréquence du signal HF donné par la cavité et de celui de l'oscillateur local. La limitation apparaît alors du côté de la bande passante des amplificateurs moyenne fréquence (60 MHz) : on ne pourrait espérer suivre la fréquence que sur une bande de l'ordre de 20 MHz, à moins de faire suivre aussi l'oscillateur local.

En définitive une détection de phase nécessite un montage relativement important, l'avantage principal étant la possibilité, cependant limitée, d'admettre des variations d'amplitude du champ HF. En outre, il faut signaler une autre limitation : les équilibrages de longueurs de lignes nécessaires dans tous les montages décrits, sont valables à une fréquence donnée,

des glissements de fréquence importants (> 100 MHz) peuvent entraîner des déphasages de ligne de l'ordre des variations de phase admises de la cavité ($\pm 45^\circ$).

2.2.2. Détection en amplitude.

C'est la solution que nous adoptons bien qu'elle présente des inconvénients. En effet ce n'est que dans la mesure où les variations d'amplitude des champs dans la cavité chargée par un plasma, restent faibles, malgré l'évolution du plasma, que le niveau de tension détectée fourni par une antenne peut situer la résonance de la cavité. Cette restriction étant admise, il n'existe pas d'autre limitation, dans le cadre de l'utilisation envisagée pour ce mode de détection, qui apparaît ainsi nettement supérieure au précédent. Le point de fonctionnement de la cavité est choisi sur un des côtés de la courbe de résonance, la variation d'amplitude en ce point (on admet la linéarité de la courbe de résonance) est proportionnelle au glissement de fréquence subi par la cavité, donc peut être utilisée pour le compenser. Le point de fonctionnement se déplace à l'intérieur d'une petite zone admise sur la courbe de résonance (figure 8), assurant le transfert à la charge d'une puissance sensiblement constante mais inférieure à la puissance maximum : il y a un écart permanent ΔF entre la fréquence de résonance de la cavité F_r et la fréquence du générateur F , qu'il faut minimiser.

Un tel mode de détection dans un système de rattrapage automatique avec démodulation suppose que l'on ait connaissance de l'absorption des champs dans la cavité en fonction de l'évolution du plasma : c'est-à-dire, dans le cas d'un accélérateur à cavité, pour donner un exemple, dans le régime de fonctionnement considéré, l'amplitude du champ ne doit pas descendre en dessous d'une valeur minimum malgré la variation des paramètres caractéristiques, pression du gaz, densité et flux à l'injection, ou autre.... On pourrait alors envisager l'utilisation du système résumé dans la figure 9 : la puissance transmise par la cavité au plasma par rapport à celle transmise à la résonance exacte augmente proportionnellement plus lorsqu'il y a absorption.

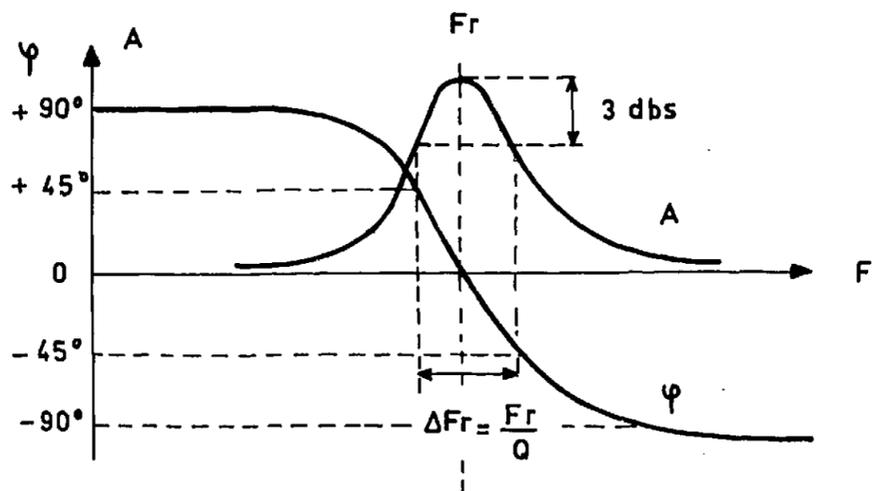


Figure 1.

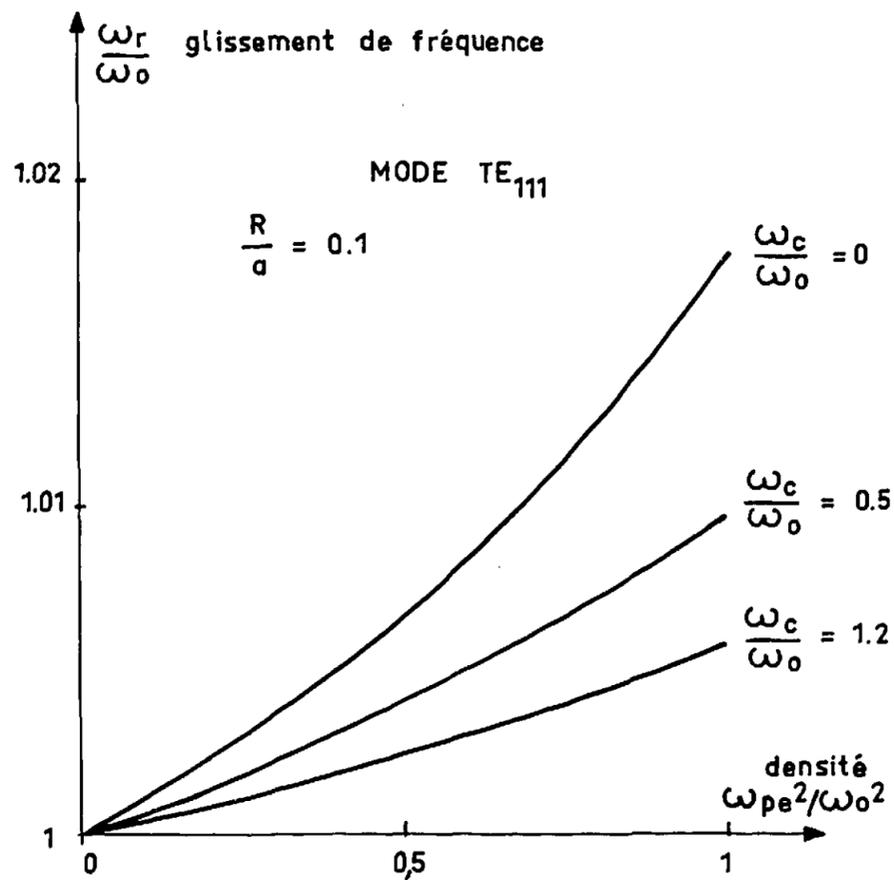


Figure 2.

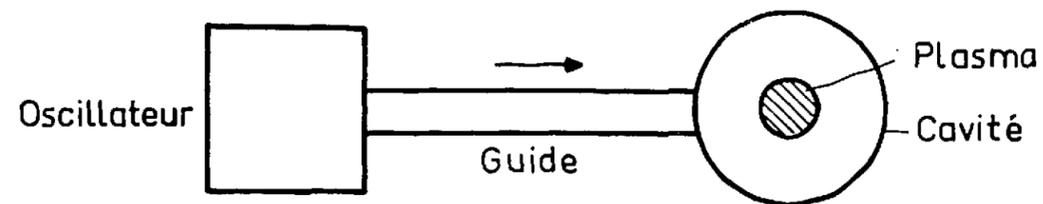


Figure 3

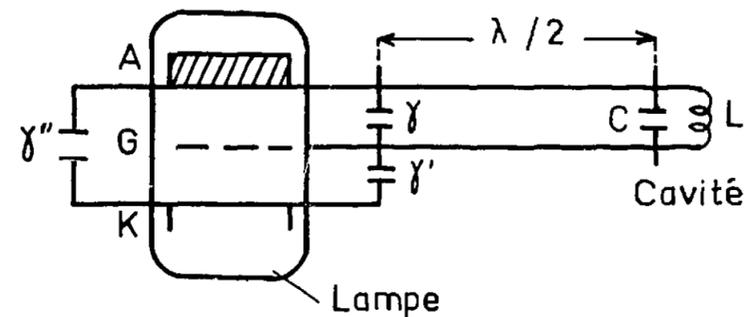


Figure 4

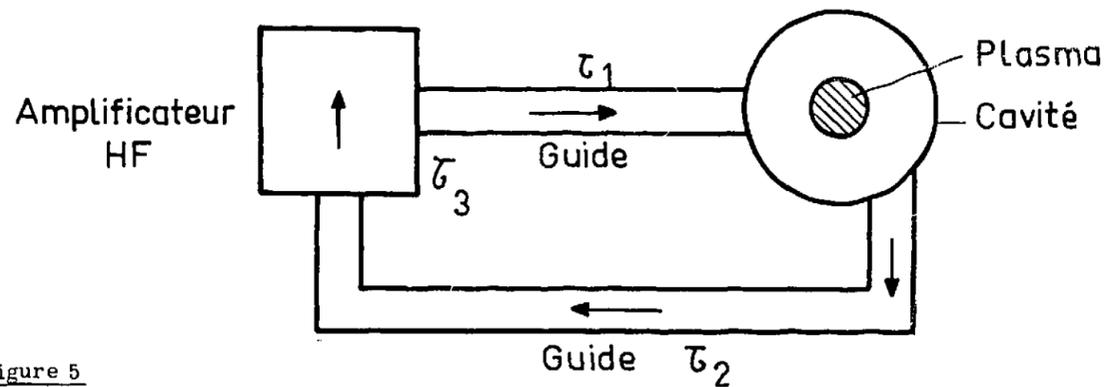


Figure 5

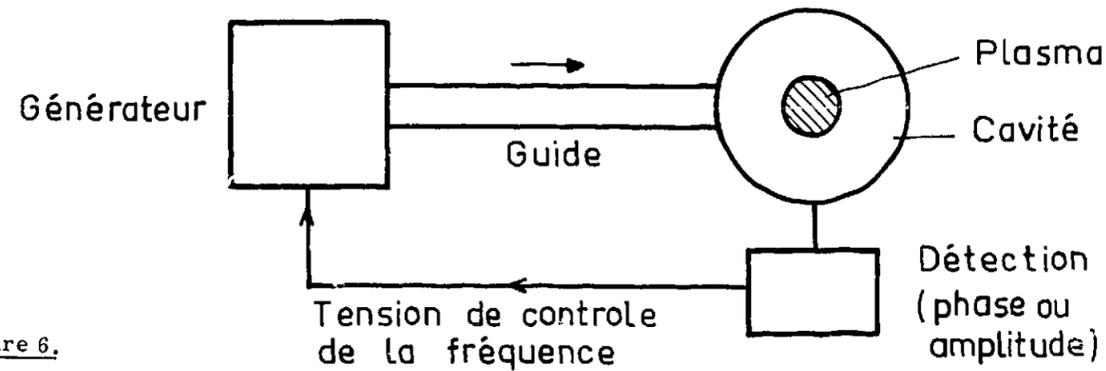


Figure 6.

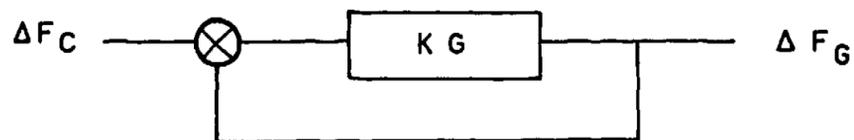


Figure 7.

Signal détecté
(quadratique)

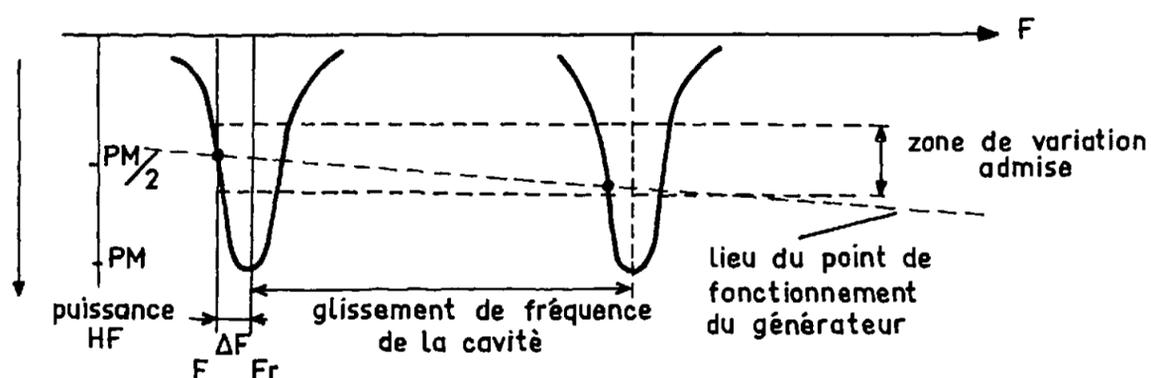


Figure 8.

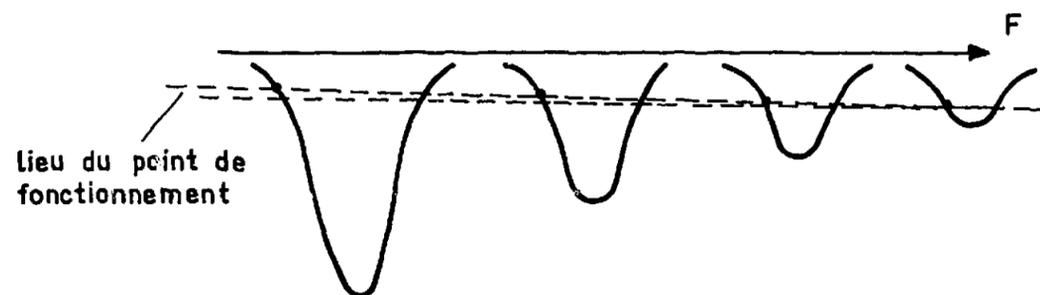


Figure 9

CHAPITRE 3
REALISATION EXPERIMENTALE.

Nous développons dans ce chapitre la réalisation d'un système suiveur de fréquence appliqué à une cavité alimentée par un générateur du type carcinotron ; ce système utilise le principe d'une démodulation de la HF avec retour par boucle extérieure de la cavité au générateur (paragraphe 2.2.). On examine en premier lieu des possibilités offertes par un tel système à partir d'un montage que nous avons réalisé, dont les caractéristiques ne sont pas particulièrement soignées, et qui, cependant, permet d'aborder le problème suffisamment près, en vue d'une utilisation ultérieure plus précise et mieux adaptée à un plasma donné. On déduit ensuite le plasma utilisé pour des essais expérimentaux. L'emploi des puissances HF assez fortes nous amène à découvrir certaines limitations pour ce système, limitations non absolues et valables pour l'expérience décrite ici essentiellement.

3.1. Application sur un carcinotron.

Le principe de détection en amplitude pour repérer la résonance d'une cavité présente d'autant plus d'intérêt par sa simplicité lorsque la fréquence du générateur dont on dispose se contrôle facilement, et d'une manière continue, indépendamment de la puissance du générateur : c'est le cas des carcinotrons. La fréquence d'oscillation en est fixée presque linéairement par la tension "Ligne" (figure 1). Le schéma servomécanique du dispositif de rattrapage automatique est alors relativement simplifié (figure 2) : on a successivement la détection du champ de la cavité $K_2 G_2$ (K_2 gain continu en V/MHz ; G_2 gain en fréquence), l'amplificateur de boucle $K G$, le carcinotron $K_1 G_1$ (K_1 pente de la courbe figure 1 en MHz/V). Le fonctionnement se résume dans l'expression :

$$\Delta F_{\text{Générateur}} = \frac{K_1 K_2 K G_1 G_2 G}{1 + K_1 K_2 K G_1 G_2 G} \Delta F_{\text{cavité}} + \frac{K_1 G_1 \Delta V_L}{1 + K_1 K_2 K G_1 G_2 G}$$

terme d'asservissement terme de perturbation

Variation de fréquence du générateur consécutive à un glissement $\Delta F_{\text{cavité}}$ de la cavité Variation parasite de la tension Ligne (paragraphe 3.2)

En fait, pour la cavité, comme nous l'avons vu plus haut (paragraphe 2.2.2) le système se réduit à un régulateur de tension détectée, vis-à-vis des variations imposées par le glissement de fréquence de la cavité ΔF_c ; ainsi le schéma figure 3 est plus parlant :

$$\Delta V_S = \frac{K_1 K_2 G_1 G_2 \Delta V_L}{1 + K_1 K_2 K G_1 G_2 G} + \frac{K_2 G_2 \Delta F_c}{1 + K_1 K_2 K G_1 G_2 G}$$

Variation de tension détectée Variation de tension Ligne Glissement de fréquence

En effet en continu ($G_1 = G_2 = G = 1$) et en l'absence de glissement de fréquence ($\Delta F_c = 0$) le rapport $\frac{\Delta V_S}{\Delta V_L}$ représente la sensibilité du système

$$\frac{\Delta V_S}{\Delta V_L} = \frac{K_1 K_2}{1 + K_1 K_2 K} \quad (1)$$

On peut aussi le définir d'une manière plus réaliste :

$$\frac{\Delta V_S}{\Delta V_L} = \frac{\text{excursion maximum admissible du point de fonctionnement sur la courbe de résonance}}{\text{variation maximum de tension Ligne dans laquelle on utilise le système}}$$

Avec le carcinotron bande S utilisé, on travaillera (paragraphe 3.6) sur le mode TM_{011} de la cavité ($F \approx 3,3$ k MHz, $Q \approx 500$, $K_1 \approx 0,3$ MHz/V). En prenant 100 mV d'amplitude maximum pour la courbe de résonance en fréquence de la cavité, on choisit le point de fonctionnement à mi-hauteur (figure 4), la puissance disponible est la moitié de celle délivrée à la résonance rigoureuse (détection quadratique). En linéarisant la courbe de résonance (figure 4) on obtient le coefficient de détection $K_2 \approx 3 Q \cdot 10^{-5}$ V/Mc/s. On admet une excursion maximum pour le point de fonctionnement de ± 10 mV autour de la valeur moyenne 50 mV de tension détectée c'est-à-dire $\Delta V_S = 20$ mV. Si on désire une bande de 100 MHz au moins, il faut une variation de tension Ligne de 400 V environ soit $\Delta V_L = 400$

De (1), avec les données ci-dessus on déduit :

$$K \approx 2 \cdot 10^4$$

Le gain de l'amplificateur de boucle doit donc être élevé, ce qui ne sera pas sans poser des problèmes quant à la stabilité en fréquence du servo-mécanisme (paragraphe 3.3). En fait, expérimentalement, lorsque la cavité est chargée par un plasma, le facteur de surtension chute au fur et à mesure que la densité croît (pertes plus grandes dans le plasma) ce qui équivaut à une diminution du gain en chaîne fermée, donc à rendre le système peut être plus stable, mais moins fidèle.

3.2. Amplificateur de boucle.

3.2.1. Choix du dispositif.

Le problème à résoudre est celui d'obtenir à l'aide d'un amplificateur de gain en tension élevée ($\sim 10^4$) le contrôle, dans une bande de plusieurs centaines de volts, de la tension Ligne qui fixe la fréquence d'oscillation du carcinotron.

Cette alimentation Ligne est stabilisée en tension à 10^{-4} : une solution consisterait à disposer de la référence de cette alimentation et à la faire varier pour arriver au contrôle cherché de la tension Ligne ; malheureusement la bande passante obtenue est très faible (~ 30 Hz). Ainsi la solution est plutôt d'introduire, en série avec l'alimentation Ligne un élément aux bornes duquel on peut imposer une tension contrôlable. Seule la sortie négative de cette alimentation (à - 5 KV environ de la masse, elle-même sortie positive) est accessible : on ne peut laisser flotter l'alimentation pour des raisons de stabilité. Il faut donc prévoir aussi l'isolement de l'élément intercalé. D'autre part, le courant Ligne continu (plusieurs centaines de mA), dont l'intensité dépend de la tension d'anode qui fixe la puissance HF de sortie du carcinotron, constitue un autre obstacle, car on doit transmettre à la fois le continu et les fréquences élevées (1 MHz). Compte tenu de ces impératifs la solution adoptée, en définitive, est la suivante: on place entre l'alimentation Ligne et les autres alimentations du carcinotron, une alimentation continue variable, à impédance interne nulle en série avec une résistance R (figure 5). La tension de sortie V_c de cette alimentation compense la chute de tension $R I_L$ créée par le courant Ligne à travers R, en sorte que $V_c + R I_L = 0$; l'alimentation compensatrice ne nécessite pas une très bonne stabilisation, car les variations basse fréquence (secteur) du terme $V_c + R I_L$ autour de sa valeur moyenne nulle se situent, dans la chaîne servomécanique, à haut niveau, elles seront affaiblies dans le rapport $\frac{K_1}{1 + K_1 K_2 K} \sim \frac{1}{300}$ (paragraphe 3.1) (1 V de variation parasite produit $\frac{1}{300}$ MHz de perturbation de fréquence). Aux bornes A et B (figure 5) de l'ensemble intercalé, sont reliées les sorties de l'amplificateur proprement dit.

3.2.2. Amplificateur de boucle.

Il doit transformer des variations de tension de l'ordre de quelques mV en variation de l'ordre de 100 V aux bornes A et B (figure 5) c'est-à-dire sur une charge égale à R (voir plus loin), à plusieurs KV de la masse : l'impédance Z_{AB} est nulle pour le courant Ligne, mais égale à R pour la sortie de l'amplificateur, l'impédance de sortie Z_S de l'amplificateur est infinie pour le courant Ligne, mais pratiquement nulle pour le courant de sortie de l'amplificateur. Cet amplificateur doit être bien entendu continu et posséder une bande passante la plus large possible (~ 1 Mc/s).

Il comporte successivement :

- un préamplificateur à circuits intégrés de gain 100 (variable) direct ou inverseur (selon le signe de K_2 , côté gauche ou droit de la courbe de résonance, (paragraphe 3.1.) alimenté par pile au mercure, comprenant la référence qui fixe la position du point de fonctionnement du servomécanisme sur la courbe de résonance, et un réseau correcteur à avance de phase (gain 20 db pour les hautes fréquences),
- un étage d'adaptation à tubes de gain 5,
- un amplificateur de puissance (figure 6).

C'est un oscillateur de puissance push-pull (1 KW) modulé par la grille de commande par le signal provenant des préamplificateurs. La charge est un transformateur isolé dont le secondaire est branché après démodulation et filtrage de la porteuse aux bornes A et B (figure 5). Le choix de la fréquence de cet oscillateur (~ 20 MHz) est motivé ainsi : d'une part on prévoit une bande passante de 1 Mc/s, d'autre part les capacités de réaction anode-grille qui shuntent le signal de commande et introduisent un retard de phase dans la chaîne sont d'autant plus faibles que la fréquence est élevée (nous avons 200 pF) (figure 6).

L'avantage de la solution modulation-transformateur-démodulation utilisée pour adapter l'amplificateur de puissance sur le circuit Ligne (figure 5) est, en outre, aussi, la suppression des dérives de zéro sur cet étage. Cependant, en revanche, la réalisation doit être assez soignée et le couplage bien étudié : nous n'avons pu empêcher l'apparition d'un retard de phase supplémentaire important (figure 8) qui limitera considérablement les possibilités en fréquence du servomécanisme final (paragraphe 3.3.). La valeur de la résistance R est un compromis : sans trop perturber le circuit Ligne, elle doit assurer un facteur de surtension correct (~ 20) à la self de l'oscillateur, on prend $R \approx 1$ K Ω .

La caractéristique $V_S = f(V_E)$ (figure 7), V_S tension de sortie de l'amplificateur de puissance ($= V_A - V_B$), V_E tension d'entrée, n'est autre que la caractéristique de grille $I_P = f(V_G)$ des tubes oscillateurs de l'étage en effet, $V_S \sim 2(V_{HT} - R_C I_P)$, $V_E \sim V_G$ (figure 6) : elle présente une zone non linéaire que l'on évitera. On travaillera dans la suite au voisinage de 200 V comme valeur nominale d'utilisation (sauf spécification), c'est-à-dire avec un gain de 25 environ.

3.2.3. Caractéristiques obtenues.

Le gain total de l'amplificateur de boucle est donc 10^4 environ (cette valeur est justifiée, paragraphe 3.3.) ; les caractéristiques en fréquence de l'ensemble tel qu'on l'a décrit plus haut, gain et phase, sont données figure 8 : la réalisation semble donc assez loin de ce que l'on prévoyait (bande passante 1 Mc/s), le déphasage important sera très ennuyeux pour la suite. Le branchement de l'amplificateur (bornes A et B, figure 5) est tel que nécessairement sa sortie négative doit être reliée au côté négatif de l'alimentation Ligne : la tension de sortie de l'amplificateur s'oppose à celle de l'alimentation Ligne. Les alimentations utilisées sur les différents tubes de l'amplificateur ne sont pas stabilisées ; il en résulte à la sortie sur A et B une ondulation à 100 Hz de 2 % environ en chaîne ouverte au voisinage de la valeur nominale (200 V) ; en boucle fermée, malgré la stabilisation du servomécanisme, cette ondulation se traduit par une variation de la fréquence du carcinotron de 0,2 MHz environ, qui entraîne une erreur dans la mesure des fréquences à l'ondemètre (oscillogrammes flous).

3.3. Etude de la stabilité en fréquence.

Il s'agit de déterminer comment concilier la nécessité d'avoir un gain continu élevé (paragraphe 3.1) avec les données expérimentales disponibles (bande passante et déphasage de l'amplificateur réalisé, paragraphe 3.2) pour obtenir un fonctionnement optimum du servomécanisme en chaîne fermée. On utilise les résultats connus de la théorie des asservissements du 2nd ordre, supposée valable [19].

Sur le plan de Black (figure 9) le gain complexe G de l'amplificateur de boucle est représenté par la courbe I (en pointillé). Il faut, en fait, étudier la fonction de transfert totale $K_1 K_2 K G$ (G_1 et G_2 gains en fréquence du carcinotron et de la détection sont supposés égaux à 1, quelle que soit la fréquence) : cette fonction de transfert serait représentée par la même courbe que G (I, figure 9) mais 40 db plus haut environ (lorsqu'on prend $Q \approx 600$, $K = 20\ 000$, d'où $K_1 K_2 K \neq 100$). Le servomécanisme serait alors violemment instable, car, à l'inversion de phase - 180°, le gain serait encore de $40 - 11 = 29$ db, au lieu de - 5 db environ pour un système stable ; pour l'utiliser comme tel (sans changement de gain complexe), mais stable, il faudrait diminuer le gain d'environ 34 db ($29 + 5$), c'est-à-dire prendre $K = 400$ au lieu de 20 000. Le système présenterait alors peu d'intérêt car la zone de variation admise pour le point de fonctionnement sur la courbe de résonance serait trop grande et la cavité très vite désaccordée. Nous allons diminuer le gain complexe G vers les hautes fréquences à l'aide d'un réseau à action intégrale choisi a priori (qui ramène le gain à l'inversion de phase, dans des conditions plus proches de la stabilité que précédemment). Soient I (figure 9) la courbe obtenue pour le nouveau gain complexe G, et III celle correspondant à la nouvelle fonction de transfert $K_1 K_2 K G$ (à + 40 db plus haut que II). On peut étudier l'effet d'un réseau correcteur à action dérivée, sur la fonction de transfert (III) en variant la constante τ du réseau (figure 10). Si l'on cherchait à s'imposer la condition généralement admise, que la courbe III tangente au contour + 2,3 db (celle

qui garantit une réponse suffisamment rapide mais non oscillatoire), les valeurs optimales pour $K_1 K_2 K$ et f_r , fréquence de résonance (\approx bande passante du servomécanisme) seraient $K_1 K_2 K \approx 25$ dbs, $f_r \approx 125$ kc/s, $\tau \approx 0,48$ μ s ; là encore nous aurions un amplificateur de gain $K \approx 4\ 000$ seulement, au lieu de 20 000. L'exigence du gain élevé étant primordiale pour l'intérêt du dispositif, on va admettre une réponse légèrement instable (ceci est justifié expérimentalement car on néglige ici certaines fonctions de transfert dans la chaîne, paragraphe 4.1) : en gardant un gain de 34 dbs ($K \approx 10\ 000$, donc suffisamment élevé) et $\tau \approx 0,2$ μ s (capacité du réseau = 1 000 pF) on obtient un fonctionnement correct (courbe IV, figure 9) ; la courbe de réponse $\Delta F_{\text{Générateur}} / \Delta F_{\text{cavité}}$, avec la fréquence déduite du graphique (IV, figure 9) est donnée figure 11. La bande passante à 3 dbs est de 250 kc/s environ ; la valeur optimale en est donnée, en fait, par le temps de relaxation de l'énergie dans la cavité $t_r = \frac{2Q}{\omega} = 2\pi F$, F fréquence de résonance de la cavité (au bout duquel l'énergie tombe de 1 à 1:e), c'est-à-dire de l'ordre de 10 Mc/s environ ; on est ici assez loin de cette valeur. La courbe V (figure 9) représente les mêmes calculs de stabilité que IV avec $Q \approx 400$ au lieu de $Q \approx 600$. Le système est évidemment plus stable.

Ces deux cas correspondent, en effet, aux approximations près, aux études expérimentales (paragraphe 4.1).

Les courbes de réponse (figure 11) ne sont valables, du moins vers les hautes fréquences que pour des petits signaux ; en effet, lorsque f augmente, le gain de l'amplificateur diminuant, la variation du point de fonctionnement sur la courbe de résonance devient, pour un glissement de fréquence constant, de plus en plus grande. Quand cette variation dépasse la résonance rigoureuse, le servomécanisme est instable (gain en chaîne fermée positif). Des courbes IV et V (figure 9) on peut tirer le glissement de fréquence maximum $(\Delta F)_{\text{max}}$ rattrapable, à la limite admise de 20 mV de variation de tension détectée (paragraphe 3.1) en fonction de f_m (figure 12).

Cette étude permet donc une représentation assez exacte des possibilités du servomécanisme : elles sont assez limitées ; cela provient essentiellement des performances de l'amplificateur de boucle.

3.4. Cavité utilisée.

On utilise une cavité bande S, cylindrique, excitée par un couplage magnétique sur guide rectangulaire RG 48/U, terminé par un piston de court-circuit (figure 13). Le diamètre de l'ouverture circulaire axiale pour le passage du tube à décharge par rapport au diamètre de la cavité doit être suffisamment important pour obtenir (voir plus loin) des glissements de fréquence appréciables, ce qui nous a permis d'utiliser une cavité déjà existante ($\phi_{\text{ouverture}} = 30$ mm - $\phi_{\text{cavité}} = 100$ mm). D'autre part, si l'on veut, dans ces conditions, conserver une sur-tension assez bonne, on utilisera des manchons métalliques de chaque côté de l'ouverture (figure 14).

A l'aide d'un générateur de quelques mW, selon le montage de la figure 15,

nous en avons tracé le spectre de fréquences de résonance, en l'excitant (indépendamment du guide prévu) par boucle (B) ou antenne (A) dans le plan médian, pour une cavité vide, et pour une cavité traversée axialement par le tube de pyrex de la décharge (figure 14).

Modes	Cavité à vide			Cavité avec pyrex				
	F (Mc/s) exp.	F (Mc/s) th.	Exci-tation	Niveau relatif (dbs)	F (Mc/s) exp.	F (Mc/s) th.	Exci-tation	Niveau relatif (dbs)
TM ₀₁₀	2 230	2 300	B	+ 4	2 180		B	+ 6
TE ₁₁₁	2 910,5	2 964	A	+ 3	2 823		A	+ 6
TM ₀₁₁	3 381	3 335	A	+ 4	3 288	3 192	A	0
TM ₁₁₀	3 567	3 659	B	+ 10	3 490	3 560	B	+ 10
TE ₂₁₁	3 771		A	+ 11	3 755		A	+ 10

On peut constater l'influence du pyrex : diminution de la fréquence de résonance d'autant plus importante que le champ électrique du mode considéré est intense dans la région du pyrex.

3.5. Etude de la décharge.

En bande S (pour la cavité et le carcinotron utilisés), on a vu au Chapitre 1 que les densités électroniques entraînant des glissements de fréquence appréciables sont de l'ordre de 10^{10} cm⁻³ (pour $R/a \approx 0,2$) : pour expérimenter le dispositif suiveur de fréquence décrit plus haut, il nous faut un plasma possédant de telles densités. On les obtient couramment dans les colonnes positives de décharge dans les gaz [20], d'où l'utilisation de la colonne positive d'une décharge simple dans l'air, entre électrodes planes circulaires, à une pression voisine 0,15 mm Hg (figure 16). Nous avons une résistance de 1 K Ω dans le circuit d'alimentation, d'une part en raison de la pente négative de la caractéristique (figure 17), d'autre part pour limiter le courant de décharge et l'établissement d'un régime d'arc. Dans ces conditions, la décharge est stable et on peut faire varier dans une bande assez large (0 - 600 mA) l'intensité du courant, une fois la décharge amorcée, tandis que la tension aux bornes varie peu (figure 17) ; la longueur de la colonne de plasma obtenue est de 150 mm environ, son diamètre 18,4 mm, elle paraît homogène longitudinalement, cependant, pour des pressions inférieures à 0,15 mm Hg elle devient striée en se rétrécissant au fur et à mesure que la pression diminue. La densité électronique varie, selon le courant (paragraphe 3.5.1) entre quelques 10^9 cm⁻³ et 10^{11} cm⁻³, la température électronique est de l'ordre de quelques 10^4 °K (paragraphe 3.5.2), néanmoins la longueur de Debye est nettement inférieure au rayon du plasma ($R/\lambda_D > 10^2$).

3.5.1. Mesure de la densité électronique n_e

La mesure de densité par sonde de Langmuir se révèle trop imprécise, elle ne permet que de vérifier les ordres de grandeur et la croissance linéaire avec I_d . Nous lui avons préféré la méthode du glissement de fréquence de cavité (on utilise d'ailleurs la cavité décrite au paragraphe 3.4) [3], [21]; la décharge présente cependant un gradient radial de densité de la forme $n = n_0 J_0(2,4 \frac{r}{R})$ [20]; utilisant les résultats du chapitre 1 (valables ici car le plasma est pratiquement froid), nous ne tenons pas compte de ce gradient, et la valeur mesurée pour n_e n'est qu'une valeur moyenne. Lorsque le champ électrique du mode de résonance de la cavité choisi pour la mesure, reste normal au gradient de densité dans le plasma on peut faire des mesures de densité, avec une loi linéaire, même au delà de $\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} = 1$ [21]. D'autre part, la présence des manchons métalliques selon l'axe de la cavité et qui lui conservent une surtension assez élevée (paragraphe 3.4), modifie nécessairement la topologie des champs dans cette cavité réelle par rapport à la cavité fermée théorique (en figure 18, on donne une idée de cette modification pour TM_{011} , TM_{110} , TM_{010}).

Ces deux raisons nous font choisir le mode TM_{110} pour la mesure de densité : il semble en effet moins perturbé par la forme de la cavité et ne possède que la composante E_z de champ électrique. Cette mesure de n_e effectuée avec le montage utilisé plus haut (paragraphe 3.4., figure 15) donne les courbes figure 19 pour des pressions différentes, la densité dépend donc essentiellement du courant de décharge I_d ; on note aussi le glissement du mode TM_{011} (figure 20).

Une cause d'erreur est à signaler, outre l'erreur classique d'appréciation de la résonance exacte ($\pm 0,2$ Mc/s), c'est l'erreur due à l'échauffement non négligeable de la cavité pour les forts courants I_d (l'écart de fréquence de résonance à vide observé avant et après la mesure atteint - 1 Mc/s environ). On étalonne la décharge (figure 21) avec le calcul théorique de TM_{110} (paragraphe 1.4), le pyrex utilisé présentant une constante diélectrique de 5 environ (constante dans le petit intervalle de fréquence utilisé); la valeur donnée par le mode TM_{011} est plus pessimiste, ce qui confirme les raisons données plus haut quant à la préférence donnée au mode TM_{110} pour la mesure; cependant, on peut raisonnablement prendre cet écart comme valeur moyenne de la précision.

3.5.2. Mesure de la température électronique T_e [22].

Effectuée à l'aide d'une sonde de Langmuir simple, placée dans le plan médian de la cavité (figure 22), c'est-à-dire au milieu de la colonne positive, elle fait apparaître la non dépendance radiale de la température T_e , aux erreurs près. On constate (figure 23) une décroissance sensible avec le courant I_d : en effet, la puissance électrique fournie par le circuit extérieur à la colonne positive, qui sert à ioniser le gaz (collisions inélastiques) et à donner de l'énergie thermique (T_e) aux électrons, le reste étant perdu pour chauffer le gaz et les parois du tube,

n'augmente pas proportionnellement à I_d (la tension entre sonde et anode décroît avec I_d); comme l'ionisation ($n_e \sim I_d$) et les pertes augmentent avec I_d , l'énergie thermique totale augmente peu, donc l'énergie thermique moyenne d'un électron diminue.

Dans l'intervalle court de pression étudié, la dépendance de T_e en $\frac{1}{p}$, n'est pas encore très visible. Les mesures sont entachées d'une erreur, évaluée en limite supérieure à 10^4 °K environ; la valeur moyenne de T_e est donc de 3.10^4 °K (figure 23), ordre de grandeur correct pour ce type de décharge [20].

La mesure de n_e (paragraphe 3.5.1) permet d'apprécier la fréquence de collisions des électrons ν_e (variation du facteur de surtension de la cavité), qui comporte deux termes principaux ν_{ep} (électron-parois) et ν_{en} (électron-neutre) $\nu_e \sim 10^9$. La vitesse thermique moyenne correspondant à $T_e = 3.10^4$ °K est $v_{th} \sim 1,2.10^8$ cm/s ($v_{th} \gg v_d$, vitesse de dérive dans le champ électrique de la colonne positive $v_d \lesssim 10^7$ cm/s), comme

$$\nu_{ep} \sim \frac{v_{th}}{R}, \quad R \text{ rayon interne du tube et du plasma } \nu_{ep} \sim 10^8, \text{ donc pratiquement } \nu_e \sim \nu_{en};$$

le l.p.m. d'un électron est $\lambda = \frac{v_{th}}{\nu_e} \sim 0,12$ cm. Cette valeur du l.p.m. est convenable: en

effet à 0,2 mm Hg, dans les conditions de l'expérience, la densité de neutres est: $n \sim 7.10^{15} \text{ cm}^{-3}$, la section efficace de collision élastique électron-neutre est de l'ordre de $10^{-15} \text{ cm}^2 (= \sigma)$, d'après sa définition $\lambda = \frac{1}{n\sigma}$ soit $\lambda \sim 0,14$ cm. La mesure de T_e par sonde est donc justifiée, l'inégalité $R > \lambda > \lambda_D$ étant satisfaite.

En définitive on dispose maintenant d'un plasma presque froid; les effets de T_e signalés au paragraphe 1.5. ne sont pas observables ici: les résonances secondaires sont trop aiguës (T_e n'est pas très élevé) et la surtension de la cavité trop faible pour les observer.

3.6. Etude du montage sur carcinotron.

En figure 24 est représenté le montage expérimental carcinotron-cavité. L'adaptation de la cavité est réalisée à l'aide d'un piston de court-circuit amovible.

3.6.1. Etude du couplage guide-cavité.

Quelle est l'influence de ce couplage, lorsque, partant d'un couplage correspondant à l'adaptation de la cavité (puissance réfléchie quasi-nulle) sur un mode de résonance donné, la fréquence de résonance de la cavité évoluant avec la densité de la décharge si le courant de décharge croît, on fait alors suivre manuellement la fréquence du carcinotron pour maintenir la résonance de la cavité? Le désaccord éventuel du couplage est causé par la variation de fréquence du carcinotron, nécessaire pour rattraper la résonance. L'étude de ce désaccord peut être faite sans décharge. En effet, une variation de fréquence est équivalente à une variation de la position du piston quant au couplage. A fréquence constante F , une variation dl de la position du piston autour de la valeur 1 entraîne un déphasage $d\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_g} dl$ (λ_g longueur d'onde dans

le guide). Réciproquement, pour une position l du court-circuit, une variation de fréquence dF autour de F donne un déphasage $d\psi = -\frac{2\pi l}{c} \lambda_g F dF$ [23]. Pour des variations faibles la correspondance entre dF et dl s'établit donc :

$$\frac{dl}{l} = \frac{F^2}{F^2 - F_c^2} \frac{dF}{F}$$

F_c = fréquence de coupure du guide ($\approx 2\,080$ Mc/s). Au voisinage du mode TM_{011} utilisé dans la suite (paragraphe 3.6.3) $F \approx 3,3$ k Mc/s d'où

$$\frac{dl}{l} = \frac{dF}{F} \times 1,65$$

Ainsi une variation de fréquence de 1 % (glissement de 30 Mc/s) équivaut, quant au désaccord du couplage à une variation de la position du piston de l'ordre du mm. En conséquence on admet que le couplage n'est pas sensiblement modifié lorsque la fréquence varie dans les ordres de grandeur cités ; en présence de plasma, une désadaptation serait donc causée par le plasma lui-même, dans la même bande de variation de fréquence.

3.6.2. Effets non linéaires.

Nous étudions ici, expérimentalement, le cas des fortes puissances HF, que nous avons abordé théoriquement au paragraphe 1.6. En effet, la nécessité d'avoir un glissement de fréquence sensible nous a obligé (paragraphe 3.5) à utiliser un rayon de plasma assez grand ($R/a \approx 0,2$) ; les effets de la puissance HF sont, alors, d'autant plus importants.

3.6.2.1. Effets sur la résonance de la cavité.

Lorsque la puissance HF croît on observe, expérimentalement, lors de la résonance de la cavité sur un mode donné, en présence de la décharge, deux phénomènes distincts, outre le glissement de fréquence et la variation du facteur de surtension :

a) Un phénomène d'hystérésis : il apparaît, sur la courbe de réponse en amplitude de la cavité, avec la fréquence, des points d'instabilité où ont lieu des variations brusques d'amplitude, se produisant à des fréquences différentes à densité constante du plasma selon que la fréquence du générateur croît en passant par la résonance ou décroît, en la rencontrant à nouveau, ou à des densités différentes à fréquence HF constante lorsqu'on balaye en densité.

b) Un phénomène d'ionisation supplémentaire du plasma, se superposant à l'excitation de la décharge, et qui place le système plasma-cavité dans un état résonant, donnant au mode primitif de résonance une largeur plus importante qu'initialement.

Ces deux effets apparaissent différemment selon le mode d'excitation de la cavité pour des densités du plasma et des puissances HF variables. Cependant, le phénomène d'hystérésis se présente pour des puissances HF inférieures à celles qui donnent naissance à une ionisation supplémentaire. Ils entraînent tous deux des modifications importantes dans l'aspect de la courbe de résonance en amplitude de la cavité et, de ce fait, une limite d'utilisation du système de rattrapage avec détection en amplitude dans le cadre de l'expérience actuelle. D'autres auteurs les ont observé ([24], colonne de plasma dans guide).

L'ionisation du gaz par la HF et l'effet d'hystérésis sont liés à la valeur du champ électrique. Selon le mode de résonance de la cavité et la puissance transmise P , l'amplitude E_0 et la direction du champ électrique varient : soient ω et Q respectivement la pulsation de résonance et le facteur de surtension de la cavité, on a $P = \frac{\omega W}{Q}$, W énergie emmagasinée dans la cavité, donnée par la formule classique

$$W = \frac{\epsilon_0}{2} \int_{V_{\text{cavité}}} |E|^2 dv \quad [23]$$

c'est-à-dire pour la cavité cylindrique

$$W = \alpha \frac{\epsilon_0 E_0^2}{2} \cdot V$$

V volume de la cavité.

On peut écrire :

$$E_0 = \sqrt{\frac{2 PQ}{\alpha \epsilon_0 V \omega}}$$

Le coefficient α exprime donc d'une certaine manière, l'aptitude d'un mode de résonance à produire un champ électrique maximum donné pour une puissance donnée. Il faut cependant tenir compte également de la répartition du champ électrique dans la cavité, et plus précisément savoir ce qu'il en est dans la région occupée par le plasma : le coefficient k défini comme le rapport de l'énergie dans le volume du plasma

$$W_p = \frac{\epsilon_0}{2} \int_{V_{\text{plasma}}} |E|^2 dv$$

à l'énergie dans la cavité W , $k = \frac{W_p}{W}$, permet d'apprécier cette répartition. On donne dans le tableau ci-dessous les valeurs des coefficients α et k pour divers modes.

Mode	TM ₀₁₀	TE ₁₁₁	TM ₀₁₁	TM ₁₁₀	TE ₀₁₁
α	0,270	0,238	0,282	0,240	0,240
k (R/a = 0,2)	0,140	0,080	0,068	0,016	0,016

Pour le carcinotron et la cavité utilisés, seuls les modes TM₀₁₁ et TE₁₁₁ sont accessibles : on constatera qualitativement plus loin que les puissances faisant apparaître des non linéarités pour TE₁₁₁ sont effectivement inférieures à celles de TM₀₁₁ ; cependant aucune comparaison quantitative n'est permise, car il faudrait faire intervenir bien d'autres facteurs dont on a fait abstraction dans les calculs ci-dessus (plasma, verre du tube à décharge, cavité réellement utilisée, etc. ...).

3.6.2.2. Etude expérimentale.

a) Mode TM₀₁₁

Sur un diagramme P_{in} - I_d (figure 25) P_{in} puissance incidente, I_d courant de décharge, sont tracées trois courbes délimitant quatre zones différentes. Sans plasma (I_d = 0) la cavité est adaptée P_{in} = puissance transmise à la cavité. Avec plasma, la puissance mesurée au maximum de réponse en amplitude de la cavité avec la fréquence ne correspond plus tout à fait à l'adaptation : il y a une réflexion, due au plasma, on a vu au paragraphe 3.6.1. que le désaccord du couplage en fréquence est négligeable ; la puissance réellement transmise au plasma est difficile à connaître, car le verre du tube à décharge absorbe une partie de la puissance totale transmise (P_{in} - P_r). On admet la proportionnalité entre P_{in} et P_T la puissance réelle transmise au plasma. En figure 26 on donne la forme des courbes de réponse en amplitude observées avec la fréquence montante et descendante pour les diverses zones du diagramme (figure 25).

Etudions ce diagramme, P_{in} - I_d, en remontant le plan à partir de l'axe des I_d (la détermination des zones n'est pas absolue mais assez floue). En-dessous de la courbe I, la courbe de réponse en amplitude est encore symétrique. A partir de I il apparaît pour F > F_r un hystérésis et jusqu'à II : dans toute la zone inférieure à II la puissance réfléchie pour F = F_r n'atteint jamais plus de 20 % de P_{in}. En II, il apparaît un "plateau" résonnant qui subsiste entre II et III : dans cette zone la HF prend une part active à l'ionisation et crée un plasmode résonnant ; lorsqu'on coupe la décharge continue, la fréquence étant à l'intérieur du plateau, cette ionisation maintient dans la cavité, pour des puissances suffisantes (P_{in} ≳ 15 W), un plasma allumé, en dehors du plateau il n'en est pas ainsi. Dans ce plateau la puissance réfléchie est sensiblement la moitié de la puissance incidente (celle notée figure 25) ; d'autre part la largeur du plateau augmente

au fur et à mesure qu'on se rapproche de III. En III le régime change brusquement et de manière irréversible dès que la fréquence du générateur place la cavité dans la zone du plateau précédemment décrit. On se trouve alors dans un régime d'ionisation permanente quels que soient la fréquence et le courant I_d ; l'absorption augmente brusquement elle aussi (le niveau détecté baisse de plusieurs db), la résonance de la cavité semble noyée. Ce domaine n'a pas été exploré car le refroidissement du verre du tube à décharge, à cause de l'échauffement de la HF, pose des problèmes.

Dans cette exploration en puissance et en densité, la cavité a été chaque fois maintenue manuellement à la résonance c'est-à-dire au point d'amplitude détectée maximum.

Dans la zone du "plateau" on constate que la luminosité du plasma au centre de la cavité reste pratiquement constante, il en est donc de même pour la densité électronique perturbée : c'est l'effet de confinement de la HF (paragraphe 1.6). Les résultats sont visibles sur les oscillogrammes (figure 27) : on applique une modulation sur la densité (I_d) et non sur la fréquence du générateur.

En rapprochant les courbes figure 25 des courbes de températures de la décharge (paragraphe 3.5, figure 23), on pourrait faire les remarques suivantes : l'apparition d'une non linéarité donnée pour des champs électriques et des courants de décharge variables correspond à une valeur constante (pour la non-linéarité considérée) du rapport :

$$\frac{e |E|}{\omega \sqrt{8 m k T_e}}$$

(paragraphe 1.6) ; comme T_e décroît avec I_d, il est nécessaire que |E| décroisse pour observer la même non linéarité, donc la puissance HF. Cette explication n'est valable que si la HF ne modifie pas T_e comme on l'a vu au paragraphe 1.7., ce qui exclut le cas où il y a ionisation spontanée par la HF, et ainsi seule la courbe I pourrait être expliquée.

b) Mode TE₁₁₁

Avec le carcinotron utilisé, on peut difficilement descendre à des puissances inférieures à 1 W, sinon il ne s'amorce pas. Comme prévu (paragraphe 3.6.2.2) les puissances mises en jeu sont inférieures à celles de TM₀₁₁.

Pour des puissances HF < 4 W et I_d ~ 100 mA on observe déjà le phénomène d'hystérésis qui apparaissait pour TM₀₁₁ entre les courbes I et II du diagramme (figure 25).

Pour des puissances HF > 4 W est pratiquement quel que soit I_d le plateau résonnant, observable pour TM₀₁₁ à partir de la courbe II (figure 25), existe. Le champ électrique est très affecté par le plasma et le niveau détecté tombe de 8 db environ : en effet le plasma est situé dans la région de champ électrique maximum, c'est-à-dire sur l'axe de la cavité.

On peut observer les mêmes phénomènes qu'avec TM₀₁₁ (figure 28).

c) Conclusion.

Les deux études sommaires précédentes montrent que l'on peut utiliser le mode TM_{011} dans des gammes de puissance et de densité du plasma plus grandes que TE_{111} . Pour étudier le dispositif suiveur de fréquence nous choisissons donc de préférence TM_{011} .

Nous allons étudier dans la suite le glissement de fréquence de ce mode en fonction de la densité pour une puissance HF donnée, tout en restant dans la zone du diagramme (figure 25) inférieure à la courbe III.

Cette limitation en puissance HF qui apparaît, n'est cependant pas définitive et absolue dans tous les cas ; elle résulte essentiellement du fait que, dans notre expérience, le flux de particules dans le plasma à travers la cavité est faible ($\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_o^2} \times \frac{v_d}{c} \approx 10^{-4}$) et que la densité des neutres est élevée ($n \sim 7,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$), c'est-à-dire, d'une autre façon, que les électrons profitent beaucoup plus du champ HF en énergie pour ioniser des neutres supplémentaires, que pour augmenter leur énergie dirigée, par exemple, et s'éloigner du champ HF comme dans un accélérateur. Avec un flux de particules plus grand dans le plasma (en particulier une vitesse v_d plus grande) et une pression plus basse, on serait certainement moins gêné par l'ionisation supplémentaire de la HF et par les phénomènes de résonance non linéaires.

3.6.3. Glissement de fréquence du mode TM_{011}

Avec la décharge décrite (paragraphe 3.6) on peut obtenir sur le mode TM_{011} un glissement de fréquence appréciable, de plusieurs dizaines de Mc/s, permettant une utilisation assez étendue.

Comme nous l'avons vu plus haut, pour des puissances HF assez faibles, la courbe de réponse en amplitude de la cavité n'est pas modifiée ; on peut donc repérer normalement la résonance rigoureuse et mesurer facilement le glissement de fréquence, et le facteur de surtension (donnant le coefficient K_2 , paragraphe 3.1), en fonction du courant de la décharge.

Pour des puissances HF supérieures, les non linéarités signalées au paragraphe 3.6.2, affectent seulement le côté droit de la courbe de réponse, ce qui nous obligera par la suite à utiliser le côté gauche de cette courbe (K_2 positif). On peut là encore, mesurer la fréquence correspondant à la réponse en amplitude maximum et tracer une courbe de glissement de fréquence, qui se révèle sensiblement identique à celle obtenue pour des puissances plus faibles. On pourra ainsi comparer les variations de la fréquence de résonance (figure 29) du mode TM_{011} avec $P_{HF} \approx 10 \text{ W}$ à celle obtenue dans l'étalonnage (paragraphe 3.5.1) à faible puissance.

En figure 29, il apparaît que le coefficient K_2 , intervenant dans la chaîne servomécanique subit une légère diminution : cela revient en fait à une diminution du facteur de surtension (réel ou fictif) de la cavité avec plasma, due à des pertes plus grandes dans le plasma au fur et à mesure que la densité augmente (entre autres collisions électron-neutre, électron-paroi). Les courbes données figure 29 sont valables pour des pressions $0,1 < p < 0,2 \text{ mm Hg}$.

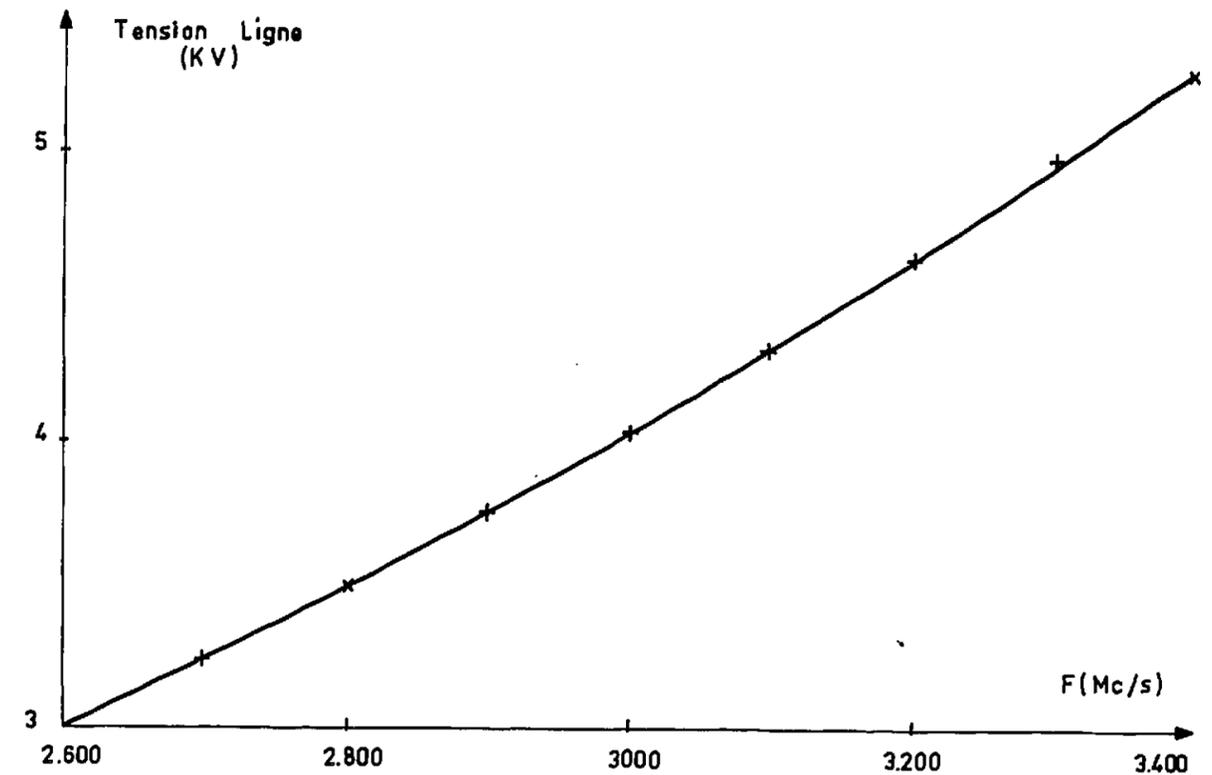


Figure 1.

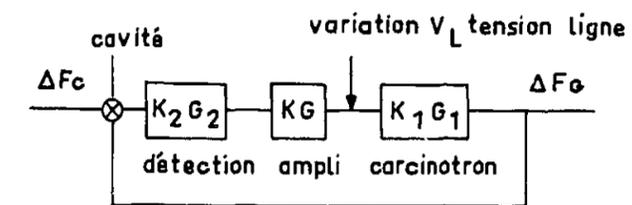


Figure 2.

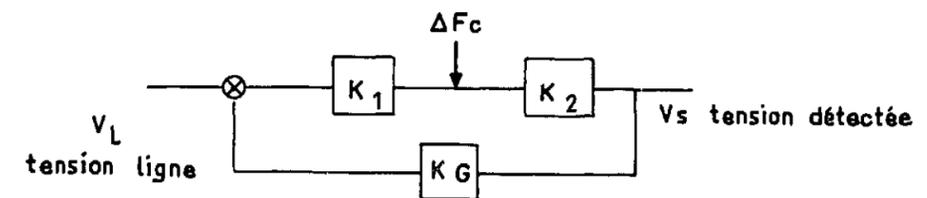


Figure 3.

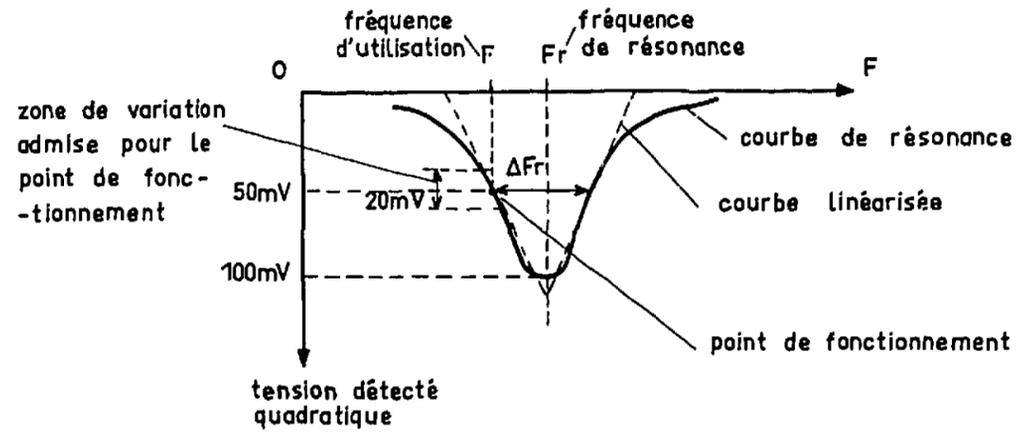


Figure 4

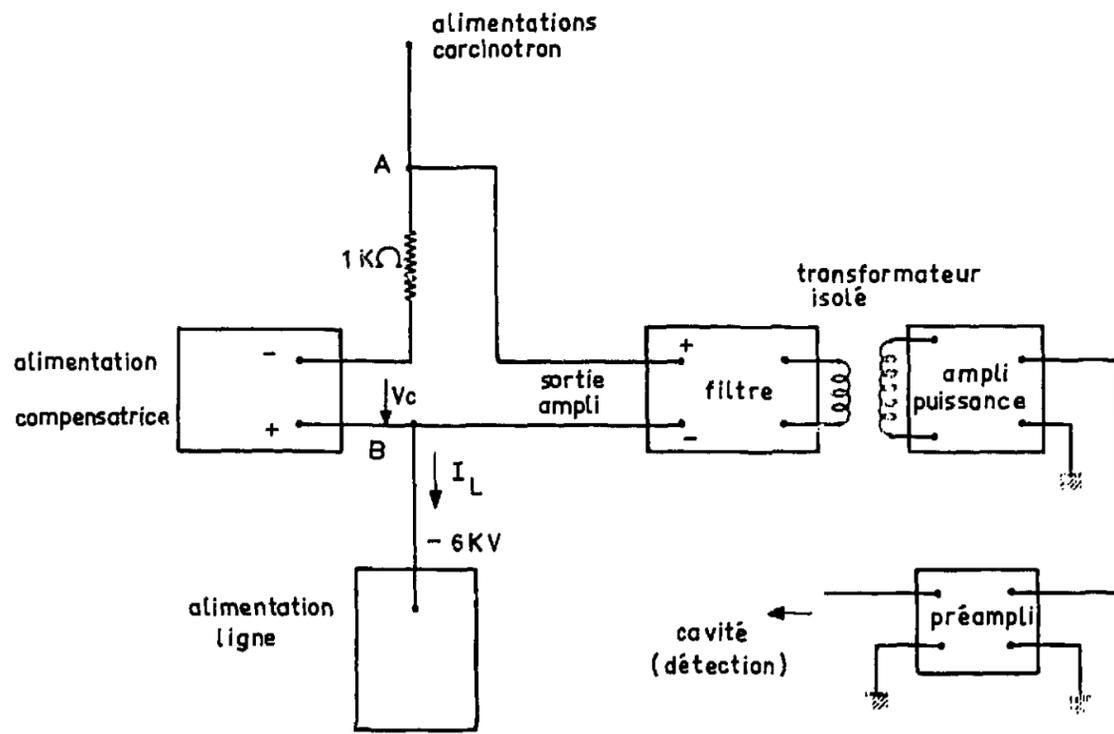


Figure 5.

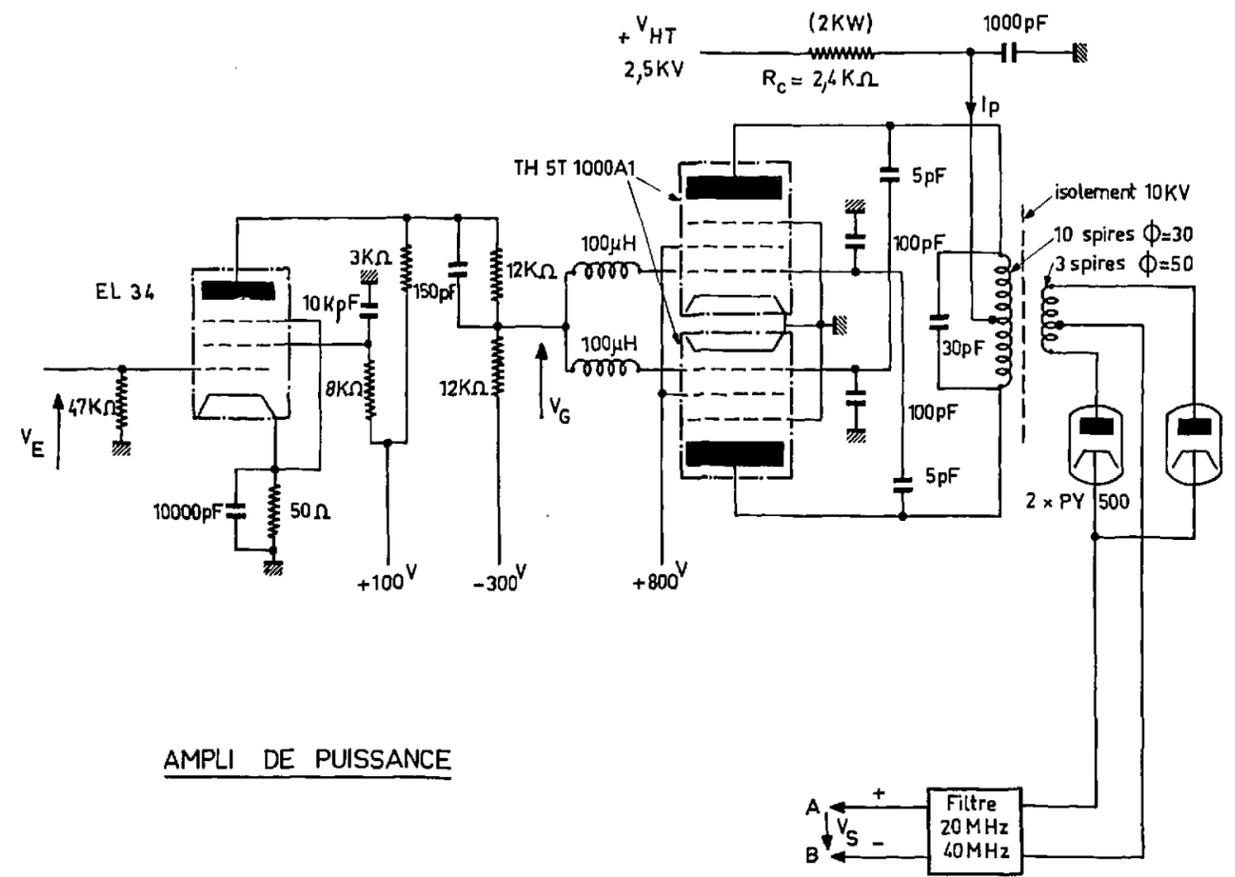


Figure 6 - AMPLIFICATEUR DE PUISSANCE.

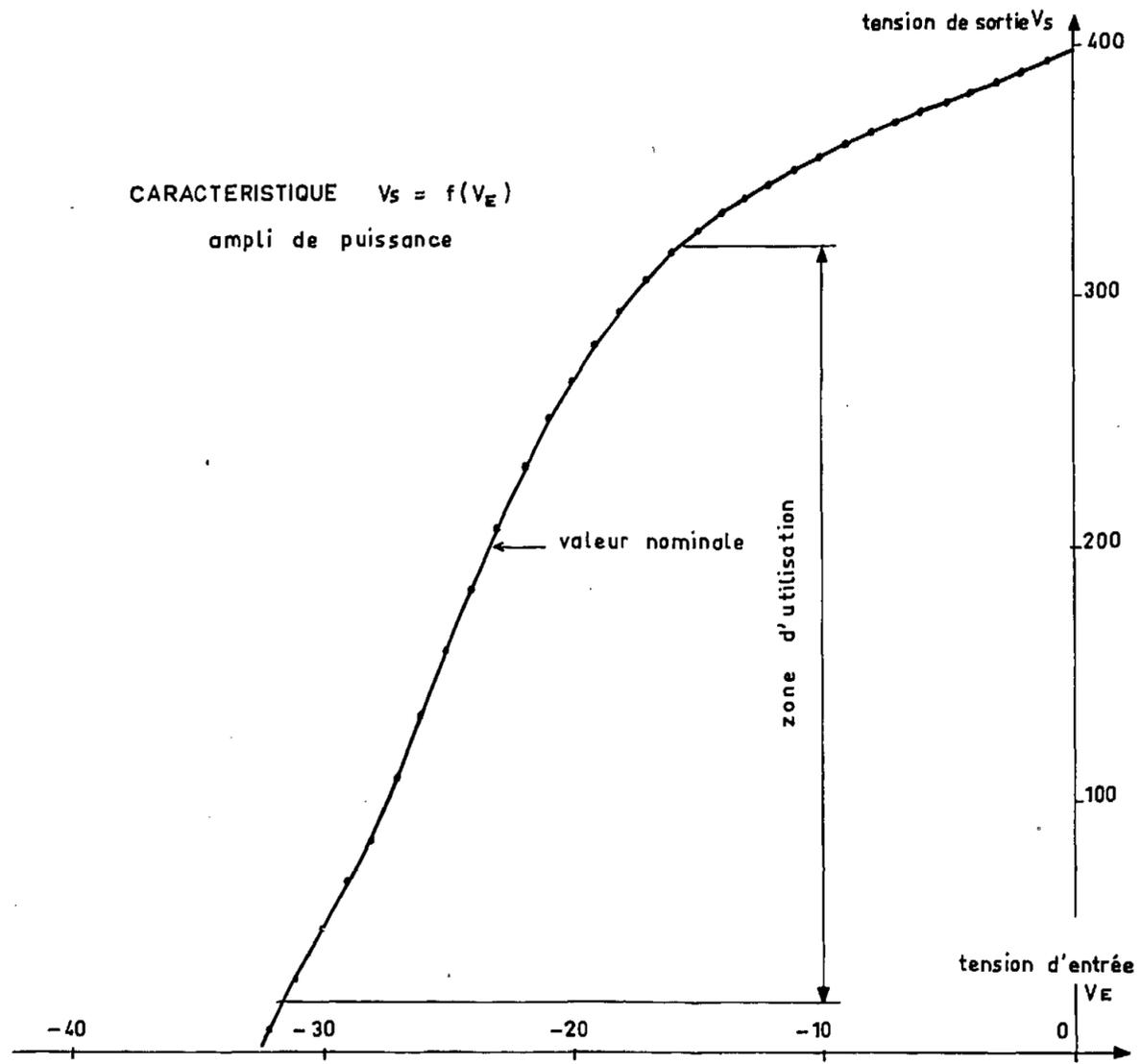


Figure 7.

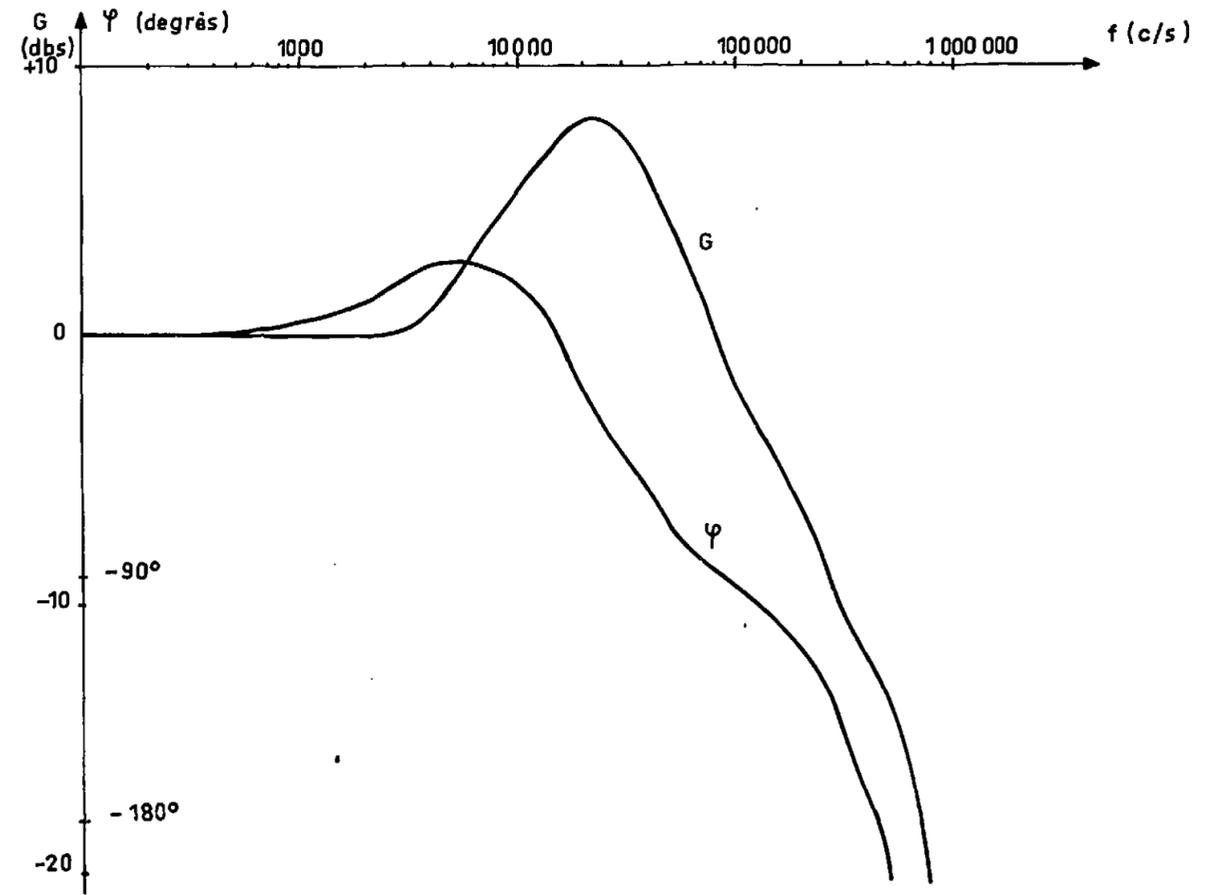


Figure 8.

Courbe II = Courbe I + Action intégrale

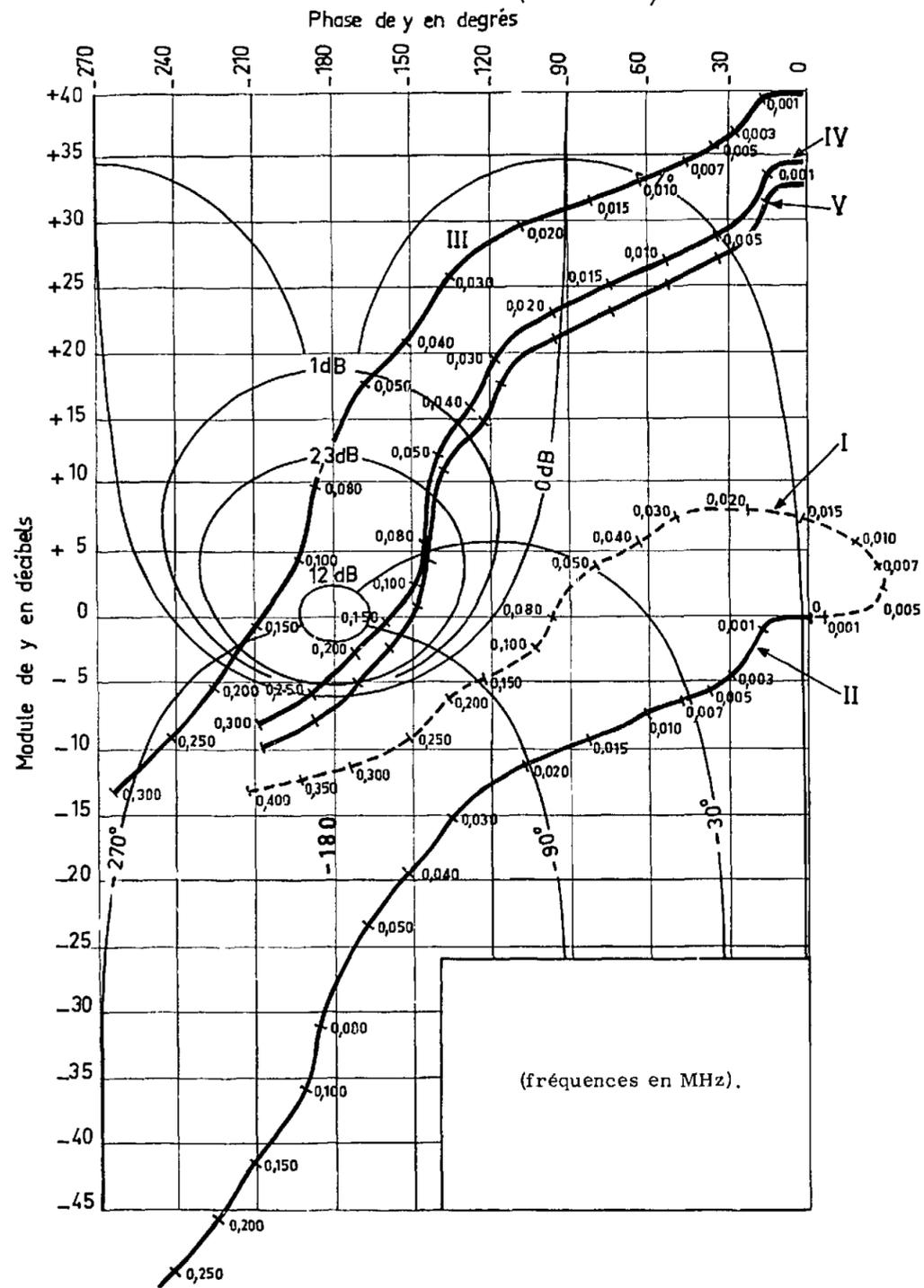
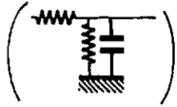
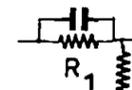


Figure 9 -

Effet de l'action dérivée sur la fonction de transfert (III fig.9)



$\tau \approx \frac{R_1 C}{a}$ $a = \frac{R_1}{R_2} \# 10$ (20 db) $R_1 = 2,2 K\Omega$
 $R_2 = 0,2 K\Omega$

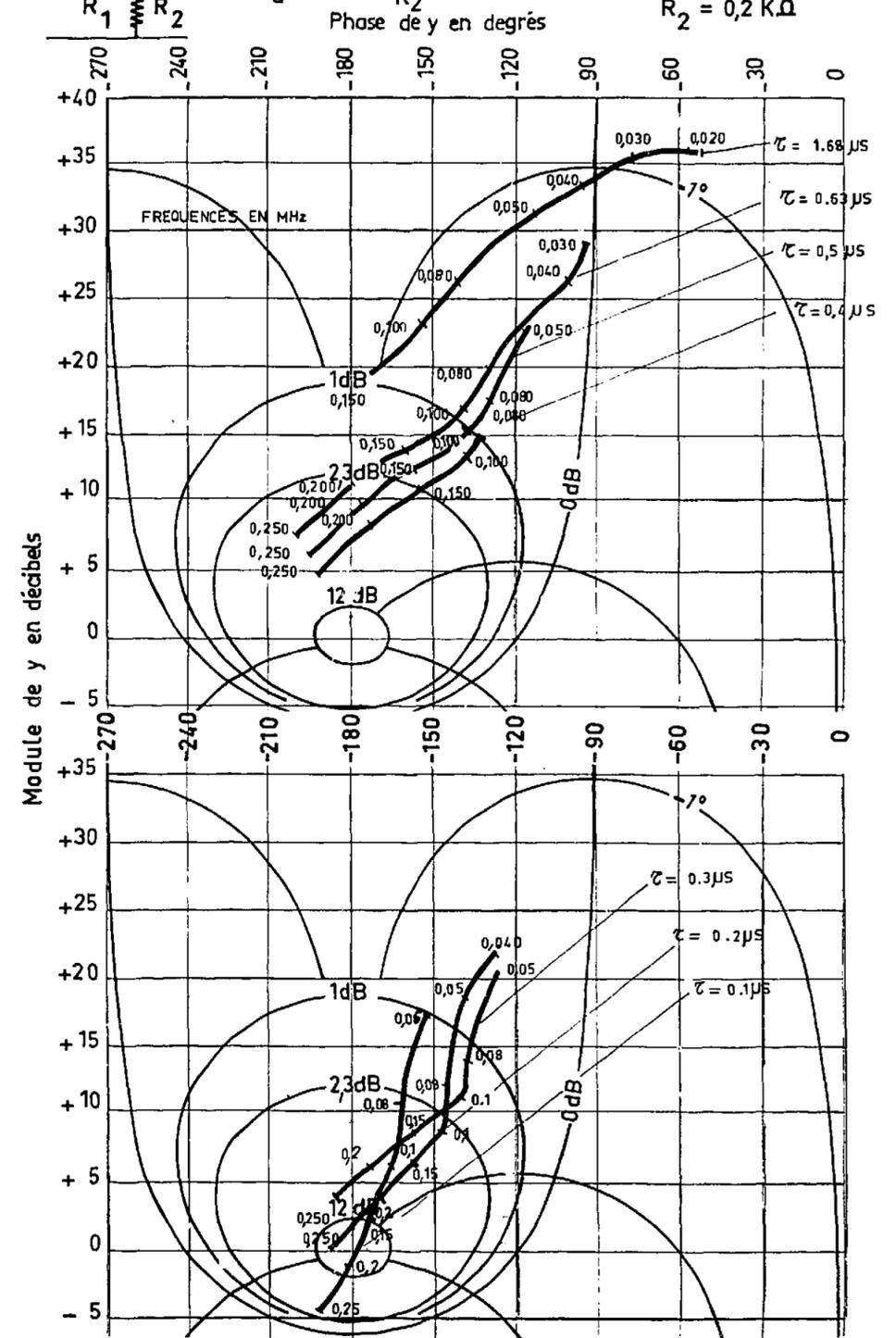


Figure 10.

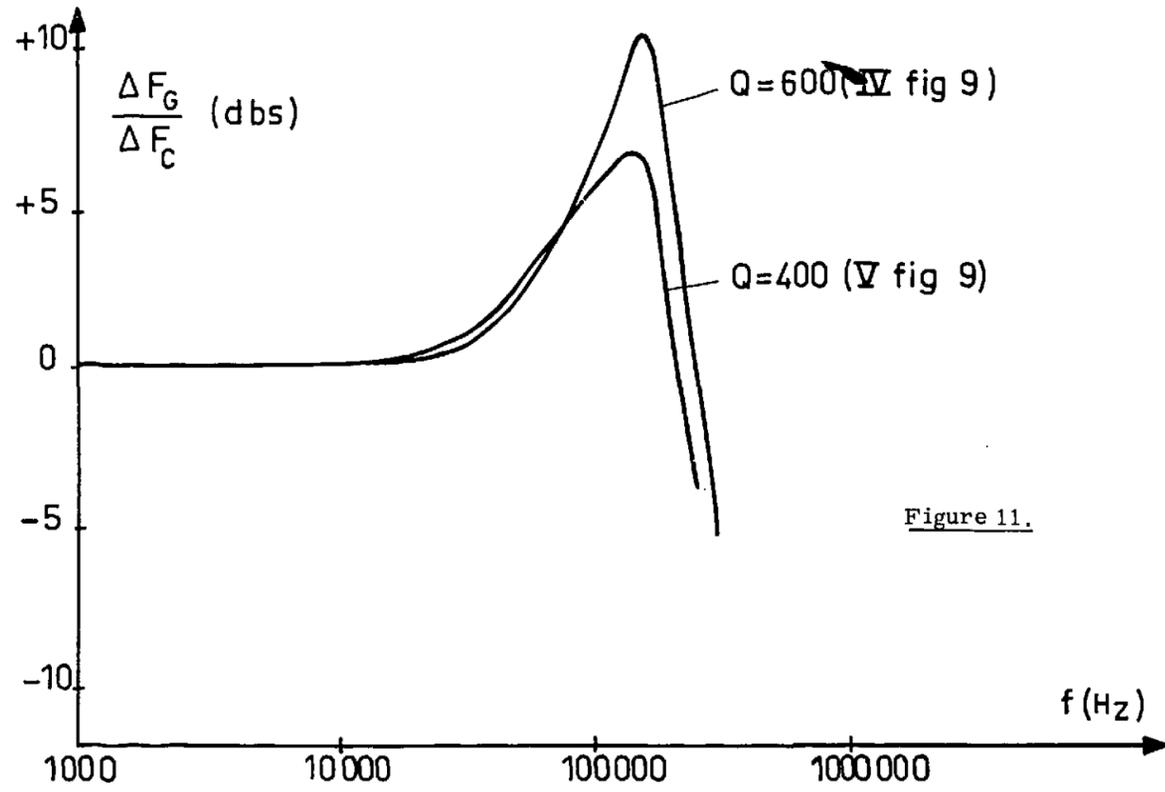


Figure 11.

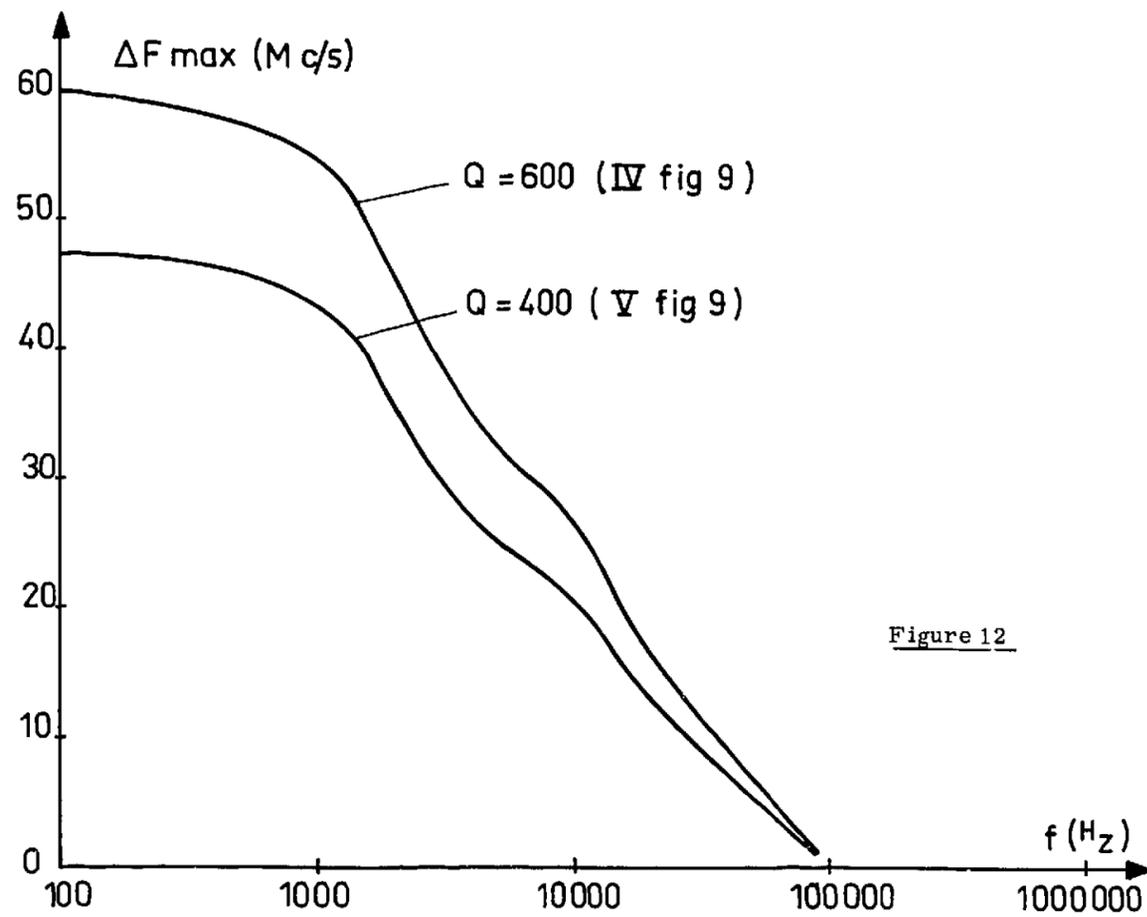


Figure 12.

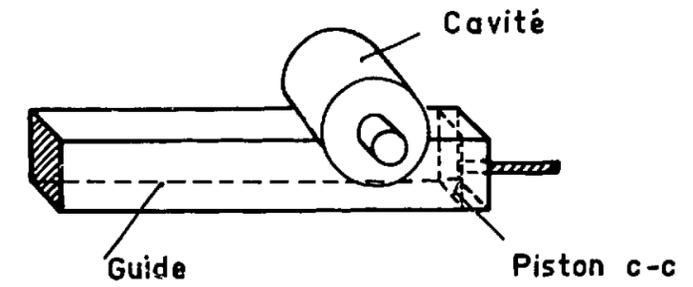


Figure 13

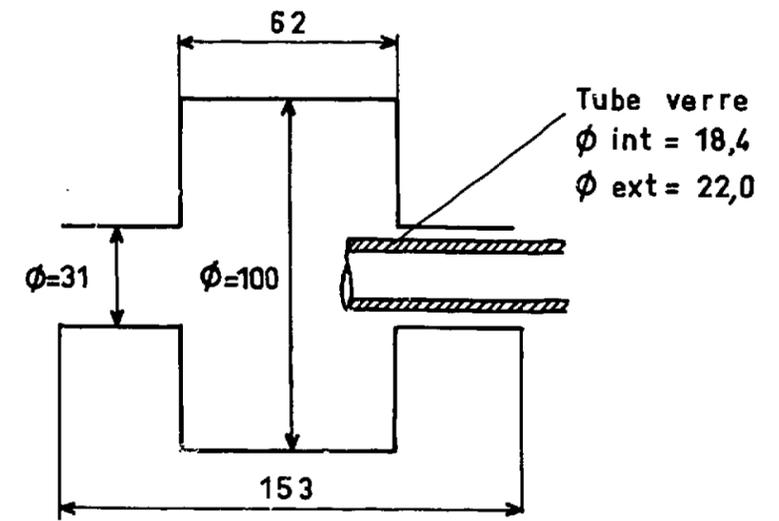


Figure 14

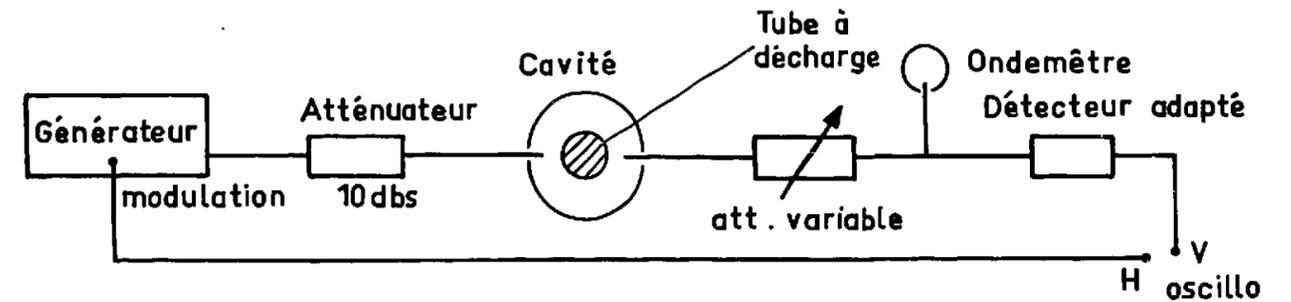


Figure 15

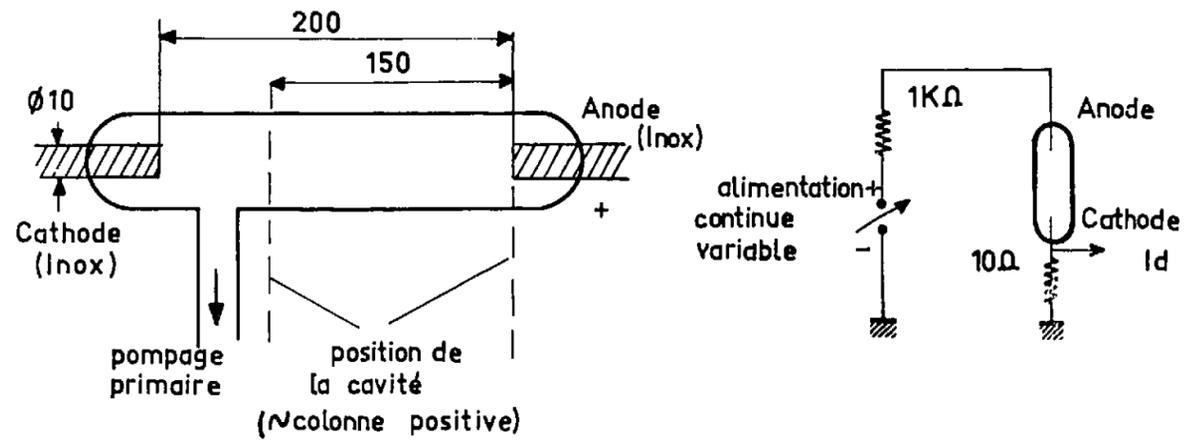


Figure 16

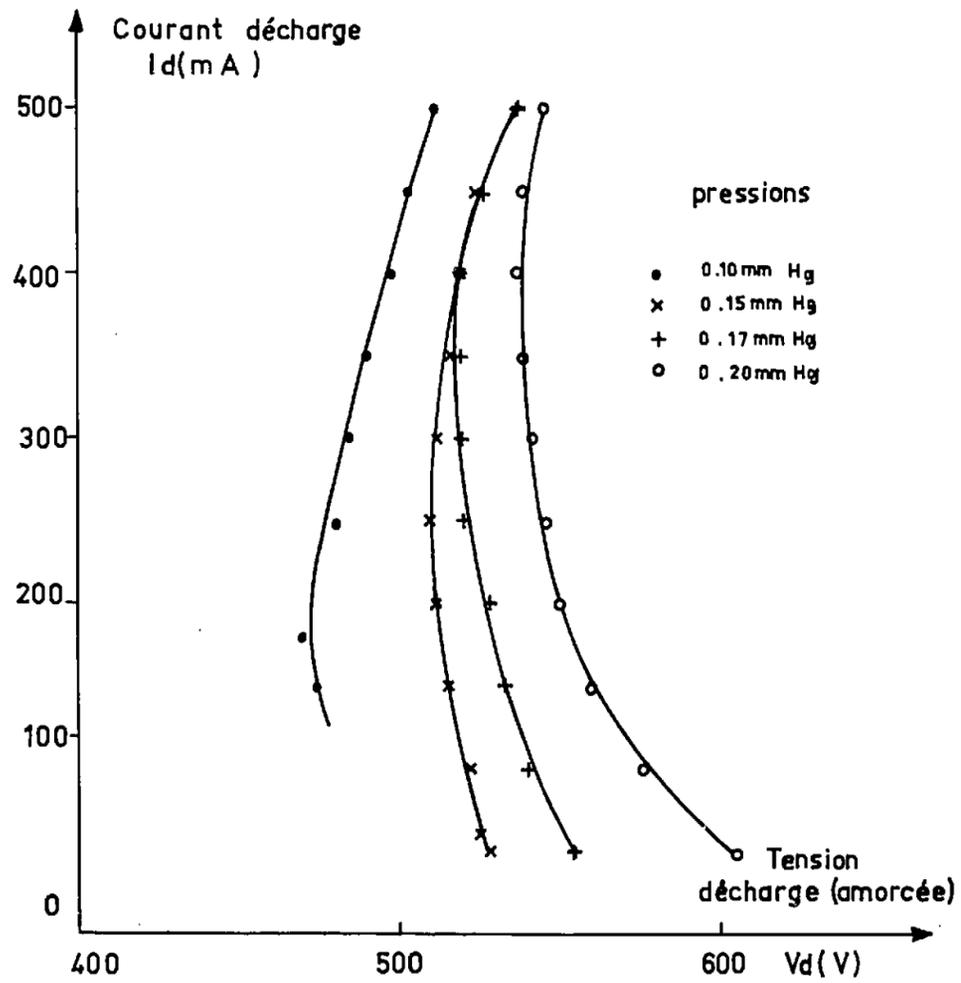


Figure 17

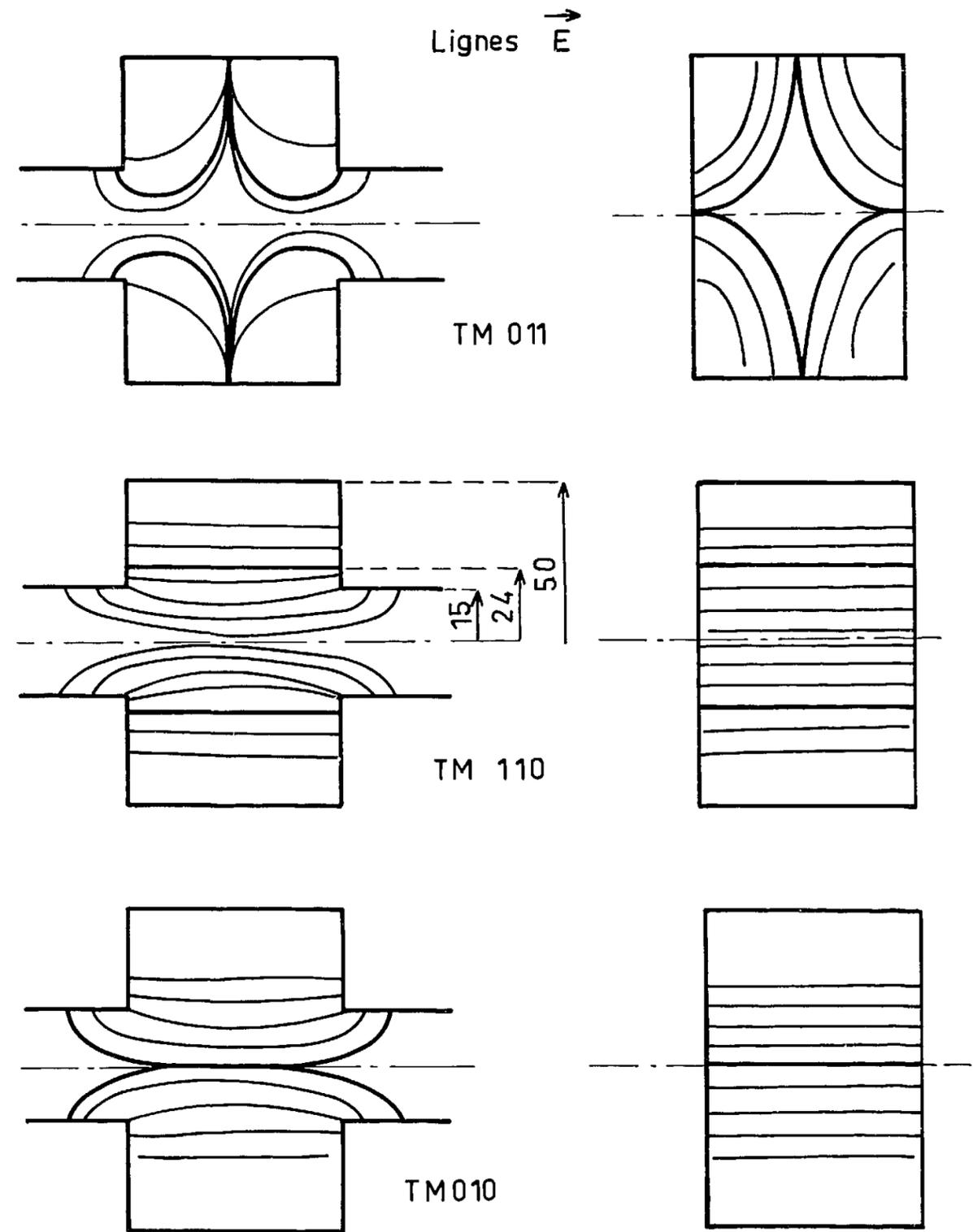
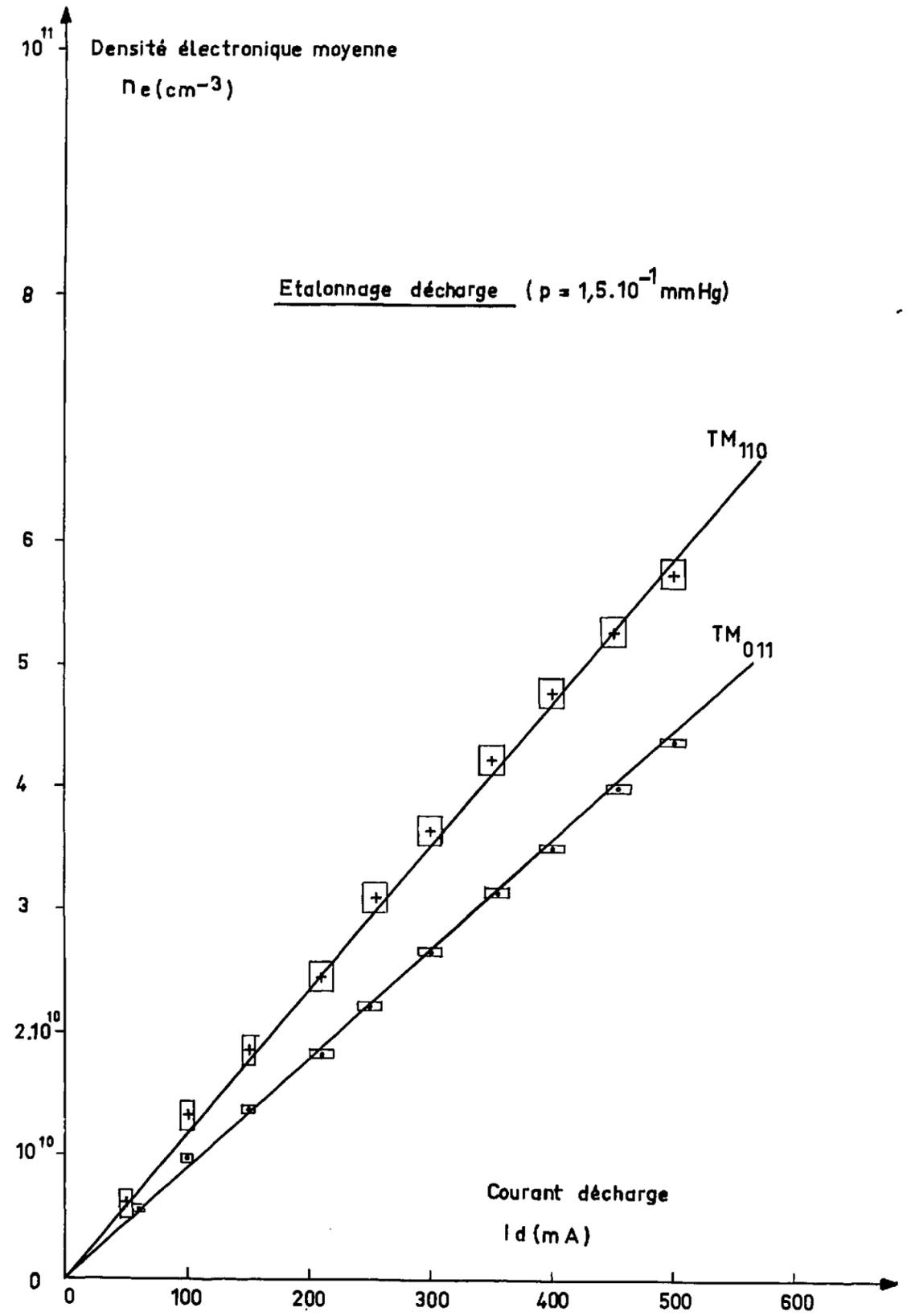
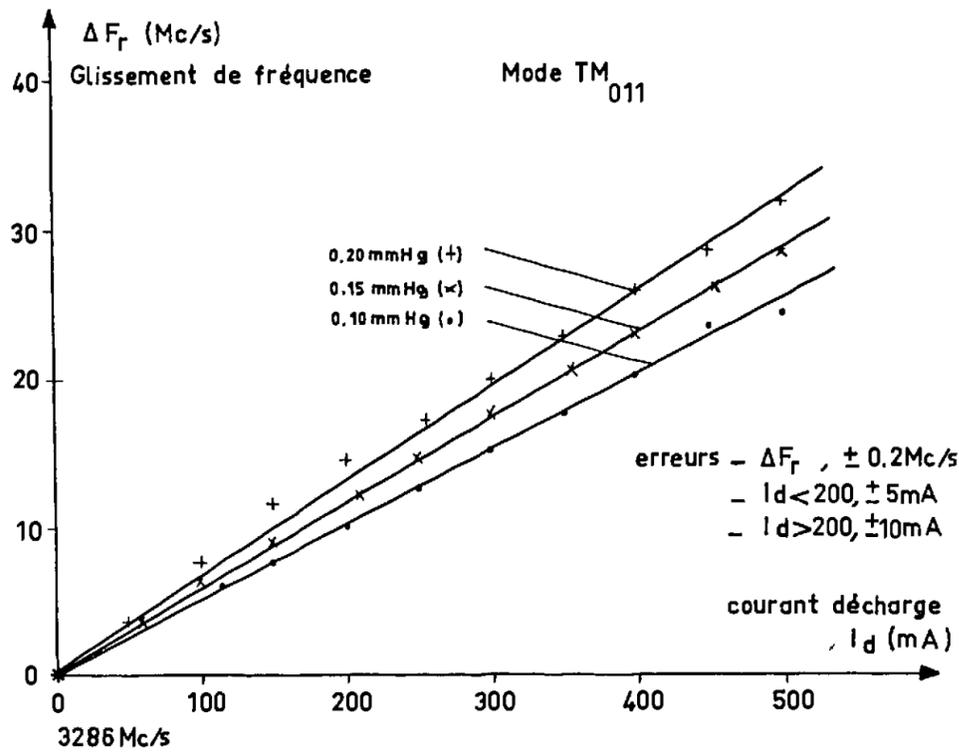
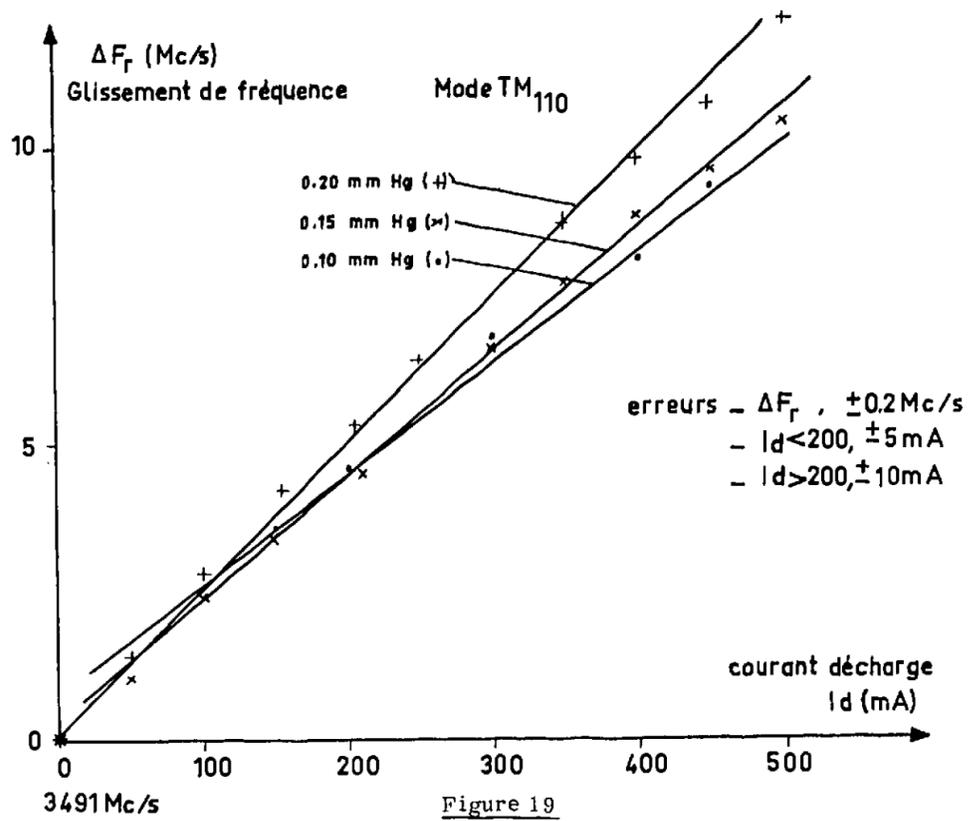


Figure 18.



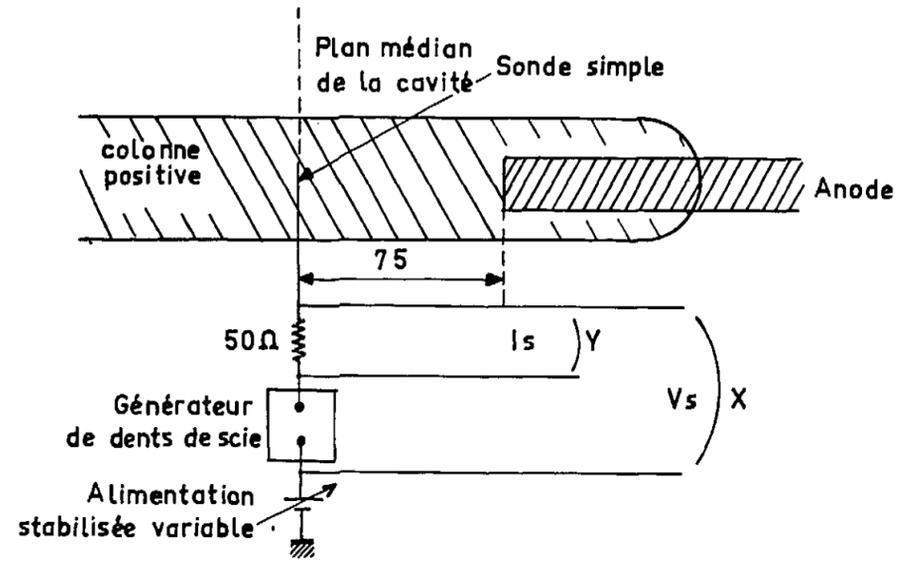


Figure 22

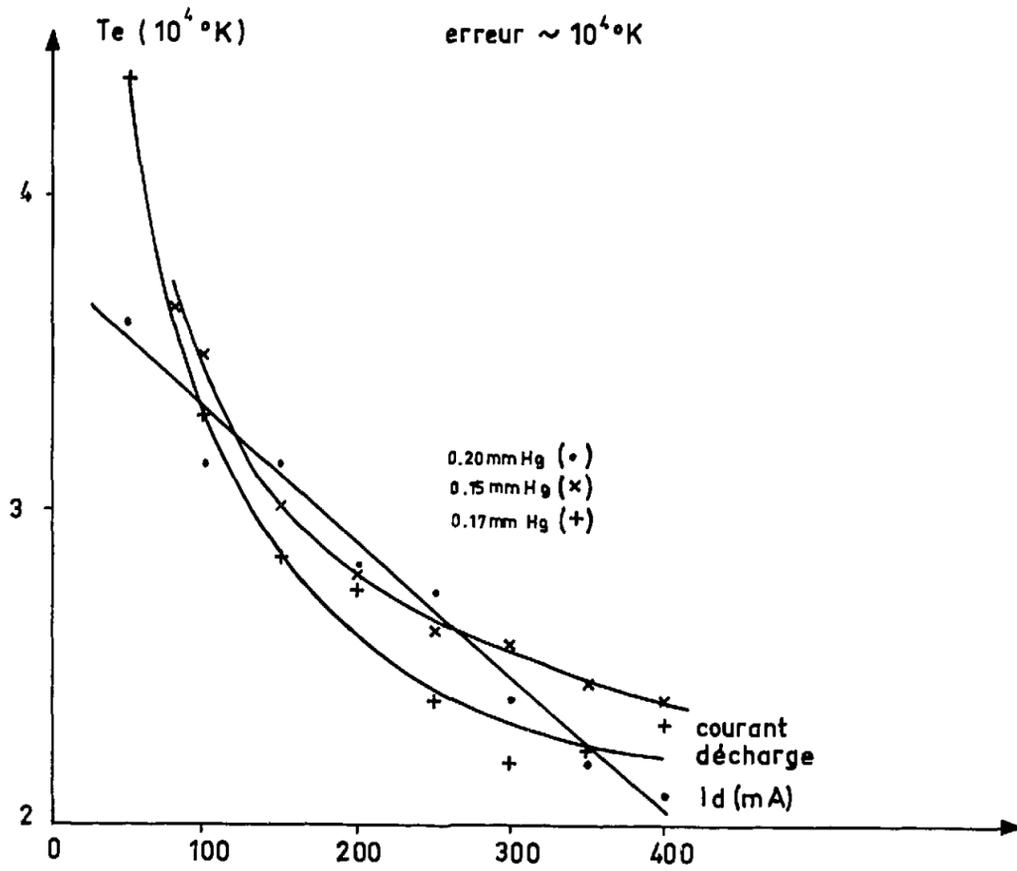


Figure 23

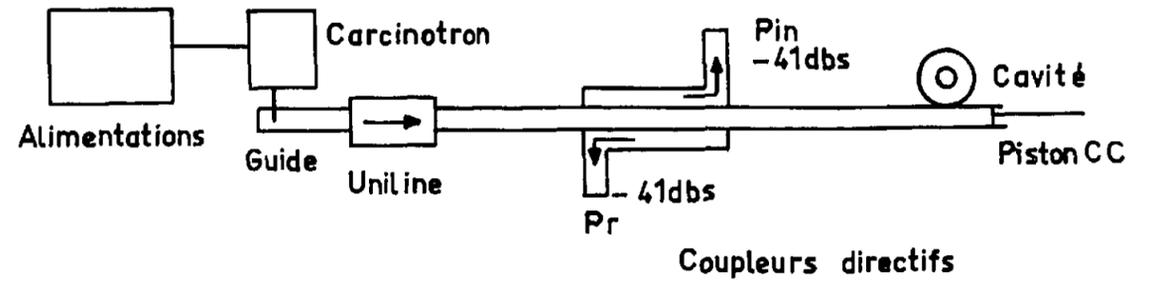


Figure 24.

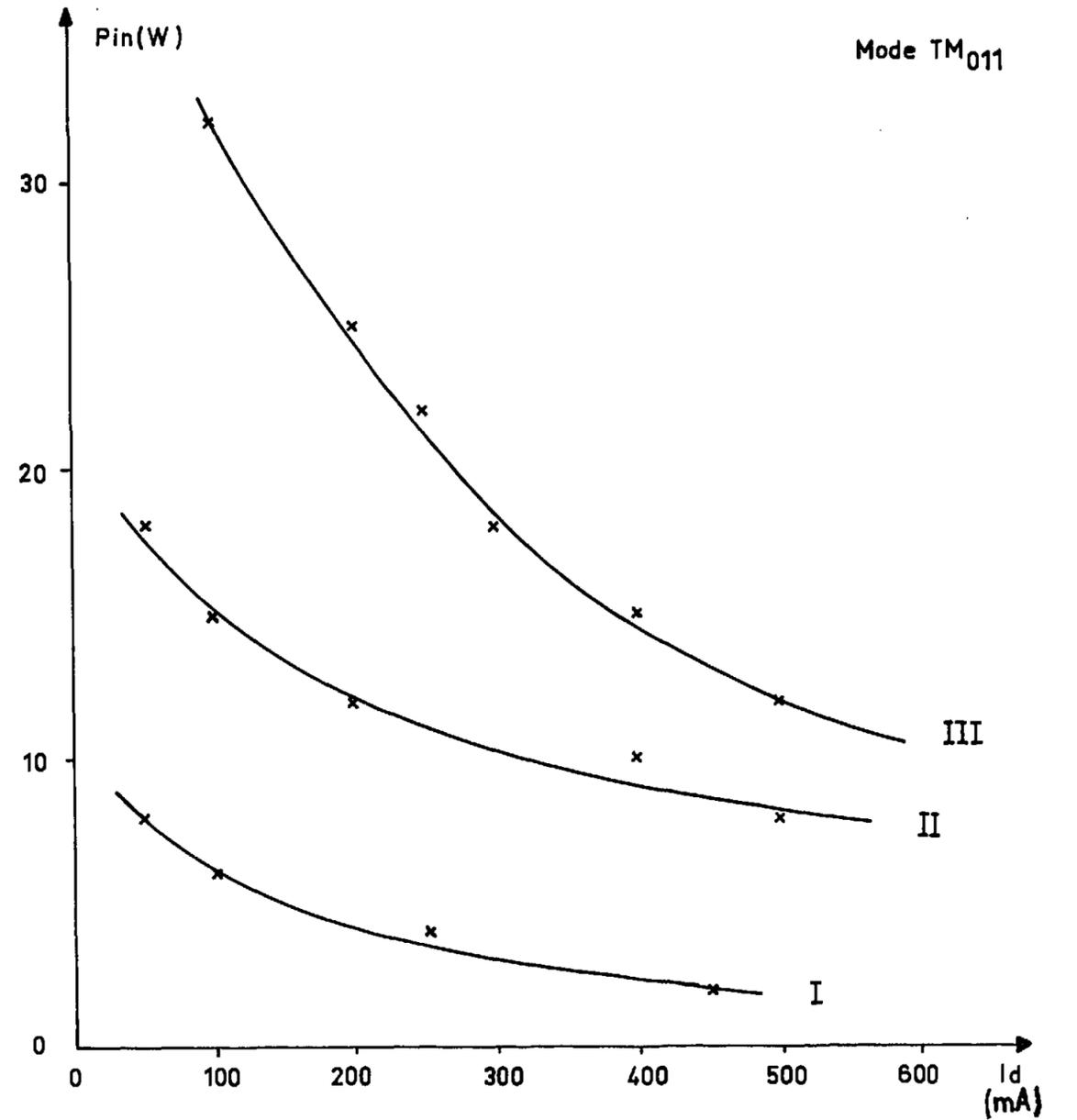


Figure 25

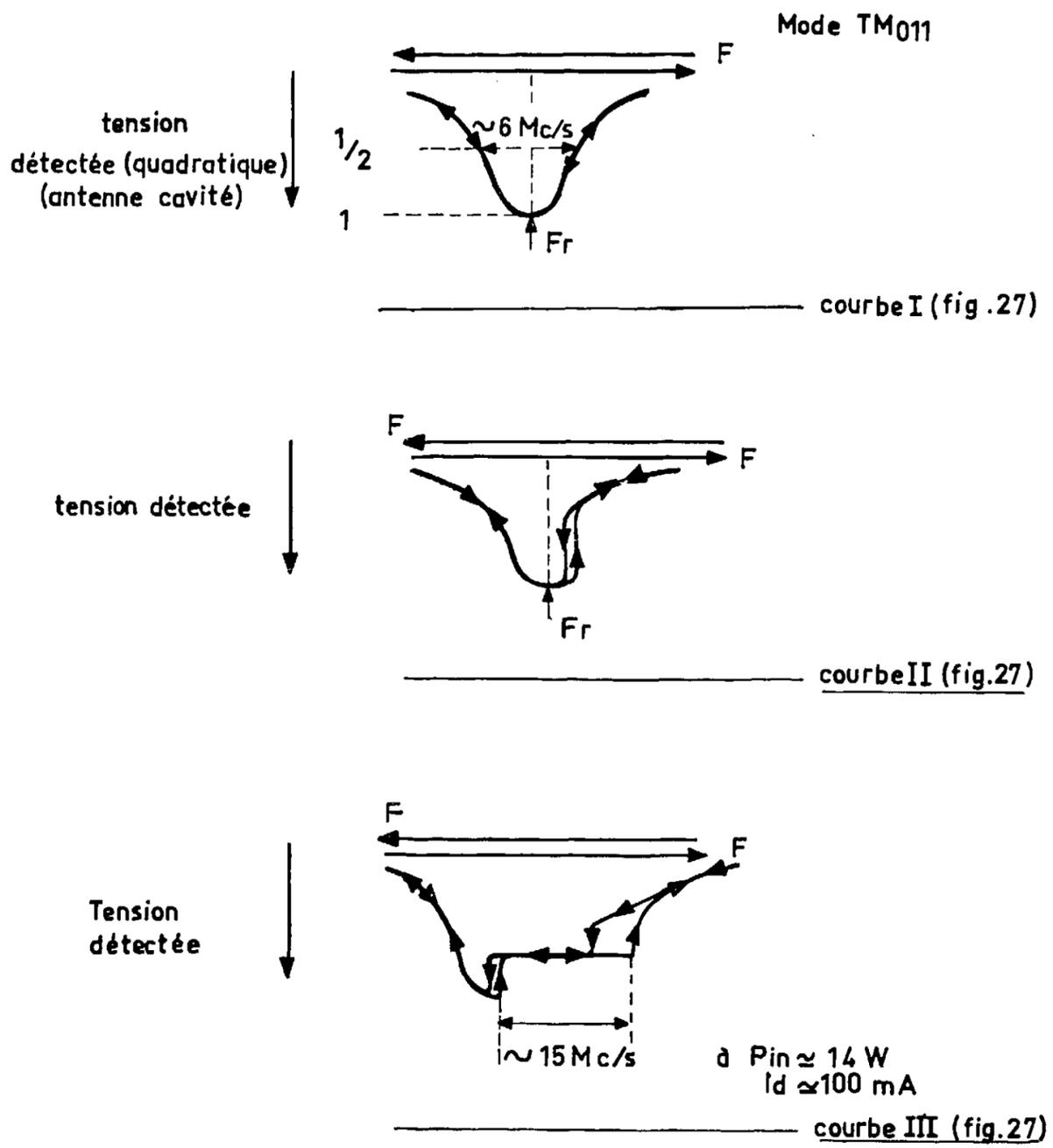


Figure 26 - COURBE DE REPOSE EN AMPLITUDE DE LA CAVITE AVEC LA FREQUENCE F
POUR LES DIFFERENTES ZONES DU DIAGRAMME (fig. 25)

Mode TM₀₁₁

$P_{HF} \approx 7 \text{ W}$

V_d $F \approx 3304 \text{ Mc/s}$

I_d

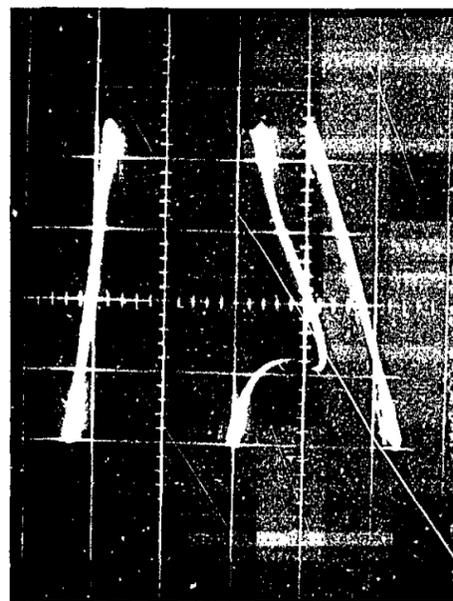


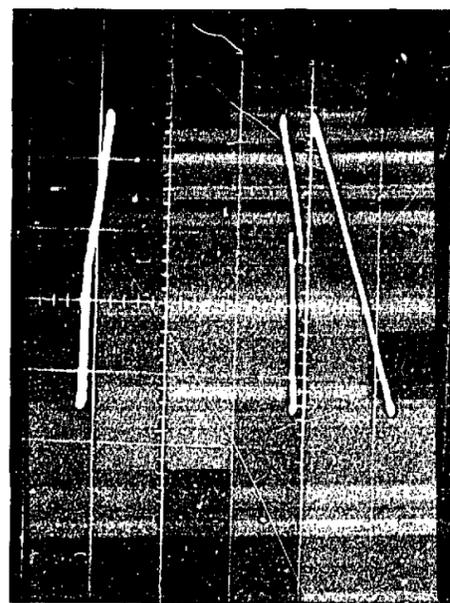
Figure 27.

t

L

V_d

I_d



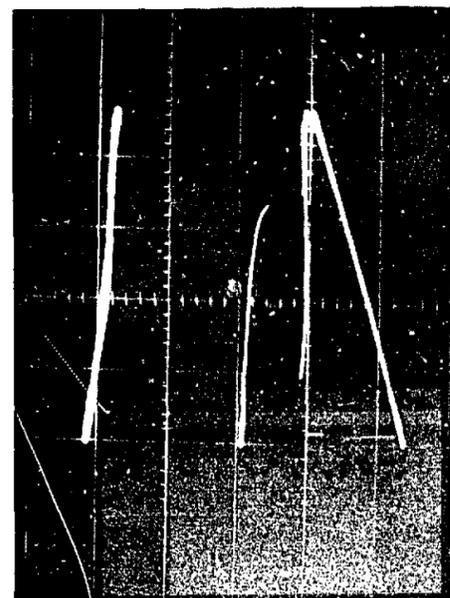
$F \approx 3296 \text{ Mc/s}$

$P_{HF} \approx 12 \text{ W}$

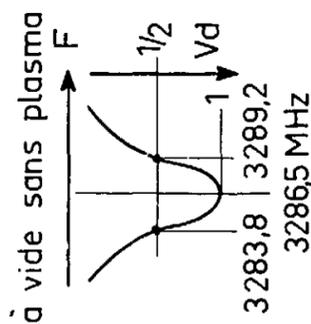
L

V_d

I_d



$F \approx 3314,5 \text{ Mc/s}$



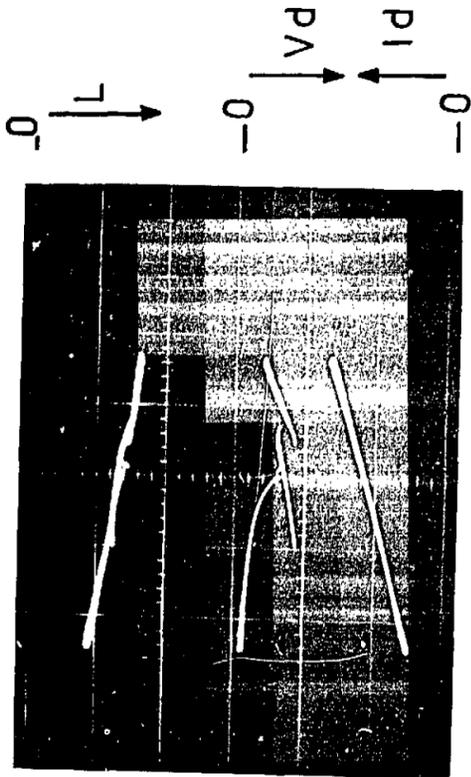
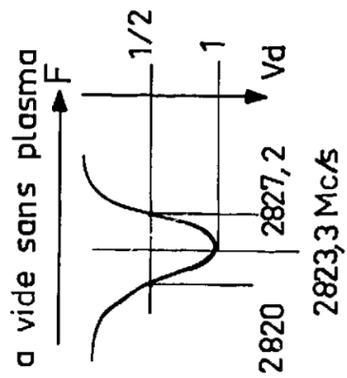
L : luminosité au centre de la cavité (u.a.)

Vd : tension détectée antenne cavité (quadratique) (u.a.)

Id : courant décharge (0,21 A/cm)

mode TE₁₁₁

$P_{HF} \approx 5W$



$F \approx 2879 Mc/s$

L : luminosité au centre cavité (u.a)
 Vd : tension détectée antenne cavité (u.a)
 Id : courant décharge (0.21A/cm)

Figure 28.

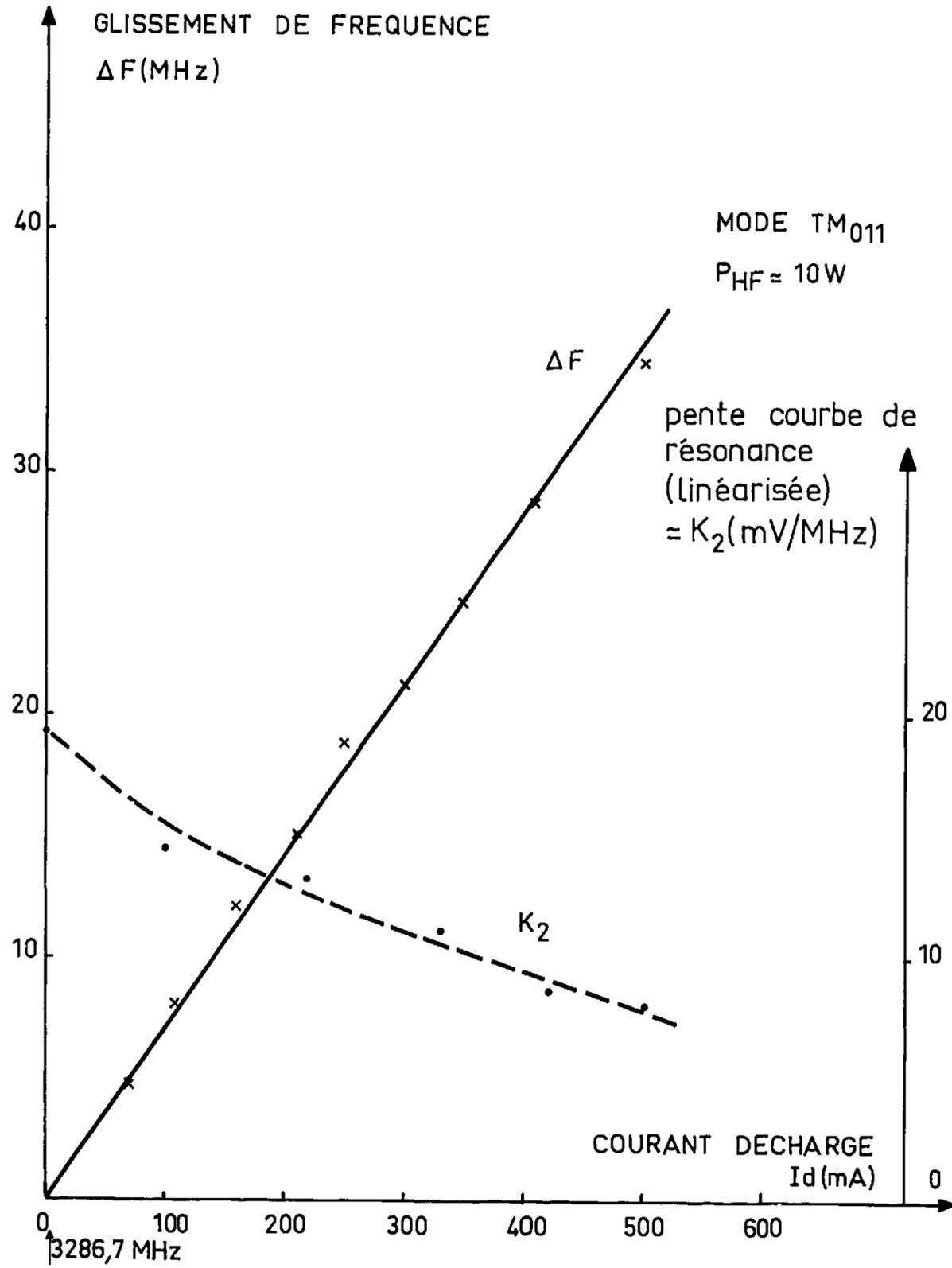


Figure 29

CHAPITRE 4
ESSAIS EXPERIMENTAUX.

Le chapitre précédent nous a permis de prévoir les performances et l'utilisation du dispositif suiveur de fréquence, par l'étude séparée des différents paramètres intervenant dans son fonctionnement. Ce chapitre, consacré à son exploitation expérimentale réalise un peu la synthèse de ce qui a été avancé, mais n'est pas un aboutissement : on y retrouve ce qui est prévu dans le cadre de l'expérience réalisée. Le schéma d'ensemble est donné figure 1.

4.1. Caractéristiques expérimentales.

4.1.1. Fonctionnement statique.

Il s'agit essentiellement de déterminer les conditions expérimentales optimales de stabilité en continu, et leur correspondance avec les prévisions (paragraphe 3.3).

4.1.1.1. Sans décharge.

Les valeurs des gains des différents amplificateurs de la chaîne sont celles données au paragraphe 3.2, soit un gain total continu $K \sim 10^4$. La cavité résonne sur le mode TM_{011} à $F \simeq 3\,287,8$ Mc/s, la puissance transmise est de quelques watts (on est limité pour cet essai uniquement par le refroidissement du verre du tube à décharge qui traverse la cavité). Le facteur de surtension est voisin de 600. Comme prévu (paragraphe 3.1. et 3.6.3) le point de fonctionnement de la cavité est pris à mi-hauteur sur le côté gauche de la courbe de résonance. En chaîne fermée, la valeur de 300 pF pour C_R , la capacité du réseau à avance de phase donne le résultat le meilleur, en éloignant suffisamment le système de l'oscillation : en fait, au voisinage de la valeur nominale (200 V) de la tension de sortie de l'amplificateur, le gain est plus élevé (figure 7, paragraphe 3.2) et on observe une oscillation à 0,2 Mc/s ; le gain K étant diminué de 3 db environ, le système devient parfaitement stable en conservant $C_R = 300$ pF dans tout le domaine de tension de sortie de l'amplificateur. En faisant alors varier manuellement la tension Ligne délivrée par l'alimentation du carcinotron, on peut maintenir la cavité

accordée (sur le flanc de sa courbe de résonance) pendant 300 V soit environ 100 MHz, avec une variation relative de tension détectée de 30 % (c'est-à-dire sur 30 mV, 100 mV à la résonance exacte). Dans le plan de Black, la fonction de transfert boucle ouverte du système est sensiblement représentée par la courbe IV (figure 9, paragraphe 3.3).

4.1.1.2. Avec décharge.

On fait fonctionner la décharge (paragraphe 3.5) au voisinage de $I_d \approx 300$ mA ($n_e \approx 4.10^{10}$ cm⁻³), $p \approx 0,15$ mm Hg. La puissance HF est de 3 W environ seulement (pour s'affranchir des non linéarités, paragraphe 3.6, figure 25). La cavité résonne alors à 3,311 Mc/s avec une surtension de 400 (paragraphe 3.6, figure 29). On constate qu'en gardant $K \approx 10^4$ et $C_R = 300$ pF, le système en boucle fermée est parfaitement stable à mi-hauteur sur la courbe de résonance ($F \approx 3\,307,3$ Mc/s) : effectivement avec la décharge le coefficient de surtension est passé de 600 à 400, K_2 (paragraphe 3.1) ; donc le gain en chaîne ouverte a diminué rendant stable la réponse ; dans le plan de Black la fonction de transfert est représentée sensiblement par la courbe V (figure 9, paragraphe 3.3).

Des valeurs de C_R inférieures ou supérieures à 300 pF font osciller le système.

Lorsque le courant de décharge varie lentement, la cavité reste accordée bien que la fréquence de résonance varie elle-même (figure 29, paragraphe 3.6). Quand I_d croît depuis 0 jusqu'à 600 mA (valeur limite moyenne à cause de l'échauffement de la décharge), le niveau détecté diminue de 20 % environ ; entre temps, le niveau détecté pour la résonance rigoureuse décroît légèrement, l'effet de la stabilisation en amplitude a pour conséquence de rapprocher alors le point de fonctionnement de la cavité de sa résonance rigoureuse comme indiqué au chapitre 2, figure 9.

Dans la comparaison de ces deux essais à ceux prévus graphiquement pour des conditions analogues (paragraphe 3.3) il apparaît que la capacité C_R du réseau prévue (1 000 pF) est supérieure à celle utilisée (300 pF), on en déduit que le retard existant pour les hautes fréquences dans la chaîne expérimentale doit être supérieure à celui que prévoyait le calcul graphique. En effet, on a négligé graphiquement d'une part les fonctions de transfert du carcinotron et de la détection, mais aussi les retards supplémentaires introduits par les câbles de connexion autres que ceux de l'amplificateur proprement dit.

4.1.2. Relevé des caractéristiques.

Avec les conditions précédentes ($I_d \approx 300$ mA, $Q \approx 400$, $F \approx 3\,307,3$) on module la décharge par un signal sinusoïdal de fréquence variable f_m , autour de la valeur continue.

4.1.2.1. Courbes de réponse en fréquence.

Pour des signaux sinusoïdaux petits (~ 50 mA de variation de I_d , soit ~ 3 Mc/s de variation pour F_r , résonance de la cavité), on enregistre les valeurs du rapport (crête à crête)

$$\frac{\Delta F_G}{\Delta F_c} = \frac{\text{variation de fréquence du carcinotron}}{\text{glissement de fréquence imposé à la cavité}}, \text{ en fonction de } f_m.$$

L'écart de fréquence du carcinotron ΔF_G est mesuré à l'ondemètre sur la puissance incidente constante du carcinotron (tension d'anode indépendante de la tension Ligne). Le glissement de fréquence ΔF_c est liée à la variation maximum de I_d , ΔI_d , par :

$$\Delta F_c \approx 0,070 \Delta I_d \quad (\text{paragraphe 3.6, figure 29})$$

(Mc/s) (mA)

On peut alors tracer la réponse en fréquence du servomécanisme (figure 2). Avec une mesure identique, en augmentant la modulation, on obtient, en fonction de f_m , le glissement de fréquence maximum $(\Delta F)_{max}$, admissible par le système pour une variation du point de fonctionnement sur la courbe de résonance inférieure ou égale à 20 mV (20 %) (figure 3) ; la valeur marquée (figure 3), $\Delta F = 1,7$ Mc/s représente la zone d'utilisation obtenue sans correction, avec la même condition : la comparaison des surfaces I et II (figure 3) met assez bien en évidence l'intérêt et les possibilités du système suiveur de fréquence.

On rapprochera les courbes obtenues (figures 2 et 3) de celles tirées du graphique de Black (paragraphe 3.3., figures 11 et 12, $Q \approx 400$) ; les remarques faites en 4.1.1. donnent l'explication des différences : somme toute le désaccord n'est pas considérable, et justifie les approximations faites au paragraphe 3.3, compte tenu aussi que le coefficient K_2 expérimental n'est pas constant avec I_d autour de la valeur $I_d \approx 300$ mA (paragraphe 3.6., figure 29). Toutefois, en ce qui concerne $(\Delta F)_{max}$ (figure 3) l'écart existant lorsque $f_m < 1,5$ kc/s est simplement dû au fait qu'on ne peut dépasser expérimentalement, comme excursion maximum de modulation, le double de la valeur du courant continu de décharge (2 x 300 mA).

4.1.2.2. Oscillogrammes de fonctionnement.

On donne figure 4 l'allure du signal détecté dans la cavité, quand on applique une modulation sur la décharge : ce signal doit en principe (paragraphe 2.2.2) varier un peu, on observe bien cette ondulation résiduelle expérimentalement selon l'amplitude et la fréquence f_m ; en figure 3 on a délimité le domaine où cette ondulation était inférieure à 20 %. En figure 4, la décharge est modulée à 30 kc/s environ, sur la photo I le système n'est pas branché, la fréquence

du carcinotron est constante $F \approx 3\,307,3$ Mc/s, le spot de l'oscillogramme de niveau détecté décrit la courbe de résonance de la cavité ; sur les photos II et III le niveau détecté reste sensiblement constant, alors que la fréquence du carcinotron est modulée entre 3 301,5 Mc/s (II) et 3 313 Mc/s (III) (la figure 5 donne l'explication de la mesure des fréquences).

Les oscillogrammes (figure 6) montrent la forme des signaux dans le cas de variation de tension détectée égale à 20 % de celle de la résonance exacte ; on observe la distorsion de cette tension détectée par suite de la non-linéarité de l'amplificateur de boucle et de la variation de K_2 avec I_d ; comme indiqué au paragraphe 3.2.3., la mesure des fréquences à l'ondemètre est entachée d'une erreur de l'ordre de 0,2 Mc/s environ ; l'oscillogramme est flou. On note aussi l'existence d'un déphasage non négligeable entre l'indication de l'ondemètre et le courant de la décharge.

4.2. Essai de rattrapage en fréquence à l'amorçage de la décharge.

Nous nous proposons d'étudier la réponse du système à une impulsion de glissement de fréquence de la cavité, produite par une impulsion de courant dans la décharge, en particulier lors de l'amorçage de cette décharge.

4.2.1. Etude sommaire du phénomène d'amorçage.

Pour n'utiliser le dispositif suiveur de fréquence que dans la zone linéaire de ses caractéristiques (c'est-à-dire pour une tension de sortie de l'amplificateur de 200 V sans décharge), on ne dépassera pas un glissement de fréquence de 30 MHz environ (c'est-à-dire une impulsion de tension Ligne de - 100 V) ; cette raison justifie la pression utilisée, correspondant au minimum de Paschen de la décharge, $p = 0,17$ mm Hg, le courant de décharge est alors compris entre 300 et 400 mA au début de l'impulsion. La photo (I) figure 7 donne l'allure du phénomène pendant les premières μs : à $t = 0$ la fréquence de résonance de la cavité est 3 286,3 Mc/s et la fréquence du carcinotron 3 311 Mc/s, on observe alors seulement un signal détecté non nul (trace moyenne), donné par l'antenne dans la cavité, au temps $t \approx 3 \mu s$: la cavité a donc glissé de 25 Mc/s pendant 3 μs , c'est-à-dire, le temps d'établissement du courant (trace inférieure) ; par contre la luminosité du plasma au centre de la cavité (trace supérieure) semble s'établir plus lentement ; on en déduit que la densité électronique est bien seule responsable du phénomène de glissement de la fréquence de résonance de la cavité. Effectivement, si l'on examine les photos II et III (figure 7), représentant respectivement la tension de la décharge et la luminosité en fonction du courant, pour des balayages différents de 10 $\mu s/cm$ et 10 ms/cm, on tire facilement l'explication des oscillogrammes observés :

- Balayage 10 $\mu s/cm$: à $t = 0$, la tension est celle d'amorçage de Paschen, on est momentanément pendant un temps très court ($\ll 1 \mu s$) en régime de décharge de Townsend. Entre $t \neq 0$ et $t = 3 \mu s$ la tension décroît, le courant monte, la luminosité croît : on est dans

la zone de transition à pente négative entre les régimes de décharge de Townsend (avalanche, caractérisée par une faible luminosité) et de décharge luminescente (forte luminosité, tension aux bornes constante). Cependant les ions créés au voisinage de l'anode n'ont pas encore eu le temps de diffuser vers la cathode, et ce n'est qu'au bout de 60 μs environ (photo III, figure 7) que la luminosité de la colonne positive (au centre de la cavité) atteint sa valeur maximum.

- Balayage 10 ms/cm : soit $V_C(t)$ la tension aux bornes du condensateur C de l'alimentation de la décharge (cette tension ne figure pas sur les oscillogrammes figure 7).

A $t = 0$ on a $V_C(0) = V_a$ tension d'amorçage de la décharge. Le courant $I_d(t)$ s'établit dans un temps très court ($\approx 3 \mu s$) vis-à-vis de la constante de temps de décharge du condensateur C, $\tau = RC$ (plusieurs ms), en sorte que $V_C(t)$ décroît dans un temps très long vis-à-vis du temps d'établissement de la décharge luminescente, régime caractérisé par la tension constante V_d ; on a donc

$$V_C(t) = R I_d(t) + V_d \quad \text{et} \quad V_C(t) = V_a e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (\text{décharge de C})$$

$V_C(t)$ et $I_d(t)$ décroissent exponentiellement avec la constante de temps τ ; cependant, simultanément, l'alimentation recharge C avec une constante de temps de charge $\tau' > \tau$: le phénomène

de décharge de C exprimé par $V_C(t) = V_a e^{-\frac{t}{\tau}}$ est alors compensé par un phénomène de charge plus lent. La tension V_C et par conséquent I_d passent par un minimum.

En définitive, deux phénomènes apparaissent dans l'amorçage de la décharge : le plus rapide que l'on va utiliser dans la suite, dépend uniquement de la décharge, le second conditionné par les caractéristiques du circuit d'alimentation ne présente ici que peu d'intérêt.

4.2.2. Application au dispositif suiveur de fréquence.

La puissance HF est de 14 W environ, la pression comme plus haut de 0,17 mm Hg. La zone d'utilisation de l'amplificateur de boucle est, sauf précision, comprise entre 200 V et 100 V de tension de sortie. Par suite de la diminution sensible du coefficient K_2 (paragraphe 3.6; figure 29) lorsque la décharge est amorcée, et selon la constatation faite en 4.1.1., à savoir qu'un système instable sans décharge devient stable avec décharge (diminution de K_2 équivalente à une diminution du gain de la chaîne) on préfère ne pas diminuer le gain des amplificateurs ($K \approx 10^4$) et garder sans décharge, une légère oscillation vers 200 kc/s, afin d'obtenir, dans cet essai pulsé, la meilleure réponse possible.

Pour visualiser de manière continue dans le temps (et non point par point comme le permet seulement l'ondemètre) l'échelon de fréquence que fournira le carcinotron, asservi sur la résonance de la cavité, après un échelon de glissement de fréquence (à l'amorçage de la décharge), on utilise un montage discriminateur (figure 9) ; ce montage présente cependant une zone linéaire de largeur plus faible (20 MHz) que les glissements de fréquence imposés (≈ 25 MHz)

et il ne permet qu'une mesure qualitative de la réponse du système : on pourra seulement, et, c'est l'important ici, en apprécier le temps de montée.

4.2.2.1. Oscillogrammes de réponse.

En figure 10, sont donnés les oscillogrammes obtenus dans un cas typique de fonctionnement, pour trois balayages différents avec la disposition suivante : sur la trace supérieure le courant responsable du glissement de fréquence, en trace moyenne le signal détecté dans la cavité (comme plus haut, 100 mV à la résonance exacte), en trace inférieure la fréquence délivrée par le carcinotron. Le phénomène est assez reproductible et chaque photo correspond, en fait, à deux amorçages différents. Le niveau détecté ne reprend sa valeur nominale (~ 50 mV) qu'au bout de 15 μ s environ. La cavité reste donc désaccordée pendant ces 15 μ s. Les fluctuations du niveau détecté qu'on aperçoit sur les photos I et II, correspondent à des instabilités de faible amplitude de la décharge, trop rapides pour que le dispositif suiveur les ressente, ce qui explique qu'elles n'apparaissent pas, ou très amorties dans les oscillogrammes représentant la fréquence du carcinotron, c'est-à-dire la réponse du servomécanisme.

4.2.2.2. Interprétation des résultats.

On constate donc l'existence d'un retard relativement important (~ 10 μ s) dans cette réponse, ce qui ne paraît pas en accord avec la courbe de réponse en fréquence relevée précédemment (figure 2), il est vrai, dans le cas de petits signaux. Deux raisons sont à invoquer pour expliquer ce résultat :

1 - On a remarqué plus haut lors des mesures de fréquence à l'ondemètre l'existence d'un retard de phase entre le signal de modulation de la décharge et le signal d'ondemètre (figures 4 et 6). Le discriminateur permet de mesurer avec assez de précision la différence de phase entre une modulation sinusoidale du courant de décharge et la réponse correspondante de la fréquence du carcinotron, dans la zone d'utilisation actuelle du servomécanisme ; le résultat de cette mesure est représenté figure 11 : on voit qu'à 100 kc/s, c'est-à-dire un temps de montée de quelques μ s, le retard atteint déjà une demi-période, 5 μ s ; et cela doit aller en augmentant très vite pour les fréquences plus élevées, d'après l'allure de la courbe figure 11.

2 - Le retard observé dans la réponse transitoire est directement fonction de l'amplitude de l'échelon du courant de la décharge ; effectivement si l'on s'éloigne du minimum de Paschen en augmentant ou diminuant la pression (figure 12), la tension d'amorçage augmente ainsi que le courant instantané ; ce retard subit aussi une augmentation importante. D'un autre côté, l'influence du réseau correcteur sur la réponse paraît quasiment nulle dans cet essai. Ces raisons conduisent à penser que l'amplificateur de boucle est porté, après un échelon rapide de glissement de fréquence, dans une zone de saturation pour les signaux de fréquence et d'ampli-

tude élevés, et qu'il lui faut un certain temps de déblocage. La figure 3 donne en fait une idée, du moins pour les fréquences élevées, de la limite de glissement de fréquence, au delà de laquelle la variation du point de fonctionnement du système, donc du signal détecté, devient importante : dans l'essai actuel, cette limite est largement dépassée, et cela peut justifier le résultat obtenu. En particulier, le réseau correcteur est sans effet parce que le domaine de fréquence dans lequel il devrait être efficace (200 kc/s) est très vite saturé. Ces résultats étaient prévisibles à partir des caractéristiques de l'amplificateur de boucle (paragraphe 3.2).

4.2.2.3. Influence de la tension de sortie de l'amplificateur, sur la réponse.

En principe la tension de sortie de l'amplificateur V_S , avant l'impulsion de courant peut être choisie quelconque si ce n'est qu'il est facile de prévoir, étant donné la diminution du gain avec V_S (figure 7, paragraphe 3.2., le gain évolue de 25 à 12 environ entre 100 V et 300 V) que le retard dans la réponse risque, lui aussi, d'augmenter avec V_S . C'est effectivement ce que l'on observe (figure 13). Cependant il faut, là encore, ajouter l'explication du paragraphe précédent (4.2.2.2 - 2 -) : quand V_S croît, on atteint la partie coudée de la caractéristique ($V_S = f(V_E)$ figure 7, paragraphe 3.2), le retard dû au "bloquage en fréquence" de l'amplificateur de puissance doit certainement augmenter. Pour $V_S \gtrsim 300$ V le gain continu n'est plus suffisant pour que le système suive l'impulsion de glissement de la cavité, il se désamorçage ; pour $V_S \lesssim 100$ V, la variation de tension Ligne fournie par le système n'est plus suffisante pour rattraper l'écart de fréquence (équivalent à 100 V au moins) car la tension de sortie de l'amplificateur n'est jamais négative.

On retrouve ici les conclusions du paragraphe 3.3. : pour avoir voulu conserver un gain en boucle ouverte élevé, c'est-à-dire une bonne fidélité (variation de tension détectée faible), on est obligé de sacrifier un peu la réponse transitoire. Un amplificateur de boucle mieux corrigé donnerait à ce sujet, des résultats plus intéressants : il serait souhaitable, en effet, d'atteindre des temps de réponse inférieurs à 1 μ s. D'autre part la bande de tension de sortie de l'amplificateur gagnerait à être élargie. L'amélioration de ces deux points relève du domaine de l'électronique et ne présente, a priori, pas de difficultés en vue d'une réalisation plus opérationnelle.

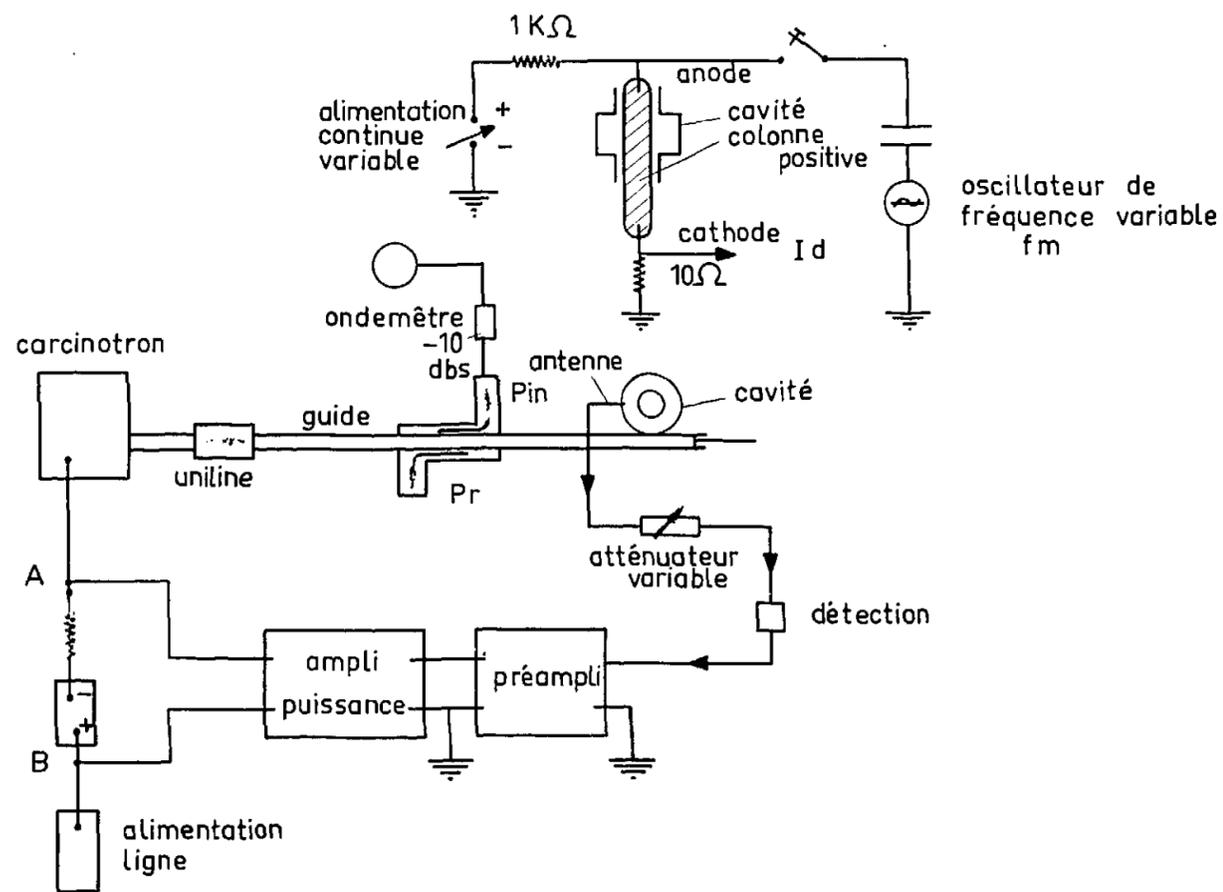


Figure 1.

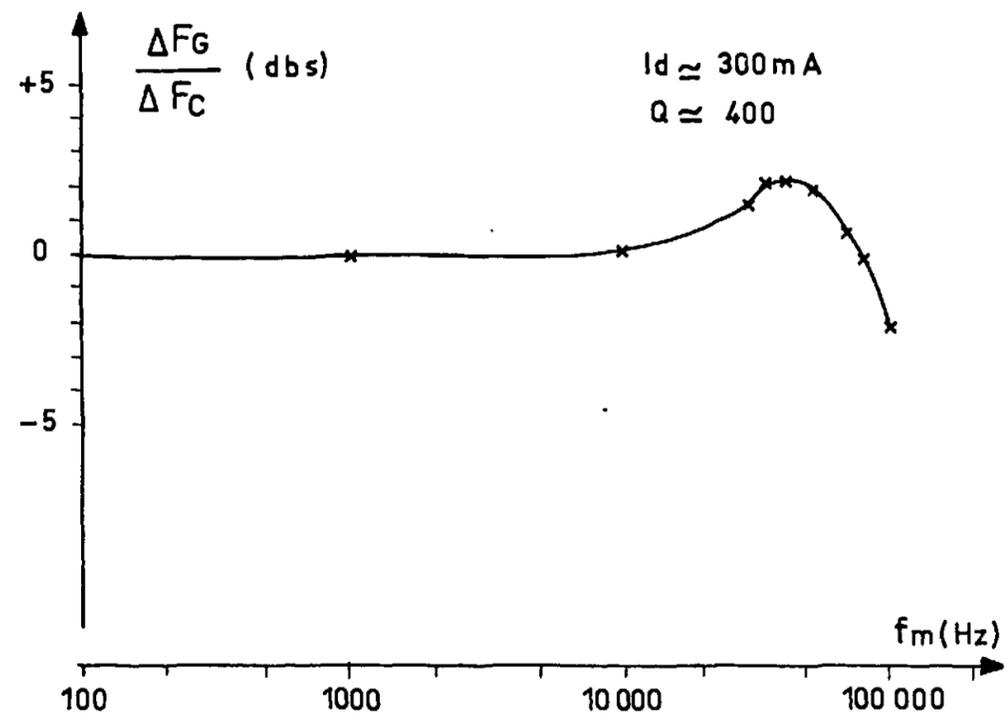


Figure 2.

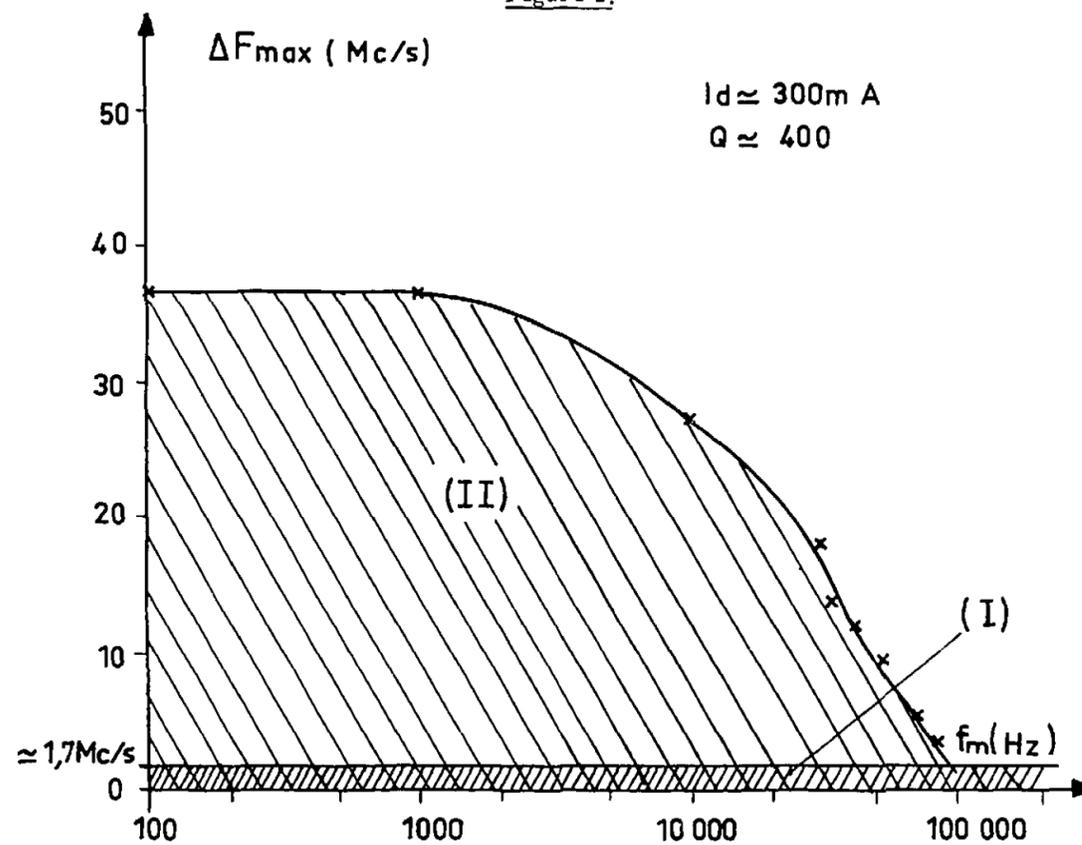


Figure 3.

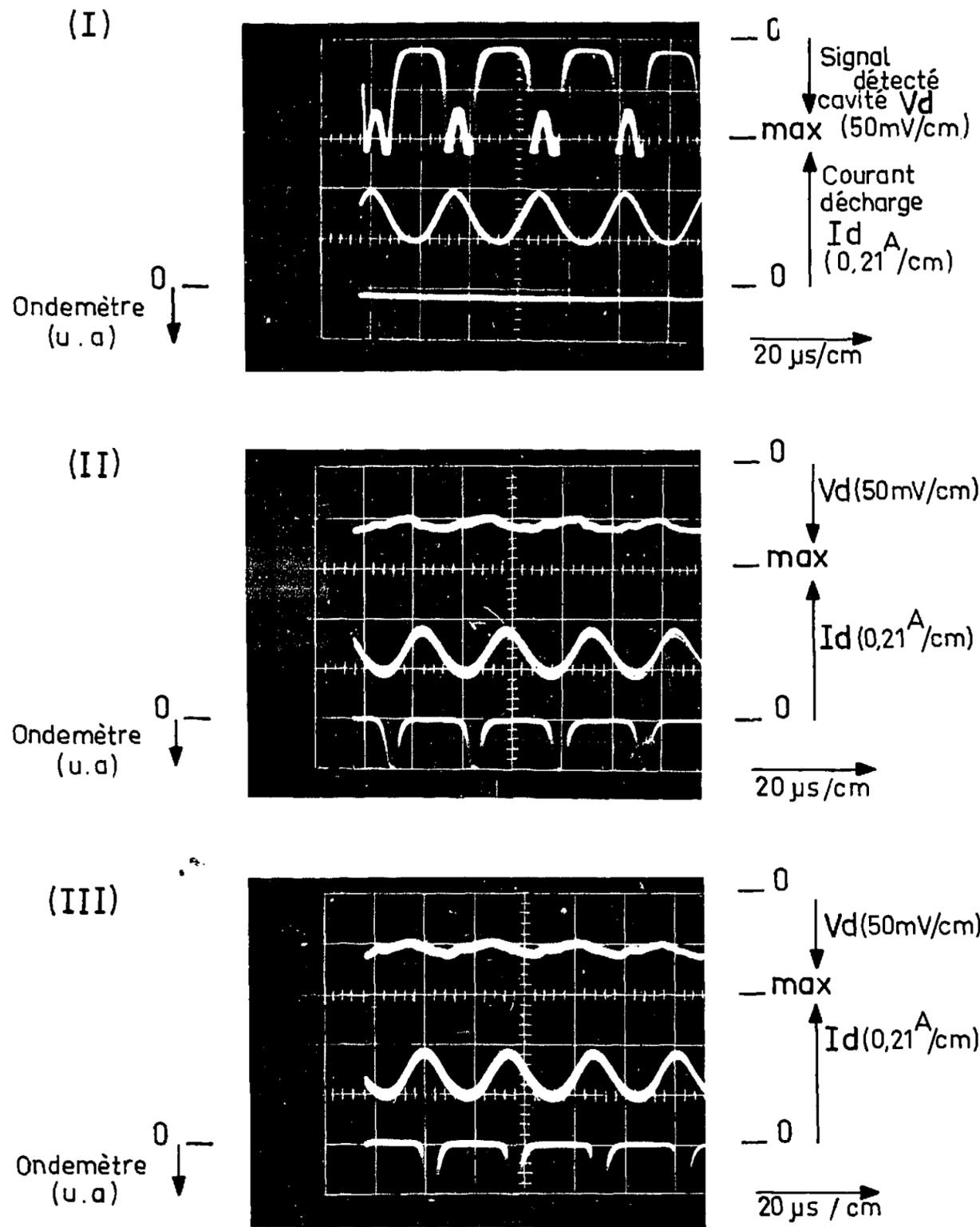


Figure 4.

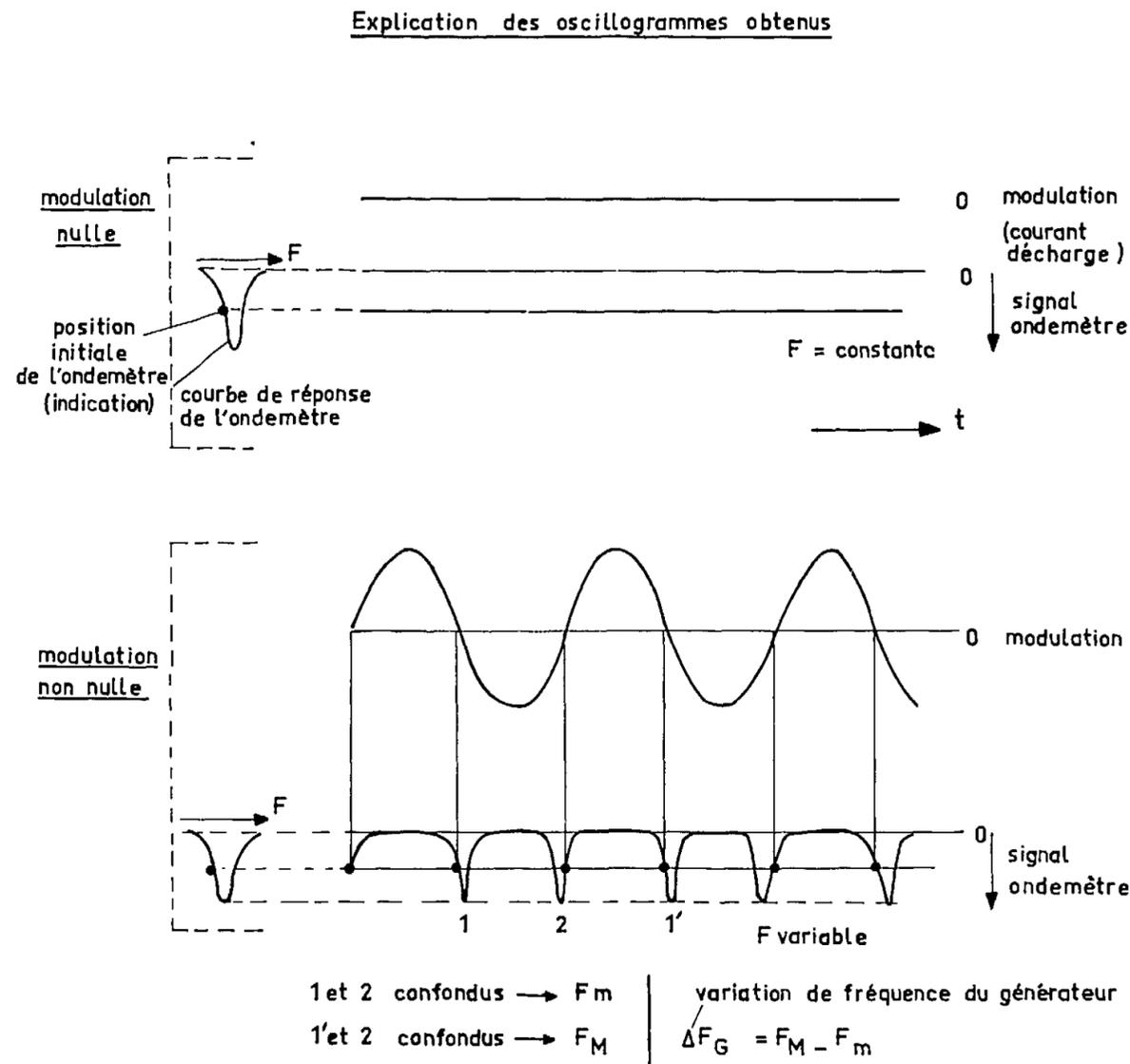
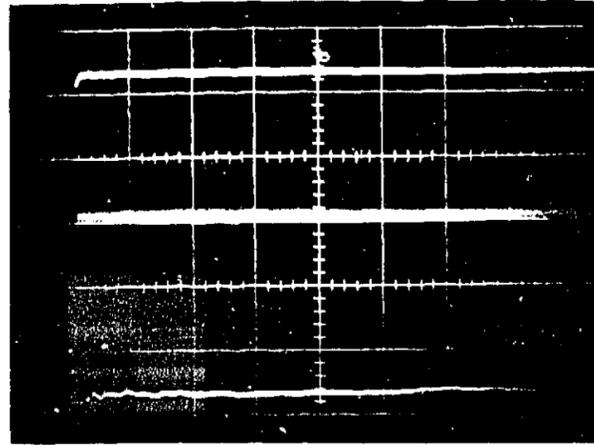


Figure 5 - EXPLICATION DES OSCILLOGRAMMES OBTENUS.

I
 $F_{\text{carcinotron}}$
 \downarrow
 3307,3 Mc/s

 $f_{\text{mod}}=0$



0
 Tension détectée
 V_d (50mV/cm)
 \downarrow
 max

 0
 I_d
 (0,1A/cm)
 0
 Signal
 ondemètre
 (u.a.)
 \downarrow
 20 μ s/cm

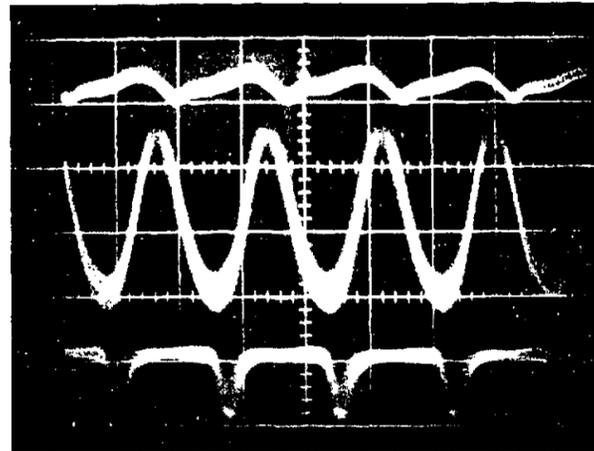
II

 3319,5 Mc/s

 3307,3 Mc/s

 3300 Mc/s

 $f_{\text{mod}}=30$ kc/s



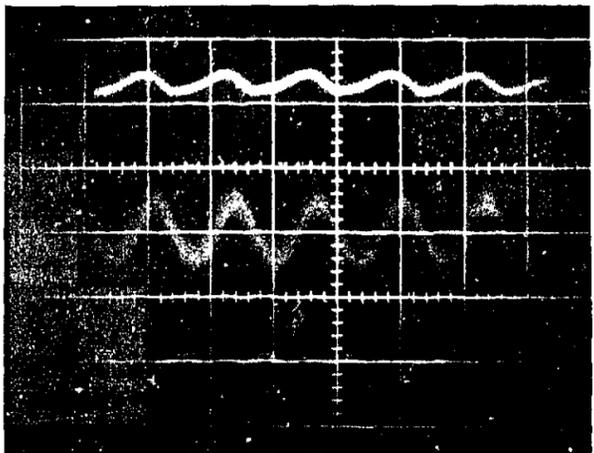
0
 V_d (50mV/cm)
 \downarrow
 max

 0
 I_d
 (0,1A/cm)
 0
 Ondemètre
 (u.a.)
 \downarrow
 20 μ s/cm

III

 3309,5 Mc/s
 3307,3 Mc/s
 3305 Mc/s

 $f_{\text{mod}} \approx 80$ kc/s



0
 V_d (50 mV/cm)
 \downarrow
 max

 0
 I_d
 (0,1A/cm)
 0
 Ondemètre
 (u.a.)
 \downarrow
 10 μ s/cm

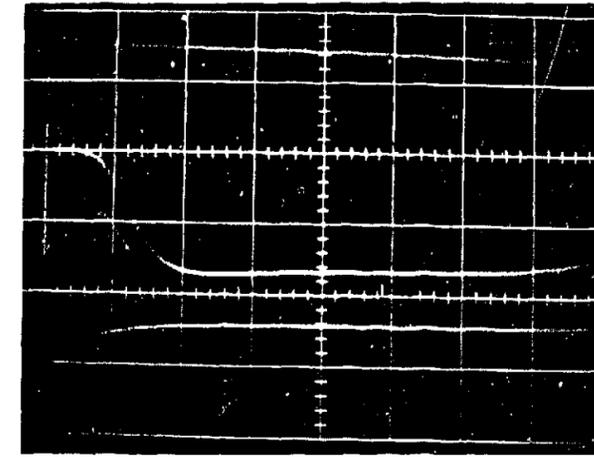
Figure 6.

(I)

$F = 3,286,3$ Mc/s
 résonance cavité

 $(I_d = 0)$

 $F = 3,311$ Mc/s
 carcinotron



0
 L (u.a)
 \downarrow
 0

 max.
 V_d
 Tension
 détectée

 0
 I_d (0,21A/cm)
 Courant
 décharge
 \uparrow
 \downarrow
 2 μ s/cm

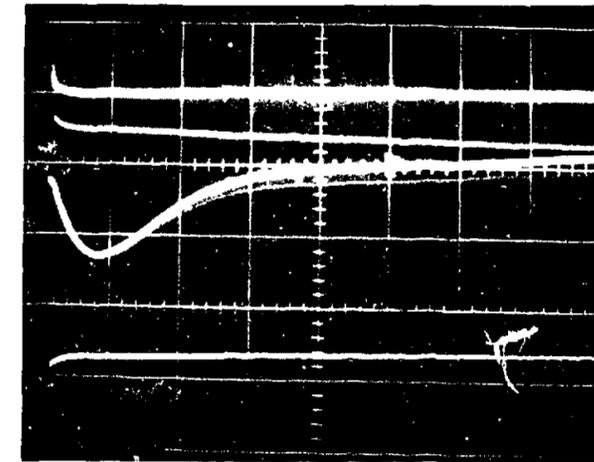
$\uparrow t=0$

(II)
 \uparrow V_d (200V/cm)
 \uparrow I_d (0,21A/cm)

 0

 0

 \rightarrow 10 ms/cm



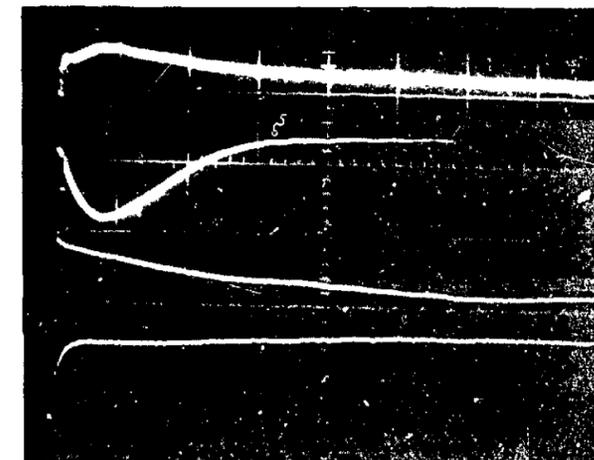
V_d
 (200V/cm)
 \uparrow

 0
 I_d (0,21A/cm)
 \downarrow
 0
 \rightarrow 10 μ s/cm

$\downarrow t=0$

(III)

$p = 0,17$ mmHg



0
 L (u.a)
 \downarrow
 \rightarrow 10 ms/cm

 \uparrow I_d (0,21A/cm)

 0
 \downarrow Luminosité
 (u.a)

 \uparrow I_d (0,21A/cm)

 0
 \rightarrow 10 μ s/cm

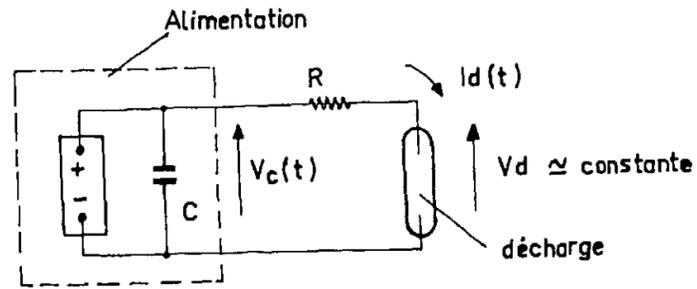


Figure 8.

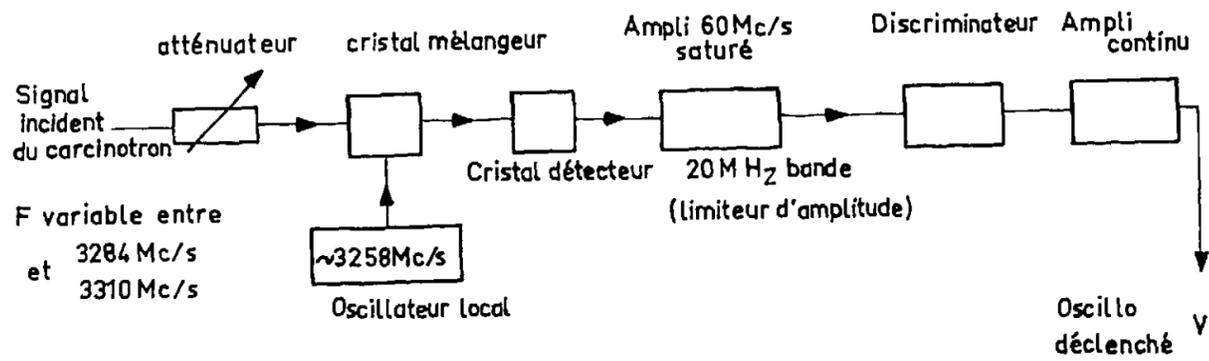
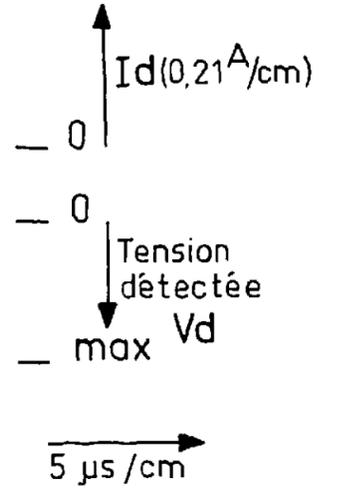
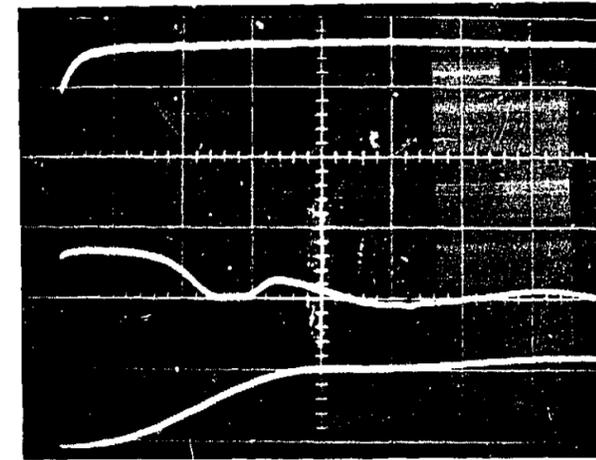


Figure 9.

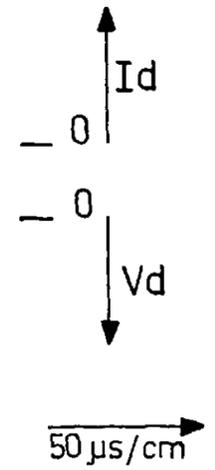
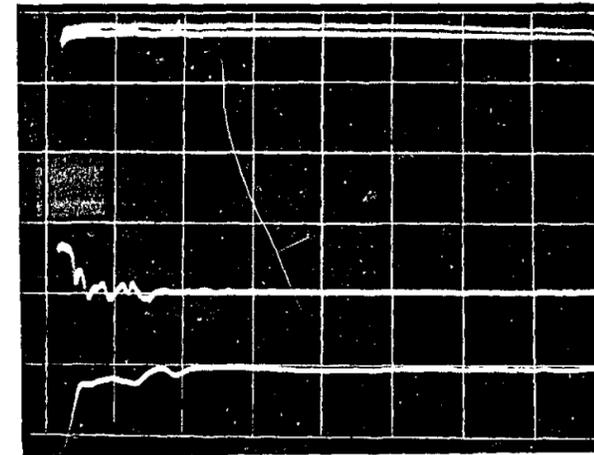
$p = 0,17 \text{ mm Hg}$

(I)



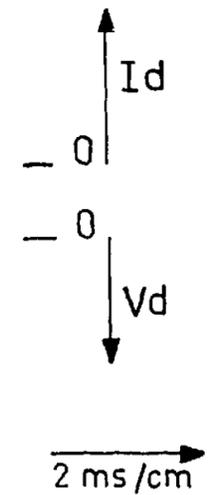
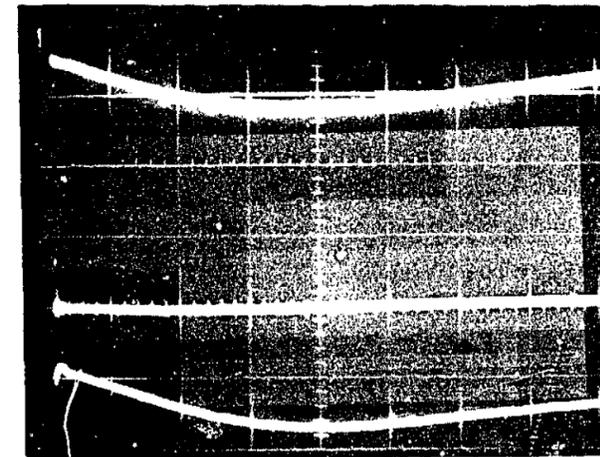
F (u.a) ↑

(II)



F (u.a) ↑

(III)



F (u.a) ↑

Figure 10.

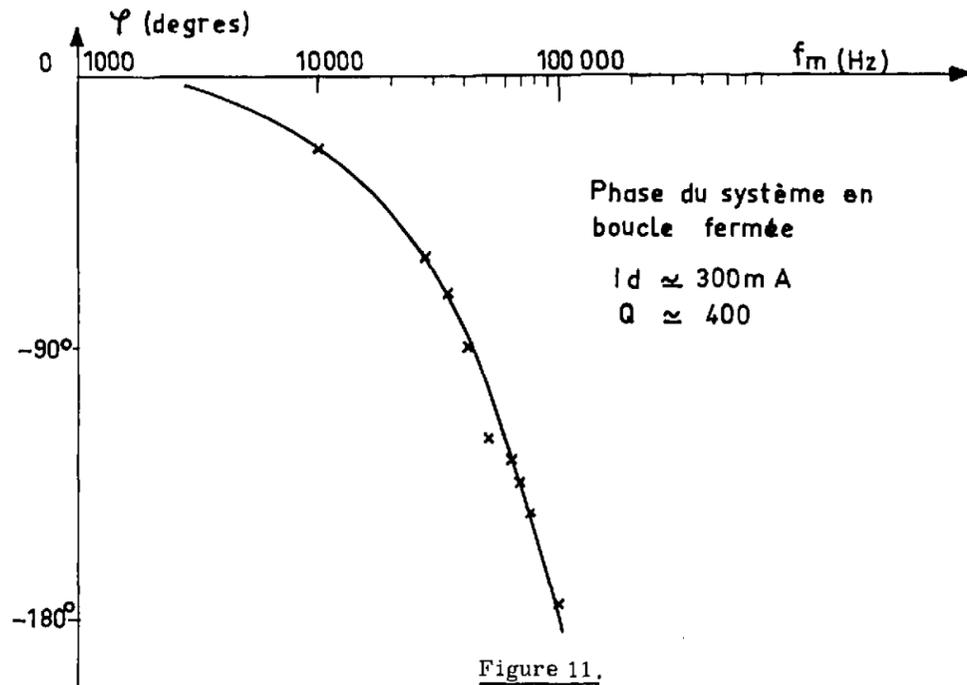


Figure 11.

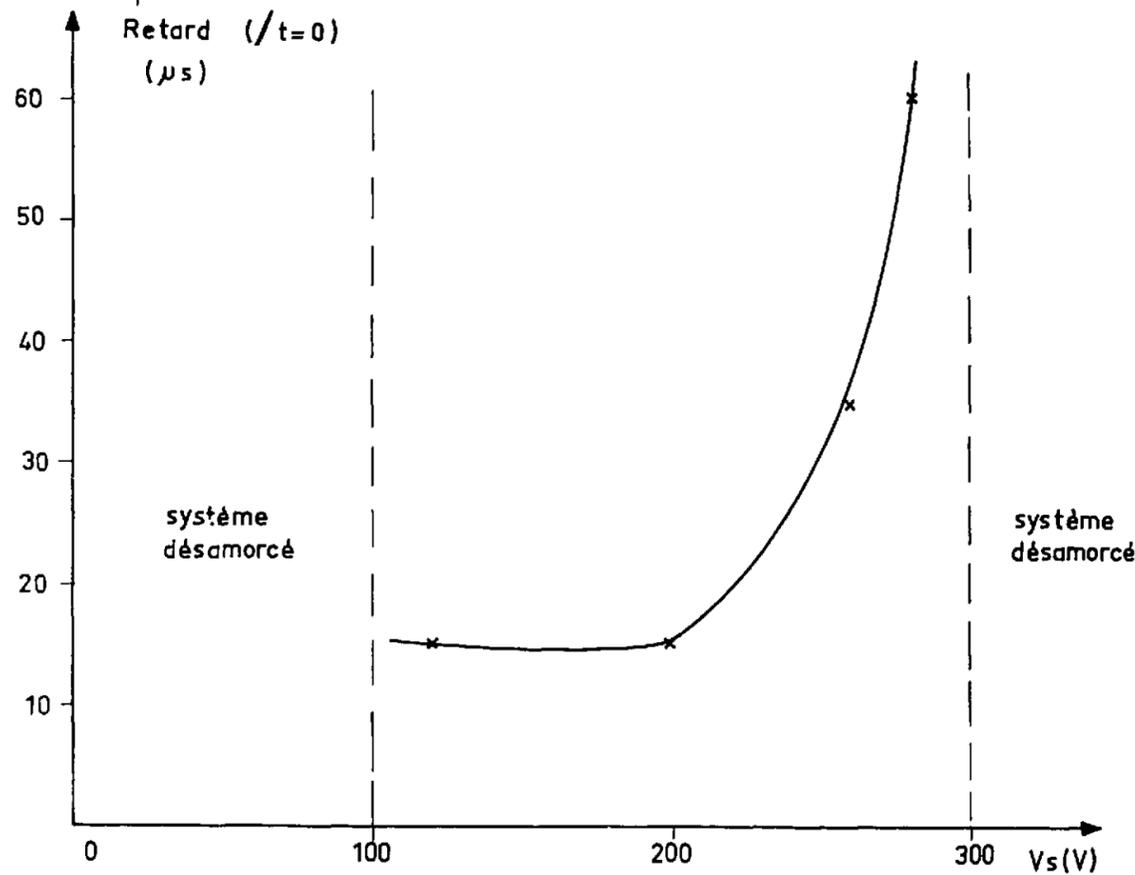
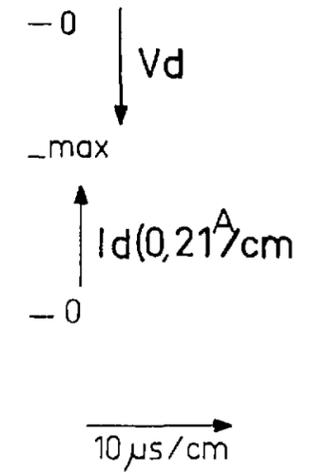
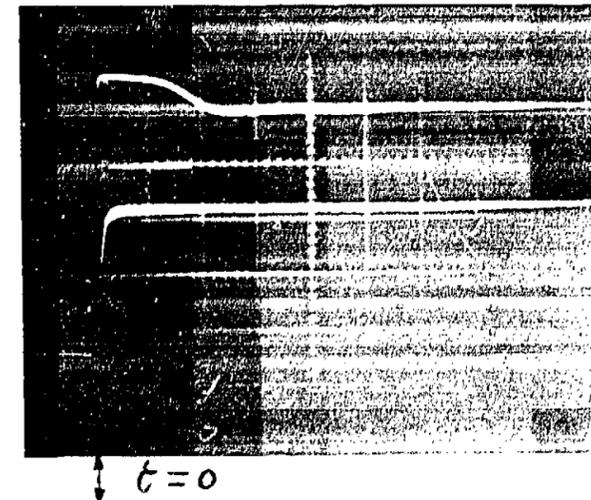
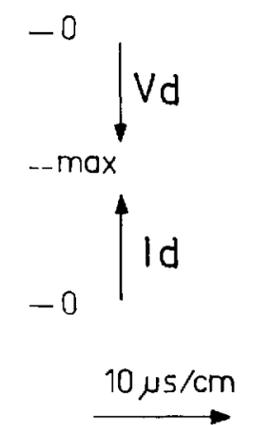
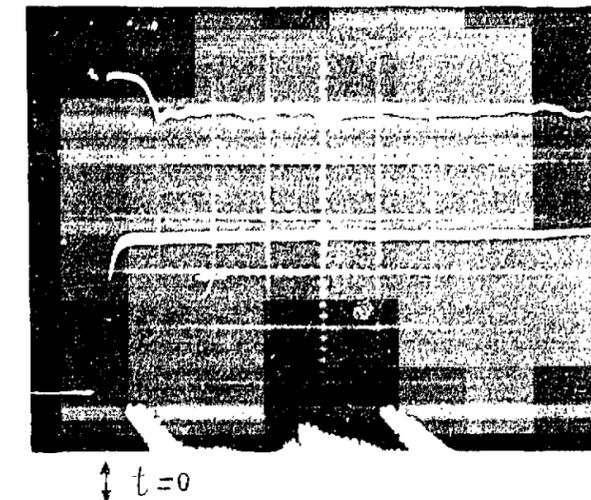


Figure 13.

$P = 0.15 \text{ mm Hg}$



$P = 0.17 \text{ mm Hg}$



$P = 0.20 \text{ mm Hg}$

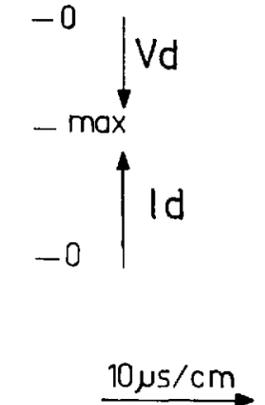
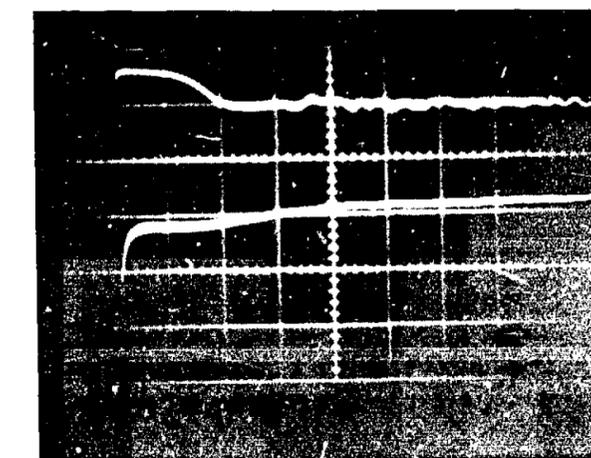


Figure 12 - EVOLUTION AVEC I_d (PRESSION).

CONCLUSION.

Les ordres de grandeurs du glissement de fréquence de résonance que peut subir une cavité chargée par un plasma, selon les variations de la densité de ce plasma, en particulier, nous ont montré la nécessité et l'intérêt d'utiliser un système de rattrapage automatique de fréquence pour cette cavité. La réalisation d'un tel système, lorsqu'on dispose d'une source HF accordable électroniquement et de façon continue, n'est pas très complexe : l'amplificateur de puissance continu, à large bande, qui doit être employé dans la boucle extérieure cavité-générateur, conditionne pratiquement toutes les performances du dispositif. Le mode de repérage de la résonance (détection en phase ou en amplitude) doit être déterminé en fonction du plasma : les limites de variations prévues des caractéristiques du plasma permettent de choisir l'un ou l'autre indépendamment de leurs avantages respectifs.

Les systèmes d'accord automatique existant jusqu'à présent étaient limités à la bande L (1 200 Mc/s) et ne permettaient que des bandes d'accord faibles : 2 % soit environ 25 Mc/s ; ils présentaient cependant l'avantage d'une rapidité de réponse assez élevée : 0,01 μ s. Le système que nous avons réalisé, pourrait s'employer aussi bien en bande L et X (10 GHz) qu'en bande S comme nous l'avons fait. La bande d'accord obtenue en continu est de 3 %, soit 100 Mc/s, en pulsé de 1 %, 30 Mc/s, avec un temps de réponse de 10 μ s environ ; ces performances ne sont pas définitives et pourraient être facilement améliorées. L'utilisation d'un tel dispositif une fois amélioré est intéressant, en particulier, pour des plasmas denses accélérés par des cavités en régime pulsé.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] MILLER M. A.
Proc. Intern. Conf. on high energy accel. and instr.,
CERN, 1959, 661

- [2] BARDET R., CONSOLI T., GELLER R.
Note CEA N 490, 1964

- [3] MELIN G.
Rapport CEA R 3122, 1967

- [4] AGDUR B., ENANDER B.
Journal of Appl. Physics, 1962, 33, 2, 575

- [5] LEPRINCE Ph.
Rapport L.P. 63 - Faculté des Sciences d'Orsay, 1966

- [6] MESSIAEN A.M., VANDENPLAS P.E.
Report 20. Ecole Royale Militaire, Bruxelles, 1965

- [7] DIAMENT P., GRANATSTEIN V.L., SCHLESINGER S.P.
J. of Appl. Physics, 1966, 37, 4, 1771

- [8] DATTNER A.
Ericsson Technics, 1957, 13, 309

- [9] NICKEL J. C. , PARKER J. V. , GOULD R. W.
Phys. Rev. Letters, 1963, 11, 181
- VANDENPLAS P. E. , GOULD R. W.
Nucl. Fusion. Suppl. part. 3, 1962, 1155
Plasma Physics, 1964, 6, 449
- VANDEPLAS P. E. , MESSIAEN A. M.
Nucl. Fusion. Plasma Physics, 1964, 6, 459
- [10] SPITZER L.
Physique des gaz complètement ionisés, p. 65, Dunod , 1959
- [11] BOOT H. A. , SELF S. A. , SHERSBY-HARVIE R. B.
Jour. of Electr. and Contr. , 1958, 4, 434
- [12] GUREVICH A. V. , PITAEVSKII L. P.
Soviet Physics JETP, 1964, 18, 3, 855
- [13] SCHMIDT G.
Physics of high temperature plasmas, p. 188, Academic Press, 1966
- [14] WEIBEL E. S.
The plasma in a magnetic field, p. 60 - Stanford University Press, 1958
- [15] GIL'DENBURG V. B.
Soviet Physics JETP, 1964, 19, 6, 1456
- [16] LEGARDEUR R. , SLAMA L.
Rapport interne IGn - CEN Saclay, 1964
- [17] MOURIER G.
Rapports W.R. 1155 et 1196 - Contrat CSF-CEA, 1964
- [18] POUND R. V.
P I R E, 1947, 35, 1405
- TULLER, GALLOWAY, ZAFFARANO
P I R E, 1948, 36, 794

- [19] GILLES J. C. , DECAULNE P. , PELLEGRIN M.
Théorie et calcul des asservissements - Dunod, 1960
- [20] PAPOULAR R.
Phénomènes électriques dans les gaz - Dunod, 1963
- [21] CONSOLI T.
Rapport CEA 1703, 1960
- [22] BRUNET A. , GELLER R.
Rapport CEA 1439, 1960
- [23] GOUDET G. , CHAVANCE P.
Ondes Centimétriques - Masson
- [24] MESSIAEN AM. , VANDENPLAS P. E.
Physics Letters, 1967, 25 A , 4, 339.

LISTE DES FIGURES.

CHAPITRE 1 -

- 1 - Glissement de fréquence des modes TE_{111} et TM_{111}
- 2 - Mise en évidence du couplage mode de plasma - modes dipolaires de cavité
- 3 - Influence du diélectrique, glissement des modes TM_{011} et TM_{110}
- 4 - Effet d'une vitesse axiale de dérive du plasma - mode TE_{111}
- 5 - Effet d'une vitesse axiale de dérive du plasma - mode TM_{011}
- 6 - Effet de la température électronique. Résonances de Dattner - mode TM_{011}
- 7 - Amplitude du champ électrique en fonction de la densité du plasma.

CHAPITRE 2 -

- 1 - Phase et amplitude d'une cavité au voisinage de la résonance
- 2 - Effet d'un champ magnétique axial sur le glissement de fréquence - mode TE_{111}
- 3 - Système non bouclé - Schéma de principe
- 4 - Exemple de système non bouclé : oscillateur Colpitts
- 5 - Système bouclé sans démodulation - Schéma de principe
- 6 - Système bouclé avec démodulation - Schéma de principe
- 7 - Schéma servomécanique du système bouclé avec démodulation
- 8 - Principe de la détection en amplitude et son application
- 9 - Utilisation de la détection en amplitude avec absorption.

CHAPITRE 3 -

- 1 - Fréquence d'oscillation du carcinotron en fonction de la tension Ligne
- 2 et 3 - Schémas servomécaniques du dispositif suiveur de fréquence
- 4 - Calcul du gain de l'amplificateur de boucle
- 5 - Schéma de branchement du dispositif
- 6 - Schéma de l'amplificateur de puissance
- 7 - Caractéristique $V_S = f(V_E)$ amplificateur de puissance
- 8 - Courbes de réponse, phase et amplitude, de l'amplificateur de boucle
- 9 - Fonctions de transfert du dispositif sur le diagramme de Black
- 10 - Effet du réseau correcteur sur la fonction de transfert
- 11 - Courbes graphiques de réponse en fréquence
- 12 - Courbes graphiques de glissement de fréquence maximum
- 13 - Schéma du dispositif de couplage guide cavité
- 14 - Cavité cylindrique
- 15 - Schéma du dispositif de mesure hyperfréquence
- 16 - Schéma de la décharge et du circuit d'alimentation
- 17 - Caractéristiques $I_d = f(V_d)$ de la décharge
- 18 - Perturbations des lignes de force \vec{E} de la cavité à cause de l'ouverture
- 19 - Etalonnage de la décharge : glissement du mode TM_{110}
- 20 - Glissement du mode TM_{011}
- 21 - Densité électronique moyenne en fonction du courant de décharge
- 22 - Dispositif de sonde simple
- 23 - Température électronique dans la décharge en fonction du courant de décharge
- 24 - Schéma du montage hyperfréquence du carcinotron
- 25 - Courbes de puissance HF avec le courant de décharge pour une non-linéarité donnée - mode TM_{011}
- 26 - Modifications de la courbe de résonance de la cavité selon les zones figure 25 - mode TM_{011}
- 27 - Oscillogrammes - mode TM_{011}
- 28 - Oscillogrammes - mode TE_{111}

- 29 - Glissement de fréquence et coefficient K_2 mode TM_{011} en fonction du courant de décharge

CHAPITRE 4 -

- 1 - Schéma général du montage
- 2 - Courbe expérimentale de réponse en fréquence
- 3 - Courbe expérimentale de glissement de fréquence maximum
- 4 - Oscillogrammes de fonctionnement à $f_m \approx 30$ kc/s
- 5 - Explication des oscillogrammes
- 6 - Oscillogrammes de fonctionnement : cas limite d'utilisation
- 7 - Oscillogrammes de la décharge
- 8 - Schéma du circuit de charge
- 9 - Schéma de détecteur de glissement de fréquence du carcinotron
- 10 - Oscillogrammes de réponse du suiveur de fréquence
- 11 - Courbe expérimentale de phase du dispositif en boucle fermée
- 12 - Evolution du retard avec le courant de décharge (pression)
- 13 - Evolution du retard avec la tension de sortie de l'amplificateur (gain du système).

FIN