

N° d'ordre : 130

50376
1993
264

50376
1993
264

**DIPLOME SUPERIEUR DE RECHERCHE
ANCIENNE THESE D'UNIVERSITE**

présenté à

l'Université des Sciences et Technologies de Lille

dans la spécialité
Sciences Physiques

par

Christian DUPRET



**NOUVEAUX COUPLEURS DE PLASMA MICRO-ONDE
PRECURSEURS DE POST-DECHARGE.
MODELISATION ET REALISATION**



030 050755 4

Date de soutenance : 25 Juin 1993

Membres du Jury	Président	: P. GOUDMAND, Professeur
	Rapporteur	: P. GOUDMAND, Professeur
	Examineurs	: O. DESSAUX, Professeur Y. LEROY, Professeur
	Examineur invité	: J. LIENARD, Directeur SA J. REYDEL

A mon épouse, pour sa compréhension

à Karine et Johan

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été réalisés à l'Université des Sciences et Technologies de Lille dans le laboratoire de PhysicoChimie de l'Energétique et des Plasmas dirigé par Madame le Professeur O. DESSAUX.

Je remercie tout particulièrement Monsieur le Professeur P. GOUDMAND pour avoir accepté de diriger mes recherches et pour les encouragements qu'il m'a apportés au cours de cette étude.

Je suis très reconnaissant à Madame le Professeur O. DESSAUX, à Monsieur le Professeur Y. LEROY et à Monsieur J. LIENARD Directeur de l'usine J. REYDEL de Gondecourt de m'avoir fait l'honneur de bien vouloir examiner et juger ce travail.

Les études sur les coupleurs coaxiaux 2450 MHz du présent mémoire ont bénéficié de la collaboration de Monsieur B. VIDAL Professeur à l'Université de la Réunion à qui j'adresse un grand merci.

Je remercie cordialement Madame C. CALONNE, secrétaire au laboratoire, sans qui ce manuscrit ne serait pas ce qu'il est, et Monsieur F. CLERMONT pour son aide et sa gentillesse.

Enfin, que mes collègues et amis du laboratoire soient remerciés pour l'ambiance chaleureuse qu'ils m'ont fait partager.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
<u>Première partie : Théorie et modélisation des cavités</u>	
I - BASES FONDAMENTALES DE L'ETUDE	5
I-1) Notions fondamentales	5
I.1.1) Equations de Maxwell	5
I.1.2) Propagation guidée	6
I.1.3) Guides standards	13
I.1.4) Cavités	17
I-2) Couplage onde plasma	20
I.2.1) Généralités	20
I.2.2) Théorie du couplage	22
I.2.3) Equations de transfert de l'énergie	24
II - MODELISATION DES CAVITES	25
II-1) Conditions d'un couplage optimal	25
II-2) Cavités chargées par un plasma	27
II-3) Transition entre le guide et la cavité	34
II.3.1) Transition idéale	34
II.3.2) Transition par antenne	39
<u>Seconde partie : Etude et réalisation de coupleurs générateurs de plasma micro-onde</u>	
III - COUPLEURS COAXIAUX A 2450 MHZ	45
III-1) Coupleurs de première génération	45
III.1.1) Lignes en résonateurs	45
III.1.2) Cavité $\lambda/4$ sans perte	47
III.1.3) Coupleur I	49
III.1.4) Coupleur II	53
III.1.5) Résultats expérimentaux	53

III-2) Coupleurs de seconde génération forte puissance	56
III.2.1) Coupleur expérimental	56
III.2.2) Résultats expérimentaux	62
III.2.3) Coupleur coaxial forte puissance	64
III.2.4) Résultats expérimentaux	66
IV - COUPLEUR CYLINDRIQUE A 2450 MHZ	72
IV-1) Cavité cylindrique	72
IV.1.1) Cavité cylindrique TM_{012}	72
IV.1.2) Transition guide rectangulaire-cavité cylindrique par antenne	74
IV-2) Coupleur cylindrique 2450 MHz	75
IV-3) Résultats expérimentaux	80
V - COUPLEUR COAXIAL A 433 MHZ	84
V-1) Transition	84
V-2) Coupleur coaxial 433 MHz	86
V-3) Résultats expérimentaux	89
CONCLUSION	91
BIBLIOGRAPHIE	94

INTRODUCTION

Les décharges électriques sont depuis longtemps reconnues comme un moyen particulièrement puissant de produire des espèces ionisées et radicalaires dans un fluide gazeux. A l'origine, les décharges étaient créées entre deux électrodes portées à des potentiels continus différents situées à l'intérieur d'une enceinte contenant un gaz à basse pression. De nombreux travaux furent consacrés à la spectroscopie d'émission des plasmas et à l'étude des champs électriques régnant dans ces décharges [1]. Rapidement, l'emploi de tensions alternatives [2] permit de placer les électrodes à l'extérieur de l'enceinte [3]. Ce mode d'excitation du gaz fut largement favorisé par les progrès des tubes hautes fréquences qui permirent la construction de sources radio-fréquences puissantes. On put dès lors générer des décharges par couplage inductif et capacitif pour obtenir des plasmas non pollués[4], tout en augmentant le rendement en espèces réactives par élimination de la catalyse métallique de recombinaison. Enfin, l'invention de tubes hyperfréquence comme le magnétron et le klystron revêt une importance capitale, car il fut alors possible de générer des plasmas grâce à des cavités micro-onde. Ces cavités permettent de transférer l'énergie du champ électromagnétique au gaz ionisé, qui se comporte comme un élément dissipatif. L'adaptation entre la structure véhiculant l'énergie et la cavité est réalisée par une transition qui permet d'optimiser la puissance transmise. L'ensemble transition-cavité est classiquement dénommé coupleur. Les premiers coupleurs furent généralement conçus pour permettre des recherches fondamentales. Ils sont largement référencés dans l'article de A.T. Zander et G.M. Hieftje [5].

Les plasmas générés par les divers dispositifs donnés ci-dessus sont classiquement divisés en deux catégories :

Les plasmas thermiques. Ces plasmas sont obtenus à des pressions supérieures à 500 hPa par induction HF et récemment par micro-ondes. Fortement ionisés, ils sont en équilibre thermodynamique avec des températures supérieures à 3000 K.

Les plasmas froids basses pressions. Ces plasmas sont créés à des pressions de 10^{-4} à 50 hPa. Leur taux d'ionisation est faible. Ils sont caractérisés par un non équilibre thermodynamique qui leur confère des propriétés originales.

Actuellement, ces deux types de plasma font l'objet d'applications industrielles nombreuses qui vont de la micro-électronique à la synthèse de composés nouveaux, en passant par la polymérisation, les dépôts chimiques, les traitements de surface, la nitruration... Il faut cependant remarquer que l'existence de sources HF et micro-onde a engendré un développement remarquable des plasmas froids, comme en

témoigne la progression spectaculaire du nombre des publications, brevets, réalisations technologiques et entreprises qui leur sont consacrés.

Cet essor est dû, d'une part aux propriétés thermodynamiques des décharges dans un gaz à basse pression pour induire des espèces chimiquement actives, et d'autre part aux avantages présentés par les hautes fréquences pour la production de ces plasmas. En effet, le caractère spécifique de l'excitation aux fréquences élevées tient à la différence de masse entre les électrons et les ions. Les électrons sont accélérés sélectivement et voient leur température de translation s'élever. Ils absorbent la majeure partie de l'énergie électromagnétique, tandis que les ions, du fait de leur inertie, restent pratiquement immobiles. Ce phénomène est d'autant plus marqué que la fréquence est élevée. A la limite, dans le domaine des micro-ondes, seuls les électrons sont fortement accélérés. Notons qu'un autre avantage des micro-ondes pour la production d'électrons de températures élevées est la dimension réduite des coupleurs hyperfréquences qui permet d'obtenir des champs localement très intenses. Ainsi, les caractéristiques du couplage entre les champs électromagnétiques de fréquences très élevées et les électrons du plasma favorisent le non-équilibre thermodynamique et la richesse en espèces actives des plasmas froids.

L'intérêt industriel des plasmas a imposé la création de coupleurs très performants, compatibles avec les exigences de l'industrie : générer des quantités importantes de plasma très riche en espèces actives, fonctionner sous forte puissance, avoir un rendement élevé. La sortie des générateurs micro-ondes de puissance sur 2450 MHz se faisant en guide rectangulaire sur le mode TE_{10} , les premières réalisations furent généralement de simples charges en guide. Ensuite, sont apparus des coupleurs plus élaborés tels que le surfaguide [6] et les cavités rectangulaires de type TE_{10} [7]. Le but de ces coupleurs est essentiellement d'obtenir une augmentation locale du champ électrique de façon à avoir un large spectre en espèces excitées. Par ailleurs, notons que la seconde bande légale micro-onde sur 433 MHz n'est utilisée que pour des réalisations spécifiques. Ceci est dû principalement à l'absence de générateurs de forte puissance dans cette gamme.

Une des vocations premières du laboratoire portant sur la spectroscopie des décharges à basses pressions, nous avons très tôt réalisé, en collaboration avec B. Vidal, des coupleurs permettant d'étudier l'émission des plasmas dans l'ultraviolet et le visible. Plus récemment, dans le cadre d'un contrat établi entre le laboratoire et un partenaire industriel, la réalisation d'un réacteur de 2 m³, utilisant une seule entrée de gaz plasmagène, pour le traitement de matériaux plastiques en aval de la décharge, nous a amené à étudier un coupleur de très haut rendement fonctionnant sous une puissance micro-onde élevée. Ces traitements, réalisés par plasma froid différé d'azote (PFDA), utilisent la post-décharge qui ne contient pas d'électrons ou d'ions en quantité significative. Les espèces réactives

sont des atomes, des radicaux libres et des espèces moléculaires électroniquement et vibrationnellement excitées.

Les résultats particulièrement intéressants obtenus avec le process ci-dessus ont permis d'entrevoir l'intérêt de chambre réactionnelle de très grand volume : 8 à 10 m³. Il fut alors décidé l'étude et la construction d'un coupleur permettant des débits très importants. Nous avons ainsi réalisé un coupleur fonctionnant sous 6 kW micro-onde et admettant un tube plasmagène de 60 mm de diamètre.

Parallèlement à ces réalisations et dans le cadre d'un autre contrat, nous avons réalisé une cavité fonctionnant sur 433 MHz pour permettre le traitement de fibres par dépôt d'un film polymérique réalisé par polymérisation induite par PFDA.

Le présent travail a pour but une modélisation simple, l'étude et la réalisation de coupleurs micro-onde sur les bandes légales 2450 MHz et 433 MHz. L'exposé comprend cinq chapitres regroupés en deux parties.

La première partie est consacrée à la théorie et à la modélisation des cavités :

le **chapitre I** présente une brève synthèse des bases théoriques utilisées en hyperfréquence et dans l'étude du couplage onde-plasma,

le **chapitre II** est consacré à la conception d'un modèle mathématique simple permettant de décrire l'ensemble guide-transition-cavité dans le cas d'un couplage par antenne.

La seconde partie est consacrée à l'étude et à la réalisation de différents coupleurs micro-onde :

le **chapitre III** décrit, d'une part les cavités coaxiales de première génération, d'autre part les coupleurs à vocation industrielle qui en dérivent. Ces coupleurs permettent le passage d'un tube plasmagène de diamètre 30 mm et sont conçus pour être alimentés par un guide d'onde en mode TE₁₀,

le **chapitre IV** concerne un coupleur cylindrique en mode TM₀₁₂ sur 2450 MHz. Ce coupleur a été étudié pour alimenter en plasma des réacteurs de très gros volume et pour pallier certains problèmes techniques rencontrés avec les coupleurs décrits au chapitre précédent. Il admet un tube plasmagène de diamètre 60 mm et permet un fonctionnement sous 6 kW micro-onde,

enfin, le **chapitre V** est consacré à la réalisation d'une cavité sur la bande 433 MHz. Ce coupleur est prévu pour être alimenté par câble coaxial, la source radiofréquence étant un générateur 433 MHz de puissance 400 W.

PREMIERE PARTIE

THEORIE ET MODELISATION DES CAVITES

I - BASES FONDAMENTALES DE L'ETUDE

Le but de ce chapitre est, d'une part, de définir les notions d'électromagnétisme liées à la réalisation de cavités comme source de plasma micro-onde, d'autre part, de donner un aperçu des propriétés fondamentales d'un plasma en ne retenant principalement que les caractéristiques intéressant le présent mémoire.

I-1) Notions fondamentales

I.1.1) Equations de Maxwell

Elles synthétisent, dans la théorie moderne axiomatique de l'électromagnétisme, les propriétés locales des ondes électromagnétiques en un ensemble réduit d'équations.

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{D} &= \rho && * \text{Loi de Gauss-Poisson} \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0 && * \text{Inexistence de monopole magnétique} \\ \nabla \wedge \vec{E} &= -\partial_t \vec{B} && * \text{Equation de Maxwell Faraday} \\ \nabla \wedge \vec{H} &= \partial_t \vec{D} + \vec{j} && * \text{Equation de Maxwell Ampère} \\ \vec{D} &= \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \\ \vec{B} &= \mu_0 \mu_r \vec{H} \end{aligned}$$

avec :

$$\begin{aligned} \vec{E} &[\text{V.m}^{-1}] \text{ et } \vec{H} [\text{A.m}^{-1}], \text{ champs électrique et magnétique} \\ \vec{D} &[\text{C.m}^{-2}] \text{ et } \vec{B} [\text{Wb.m}^{-2}], \text{ inductions électrique et magnétique} \\ \vec{j} &[\text{A.m}^{-2}], \text{ densité de courant} \\ \rho &[\text{C.m}^{-3}], \text{ densité volumique de charge} \\ \epsilon_0 &[\text{F.m}^{-1}], \text{ constante diélectrique du vide} \\ \mu_0 &[\text{H.m}^{-1}], \text{ perméabilité magnétique du vide} \\ \epsilon_r \text{ et } \mu_r &[\text{ }], \text{ perméabilité relative électrique et magnétique du milieu.} \end{aligned}$$

Aux équations de Maxwell, il faut ajouter :

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{j} + \partial_t \rho &= 0 && * \text{Conservation de la charge} \\ \vec{j} &= \sigma \vec{E} && * \text{Loi d'Ohm locale} \\ \nabla \cdot \vec{\pi} + \partial_t \left(\frac{\vec{E} \cdot \vec{D}}{2} + \frac{\vec{H} \cdot \vec{B}}{2} \right) &= -\vec{j} \cdot \vec{E} && * \text{Forme locale de l'équation de Poynting} \end{aligned}$$

donnant le bilan énergétique local

avec :

σ [S.m⁻¹], conductivité du milieu

$\vec{\pi} = \vec{E} \wedge \vec{H}$ [W.m⁻²], vecteur de Poynting

$\vec{j} \cdot \vec{E}$ [W.m⁻³], densité de puissance consommée dans le milieu.

La linéarité des équations de Maxwell permet de les définir sur le corps des complexes.

Si $\vec{X}(\vec{r}, t)$, représente l'un des champs physiques

$$\vec{E}(\vec{r}, t), \vec{B}(\vec{r}, t), \dots$$

il lui correspond alors un champ complexe $\underline{X}(\vec{r}, t)$ défini par :

$$\vec{X}(\vec{r}, t) = \frac{\underline{X}(\vec{r}, t) + \underline{X}^*(\vec{r}, t)}{2}$$

où $\underline{X}^*(\vec{r}, t)$ est le conjugué de $\underline{X}(\vec{r}, t)$.

Cette représentation permet en régime sinusoïdal la description des champs en terme de phaseur

$$X = \frac{1}{\sqrt{2}} \underline{X}(\vec{r}, t) e^{-i\omega t}$$

Le phaseur X est un vecteur complexe ne dépendant que des coordonnées d'espace.

Il résulte de ce formalisme la forme complexe des équations de Maxwell :

$$\nabla \cdot D = \rho$$

$$\nabla \cdot B = 0$$

$$\nabla \wedge E = -i\omega B$$

$$\nabla \wedge H = i\omega D + j$$

avec pour la conservation de la charge :

$$\nabla \cdot j + i\omega \rho = 0$$

L'application des phaseurs aux cas des matériaux avec pertes donne des relations linéaires simples entre les différents champs. Ces relations sont impossibles dans le cadre classique.

Dès lors nous avons pour les vecteurs inductions :

$$D = \epsilon E = (\epsilon' - i\epsilon'') E$$

$$B = \mu H = (\mu' - i\mu'') H$$

et pour la loi d'Ohm locale :

$$j = \sigma E = (\sigma' - i\sigma'') E$$

Notons pour terminer que la forme locale de l'équation de Poynting étant non linéaire, on obtient son écriture complexe à partir des équations de Maxwell sous forme complexe :

$$\nabla \cdot \pi = i\omega(ED^* - H^*B) - j^*E$$

I.1.2) Propagation guidée

Le transfert de l'énergie électromagnétique entre deux points de l'espace nécessite, si l'on n'est pas en champ libre, l'utilisation d'une structure appelée guide.

L'hypothèse de base pour les guides est l'uniformité dans la direction de propagation de l'onde. Si l'on dispose l'axe des coordonnées longitudinales z suivant cette direction, géométrie et propriétés des matériaux sont indépendantes de z . La résolution des équations de Maxwell, pour une géométrie de guide donnée est un problème aux valeurs propres, admettant plusieurs solutions différentes, appelées mode de propagation du guide. L'existence de composantes longitudinales E_z ou H_z dans la direction de propagation, caractérise ces différents modes.

E_z	H_z	Dénomination	
0	0	Transverse électromagnétique	TEM
0	$\neq 0$	Transverse électrique	TE
$\neq 0$	0	Transverse magnétique	TM

1.1.2a) Composantes longitudinales et transverses

Pour étudier de façon efficace la propagation le long d'une structure, on fait usage d'un système de coordonnées qui comporte, la coordonnée longitudinale z définie ci-dessus et deux coordonnées dans le plan transverse perpendiculaire à la direction de propagation. Les composantes transverses et longitudinale des champs sont donc indépendantes. Dès lors, l'opérateur ∇ et les phaseurs sont séparables en parties transverses et longitudinales. Les équations de Maxwell donnent pour les équations de la divergence, puisque $\rho = 0$,

$$\nabla_t \cdot E_t + \partial_z E_z = 0 \quad (I.1)$$

$$\nabla_t \cdot H_t + \partial_z H_z = 0 \quad (I.2)$$

De même, pour les équations rotationnelles,
composantes longitudinales :

$$\nabla_t \wedge E_t = -i\omega\mu H_z e_z \quad (I.3)$$

$$\nabla_t \wedge H_t = (i\omega\epsilon + \sigma) E_z e_z \quad (I.4)$$

composantes transverses :

$$\nabla_t E_z - \partial_z E_t = -i\omega\mu e_z \wedge H_t \quad (I.5)$$

$$\nabla_t H_z - \partial_z H_t = (i\omega\epsilon + \sigma) e_z \wedge E_t \quad (I.6)$$

1.1.2b) Mode TEM

Nous avons $E_z = 0$ et $H_z = 0$ pour le équations (I.1) à (I.6)

d'où :

$$\nabla_t \cdot E_t = 0 \quad (I.7)$$

$$\nabla_t \cdot H_t = 0 \quad (I.8)$$

$$\nabla_t \wedge E_t = 0 \quad (I.9)$$

$$\nabla_t \wedge H_t = 0 \quad (I.10)$$

$$\partial_z E_t = i\omega\mu e_z \wedge H_t \quad (\text{I.11})$$

$$\partial_z H_t = -(i\omega\epsilon + \sigma) e_z \wedge E_t \quad (\text{I.12})$$

Si le guide d'onde est simplement connexe, ce système d'équation n'admet que la solution triviale $E_t \equiv 0$. Il en résulte que les guides d'ondes sans conducteur central ne peuvent propager le mode TEM. Pour les guides à deux conducteurs coaxiaux ou lignes, les solutions du mode TEM sont obtenues en posant :

$$E_t = U(z) e_t(x,y) \text{ et } H_t = I(z) h_t(x,y)$$

avec : $e_t = -e_z \wedge h_t$

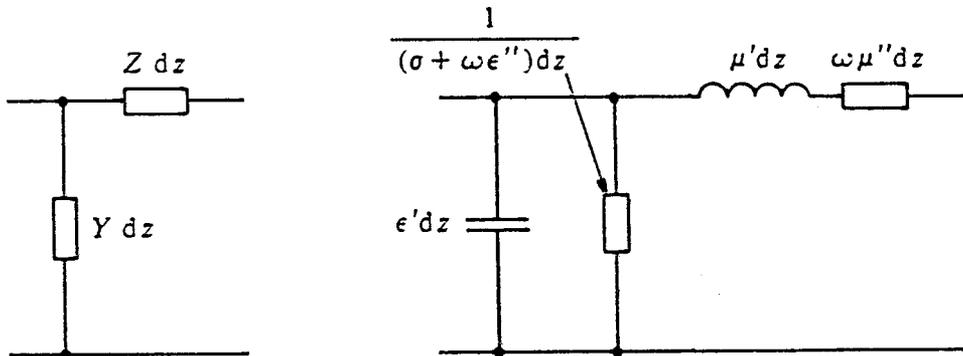
$$h_t = e_z \wedge e_t$$

dans les équations (I.11) et (I.12). On obtient alors l'analogie formelle avec les équations des télégraphistes :

$$\partial_z U = -i\omega\mu I$$

$$\partial_z I = -(i\omega\epsilon + \sigma)U$$

ce qui donne le schéma équivalent suivant (figure I.1) :



(Figure I.1)

avec pour l'impédance caractéristique

$$Z_c = \sqrt{\frac{Z}{Y}} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon - i\frac{\sigma}{\omega}}}$$

et l'exposant de propagation $\gamma = \alpha + i\beta$

$$\gamma = \sqrt{Z \cdot Y} = \sqrt{i\omega\mu (i\omega\epsilon + \sigma)}$$

Les équations (I.7) et (I.9) impliquent :

$$\nabla_t \cdot e_t = 0 \text{ et } \nabla_t \wedge e_t = 0$$

aussi e_t découle d'un potentiel scalaire φ donné par $e_t = -\nabla_t \varphi$,

d'où :

$$\nabla_t^2 \varphi = 0$$

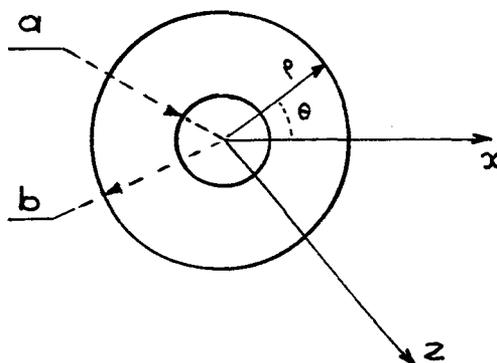
La résolution en coordonnées polaires de cette équation pour un guide coaxial circulaire nous donne, après normalisation, suivant la condition

$$\int_S |e_t|^2 ds = 1$$

les champs transverses :

$$E_t = \frac{U_0}{\sqrt{2\pi \operatorname{Ln} \frac{b}{a}}} \frac{e^{-\gamma z}}{\rho} e_\rho$$

$$H_t = \frac{U_0}{Z_c \sqrt{2\pi \operatorname{Ln} \frac{b}{a}}} \frac{e^{-\gamma z}}{\rho} e_\theta$$



I.1.2c) Mode TE et TM

Pour le mode TE nous avons $E_z = 0$ dans les équations (I.1) à (I.6),

d'où :

$$\nabla_t \cdot E_t = 0 \quad (I.13)$$

$$\nabla_t \cdot H_t + \partial_z H_z = 0 \quad (I.14)$$

$$\nabla_t \wedge E_t = -i\omega\mu H_z e_z \quad (I.15)$$

$$\nabla_t \wedge H_t = 0 \quad (I.16)$$

$$\partial_z E_t = i\omega\mu e_z \wedge H_t \quad (I.17)$$

$$\nabla_t H_z - \partial_z H_t = (i\omega\epsilon + \sigma) e_z \wedge E_t \quad (I.18)$$

Ce système nous permet de trouver l'équation de propagation du mode TE en fonction de H_z

$$\nabla_t^2 H_z + \partial_z^2 H_z - i\omega\mu (i\omega\epsilon + \sigma) H_z = 0$$

où $k^2 = -i\omega\mu (i\omega\epsilon + \sigma)$ avec k : vecteur d'onde.

En séparant les variables et en posant par analogie avec les lignes le terme suivant z égal au carré de l'exposant de propagation γ , on obtient :

$$\begin{aligned} \nabla_t^2 H_z + p^2 H_z &= 0 \\ \partial_z^2 H_z - \gamma^2 H_z &= 0 \end{aligned}$$

avec $k^2 = p^2 - \gamma^2$

où p est le vecteur d'onde transverse qui est toujours réel et positif pour un guide homogène.

Dès lors, on peut grâce au système (I.13) à (I.18) déterminer les champs transverses :

$$E_t = \frac{i\omega\mu}{p^2} e_z \wedge (\nabla_t H_z)$$

$$H_t = \frac{1}{p^2} \nabla_t (\partial_z H_z)$$

Si l'on pose comme pour le mode TEM :

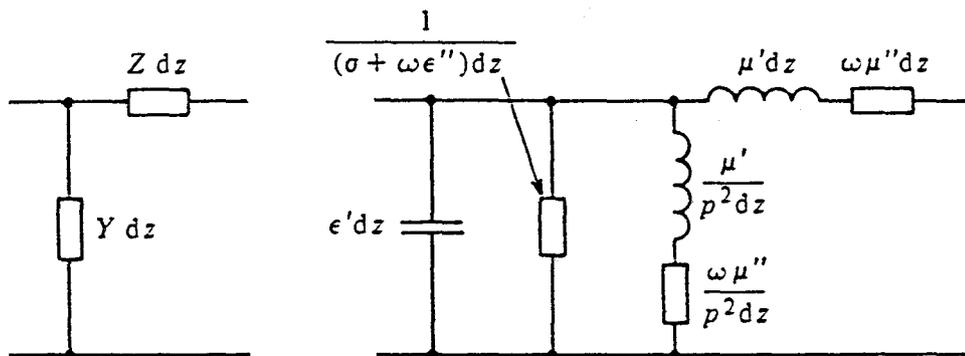
$$E_t = U(z) e_t(x,y) \text{ et } H_t = I(z) h_t(x,y)$$

On obtient les équations des télégraphistes :

$$\partial_z U = -i\omega\mu I$$

$$\partial_z I = \frac{-\gamma^2}{i\omega\mu} U$$

qui donnent le schéma équivalent suivant (figure I.2) :



(Figure I.2)

et l'impédance caractéristique équivalente :

$$Z_c = \sqrt{\frac{Z}{Y}} = \frac{i\omega\mu}{\gamma}$$

De plus, l'équation $\nabla_t \wedge H_t = 0$ impliquant que le champ magnétique transverse dérive d'un potentiel ψ tel que :

$$h_t = -\nabla_t \psi$$

on obtient l'équation de propagation :

$$\nabla_t^2 \psi + p^2 \psi = 0$$

et

$$H_z = \frac{p^2}{i\omega\mu} \psi U$$

La composante longitudinale du champ magnétique est donc proportionnelle à la tension équivalente sur la ligne $U(z)$, sa dépendance transverse est celle du potentiel ψ .

On démontre, pour terminer, que les conditions aux limites sont données pour un conducteur électrique parfait par :

$$\vec{n} \cdot \nabla_t \psi = 0$$

et que la normalisation de ψ est obtenue quand :

$$\int_S |\nabla_t \psi|^2 ds = 1$$

De ce qui précède on peut établir l'algorithme suivant pour la détermination des différents champs dans un guide de géométrie donnée.

Les opérateurs sont alors définis par rapport à la géométrie du guide.

Mode TE

- Résoudre l'équation

$$\nabla_t^2 \psi + p^2 \psi = 0$$

- avec la condition aux limites

$$\vec{n} \cdot \nabla_t \psi = 0$$

- et la condition de normalisation

$$\int_S |\nabla_t \psi|^2 ds = 1$$



On en déduit
 p_{mn} et ψ_{mn}



Il en découle :

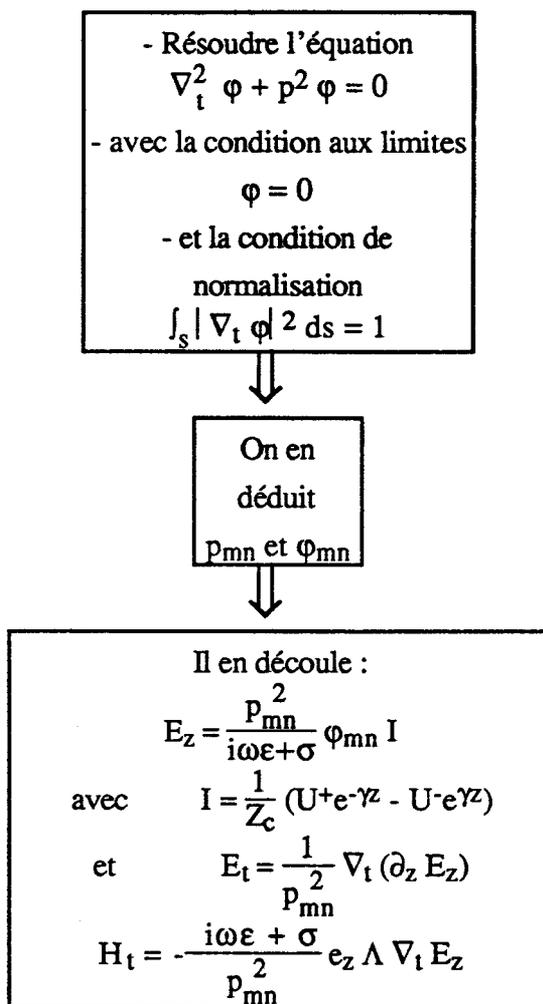
$$H_z = \frac{p_{mn}^2}{i\omega\mu} \psi_{mn} U$$

avec $U = U^+ e^{-\gamma z} + U^- e^{\gamma z}$

et $E_t = \frac{i\omega\mu}{p_{mn}} e_z \wedge \nabla_t H_z$

$$H_t = \frac{1}{2} \nabla_t (\partial_z H_z)$$

Une étude similaire peut être faite pour le mode TM avec $H_z = 0$. Nous introduisons alors le potentiel transverse ϕ et donnons l'algorithme pour ce mode.

Mode TM*1.1.2d) Conditions de propagation dans un guide*

Lorsque le guide contient un milieu sans pertes, le vecteur d'onde est réel :

$$k = \frac{\omega}{c} \Leftrightarrow \lambda = \frac{2\pi}{k}$$

et l'exposant de propagation prend la forme :

$$\gamma = \sqrt{p^2 - \frac{\omega^2}{c^2}}$$

On voit que pour chaque mode, il existe une fréquence particulière pour laquelle l'exposant de propagation γ s'annule. On appelle cette fréquence : fréquence de coupure ;

$$f_c = \frac{c}{2\pi} p$$

à laquelle correspond la longueur d'onde :

$$\lambda_c = \frac{2\pi}{p}$$

d'où :

$$\gamma = p \sqrt{1 - \frac{f^2}{f_c^2}}$$

Deux cas sont donc possibles.

1) $f < f_c$: le mode est dit évanescent et l'exposant de propagation est réel. On a dans ce cas un affaiblissement de l'onde, sans propagation :

$$\gamma = \alpha + i\beta = p \sqrt{1 - \left(\frac{f}{f_c}\right)^2} \Rightarrow \alpha = p \sqrt{1 - \left(\frac{f}{f_c}\right)^2}$$

2) $f > f_c$: l'exposant de propagation est purement imaginaire et l'onde peut se propager sans affaiblissement :

$$\beta = p \sqrt{\left(\frac{f}{f_c}\right)^2 - 1}$$

On définit alors la longueur d'onde en guide :

$$\lambda_g = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}} \quad \text{et} \quad \frac{1}{\lambda^2} = \frac{1}{\lambda_g^2} + \frac{1}{\lambda_c^2}$$

La longueur d'onde en guide λ_g est donc toujours plus grande que la longueur d'onde dans le milieu.

I.1.3) Guides standards

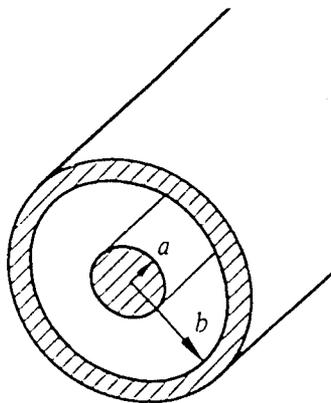
I.1.3a) Guide coaxial

C'est le seul guide propageant une onde TEM (figure I.3). Sa bande passante est théoriquement infinie. Il est généralement utilisé pour les petites puissances (≤ 500 W) aux fréquences qui nous intéressent sous forme de câbles. La configuration de ses lignes de champ est donnée (figure I.4).

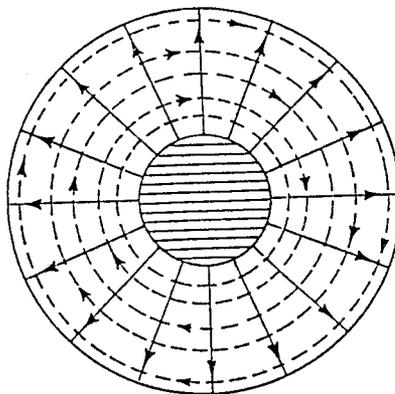
Le guide coaxial peut bien entendu propager d'autres modes, par exemple TE_{11} (figure I.5).

Nous avons, pour les figures représentant les lignes de champ :

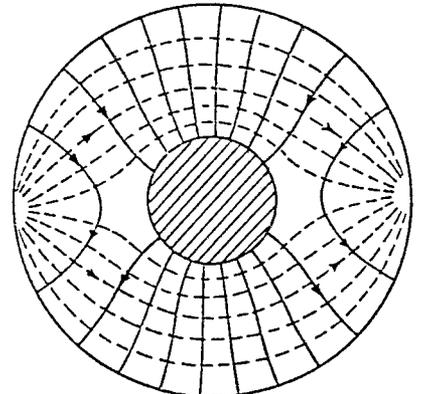
————— \vec{E}
 - - - - - \vec{H}



(Figure I.3)



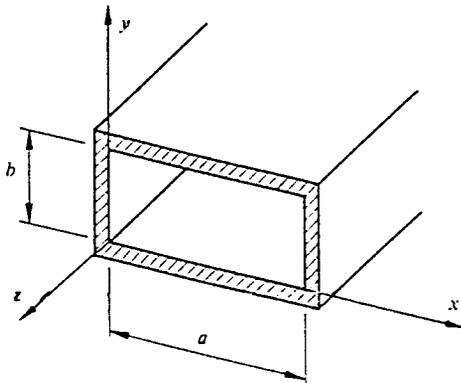
(Figure I.4)



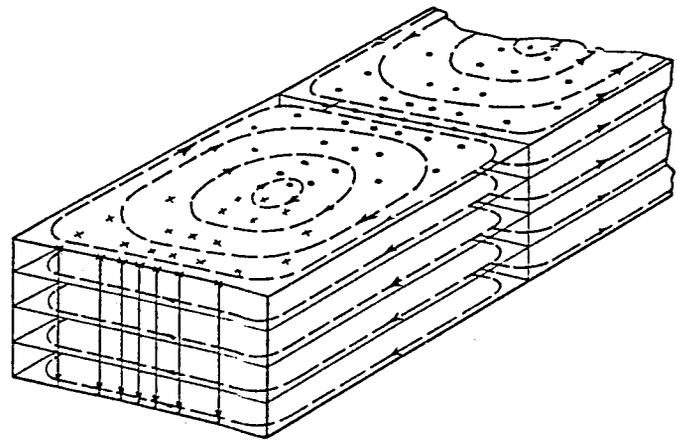
(Figure I.5)

I.1.3b) Guide rectangulaire

C'est le guide le plus utilisé dans la pratique (figure I.6). Son mode dominant, TE₁₀ dont la configuration des lignes de champ est donnée (figure I.7) sert pour véhiculer l'énergie microonde en bande 2450 MHz.



(Figure I.6)



(Figure I.7)

Mode TE_{mn}:

Le vecteur d'onde transverse est donné par :

$$p_{mn} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad m + n \neq 0$$

Nous avons pour les champs

$$h_t = C_{mn} \left(\frac{m\pi}{a} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) e_x + \frac{n\pi}{b} \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) e_y \right)$$

$$e_t = C_{mn} \left(\frac{n\pi}{b} \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) e_x - \frac{m\pi}{a} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) e_y \right)$$

Mode TM_{mn}:

Le vecteur d'onde transverse est donné par :

$$p_{mn} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad m, n \neq 0$$

Nous avons pour les champs

$$e_t = -C_{mn} \left(\frac{m\pi}{a} \cos \left(\frac{m\pi x}{a} \right) \sin \left(\frac{n\pi y}{b} \right) e_x + \frac{n\pi}{b} \sin \left(\frac{m\pi x}{a} \right) \cos \left(\frac{n\pi y}{b} \right) e_y \right)$$

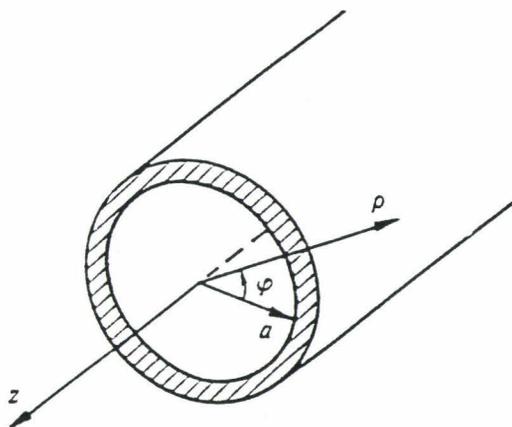
$$h_t = C_{mn} \left(\frac{n\pi}{b} \sin \left(\frac{m\pi x}{a} \right) \cos \left(\frac{n\pi y}{b} \right) e_x - \frac{m\pi}{a} \cos \left(\frac{m\pi x}{a} \right) \sin \left(\frac{n\pi y}{b} \right) e_y \right)$$

La fréquence de coupure des modes TE_{mn} et TM_{mn} est donnée par :

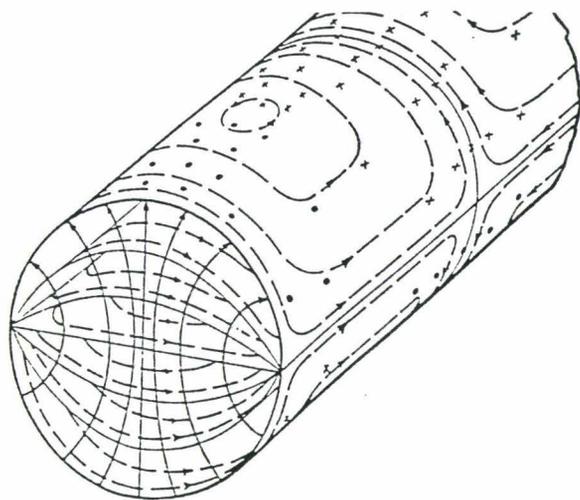
$$f_{mn} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}$$

I.1.3c) Guide circulaire

Il est utilisé de façon plus ponctuelle (figure I.8). Son mode fondamental, dont les lignes de champ sont données (figure I.9), est le mode TE_{11} .



(Figure I.8)



(Figure I.9)

L'étude des guides circulaires conduit aux équations de Bessel, dont les solutions intéressant le présent cas, sont les fonctions de Bessel de première espèce J_m .

Nous donnons figure I.10 les zéro x_{mn} et les extrêmes x'_{mn} de la fonction de Bessel $J_m(x)$. [8]

Les champs transverse sont donnés par :

Zéros des fonctions de Bessel de première espèce: $J_m(x) = 0$ pour $0 < x < 25$.

m	n							
	1	2	3	4	5	6	7	8
0	2.40483	5.52008	8.65373	11.791534	14.93092	18.07106	21.21164	24.35247
1	3.83171	7.01559	10.17347	13.32369	16.47063	19.61586	22.76008	
2	5.13562	8.41724	11.61984	14.79595	17.95982	21.11700	24.27112	
3	6.38016	9.76102	13.01520	16.22347	19.40942	22.58273		
4	7.58834	11.06471	14.37254	17.6160	20.8269	24.1990		
5	8.77142	12.33860	15.70017	18.9801	22.2178			
6	9.93611	13.58929	17.0038	20.3208	23.5861			
7	11.08637	14.82127	18.2876	21.6416	24.9349			
8	12.22509	16.0378	19.5545	22.9452				
9	13.35430	17.2412	20.8070	24.2339				
10	14.47550	18.4335	22.0470					
11	15.58985	19.6160	23.2759					
12	16.6983	20.7899	24.4949					
13	17.8014	21.9562						
14	18.9000	23.1158						
15	19.9944	24.2692						
16	21.0851							
17	22.1725							
18	23.2568							
19	24.3383							

Extrema des fonctions de Bessel de première espèce: $\frac{dJ_m(x)}{dx} = 0$ pour $0 < x < 25$.

m	n							
	1	2	3	4	5	6	7	8
0	3.8317	7.0156	10.1735	13.3237	16.4706	19.6159	22.7601	25.9037
1	1.8412	5.3314	8.5363	11.7060	14.8636	18.0155	21.1644	24.3113
2	3.0542	6.7061	9.9695	13.1704	16.3475	19.5129	22.6721	
3	4.2012	8.0152	11.3459	14.5859	17.7888	20.9724	24.1469	
4	5.3175	9.2824	12.6819	15.9641	19.1960	22.4010		
5	6.4156	10.5199	13.9872	17.3128	20.5755	23.8033		
6	7.5013	11.7349	15.2682	18.6374	21.9318			
7	8.5778	12.9324	16.5294	19.9419	23.2681			
8	9.6474	14.1156	17.7740	21.2291	24.5872			
9	10.7114	15.2868	19.0045	22.5014				
10	11.7709	16.4479	20.2230	23.7608				
11	12.8265	17.6003	21.4309					
12	13.8788	18.7451	22.6293					
13	14.9284	19.8832	23.8194					
14	15.9754	21.0154						
15	17.0203	22.1423						
16	18.0683	23.2644						
17	19.1045	24.3819						
18	20.1441							
19	21.1823							
20	22.2192							
21	23.2548							
22	24.2894							

(Figure I.10)

Mode TE_{mn}

$$e_t = C_0 \left(-\frac{m}{\rho} J_m \left(\frac{x'_{mn}}{a} \rho \right) \begin{Bmatrix} -\sin m\varphi \\ \cos m\varphi \end{Bmatrix} e_\rho + \frac{x'_{mn}}{a} J'_m \left(\frac{x'_{mn}}{a} \rho \right) \begin{Bmatrix} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{Bmatrix} e_\varphi \right)$$

$$h_t = C_0 \left(-\frac{x'_{mn}}{a} J'_m \left(\frac{x'_{mn}}{a} \rho \right) \begin{Bmatrix} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{Bmatrix} e_\rho - \frac{m}{\rho} J_m \left(\frac{x'_{mn}}{a} \rho \right) \begin{Bmatrix} -\sin m\varphi \\ \cos m\varphi \end{Bmatrix} e_\varphi \right)$$

fréquence de coupure :

$$f_{mn}^{TE} = \frac{c}{2\pi} \frac{x'_{mn}}{a}$$

Mode TM_{mn}

$$e_t = C_0 \left(-\frac{x_{mn}}{a} J'_m \left(\frac{x_{mn}}{a} \rho \right) \begin{Bmatrix} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{Bmatrix} e_\rho - \frac{m}{\rho} J_m \left(\frac{x_{mn}}{a} \rho \right) \begin{Bmatrix} -\sin m\varphi \\ \cos m\varphi \end{Bmatrix} e_\varphi \right)$$

$$h_t = C_0 \left(\frac{m}{\rho} J_m \left(\frac{x_{mn}}{a} \rho \right) \begin{Bmatrix} -\sin m\varphi \\ \cos m\varphi \end{Bmatrix} e_\rho - \frac{x_{mn}}{a} J'_m \left(\frac{x_{mn}}{a} \rho \right) \begin{Bmatrix} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{Bmatrix} e_\varphi \right)$$

fréquence de coupure :

$$f_{mn}^{TM} = \frac{c}{2\pi} \frac{x_{mn}}{a}$$

I.1.4) Cavités

Bien que, par définition, une cavité électromagnétique soit un volume de forme quelconque dont les dimensions sont de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de l'onde excitatrice, les cavités sont généralement formées d'un tronçon de guide standard fermé à ses deux extrémités par des parois perpendiculaires à l'axe de propagation. L'étude des cavités est, dans ce cas, semblable à celle des guides d'ondes.

Comme on peut le voir sur les algorithmes, pour chaque mode d'un guide sans perte, où $\gamma = i\beta$, les tensions et courants équivalents sont donnés par :

$$U = U^+ e^{-i\beta z} + U^- e^{i\beta z}$$

$$I = \frac{1}{Z_c} (U^+ e^{-i\beta z} - U^- e^{i\beta z}).$$

La présence d'un court-circuit en $z = 0$ impose $U^- = -U^+$,
d'où :

$$U = U^+ (e^{-i\beta z} - e^{i\beta z}) = -2i U^+ \sin\beta z$$

$$I = \frac{U^+}{Z_c} (e^{-i\beta z} + e^{i\beta z}) = \frac{2U^+}{Z_c} \cos\beta z.$$

Les conditions d'accord seront données pour le second court-circuit par toutes les valeurs de $z = -d$ telles que :

$$\beta d = l\pi \quad l \in \mathbb{N}^*$$

d'où :

$$\beta = \frac{l\pi}{d}$$

Puisque $k^2 = p^2 - \gamma^2$ et $\gamma = i\beta$, nous pouvons définir le vecteur d'onde de résonance :

$$k_T^2 = p^2 + \beta^2 \quad \text{où } p \text{ est le vecteur d'onde transverse défini pour les guides}$$

donc :

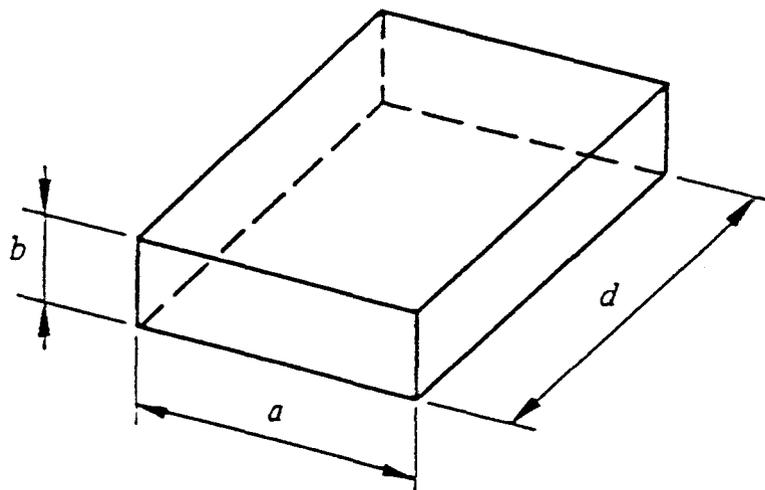
$$k_T = \sqrt{p^2 + \left(\frac{l\pi}{d}\right)^2}$$

ce qui conduit à la fréquence de résonance :

$$f_r = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{p}{\pi}\right)^2 + \left(\frac{l}{d}\right)^2}$$

1.1.4a) Cavités rectangulaires

Pour les cavités rectangulaires (figure I.11)



(Figure I.11)

la fréquence de résonance a pour expression :

$$f_{mnl} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{l}{d}\right)^2}$$

Les champs sont donnés par :

Mode TE_{mn}l:

$$E = i\omega\mu C_0 \left(-\frac{n\pi}{b} \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin\left(\frac{l\pi z}{d}\right) e_x \right. \\ \left. + \frac{m\pi}{a} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin\left(\frac{l\pi z}{d}\right) e_y \right)$$

$$H = C_0 \left(\frac{l\pi}{d} \frac{m\pi}{a} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \cos\left(\frac{l\pi z}{d}\right) e_x \right. \\ \left. + \frac{l\pi}{d} \frac{n\pi}{b} \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \cos\left(\frac{l\pi z}{d}\right) e_y \right. \\ \left. - \left[\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \right] \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin\left(\frac{l\pi z}{d}\right) e_z \right)$$

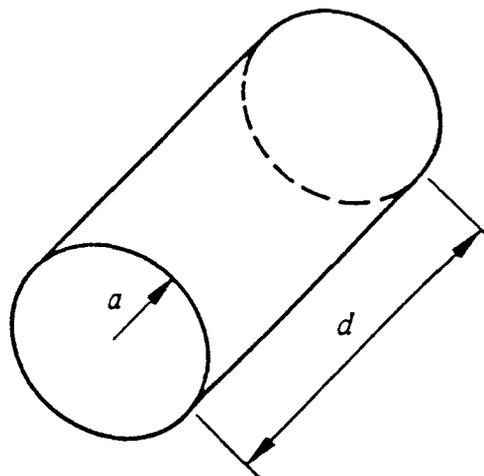
Mode TM_{mm}l:

$$E = C_0 \left(-\frac{l\pi}{d} \frac{m\pi}{a} \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin\left(\frac{l\pi z}{d}\right) e_x \right. \\ \left. - \frac{l\pi}{d} \frac{n\pi}{b} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin\left(\frac{l\pi z}{d}\right) e_y \right. \\ \left. + \left[\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \right] \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \cos\left(\frac{l\pi z}{d}\right) e_z \right)$$

$$H = i\omega\epsilon C_0 \left(\frac{n\pi}{b} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \cos\left(\frac{l\pi z}{d}\right) e_x \right. \\ \left. - \frac{m\pi}{a} \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \cos\left(\frac{l\pi z}{d}\right) e_y \right)$$

1.1.4b) Cavités cylindriques

Pour les cavités cylindriques (figure I.12)



(Figure I.12)

la fréquence de résonance est donnée par :

$$f_{mnl} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{p_{mn}}{\pi}\right)^2 + \left(\frac{l}{d}\right)^2}$$

où :

$$p_{mn} = \begin{cases} \frac{x'_{mn}}{a} & \text{en mode TE} \\ \frac{x_{mn}}{a} & \text{en mode TM} \end{cases}$$

La figure I.13 permet de déterminer la fréquence de résonance des premiers modes d'une cavité cylindrique.[8]

Les champs ont pour expression :

Mode TE_{mn}

$$E = i\omega\mu C_0 \left(\frac{m}{\rho} J_m \left(\frac{x'_{mn}}{a} \rho \right) \begin{Bmatrix} -\sin m\varphi \\ \cos m\varphi \end{Bmatrix} \sin \left(\frac{l\pi z}{d} \right) e_\rho \right. \\ \left. - \frac{x'_{mn}}{a} J'_m \left(\frac{x'_{mn}}{a} \rho \right) \begin{Bmatrix} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{Bmatrix} \sin \left(\frac{l\pi z}{d} \right) e_\varphi \right)$$

$$H = -C_0 \left(\frac{l\pi}{d} \cdot \frac{x'_{mn}}{a} J'_m \left(\frac{x'_{mn}}{a} \rho \right) \begin{Bmatrix} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{Bmatrix} \cos \left(\frac{l\pi z}{d} \right) e_\rho \right. \\ \left. + \frac{l\pi m}{d \rho} J_m \left(\frac{x'_{mn}}{a} \rho \right) \begin{Bmatrix} -\sin m\varphi \\ \cos m\varphi \end{Bmatrix} \cos \left(\frac{l\pi z}{d} \right) e_\varphi \right) \\ \left. + \left(\frac{x'_{mn}}{a} \right)^2 J_m \left(\frac{x'_{mn}}{a} \rho \right) \begin{Bmatrix} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{Bmatrix} \sin \left(\frac{l\pi z}{d} \right) e_z \right)$$

Mode TM_{mn}

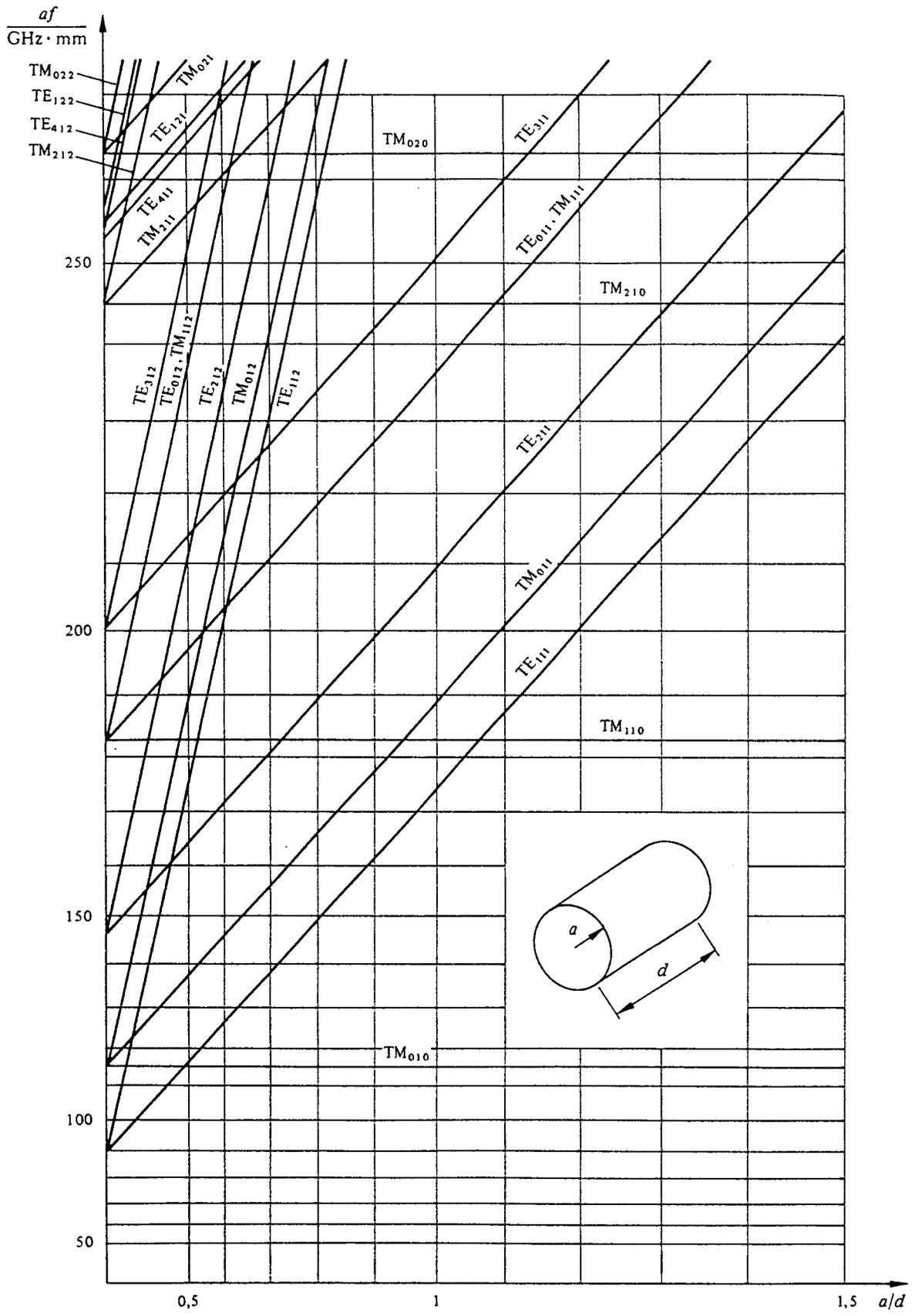
$$E = C_0 \left(-\frac{l\pi}{d} \frac{x_{mn}}{a} J'_m \left(\frac{x_{mn}}{a} \rho \right) \begin{Bmatrix} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{Bmatrix} \sin \left(\frac{l\pi z}{d} \right) e_\rho \right. \\ \left. - \frac{l\pi m}{d \rho} J_m \left(\frac{x_{mn}}{a} \rho \right) \begin{Bmatrix} -\sin m\varphi \\ \cos m\varphi \end{Bmatrix} \sin \left(\frac{l\pi z}{d} \right) e_\varphi \right) \\ \left. + \left(\frac{x_{mn}}{a} \right)^2 J_m \left(\frac{x_{mn}}{a} \rho \right) \begin{Bmatrix} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{Bmatrix} \cos \left(\frac{l\pi z}{d} \right) e_z \right)$$

$$H = i\omega\epsilon C_0 \left(\frac{m}{\rho} J_m \left(\frac{x_{mn}}{a} \rho \right) \begin{Bmatrix} -\sin m\varphi \\ \cos m\varphi \end{Bmatrix} \cos \left(\frac{l\pi z}{d} \right) e_\rho \right. \\ \left. - \frac{x_{mn}}{a} J'_m \left(\frac{x_{mn}}{a} \rho \right) \begin{Bmatrix} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{Bmatrix} \cos \left(\frac{l\pi z}{d} \right) e_\varphi \right)$$

I-2) Couplage onde plasma

I.2.1) Généralités

Une décharge dans un gaz produit un gaz ionisé ou plasma, contenant des particules neutres, des électrons et des ions avec des densités et des vitesses moyennes



(Figure I.13)

respectives : n_n, n_e, n_i et v_n, v_e, v_i . L'étude d'un plasma sera donc celle des propriétés statistiques d'un système de neutres et de particules chargées. Les vitesses moyennes qui mesurent, pour chaque espèce, l'agitation thermique, peuvent servir à définir les températures cinétiques T_n, T_e, T_i .

En général, un plasma est électriquement neutre, ce qui implique que $n_e = n_i$. Cette neutralité, qui résulte des forces électrostatiques liant les espèces chargées, est réalisée en moyenne pour une charge q sur une distance supérieure à λ_D , appelée longueur de Debye :

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k T}{n q^2} \right)^{1/2}$$

Cette longueur caractérise l'effet d'écran réalisé au sein du plasma par les charges de signe opposé à q qui entourent celle-ci. Tout gaz ionisé dont la dimension L satisfait à l'inégalité :

$$L \gg \lambda_D$$

est donc dominé par les effets collectifs [9] qui masquent les comportements individuels.

Le comportement collectif se manifeste, lorsqu'un plasma est écarté de sa position d'équilibre, par la création d'oscillations appelées oscillations plasma. Ces oscillations cohérentes, essentiellement dues aux électrons, se font à une fréquence angulaire caractéristique appelée fréquence plasma. Les forces de Coulomb entre les ions et les électrons assurant une force de rappel, l'équation du mouvement des électrons dans une lame de plasma est donnée par :

$$m_e d_t^2 x + \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0} x = 0 \quad \begin{array}{l} m_e : \text{masse de l'électron} \\ e : \text{charge de l'électron} \end{array}$$

Cette équation définit l'oscillation de fréquence angulaire :

$$\omega_p = \left(\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2}$$

dite fréquence plasma électronique.

En réalité, les oscillations plasma sont amorties par des phénomènes de collision qui ont un effet équivalent à celui d'une force de frottement proportionnelle à la vitesse. Les phénomènes de collision sont caractérisés par la fréquence de collision ν_c

I.2.2) Théorie du couplage

Lorsque le champ électromagnétique est imposé par une source extérieure, le volume où interfèrent le plasma et l'onde est le siège de réactions complexes difficilement définissables de façon détaillée. Un modèle élémentaire [10] considère alors que le plasma

soumis à un champ électromagnétique voit ses électrons comme seuls porteurs de charge mobiles. Leur mouvement est régi par l'équation :

$$m_e d_t \vec{v} = e(\vec{E}_p + \vec{v} \wedge \vec{B}_p)$$

où \vec{E}_p et \vec{B}_p sont respectivement le champ électrique et le champ magnétique dans le plasma.

La vitesse \vec{v} des électrons étant faible par rapport à la vitesse de la lumière, nous pouvons négliger la partie magnétique de la force de Lorentz puisqu'en régime harmonique :

$$|E_p| \simeq c |B_p|$$

Il en découle :

$$m_e d_t \vec{v} = e\vec{E}_p$$

Si l'on tient compte de la force dissipative due aux collisions des électrons avec les neutres et les ions, nous avons :

$$m_e d_t \vec{v} + f \vec{v} = e\vec{E}_p$$

où $f = m_e \nu$ est le coefficient de frottement [9] et ν la fréquence de collision électronique.

Dès lors :

$$d_t \vec{v} + \nu \vec{v} = \frac{e}{m_e} \vec{E}_p$$

La résolution de cette équation, dans le cas d'un champ sinusoïdal, donne pour le phaseur vitesse :

$$\vec{v} = \frac{e}{m_e} \frac{\vec{E}_p}{\nu + i\omega}$$

En tenant compte du vecteur densité de courant $\vec{j} = n_e e \vec{v}$ et de la loi d'Ohm locale, on peut alors écrire :

$$\vec{j} = \sigma_p \vec{E}_p = n_e e \vec{v} = n_e e \left[\frac{e}{m_e} \frac{\vec{E}_p}{\nu + i\omega} \right]$$

Ces relations permettent de définir la conductivité du milieu :

$$\sigma_p = \frac{n_e e^2}{m_e} \frac{1}{\nu + i\omega}$$

Soit, en introduisant la fréquence plasma :

$$\boxed{\sigma_p = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2}{\nu + i\omega}}$$

Puisque $\sigma = \sigma' - i\sigma''$ nous obtenons pour les parties, réelle et imaginaire, de la conductivité :

$$\sigma_p' = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2}{\nu^2 + \omega^2} \nu \quad \text{et} \quad \sigma_p'' = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2}{\nu^2 + \omega^2} \omega$$

La constante diélectrique relative équivalente est alors obtenue en introduisant σ_p dans la quatrième équation de Maxwell :

$$\nabla \wedge H_p = i\omega \epsilon_0 E_p + \vec{j} = i\omega \epsilon_0 E_p + \sigma_p E_p$$

$$\nabla \wedge H_p = i\omega \epsilon_0 \left(1 + \frac{\sigma_p}{i\omega \epsilon_0}\right) E_p$$

d'où :

$$\epsilon_r = 1 + \frac{\sigma_p}{i\omega \epsilon_0}$$

ce qui implique :

$$\epsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\nu)}$$

qui donne pour les parties réelle et imaginaire :

$$\epsilon'_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \qquad \epsilon''_r = \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \cdot \frac{\nu}{\omega}$$

I.2.3) Equations de transfert de l'énergie

Pour un volume élémentaire de plasma, le bilan énergétique local est donné comme nous l'avons vu au paragraphe I.1.1 par la relation :

$$\nabla \pi = i\omega (E_p D_p^* - H_p^* B_p) - j^* E_p$$

Si les pertes du milieu sont dues à la seule conductivité et que $\epsilon = \epsilon_0$ et $\mu = \mu_0$, la densité de puissance consommée dans le volume est donnée par :

$$p = j^* E_p = \sigma_p^* |E_p|^2$$

La valeur moyenne de la densité de puissance dissipée par le milieu est donc :

$$\langle p \rangle = \text{Re}(j^* E_p) = \text{Re}(\sigma_p^*) |E_p|^2 = \sigma_p' |E_p|^2$$

Soit :

$$\boxed{\langle p \rangle = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2}{\nu^2 + \omega^2} \nu |E_p|^2}$$

Si l'on considère le plasma homogène dans une région de volume V , on peut alors admettre en première approximation que la conductibilité n'est pas fonction des coordonnées d'espace, et qu'elle est constante sur V .

Nous obtenons donc pour cette région la puissance moyenne dissipée :

$$\langle P \rangle = \int_V \sigma_p' |E_p|^2 dv = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2}{\nu^2 + \omega^2} \nu \int_V |E_p|^2 dv$$

II - MODELISATION DES CAVITES

Dans ce chapitre, nous avons rassemblé des études personnelles pour dégager un modèle mathématique simple ainsi que les différents paramètres fondamentaux régissant l'ensemble coupleur-plasma.

II-1) Conditions d'un couplage optimal

Les expressions de la densité de puissance dissipée $\langle p \rangle$ et de la puissance moyenne consommée $\langle P \rangle$ données au paragraphe I.2.3 montrent que ces paramètres varient comme le carré du champ électrique. Ils sont donc indépendants du signe de celui-ci.

Par ailleurs, si l'on dérive l'expression de la densité de puissance par rapport à ν on obtient :

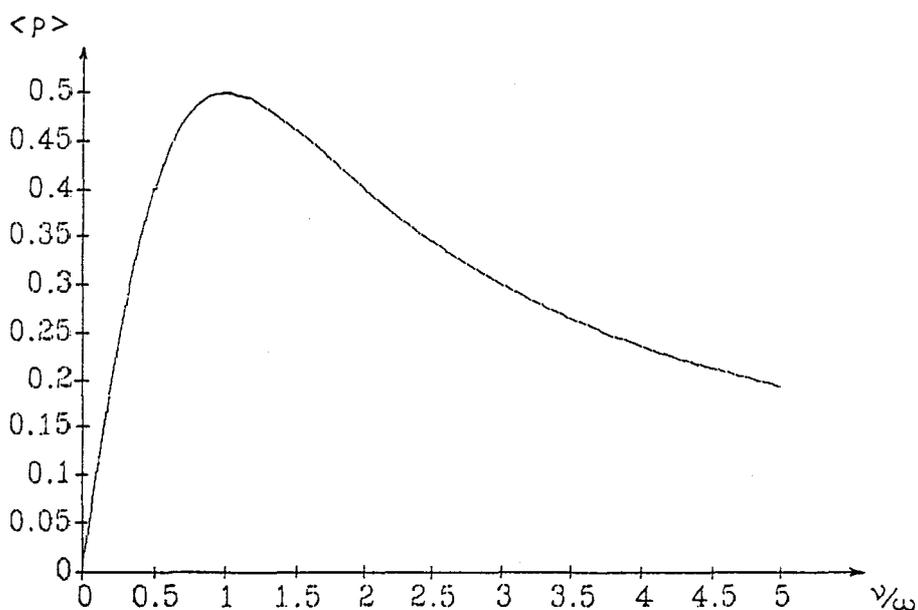
$$\partial_{\nu} \langle p \rangle = \epsilon_0 \omega_p^2 |E_p|^2 \frac{\omega^2 - \nu^2}{(\omega^2 + \nu^2)^2}$$

qui s'annule pour :

$$\nu_0 = \omega$$

Ce zéro de la dérivée correspond à un maximum de l'énergie cédée au plasma, que l'on observe lorsque la pulsation du champ est égale à la fréquence de collision.

La courbe normalisée de $\langle p \rangle$ en fonction de ν/ω pour un champ E_p fixé est donnée figure II.1.



(Figure II.1)

Le champ électrique, étant un champ vectoriel, il varie en fonction des coordonnées de l'espace où il est défini. L'action de ce champ, sur un volume de plasma V , peut être considéré comme équivalente à celle d'un champ moyen plasma [11] que nous définirons par :

$$E_{\text{moy}}^2 = \frac{1}{V} \int |E_p|^2 dv$$

On l'obtient en fonction de la puissance moyenne plasma par :

$$E_{\text{moy}}^2 = \frac{\langle P \rangle}{\sigma_p V}$$

Dès lors, la densité de puissance consommée dans le plasma a pour expression :

$$\langle p \rangle = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2}{v^2 + \omega^2} v E_{\text{moy}}^2$$

que l'on peut écrire si l'on pose pour la conductivité en continu ($\omega = 0$) : $\sigma_c = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2}{v}$

$$\langle p \rangle = \sigma_c \frac{E_{\text{moy}}^2 v^2}{\omega^2 + v^2}$$

On appelle alors champ effectif [12] le terme :

$$E_{\text{eff}}^2 = \frac{v^2}{\omega^2 + v^2} E_{\text{moy}}^2$$

Il en découle :

$$\langle p \rangle = \sigma_c E_{\text{eff}}^2$$

Le champ moyen donné ci-dessus est utilisé pour calculer le champ électrique effectif par densité de charge [11].

Considérons maintenant l'aspect cinétique de l'énergie au sein du plasma. On peut définir à partir de l'expression de la vitesse :

$$v = \frac{e}{m_e} \frac{E_p}{v + i\omega}$$

l'énergie cinétique moyenne d'un électron soumis au champ local E :

$$\langle w \rangle = \frac{1}{2} m_e v v^* = \frac{m_e}{2} \left\{ \frac{e^2}{m_e^2} \frac{|E_p|^2}{(v^2 + \omega^2)} \right\}$$

$$\langle w \rangle = \frac{e^2}{2 m_e} \frac{|E_p|^2}{(v^2 + \omega^2)}$$

ce qui donne pour la densité d'énergie cinétique moyenne du plasma :

$$\langle w_c \rangle = \frac{n_e e^2}{2 m_e} \frac{E_{\text{moy}}^2}{(\nu^2 + \omega^2)}$$

Il en résulte, en intégrant sur le volume occupé par le plasma, que l'énergie cinétique moyenne du plasma est proportionnelle au carré du champ moyen.

L'énergie cinétique acquise par les électrons assurant l'entretien du plasma et des espèces actives, il y a donc corrélation entre le transfert de puissance au plasma et les caractéristiques énergétiques de celui-ci.

Il découle de ce qui vient d'être vu que le couplage optimal entre le champ et le plasma est un problème à plusieurs paramètres, auquel il convient d'ajouter celui lié à l'utilisation des espèces créées dans le plasma.

Le premier paramètre est la valeur de la pulsation du champ exciteur par rapport à la fréquence de collision. Cette variable laisse peu de marge de manoeuvre, les générateurs commerciaux de puissance se trouvant sur des bandes légales fixées. Le second paramètre est la fréquence de collision qui dépend en première approximation de la nature et de la pression du gaz plasmagène. Enfin, le troisième paramètre, qui est le plus fondamental, est le champ moyen dans le plasma. Il tient compte à la fois de l'intensité du champ électrique dans le coupleur, dont il est fonction, et du volume occupé par le plasma. Pour que ce champ soit le plus élevé possible, la région où est généré le plasma sera placée dans la zone de la cavité où le champ électrique est maximum. Il faut cependant remarquer qu'il y a un lien étroit entre le champ moyen et le type de plasma généré. En effet, pour une puissance donnée, si le plasma prend naissance dans un petit volume nous aurons un plasma fortement confiné et donc énergétique. Par contre, si le plasma est créé dans un grand volume, nous aurons une densité d'énergie plus faible mais un temps de contact plus important, ce qui peut augmenter préférentiellement la concentration en certaines espèces excitées.

C'est donc de l'optimisation de ces paramètres que dépendra le transfert optimal de puissance au plasma, dans le cadre de la génération d'espèces données.

II-2) Cavités chargées par un plasma

La présence de champs électromagnétiques importants dans les gaz à basse pression crée un phénomène de "claquage" qui initie le plasma [13]. Il faut donc considérer deux régimes de fonctionnement pour les coupleurs :

i) Le régime sans plasma qui correspond au cas des cavités sans perte. Les champs peuvent être définis et le coefficient de surtension de la cavité est élevé.

ii) Le régime après amorçage de la décharge qui est le cas qui nous intéresse ici, et où l'on admet que la configuration des lignes de champ n'est pas trop perturbée par la présence du plasma. L'effet dissipatif du plasma abaisse notablement le coefficient de surtension de la cavité.

L'approche théorique d'une cavité chargée ne peut se faire en utilisant la méthode des perturbations ; la présence de plasma, même si l'on admet qu'elle ne modifie pas trop les champs, ne peut être considérée comme une petite perturbation. Dès lors, pour permettre une étude globale, on considère le plasma étendu au volume V' de la cavité en utilisant le facteur de forme η . Pour définir η , considérons la puissance dans le volume V du plasma. Nous pouvons poser :

$$P = \int_V \sigma_p^* |E_p|^2 dv = \int_{V'} \sigma^* |E|^2 dv$$

d'où

$$\sigma = \sigma_p \frac{\int_V |E_p|^2 dv}{\int_{V'} |E|^2 dv}$$

Si nous introduisons les champs moyens, nous avons alors :

$$\sigma = \frac{V}{V'} \frac{(E_p)_{\text{moy}}^2}{E_{\text{moy}}^2} \sigma_p = \eta \sigma_p$$

Ainsi le facteur de forme η est proportionnel, d'une part au rapport des volumes du plasma et de la cavité, d'autre part au rapport des valeurs quadratiques des champs moyens.

La conductivité σ est donc l'image de σ_p étendue à toute la cavité.

$$\boxed{\sigma = \eta \sigma_p}$$

Considérons maintenant une cavité fermée. C'est un système isolé dont on peut déduire le comportement transitoire, de la transformée de Laplace des équations de Maxwell. Les équations d'Helmholtz pour les champs E et H , sont alors :

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0$$

$$\nabla^2 H + k^2 H = 0$$

avec :

$k^2 = -\mu_0 p (\epsilon_0 p + \sigma)$, si nous supposons les pertes dues uniquement aux courants de conduction.

Des conditions aux limites sur les parois découle la suite discrète des solutions k_r . On montre alors que les vecteurs d'onde de résonance k_r sont réels, et qu'ils ne dépendent pas des matériaux remplissant la cavité.

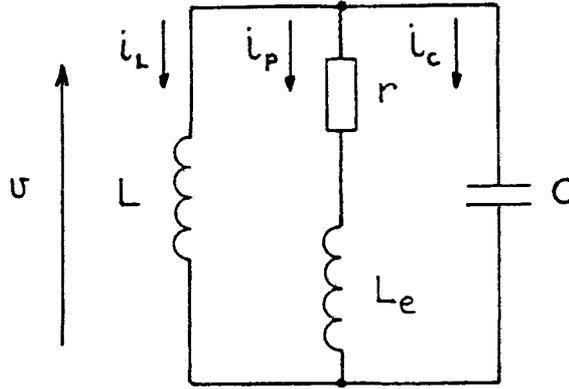
Dès lors, si l'on introduit la représentation de σ , nous avons :

$$k_r^2 = -\epsilon_0 \mu_0 p^2 - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\eta \omega_p^2}{v + p} p$$

ce qui donne, si nous divisons par $\mu_0 k_r p$:

$$0 = \frac{k_r}{\mu_0 p} + \frac{\epsilon_0}{k_r} p + \frac{\epsilon_0 \eta \omega_p^2}{k_r} \cdot \frac{1}{v + p} \quad (\text{II.1})$$

Cette relation correspond à la condition de résonance du circuit suivant :



(Figure II.2)

où l'on a posé :

$$L = \frac{\mu_0}{k_r} ; C = \frac{\epsilon_0}{k_r} ; L_e = \frac{k_r}{\epsilon_0 \eta \omega_p^2} ; r = \frac{k_r v}{\epsilon_0 \eta \omega_p^2}$$

Ainsi, pour un k_r donné, une cavité chargée par un plasma peut être modélisée par un circuit RLC parallèle. Les effets du plasma y sont représentés par une self et une résistance, fonctions des deux paramètres fondamentaux v et ω_p .

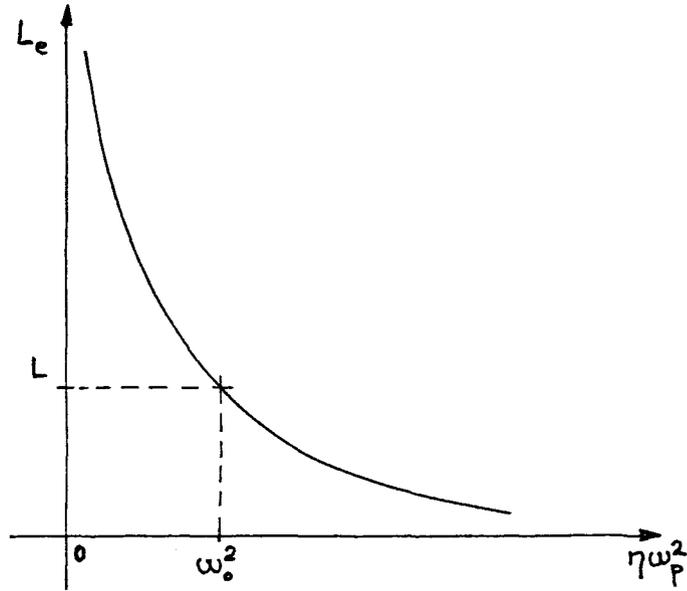
Remarquons que la self L_e peut être également mise sous la forme :

$$L_e = L \frac{\omega_0^2}{\eta \omega_p^2}$$

avec :

$$\omega_0 = \frac{k_r}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad \text{pulsation de résonance à vide du coupleur.}$$

On peut alors représenter (figure II.3) la valeur de L_e en fonction de $\eta \omega_p^2$.



(Figure II.3)

Considérons maintenant l'équation (II.1) de l'admittance dans le plan complexe. Il lui correspond l'impédance opérationnelle.

$$Z(p) = \frac{k_r}{\epsilon_0} \cdot \frac{p(p+v)}{p^3 + v p^2 + (\omega_0^2 + \eta \omega_p^2) p + v \omega_0^2} \quad (\text{II.2})$$

Le dénominateur de cette expression étant du troisième degré, il possède au moins une racine réelle, les deux autres racines étant complexes conjuguées pour un système oscillant amorti.

Après normalisation, une étude détaillée de ce polynôme, montre une forte sensibilité de la racine réelle à la valeur de ω_p , ou plus exactement au rapport :

$$\frac{\eta \omega_p}{\omega_0}$$

Ce rapport est lié à la valeur charnière de v :

$$v_c^2 = 3(\omega_0^2 + \eta \omega_p^2)$$

correspondant au passage de deux extrema à l'absence d'extremum du polynôme. Dès lors, si $-\frac{1}{\tau}$ est la racine réelle, nous pouvons mettre l'équation (II.2) sous la forme :

$$Z(p) = \frac{k_r}{\epsilon_0} \cdot \frac{p(p+v)}{(p + \frac{1}{\tau})(p^2 + \frac{2}{\tau}p + \omega_r^2)} \quad (\text{II.3})$$

où :

τ et τ' sont les temps de relaxation

$\omega_r = \sqrt{\omega_{p_r}^2 + \frac{1}{\tau^2}}$ est la pulsation de résonance, avec ω_{p_r} la pulsation propre.

On montre alors, par division polynomiale des dénominateurs de (II.2) et (II.3), que l'on a :

$$\boxed{\frac{1}{\tau'} = v - \frac{2}{\tau} = \frac{v \omega_o^2}{\omega_r^2}} \quad (\text{II.4})$$

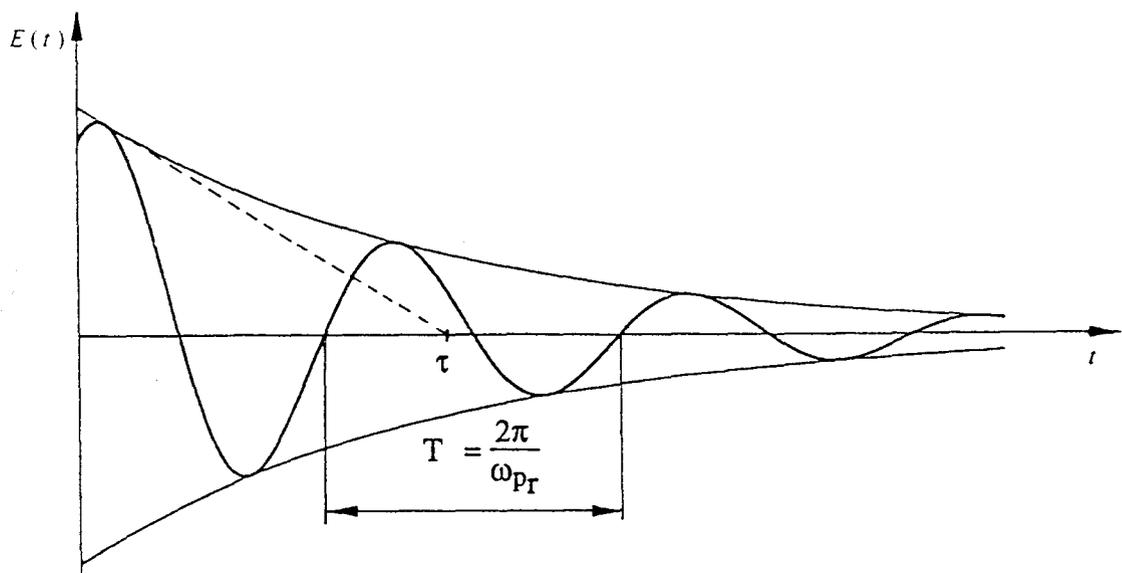
L'expression (II.3) de l'impédance opérationnelle pouvant également être décomposée en la somme de deux fractions rationnelles, nous avons :

$$Z(p) = \frac{k_r}{\epsilon_o} \left(\frac{A}{p + \frac{1}{\tau'}} + \frac{Bp + C}{p^2 + \frac{2}{\tau}p + \omega_r^2} \right)$$

On déduit alors, par l'inverse de la transformée de Laplace, que la réponse impulsionnelle du circuit de la figure II.2 a un Dirac est la somme d'une exponentielle en $\frac{1}{\tau'}$ et d'une oscillation amortie en $\frac{1}{\tau}$ de fréquence propre ω_{p_r} . La forme générale de la réponse impulsionnelle dépendra donc des valeurs respectives de ω_p de v et comme nous l'avons vu, du rapport $\frac{\eta \omega_p}{\omega_o}$. Ainsi, pour ω_o donnée, nous pouvons calculer si l'on connaît le couple ω_p, v le triplet $\tau', \tau, \omega_{p_r}$.

Dans le cas particulier $v \simeq \frac{1}{\tau}$, il découle de (II.3) que la relaxation des champs aura la forme particulière correspondant à celle d'un circuit oscillant amorti (figure II.4). Des relations (II.4), nous voyons également que :

$$\tau \gg \tau'$$



(Figure II.4)

Nous donnons ci-dessous (tableau II.1), à la fréquence d'accord de 2450 MHz pour des valeurs habituellement rencontrées de ω_p et ν , les valeurs calculées de τ' , τ et $T = \frac{2\pi}{\omega_{pr}}$, dans le cas où $\eta = 1$.

	$\omega_p \simeq 10^{10} \quad \nu \simeq 10^{11}$	$\omega_p \simeq 10^{11} \quad \nu \simeq 10^{11}$	$\omega_p \simeq 10^{11} \quad \nu \simeq 10^{12}$
τ'	$\simeq 1,01 \cdot 10^{-11} \text{ s}$	$\simeq 4,22 \cdot 10^{-10} \text{ s}$	$\simeq 1,01 \cdot 10^{-12} \text{ s}$
τ	$\simeq 2,03 \cdot 10^{-9} \text{ s}$	$\simeq 2,06 \cdot 10^{-11} \text{ s}$	$\simeq 1,96 \cdot 10^{-10} \text{ s}$
T	$\simeq 4,08 \cdot 10^{-10} \text{ s}$	$\simeq 7,18 \cdot 10^{-11} \text{ s}$	$\simeq 4,32 \cdot 10^{-10} \text{ s}$

(Tableau II.1)

Notons que, inversement si l'on peut mesurer à l'extinction du champ τ et ω_{pr} , on obtient les paramètres plasma :

$$\nu = \frac{2}{\tau} \cdot \frac{\omega_r^2}{\omega_r^2 - \omega_o^2}$$

et

$$\eta \omega_p^2 = \frac{\omega_r^4 + 2 \omega_o^2 \left(\frac{2}{\tau^2} - \omega_r^2 \right) + \omega_o^4}{\omega_r^2 - \omega_o^2}$$

Les solutions générales des champs pour le modèle ci-dessus étant, comme nous l'avons vu, des sommes algébriques, l'étude du comportement énergétique transitoire de l'ensemble cavité-plasma, grâce au vecteur de Poynting en champs complexes, est délicate. Dès lors, cette étude est classiquement faite grâce aux relations différentielles fondamentales[9]. Pour cela on considère l'équation du paragraphe I.2.2.

$$\partial_t \vec{v} + \nu \vec{v} = \frac{e}{m_e} \vec{E}$$

que l'on multiplie scalairement par $n_e \vec{v}$, ce qui donne :

$$\frac{n_e}{2} \partial_t v^2 + n_e \nu v^2 = \frac{e n_e}{m_e} \vec{v} \cdot \vec{E}$$

soit :

$$\partial_t w_c + n_e m_e \nu v^2 = \vec{j} \cdot \vec{E}$$

avec w_c densité d'énergie cinétique instantanée.

En introduisant cette relation dans la forme locale de l'équation de Poynting nous avons :

$$\begin{aligned}\nabla \vec{\pi} + \partial_t (w_e + w_m) &= -\partial_t w_c - n_e m_e v v^2 \\ \nabla \vec{\pi} + \partial_t (w_e + w_m + w_c) &= -n_e m_e v v^2\end{aligned}\quad (\text{II.5})$$

où $w_e + w_m + w_c = w_t$ est la densité d'énergie instantanée totale et où $p = n_e m_e v v^2$ représente la densité de puissance dissipée par la force de frottement $m_e v \vec{v}$.

Si le système est isolé, nous avons $\nabla \vec{\pi} = 0$, ce qui donne en intégrant (II.5) sur le volume du coupleur :

$$\partial_t (W_e + W_m + W_c) + P = 0$$

Cette expression correspond à l'équation de dissipation de l'énergie dans le circuit de la figure II.2 avec :

$$W_e = \frac{1}{2} C v^2 ; W_m = \frac{1}{2} L i_1^2 ; W_c = \frac{1}{2} L_e i_p^2 ; P = r i_p^2$$

Il y a donc corrélation entre l'aspect champ et l'aspect énergie pour le circuit proposé figure II.2.

Dans le cas particulier où $\tau \gg \tau'$, les champs correspondant à ceux d'un circuit oscillant amorti, on peut considérer la forme locale de l'équation de Poynting introduisant la pulsation complexe $\omega = \omega_{pR} + i \frac{1}{\tau}$, où nous poserons pour simplifier l'écriture $\omega_{pR} = \omega'$ et $\frac{1}{\tau} = \omega''$. Nous avons alors :

$$\nabla \cdot \pi = i\omega^* E D^* - i\omega H^* B - j^* E$$

soit, si le résonateur est pris comme un système isolé :

$$0 = i\omega^* \epsilon_0 |E|^2 - i\omega \mu_0 |H|^2 - \sigma^* |E|^2$$

ce qui conduit, après séparation de la partie réelle et de la partie imaginaire, au système d'équations :

$$\omega'' (\epsilon_0 |E|^2 + \mu_0 |H|^2) - \sigma' |E|^2 = 0$$

$$\omega' (\epsilon_0 |E|^2 - \mu_0 |H|^2) - \sigma'' |E|^2 = 0$$

que l'on peut mettre, en introduisant les densités d'énergie électrique et magnétique instantanées, sous la forme :

$$w_e + w_m - \frac{\sigma'}{2\omega''} |E|^2 = 0 \quad (\text{II.6})$$

$$w_e - w_m - \frac{\sigma''}{2\omega'} |E|^2 = 0 \quad (\text{II.7})$$

Si nous portons dans (II.6) l'expression en pulsation complexe de σ' , soit :

$$\sigma' = \frac{\epsilon_0 \eta \omega_p^2}{(\nu - \omega'')^2 + \omega'^2} \cdot (\nu - \omega'')$$

on a :

$$w_e + w_m - \frac{1}{2\omega''} \frac{\epsilon_0 \eta \omega_p^2}{(\nu - \omega'')^2 + \omega'^2} \nu |E|^2 + \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 \eta \omega_p^2}{(\nu - \omega'')^2 + \omega'^2} |E|^2 = 0$$

où l'on montre que le dernier terme est égal à la densité d'énergie cinétique instantanée. Nous pouvons donc poser :

$$\boxed{w_e + w_m + w_c - \frac{1}{2\omega''} P = 0}$$

Cette équation correspond à (II.5) dans le cas d'un régime oscillant amorti, pour $\nabla \cdot \pi = 0$ avec :

$$P = \frac{\epsilon_0 \eta \omega_p^2 \nu |E|^2}{(\nu - \omega'')^2 + \omega'^2}$$

Si nous portons maintenant dans (II.7) l'expression en pulsation complexe de σ'' , soit :

$$\sigma'' = \frac{\epsilon_0 \eta \omega_p^2 \omega'}{(\nu - \omega'')^2 + \omega'^2}$$

nous avons :

$$w_e - w_m - \frac{1}{2} \cdot \frac{\epsilon_0 \eta \omega_p^2 |E|^2}{(\nu - \omega'')^2 + \omega'^2} = 0$$

ce qui implique que :

$$w_e - w_m - w_c = 0$$

d'où :

$$\boxed{w_e = w_m + w_c}$$

Ainsi, la densité d'énergie électrique instantanée est égale à la somme des densités d'énergie magnétique et cinétique instantanées, et nous voyons que l'on peut poser

$$w_t = w_e + w_m + w_c = 2 w_e$$

$$\boxed{w_t = 2 w_e}$$

II-3) Transition entre le guide et la cavité

II.3.1) Transition idéale

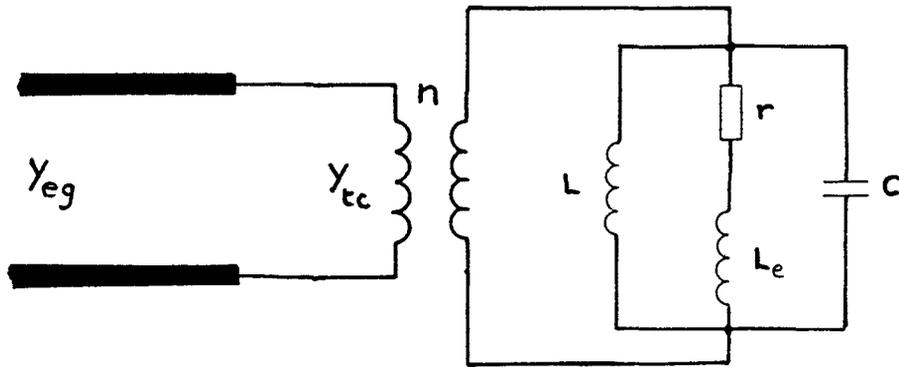
Dans la pratique, la cavité résonnante reçoit l'énergie du générateur par un câble coaxial ou un guide d'onde, ce n'est donc pas un système isolé. Dès lors, les sources micro-ondes délivrant des champs sinusoïdaux permanents, l'équation (II.1) se met sous la forme d'une admittance complexe.

$$Y = \left[\frac{\epsilon_0 \eta \omega_p^2}{k_r} \frac{\nu}{\nu^2 + \omega^2} \right] + i \left[\frac{\epsilon_0 \omega}{k_r} - \frac{k_r}{\mu_0 \omega} - \frac{\epsilon_0 \eta \omega_p^2}{k_r} \frac{\omega}{\nu^2 + \omega^2} \right]$$

que l'on posera pour simplifier, égale à :

$$Y = G + iB$$

Si la transition est supposée idéale et non réactive, l'ensemble guide - transition - cavité peut alors être représenté par le schéma suivant (figure II.5).



(Figure II.5)

où :

Y_{eg} est l'admittance équivalente du guide. Elle est réelle si le guide est sans pertes.

$Y_{tc} = n^2 Y$ est l'admittance équivalente de la transition et du coupleur, avec n le rapport de transformation de l'adaptateur représentant la transition.

La relation $Y_{tc} = n^2 Y$ donnée ci-dessus peut s'écrire, si nous factorisons G :

$$Y_{tc} = n^2(G + iB) = n^2 G \left(1 + i \frac{B}{G}\right)$$

soit en posant pour la conductance transition - cavité :

$$G_{tc} = n^2 G$$

et pour la susceptance normalisée :

$$b = \frac{B}{G}$$

$$\boxed{Y_{tc} = G_{tc} (1 + ib)}$$

Pour quantifier la puissance transmise à la charge, on définit alors le facteur de couplage :

$$\boxed{q = \frac{Y_{eg}}{G_{tc}}}$$

ce qui permet de poser pour le rapport $\frac{Y_{tc}}{Y_{eg}}$:

$$\frac{Y_{tc}}{Y_{eg}} = \frac{1}{q} (1 + ib)$$

Dès lors, on obtient en portant dans l'équation du facteur de réflexion :

$$\Gamma = \frac{1 - \frac{Y_{tc}}{Y_{eg}}}{1 + \frac{Y_{tc}}{Y_{eg}}} = \frac{1 - \frac{1}{q}(1 + ib)}{1 + \frac{1}{q}(1 + ib)}$$

$$\boxed{\Gamma = \frac{(q - 1) + ib}{(q + 1) + ib}}$$

Puisque le rapport de la puissance transmise à l'ensemble transition - cavité sur la puissance incidente est donné par :

$$\frac{P_{tc}}{P_i} = 1 - |\Gamma|^2$$

On peut écrire :

$$\boxed{\frac{P_{tc}}{P_i} = \frac{4q}{(q + 1)^2 + b^2}} \quad (\text{II.8})$$

L'optimisation de la puissance transmise à la charge dépend donc des deux paramètres q et b . Si q est pris comme variable, la dérivée de l'expression (II.6) est égale à :

$$\partial_q \left(\frac{P_{tc}}{P_i} \right) = \frac{4(1 + b^2 - q^2)}{[(q + 1)^2 + b^2]^2}$$

Le maximum est alors obtenu lorsque :

$$1 + b^2 - q_m^2 = 0$$

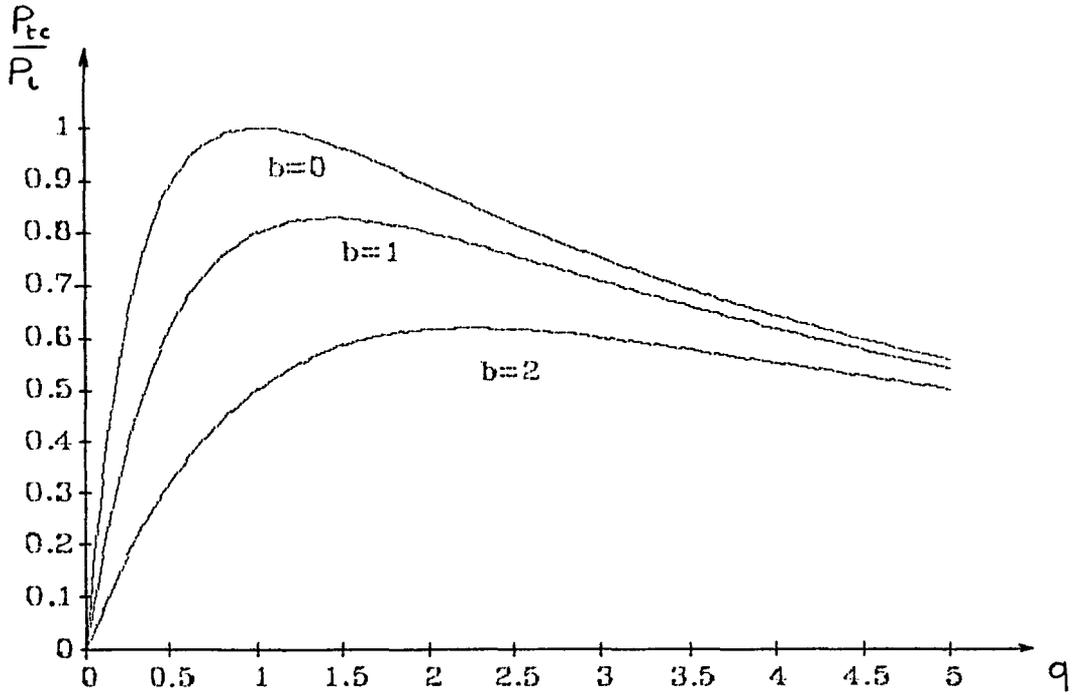
soit :

$$\boxed{q_m = \sqrt{1 + b^2}}$$

et la valeur de (II.8) en ce maximum est donnée par :

$$\left(\frac{P_{tc}}{P_i} \right)_{\max} = \frac{4\sqrt{1 + b^2}}{(\sqrt{1 + b^2} + 1)^2 + b^2} = \frac{2}{1 + \sqrt{1 + b^2}} \leq 1$$

Ainsi, la famille de fonctions paramétrées en b correspondant à (II.8) présente une valeur supérieure pour $b = 0$ avec un maximum en $q = 1$ (figure II.6). Si $b > 0$ il est donc impossible d'obtenir une puissance transmise égale à la puissance incidente, le transfert optimal étant alors obtenu en $q_m = \sqrt{1 + b^2}$



(Figure II.6)

Il découle donc de l'étude ci-dessus, que l'adaptation optimale de l'ensemble guide - transition - cavité passe par une double possibilité de réglage, permettant d'obtenir les conditions $b = 0$ et $q = 1$.

Pour que la condition $b = 0$ soit satisfaite, il faut que l'on ait :

$$\frac{\epsilon_0 \omega_s}{k_r} - \frac{k_r}{\mu_0 \omega_s} - \frac{\epsilon_0 \eta \omega_p^2}{k_r} \frac{\omega_s}{v^2 + \omega_s^2} = 0 \quad (\text{II.9})$$

où ω_s est la pulsation de la source.

Si l'on introduit dans (II.9) la pulsation de résonance du coupleur ω_0 , on obtient :

$$\omega_s - \frac{\omega_0^2}{\omega_s} - \eta \omega_p^2 \frac{\omega_s}{v^2 + \omega_s^2} = 0$$

Un calcul simple, nous permet alors d'extraire ω_0 en fonction des différents paramètres.

$$\omega_0 = \omega_s \sqrt{1 - \frac{\eta \omega_p^2}{v^2 + \omega_s^2}}$$

Ainsi, en théorie, pour satisfaire la condition $b = 0$, il suffit de régler la résonance du coupleur (ie jouer sur ces dimensions physiques) pour avoir l'égalité ci-dessus.

Dès lors, l'adaptation optimale obtenue quand $b = 0$ pour $q = 1$, sera possible puisque $q = \frac{Y_{eg}}{n^2 G}$, si l'on peut faire varier n de telle façon que :

$$n_{op} = \sqrt{\frac{Y_{eg}}{G}}$$

Les relations ci-dessus étant établies, voyons maintenant l'aspect énergétique de l'ensemble cavité-plasma en régime forcé. Puisque les champs sont harmoniques, la forme locale de l'équation de Poynting s'écrit :

$$\nabla \cdot \pi = i\omega (ED^* - H^*B) - j^*E$$

Si nous introduisons alors l'expression de σ défini au paragraphe I.2.2 nous obtenons :

$$\nabla \cdot \pi = i\omega (ED^* - H^*B) - (\sigma' + i\sigma'') |E|^2$$

que l'on peut écrire en tenant compte des différentes identités connues.

$$\nabla \cdot \pi = -\sigma' |E|^2 + i2\omega \left(\frac{\epsilon_0}{2} |E|^2 - \frac{\mu_0}{2} |H|^2 - \frac{\sigma''}{2\omega} |E|^2 \right) \quad (\text{II.10})$$

Le vecteur de Poynting et donc décomposable en une partie active et une partie réactive. On pose classiquement :

$$\nabla \cdot \pi = \nabla \cdot P + i \nabla \cdot Q$$

avec :

$$\nabla \cdot P = -\sigma' |E|^2 \quad (\text{II.11})$$

$$\text{et} \quad \nabla \cdot Q = 2\omega \left(\frac{\epsilon_0}{2} |E|^2 - \frac{\mu_0}{2} |H|^2 - \frac{\sigma''}{2\omega} |E|^2 \right) \quad (\text{II.12})$$

Puisque nous sommes en régime alternatif, les différents termes des seconds membres de (II.11) et (II.12) représentent respectivement les densités de puissance et d'énergie moyenne déjà rencontrées, on pose alors :

$$\nabla \cdot P + \langle p \rangle = 0$$

$$\nabla \cdot Q - 2\omega (\langle w_e \rangle - \langle w_m \rangle - \langle w_c \rangle) = 0$$

Montrons maintenant que l'annulation de la partie réactive du vecteur de Poynting obtenu pour :

$$\langle w_e \rangle - \langle w_m \rangle - \langle w_c \rangle = 0 \quad (\text{II.13})$$

correspond à la condition d'accord $b = 0$. Pour cela nous multiplions d'une part (II.9) par $\frac{k_r}{\omega_s} \frac{|E|^2}{2}$, ce qui donne :

$$\frac{\epsilon_0}{2} |E|^2 - \frac{1}{2} \frac{k_r^2}{\omega_s \mu_0} |E|^2 - \frac{\epsilon_0 \eta \omega_p^2}{2(\nu^2 + \omega_s^2)} |E|^2 = 0 \quad (\text{II.14})$$

et d'autre part nous considérons la troisième équation de Maxwell en régime sinusoïdal :

$$\nabla \wedge E = \partial_t B \Rightarrow -ik_r \wedge E = -i\omega_s B$$

ce qui permet de poser :

$$\frac{k_r}{\omega_s \mu_0} (n \wedge E) = H$$

En prenant alors le module de cette expression, soit :

$$|H| = \frac{k_r}{\omega_s \mu_0} |E|$$

et en portant dans (II.14) on obtient :

$$\frac{\epsilon_0}{2} |E|^2 - \frac{\mu_0}{2} |H|^2 - \frac{\epsilon_0 \eta \omega_p^2}{2(\nu^2 + \omega_s^2)} |E|^2 = 0$$

ce qui correspond bien à (II.13).

Ainsi à l'accord, la composante réactive de la divergence du vecteur de Poynting est nulle et nous avons théoriquement le plasma qui dissipe toute l'énergie.

$$\boxed{\nabla \cdot \pi + \langle p \rangle = 0}$$

Notons pour terminer que, dans ces conditions, le coefficient de qualité de l'ensemble est égal au coefficient de qualité plasma.

$$Q_p = \frac{\omega_s \langle w_t \rangle}{\langle p \rangle}$$

où : $\langle w_t \rangle = 2 \langle w_e \rangle$, puisqu'à l'accord d'après (II.13) nous avons $\langle w_e \rangle = \langle w_m \rangle + \langle w_c \rangle$

Dès lors, on peut écrire que :

$$Q_p = \frac{\omega_s \epsilon_0}{\sigma'_s}$$

avec σ'_s partie réel de la conductivité à l'accord.

II.3.2) Transition par antenne

Le couplage idéal par transformateur que nous venons de voir n'est pas réalisable dans la pratique. De plus, la cavité étant susceptible de résonner sur plusieurs modes, il faut concevoir la transition pour exciter le mode désiré et pour ne pas trop perturber les lignes de champ de celui-ci. La configuration des champs produits par le dispositif de couplage coïncidera donc au plus près avec la configuration des champs correspondant au mode à exciter.

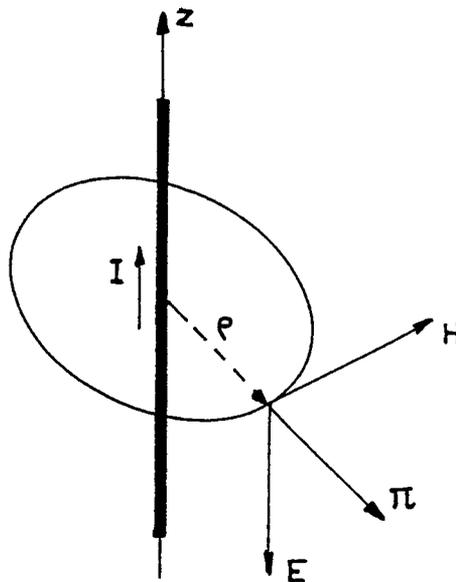
Historiquement, les premiers coupleurs réalisés au laboratoire furent des cavités coaxiales $\lambda/4$ alimentées grâce à des générateurs de petite puissance véhiculant l'énergie micro-onde par câble coaxial. Les coupleurs de forte puissance réalisés ensuite, bien qu'alimentés en guide sur mode TE_{10} , gardèrent la même géométrie. Le dispositif de couplage qui s'imposa donc naturellement pour ces coupleurs fut l'antenne. En effet, pour les cavités coaxiales en mode TEM, les lignes de champ ont pour expression vectorielle :

$$E = \frac{C_0}{\sqrt{2\pi L n \frac{b}{a}}} \frac{\cos\left(\frac{\pi z}{2d}\right)}{\rho} e_\rho \qquad H = \frac{-iC_0}{Z_c \sqrt{2\pi L n \frac{b}{a}}} \frac{\sin\left(\frac{\pi z}{2d}\right)}{\rho} e_\theta$$

ce qui implique, comme on peut le voir figure I.4, que le champ E est radial. L'étude expérimentale montre alors que le champ électrique se couple parfaitement avec celui créé par une antenne, si l'on place celle-ci suivant le rayon de la cavité. Par ailleurs, la souplesse d'utilisation de l'antenne comme élément d'accord pour les coupleurs coaxiaux, nous a incité à utiliser cette dernière dans le cadre de la réalisation d'un coupleur cylindrique TM_{01l} (un réglage au lieu de trois pour une transition iris-vis). Pour ces différentes raisons, nous nous intéresserons ici uniquement au couplage par antenne.

L'étude du rayonnement d'une antenne dans un système géométriquement défini, tel qu'un guide ou une cavité, est totalement différente de l'étude du rayonnement en champ libre à grande distance de l'élément rayonnant. Ce qui nous intéresse, dans le cas d'un couplage par antenne, est la région de champ proche où les distances sont de l'ordre de grandeur de λ . Une approche simple consiste à étudier les lignes de champ de l'antenne seule et de supposer que, si leur géométrie correspond à celle des lignes de champ de la cavité, nous aurons couplage. On montre alors, que pour un élément rayonnant de longueur l parcourue par un courant alternatif I , on a (figure II-7) le champ magnétique qui est azimutal [14].

$$\boxed{H = H_\varphi e_\varphi} \text{ avec } H_\varphi \text{ qui est proportionnelle à } I \text{ et fonction de } l \text{ et de } \rho.$$



(Figure II.7)

On déduit alors de l'équation de Maxwell-Ampere le champ E,

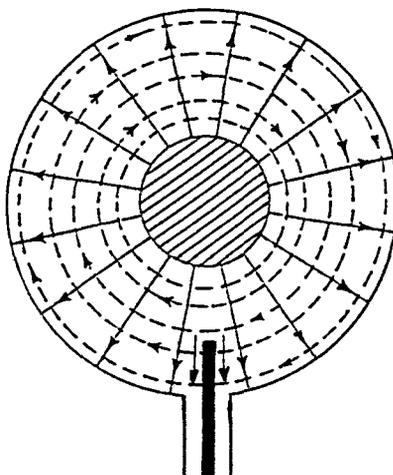
$$\mathbf{E} = \frac{1}{i\epsilon_0\omega} \nabla \wedge \mathbf{H}$$

soit en coordonnées cylindriques :

$$\mathbf{E} = \frac{1}{i\epsilon_0\omega} \partial_\rho H_\phi \mathbf{e}_z$$

Le champ électrique est donc parallèle à l'antenne. Le vecteur de Poynting est dirigé suivant \mathbf{e}_ρ et forme un trièdre rectangle direct avec les vecteurs E et H. L'ensemble des champs a donc la représentation locale de la figure II.7.

Ainsi, si nous plaçons une antenne suivant le rayon d'une cavité coaxiale $\lambda/4$ à l'endroit où le champ E de la cavité est maximum, nous avons théoriquement un couplage électrique (figure II.8).



(figure II.8)

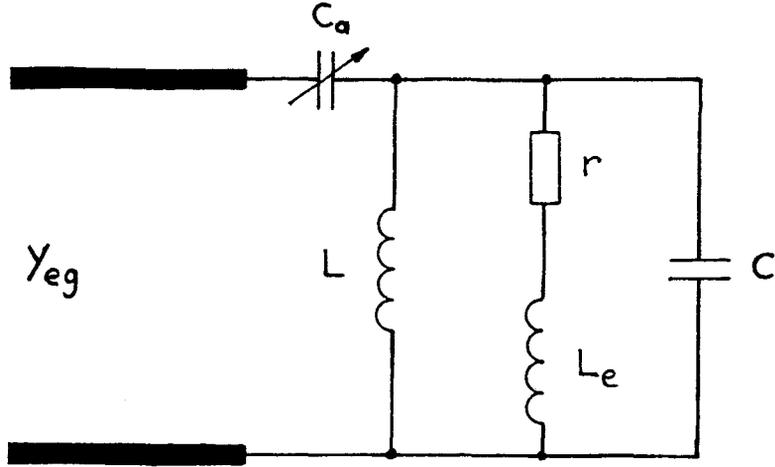
Si l'on définit maintenant l'impédance de rayonnement de l'élément de couplage comme le rapport des composantes des champs $Z_R = \frac{E_z}{H_\phi}$, nous avons :

$$Z_R = \frac{1}{i\epsilon_0\omega} \cdot \frac{\partial_\rho H_\phi}{H_\phi}$$

On voit alors, qu'en première approximation, l'antenne de couplage peut être considérée comme équivalente à un condensateur :

$$C_a = \epsilon_0 \frac{H_\phi}{\partial_\rho H_\phi}$$

Ce qui précède, permet donc de donner le schéma équivalent de la figure II.9 pour l'ensemble guide-transition-cavité, dans le cas d'un couplage par antenne.



(figure II.9)

Pour un tel circuit, on montre après divers calculs que l'on peut mettre l'admittance Y_{tc} sous la forme :

$$Y_{tc} = \frac{(\omega_s Ca)^2 G}{G^2 + (B + \omega_s Ca)^2} \left\{ 1 + i \left(\frac{G^2 + B (B + \omega_s Ca)}{\omega_s Ca G} \right) \right\}$$

où G et B sont respectivement la conductance et la susceptance de la cavité définies précédemment.

Si l'on pose pour la susceptance normalisée et la conductance transition-cavité :

$$b = \frac{G^2 + B (B + \omega_s Ca)}{\omega_s Ca G}$$

$$G_{tc} = \frac{(\omega_s Ca)^2 G}{G^2 + (B + \omega_s Ca)^2}$$

ce qui a été vu au paragraphe II.3.1 pour les conditions d'accord reste valable ici.

L'adaptation optimale obtenue pour $b = 0$ et $q = 1$ implique alors :

$$G^2 + B (B + \omega_s Ca) = 0$$

$$Y_{eg} = \frac{(\omega_s Ca)^2 G}{G^2 + (B + \omega_s Ca)^2}$$

Après simplification, les équations ci-dessus donnent le système :

$$B^2 + \omega_s Ca B + G^2 = 0$$

$$B + \omega_s Ca \left(1 - \frac{G}{Y_{eg}} \right) = 0$$

Il découle de ce système d'équations que, contrairement au cas d'une transition idéale, les paramètres d'accord ne sont pas indépendants mais interactifs. Il faut donc, pour réaliser le transfert d'énergie optimal, jouer successivement sur chacun des paramètres. Une fois l'adaptation réalisée, le seul élément dissipatif étant le plasma, l'énergie fournie par le générateur sera consommée dans celui-ci. Nous avons alors d'après l'équation (II.8) :

$$P_{tc} = P_i$$

Ainsi, pour un gaz à une pression et un débit donnés, on peut théoriquement lorsque les éléments de couplage de la cavité sont bien adaptés, transférer la quasi totalité de la puissance micro-onde au plasma. Les éléments de couplage sont, comme nous l'avons montré dans ce chapitre, au nombre de deux : le réglage de la fréquence cavité et l'adaptation réalisée par l'antenne.

SECONDE PARTIE

**ETUDE ET REALISATION DE COUPLEURS
GENERATEURS DE PLASMA MICRO-ONDE**

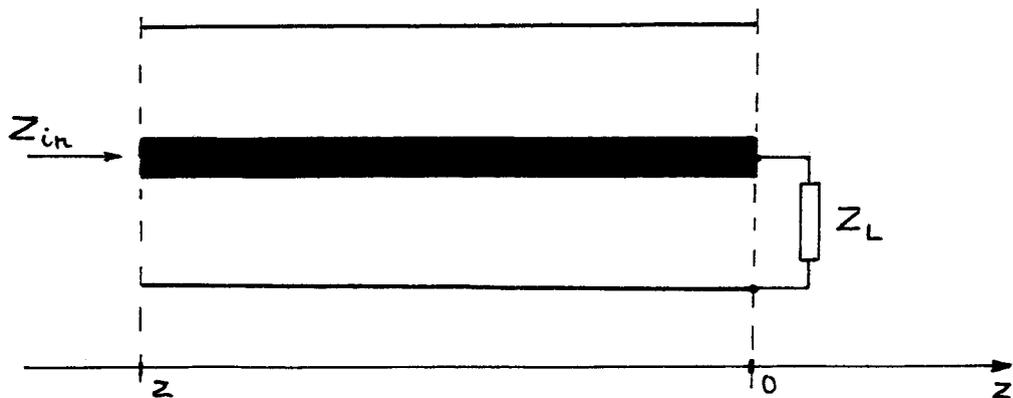
III - COUPLEURS COAXIAUX A 2450 MHZ

III-1) Coupleurs de première génération

L'arrivée sur le marché, dans les années soixante, de sources commerciales hyperfréquences et l'intérêt spectroscopique des plasmas pour l'étude des processus d'émission dans les décharges à basse pression, ont motivé la réalisation de nombreux coupleurs micro-onde. A cette époque, dans le but d'obtenir un haut rendement en espèces actives, nous avons réalisé avec B. Vidal les coupleurs coaxiaux sur 2,45 GHz [15] [16] [17] que nous décrivons dans le présent paragraphe.

III.1.1) Lignes en résonateurs

Les coupleurs coaxiaux étant formés d'un tronçon de ligne coaxiale, considérons pour commencer un tel tronçon chargé par une impédance Z_L (figure III.1).



(Figure III.1)

La matrice de chaîne :

$$\begin{vmatrix} \text{ch} \gamma z & Z_c \text{ sh} \gamma z \\ -Y_c \text{ sh} \gamma z & -\text{ch} \gamma z \end{vmatrix}$$

permet de calculer dans le cas général l'impédance au point z

$$Z_{in}(z) = \frac{Z_c - Z_L \text{ coth} \gamma z}{Z_L - Z_c \text{ coth} \gamma z} Z_c$$

Pour une ligne sans perte où $\gamma = i\beta$ et Z_c est réel, nous avons alors :

$$Z_{in}(z) = \frac{Z_L - i Z_c \text{ tg} \beta z}{Z_c - i Z_L \text{ tg} \beta z} Z_c$$

Il en découle que deux cas de résonance sont possibles :

i) la ligne est terminée par un court-circuit : nous avons $Z_L = 0$, d'où :

$$Z_{in}(z) = -i Z_c \operatorname{tg} \beta z$$

Le module de l'impédance varie donc en fonction de z et s'annule en $z = -d$ pour :

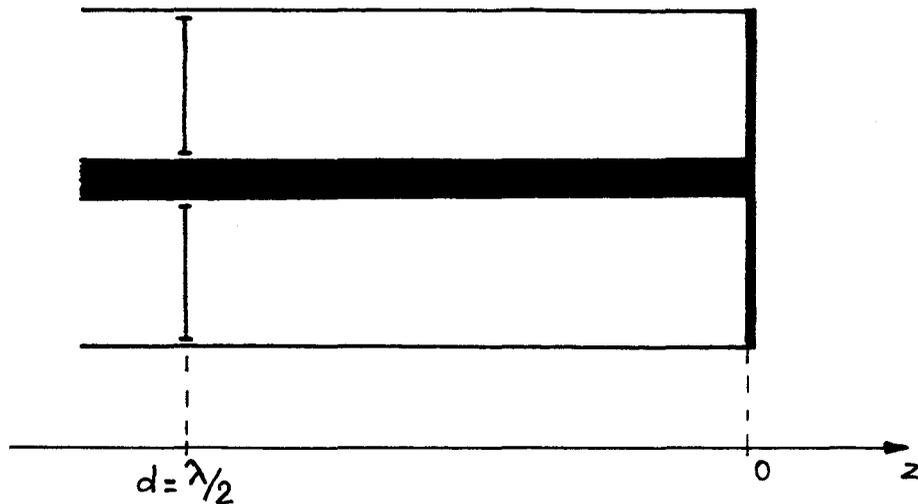
$$\beta d = l\pi \quad l \in \mathbb{N}^*$$

d'où :

$$d = \frac{l\pi}{\beta}$$

et

$$d = l \frac{\lambda}{2} \text{ avec } l \in \mathbb{N}^*$$



(Figure III.2)

Si l'on place un second court-circuit en $d = \frac{\lambda}{2}$ (figure III.2), nous obtenons alors une cavité résonnante coaxiale $\lambda/2$.

ii) la ligne est ouverte : nous avons $Z_L = \infty$, d'où :

$$Z_{in}(z) = i Z_c \operatorname{cotg} \beta z$$

Le module de l'impédance varie donc en fonction de z et s'annule en $z = -d$ pour :

$$\beta d = \frac{\pi}{4} + l\pi \quad l \in \mathbb{N}$$

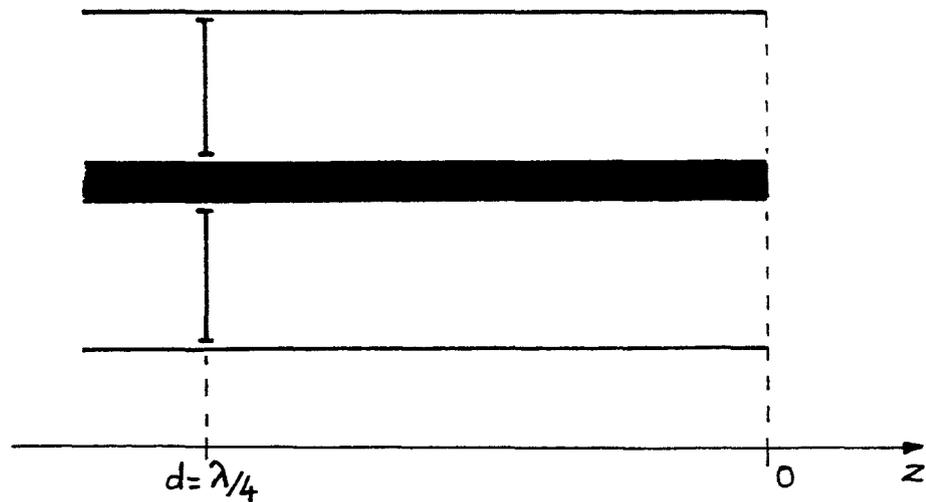
d'où :

$$d = \frac{1}{\beta} \left(\frac{\pi}{4} + l\pi \right)$$

et

$$d = \left(\frac{1}{2} + l \right) \frac{\lambda}{2} \text{ avec } l \in \mathbb{N}$$

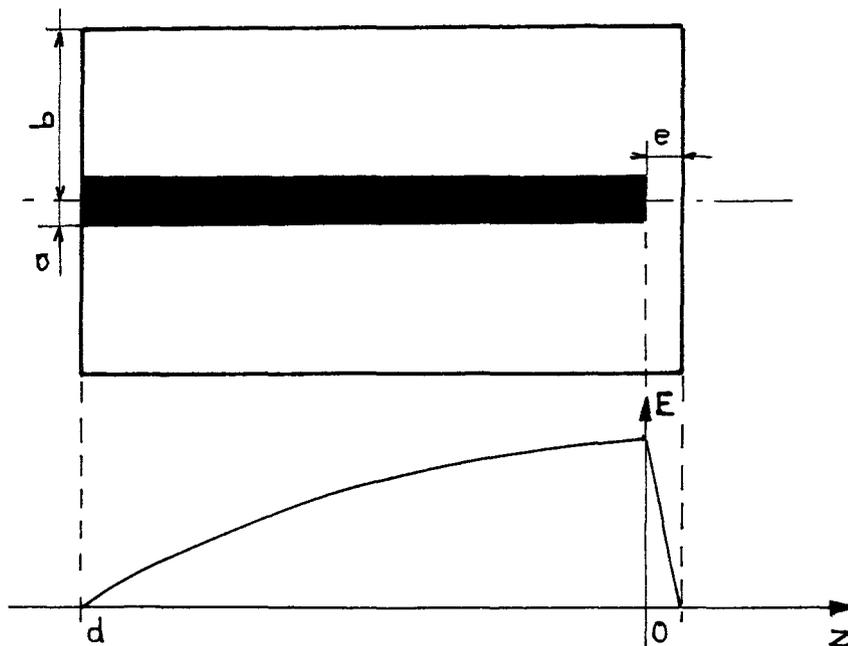
Si l'on place un court-circuit en $d = \frac{\lambda}{4}$ (figure III.3), nous obtenons une cavité résonnante coaxiale $\lambda/4$.



(Figure III.3)

III.1.2) Cavité $\lambda/4$ sans perte

Lorsque l'on ferme par une paroi une cavité $\lambda/4$ à son extrémité ouverte, l'espace $e \ll \frac{\lambda}{4}$ entre l'extrémité ouverte de la ligne et la paroi (figure III.4) forme un gap où le champ électrique est très intense.



(Figure III.4)

Le long de la ligne, nous avons le potentiel et les champs transverses qui sont égaux à :

$$U(z) = 2 U_0 \cos\left(\frac{\pi z}{2d}\right)$$

$$E = \frac{C_0}{\sqrt{2\pi \operatorname{Ln} \frac{b}{a}}} \frac{\cos\left(\frac{\pi z}{2d}\right)}{\rho} e_\rho \quad H = \frac{-i C_0}{Z_c \sqrt{2\pi \operatorname{Ln} \frac{b}{a}}} \frac{\sin\left(\frac{\pi z}{2d}\right)}{\rho} e_\theta$$

La présence du gap crée une capacité en bout de ligne, mais ne modifie pas de façon fondamentale la configuration des lignes de champ le long de la ligne - $d \leq z \leq 0$.

Nous avons alors en $z = -d$, pour $Z_{in} = 0$ et $Z_L = iX_L$:

$$Z_L - i Z_c \operatorname{tg}(-\beta d) = iX_L + i Z_c \operatorname{tg}(\beta d) = 0$$

d'où :

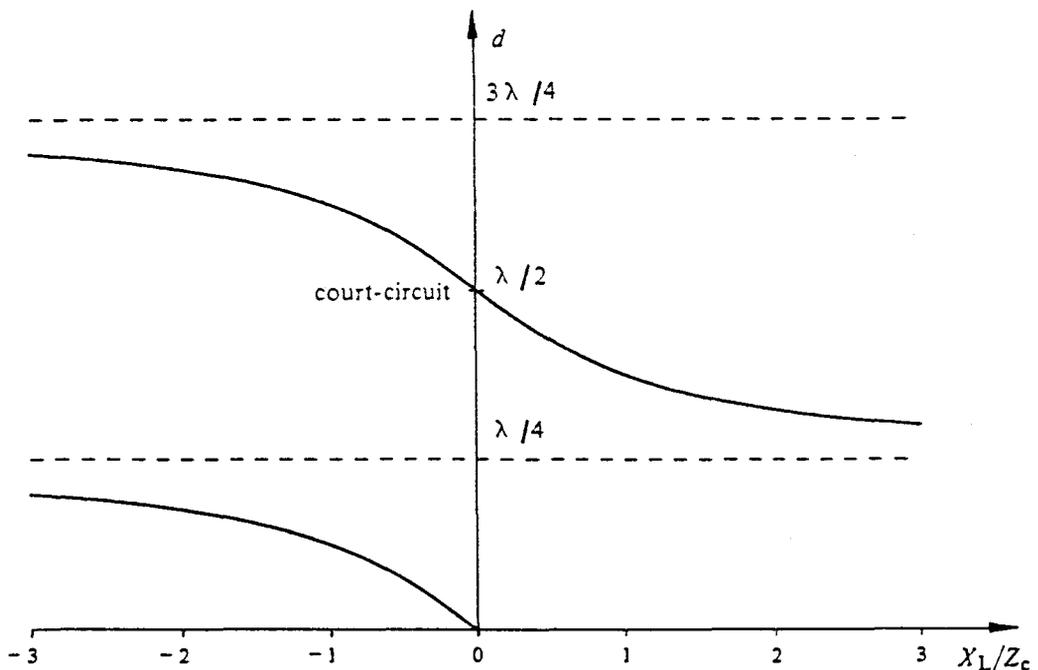
$$\frac{X_L}{Z_c} + \operatorname{tg} \beta d = 0 \Rightarrow \operatorname{Arc} \operatorname{tg} \frac{X_L}{Z_c} + \beta d = l\pi \quad l \in \mathbb{N}$$

$$d = \frac{1}{\beta} (l\pi - \operatorname{Arc} \operatorname{tg} \frac{X_L}{Z_c})$$

soit

$$d = \frac{\lambda}{2} \left(l - \frac{1}{\pi} \operatorname{Arc} \operatorname{tg} \frac{X_L}{Z_c} \right)$$

La longueur du résonateur d est donnée (figure III.5) en fonction du rapport $\frac{X_L}{Z_c}$:

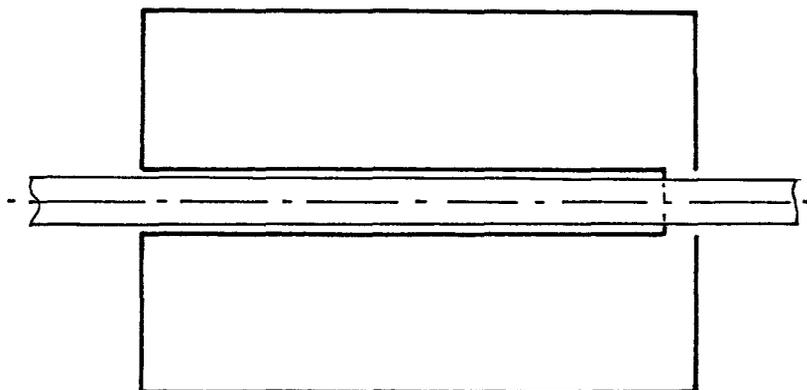


(Figure III.5)

On voit que pour $X_L = \infty$ on retrouve bien $d = \frac{\lambda}{4}$.

La présence du gap diminue donc la longueur d'accord de la cavité. Le champ intense qui règne dans le volume restreint du gap est particulièrement favorable à la production de plasma suivant les critères donnés au paragraphe II.1.

Dès lors, il paraît judicieux pour des raisons de symétrie et d'occupation maximum du volume du gap, de faire passer le tube de décharge suivant l'axe de la cavité (figure III-6).



(Figure III.6)

Nous allons voir maintenant deux coupleurs, le premier strictement identique au cas théorique décrit ci-dessus que nous appellerons Coupleur I, le second avec le tube plasma passant perpendiculairement à l'axe de la cavité, que nous appellerons Coupleur II.

III.1.3) Coupleur I

Aux données développées dans le paragraphe ci-dessus, il faut ajouter celles obtenues au chapitre II, lors de la réalisation pratique d'un coupleur coaxial. En effet, la présence du plasma au sein du coupleur nécessite comme nous l'avons vu deux éléments de réglage, l'un pour accorder la cavité, l'autre pour adapter celle-ci à la structure véhiculant l'énergie. Pour une cavité coaxiale $\lambda/4$ l'accord sera donc réalisé en faisant varier la longueur du conducteur central et l'adaptation en jouant sur la pénétration de l'antenne. Notons à ce sujet que le mode cavité désiré étant le TEM, l'antenne peut normalement exciter le mode fondamental transverse TE_{11} (figure I.5). Il faut donc dimensionner le coupleur pour que ce mode ne se développe pas. Si on se réfère alors au cas d'un guide d'onde coaxial, on montre [18] que la longueur d'onde de coupure est, pour le mode TE_{11} :

$$\lambda_{C11}^{TE} \simeq \pi (b + a)$$

mais il faut cependant remarquer que l'extrapolation de cette valeur de λ_{C11}^{TE} au cas d'une cavité est délicate, et que le filtrage du mode TE_{11} ne s'effectuera que pour des dimensions de cavité petites par rapport à la longueur d'onde λ des champs.

Le schéma général retenu dans la pratique est celui des figures III.7 et III.8. Le tube plasma de diamètre 13mm passe, suivant l'axe de la cavité, à l'intérieur du conducteur central 1 (figure III.7) et débouche à l'extrémité ouverte de la ligne dans le gap.

La longueur théorique de cette ligne, si l'on néglige la capacité à l'extrémité ouverte, est donnée comme nous l'avons vu au paragraphe III.1.1 par :

$$d = \frac{\lambda}{4}$$

Puisque $\lambda \simeq 12,25$ cm pour la fréquence $f = 2450$ MHz, on a :

$$d \simeq 3,1 \text{ cm}$$

Dès lors, le réglage de la fréquence de résonance est ajusté en faisant varier la longueur du conducteur central par l'intermédiaire du bouton fileté 5 (figure III.7).

Pour avoir un diamètre de cavité raisonnable, nous avons pris un rapport $b/a = 2,5$ entre les rayons des conducteurs. La valeur de l'impédance caractéristique $Z_c \simeq 55\Omega$ qui correspond à ce rapport est de l'ordre de grandeur de l'impédance donnant le coefficient de surtension maximal à vide pour une ligne coaxiale. On minimise ainsi les pertes dans les parois et on favorise, grâce aux champs intenses à vide, l'établissement du plasma par claquage.

L'autre point important pour obtenir un rendement élevé est d'abaisser les résistances de contact. L'extrémité en court-circuit de la ligne, qui est le siège de courants élevés, impose donc une bonne qualité de la liaison entre le corps de la cavité et le conducteur central pour minimiser les pertes. De ce fait, pour améliorer l'homogénéité et la qualité du contact, nous avons déposé par chauffage, au niveau du trou de passage 3 (figure III.7) un alliage à base d'argent.

Les sources micro-ondes pour la cavité décrite ici étant de petite puissance (Radarmed : 200W et Microtron 200 Mk2 : 200W) le transfert de l'énergie du générateur au coupleur est réalisé par câble coaxial 50Ω . Le couplage est donc effectué au moyen d'une antenne de longueur variable, située à $\lambda/4$ de l'extrémité en court-circuit de la ligne, à l'endroit où le champ électrique est maximum, comme nous l'avons vu au paragraphe II.3.2. Le couplage est électrique et la configuration des lignes de champ est celle de la figure II.8. Le réglage de l'antenne est commandé de l'extérieur par une tige de téflon 2 (figure III.8), solidaire d'une partie métallique mobile qui se visse, plus ou moins, sur une

tige filetée fixe. Cette tige fixe 4 (figure III.8) est soudée sur l'âme du câble coaxial véhiculant l'énergie micro-onde.

Une bague de téflon 7 (figure III.8) dans l'espace de liaison prise-cavité assure un centrage correct de l'antenne et un bon isolement de celle-ci par rapport au conducteur extérieur de la transition.

Notons, comme nous l'avons vu, que la longueur d'onde de coupure du mode transverse dominant TE_{11} qui a pour expression :

$$\lambda_{c11}^{TE} \simeq \pi (b + a)$$

donne ici

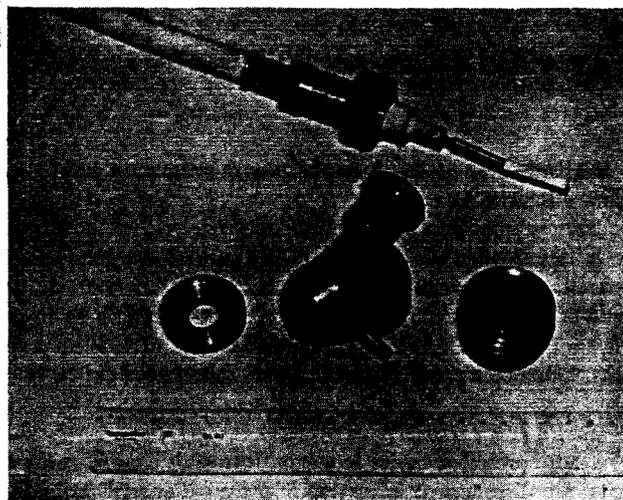
$$\lambda_{c11}^{TE} \simeq 8 \text{ cm}$$

Il en résulte, que seul le mode TEM est théoriquement susceptible d'être excité.

Le tube de quartz, où circule le gaz plasmagène, est refroidi par une arrivée d'air comprimé 9 (figure III.8) au niveau de l'antenne et perpendiculairement à celle-ci.

Notons, pour terminer, que pour des raisons de bonne tenue mécanique et de qualité des contacts, l'ensemble du coupleur est réalisé en laiton.

Nous donnons ci-dessous une photographie du coupleur démonté.



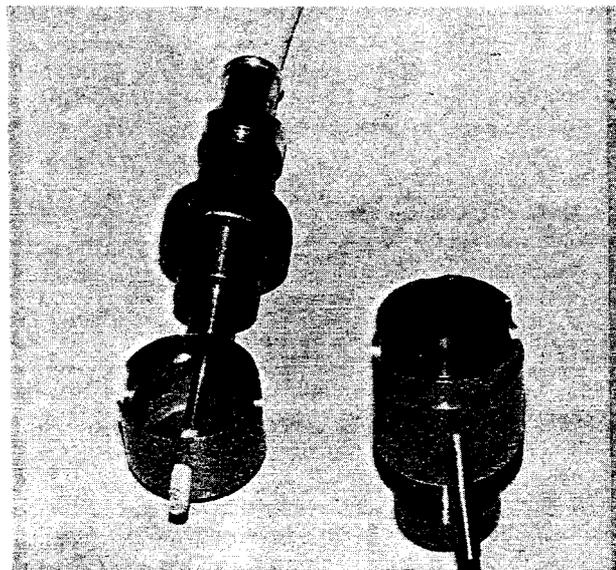
III.1.4) Coupleur II

Pour permettre un couplage de l'antenne suivant le diamètre de la cavité et non plus suivant une corde comme dans le coupleur I, nous avons réalisé avec B. Vidal [17] une cavité coaxiale $\lambda/4$ suivant les figures III.9 et III.10.

Ici, le tube véhiculant le gaz plasmagène ne passe plus suivant l'axe du coupleur, mais comme pour la cavité de H.P. Broïda [19] perpendiculairement à cet axe. Le plasma est donc créé entre l'antenne et l'extrémité ouverte de la ligne.

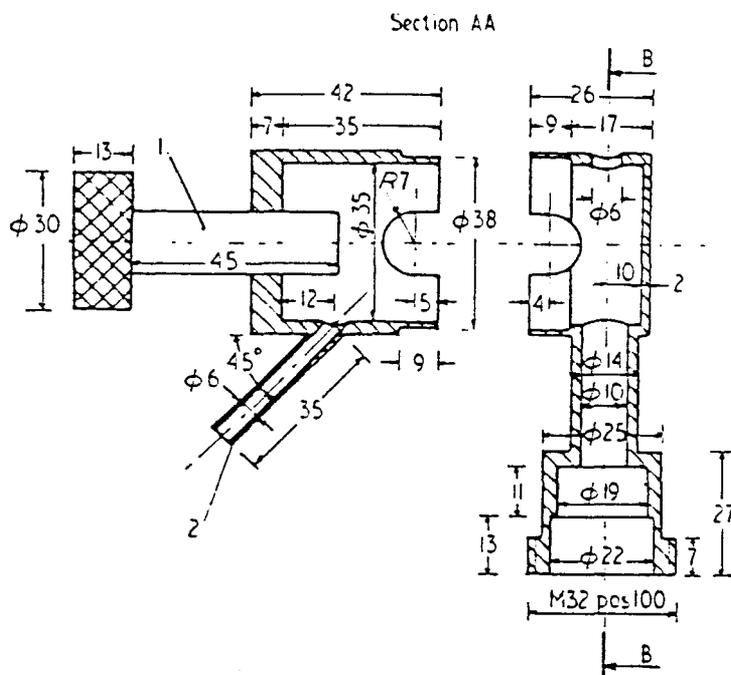
Afin de ménager l'espace nécessaire pour un tube de diamètre identique à celui de la cavité I, nous avons été amené à ne pas respecter la distance de $\lambda/4$ entre l'antenne et le fond de la cavité. Bien que cette distance soit celle correspondant au maximum de la configuration des lignes de champ, l'expérience nous a montré que l'on pouvait s'en écarter sans nuire au bon fonctionnement de l'ensemble. Les spécifications techniques portant sur la construction de l'antenne et sur les moyens d'assurer un bon contact électrique entre les différents conducteurs sont pour ce coupleur identiques au cas du coupleur I.

Nous donnons ci-dessous une photographie du coupleur II ouvert.



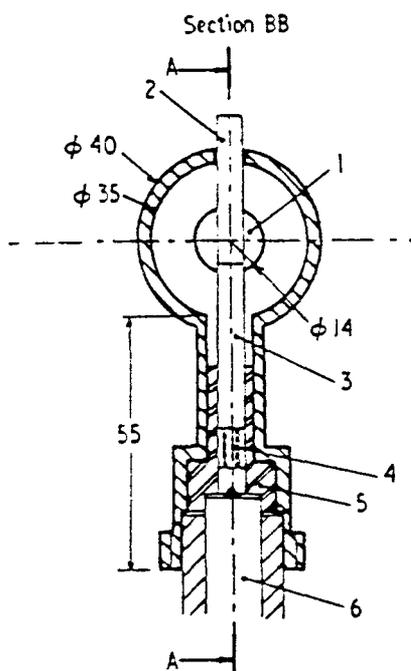
III.1.5) Résultats expérimentaux

Lors de la réalisation des coupleurs I et II décrits ci-dessus, les générateurs micro-ondes commerciaux avaient une puissance maximum de 200W. Ils étaient équipés d'un simple indicateur de puissance incidente et ne disposaient pas de mesure de puissance réfléchie permettant de savoir si le transfert de l'énergie était optimal. Le réglage de la cavité se faisait alors, pour une puissance incidente et une pression données, à la luminosité du plasma.



(figure III.9)

Section AA : 1, piston mobile ; 2, arrivée d'air



(figure III.10)

Section BB : 1, piston ; 2, antenne partie téflon ; 3, antenne partie laiton ; 4, antenne partie fixe ; 5, bague téflon ; 6, câble coaxial

La réalisation de sources de laboratoire [20] et l'arrivée sur le marché de générateurs puissants munis d'une mesure de puissance réfléchie a permis, a posteriori, de vérifier les qualités du couplage de ces cavités. En effet, l'énergie micro-onde étant véhiculée pour ces générateurs par guides rectangulaires sur le mode TE₁₀, l'utilisation d'une transition guide coaxial sur la bande 2450 MHz permet une mesure du taux d'onde stationnaire. Pour des études fines, on peut également utiliser le banc de mesure réalisé au laboratoire. Dans ce cas, on obtient avec une bonne précision le facteur de réflexion, mais la difficulté de définir un plan de court-circuit bien localisé pour la mesure de la phase ne permet pas la détermination des composantes active et réactive du coupleur.

En ce qui concerne le domaine de fonctionnement en pression, nous avons obtenu les résultats consignés dans le tableau III.1, en testant les coupleurs à partir des trois gaz H₂, N₂, Ar de 4 10⁻⁵ hPa jusqu'à des pressions de l'ordre de l'atmosphère. Dans le domaine des basses pressions, nous avons été limité par les caractéristiques du système de pompage. Mais, même à cette pression, les plasmas conservent leur stabilité et leur luminosité.

	Cavité I P _i = 200 W		Cavité II P _i = 200 W	
	Pression minimum	Pression maximum	Pression minimum	Pression maximum
H ₂	4 10 ⁻⁵ hPa	850 hPa	4 10 ⁻⁵ hPa	1000 hPa
N ₂	4 10 ⁻⁵ hPa	300 hPa	4 10 ⁻⁵ hPa	650 hPa
Ar	4 10 ⁻⁵ hPa	1300 hPa	4 10 ⁻⁵ hPa	2000 hPa

(Tableau III.1)

Pour effectuer les mesures à hautes pressions, nous avons établi la décharge à quelques hPa et nous avons ensuite fait croître la pression jusqu'à ce que le plasma s'éteigne.

Pression en torr	Débit en l/min	P _i en watts
10	5	130
25	5 et 1	145
50	1	185
100	1 et 0,25	215
300	1 et 0,25	350
450	0,25	420
650	0,25	420

(Tableau III.2)

La décharge produite par ces cavités est très stable et l'accord facile à obtenir. Le réglage de l'antenne permet dans les différents cas de minimiser la puissance réfléchie et d'optimiser le transfert d'énergie micro-onde. Ainsi, la cavité I reliée à un générateur de 1500W a permis à M. Locqueneux-Lefebvre, R. Ben-Aïm et A. Ricard [20] [21] d'exciter de l'azote et de l'air jusqu'à une atmosphère. Nous donnons tableau III.2 les résultats obtenus dans le cas de N₂ [20].

Notons, pour terminer, que les résultats particulièrement intéressants obtenus avec le coupleur I ont amené le laboratoire à déposer un brevet [22], le protégeant ainsi, dans le cadre d'une exploitation industrielle.

III-2) - Coupleurs de seconde génération forte puissance

Les recherches fondamentales sur le traitement des polymères par les plasmas froids différés d'azote, réalisées au laboratoire par B. Mutel, O. Dessaux et P. Goudmand [23] [24] [25] ont abouti, après études de faisabilité, à la signature de contrats avec des partenaires industriels. Dans le cadre de l'un d'entre eux, établi avec la Société J. Reydel S.A., la nécessité d'utiliser des réacteurs de grand volume, avec des débits gazeux importants, a imposé l'étude d'un coupleur spécifique très efficace, ayant un très haut rendement en espèces actives. Les résultats particulièrement intéressants obtenus avec le coupleur du paragraphe III.1.3 nous ont conduit à réaliser un coupleur de même type, permettant un diamètre de passage du tube plasmagène de 30mm et fonctionnant sous forte puissance micro-onde.

III.2.1) Coupleur expérimental

III.2.1a) Transition

Les générateurs commerciaux de forte puissance sont équipés pour véhiculer l'énergie micro-onde par guide rectangulaire en mode TE₁₀ (figure I.7). Il faut donc réaliser une transition qui permet d'extraire d'une part, l'énergie du guide rectangulaire et d'autre part, d'injecter cette énergie comme pour les cavités de la première génération grâce à une antenne. Le procédé le mieux adapté à notre cas pour prélever l'énergie micro-onde du guide est la sonde à $\lambda_g/4$ d'un court-circuit. En effet, le principe de l'antenne en champ proche est réversible. Nous avons alors une sonde qui plonge dans un champ électromagnétique intense. Si les champs locaux correspondent au signe près à ceux de la figure II.7, la sonde peut alors dériver l'énergie du guide vers une autre structure.

Des équations générales des champs dans les guides rectangulaires, données au paragraphe I.1.3, il découle que pour le mode TE₁₀ nous avons :

$$e_{t10} = - C_{10} \frac{\pi}{a} \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) e_y$$

$$h_{t10} = C_{10} \frac{\pi}{a} \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) e_x$$

Les tensions et courants équivalents sont donnés quant à eux par :

$$U = U^+ e^{-i\beta z} + U^- e^{i\beta z} \quad I = \frac{1}{Z_{eg}} (U^+ e^{-i\beta z} - U^- e^{i\beta z})$$

La présence d'un court-circuit impose alors, comme pour les cavités, $U^- = -U^+$, ce qui donne :

$$U = -2i U^+ \sin \beta z \quad I = \frac{2U^+}{Z_{eg}} \cos \beta z$$

Il résulte de ceci que les champs ont pour expression en mode TE₁₀ rectangulaire.

$$E_{t10} = i K_{10} \frac{\pi}{a} \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) \sin(\beta z) e_y$$

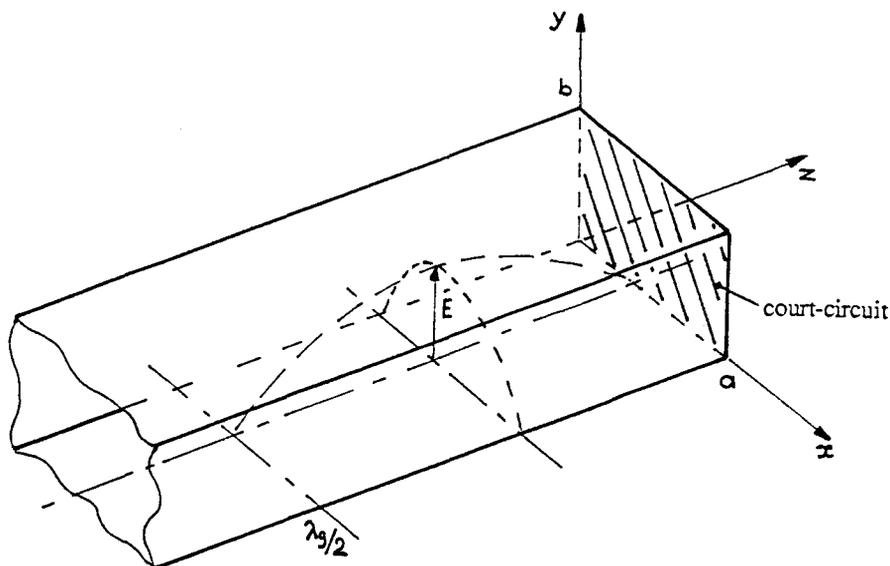
$$H_{t10} = \frac{K_{10} \pi}{Z_{eg} a} \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) \cos(\beta z) e_x$$

d'où, puisque $\beta = \frac{2\pi}{\lambda_g}$:

$$E_{t10} = i K_{10} \frac{\pi}{a} \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_g} z\right) e_y$$

$$H_{t10} = \frac{K_{10} \pi}{Z_{eg} a} \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_g} z\right) e_x$$

Si l'on considère l'équation du champ électrique, on remarque : premièrement qu'il est perpendiculaire au grand côté du guide, deuxièmement qu'il est maximum au milieu de ce grand côté en $x_0 = \frac{a}{2}$, et troisièmement qu'il est également maximum suivant z en $z_0 = \frac{\lambda_g}{2} \left(\frac{1}{2} + k\right)$ $k \in \mathbb{N}$. Le premier extremum se situe alors à $\lambda_g/4$ du plan de court-circuit (figure III.11).



(Figure III.11)

Ainsi, en plaçant la sonde à $\lambda/4$ du court-circuit et au centre du grand côté du guide, nous sommes au point où le champ électrique est le plus intense (figure III.11). De plus, le champ étant parallèle à e_y il est colinéaire au champ électrique de la sonde, le couplage est donc optimal.

Notons pour terminer que l'enfoncement de la sonde dans le guide est fixe et a pour valeur $\lambda/4$, soit à la fréquence de 2,45 GHz utilisée ici $\frac{\lambda}{4} \simeq 3,1$ cm. L'accord de la transition se fait en réglant la profondeur de pénétration de l'antenne dans la cavité.

III.2.1b) Coupleur

La cavité est, comme nous l'avons dit, une extrapolation du coupleur du paragraphe III.1.3 où nous avons ajouté le piège 1 (figure III.13) pour diminuer les fuites micro-ondes lorsque le plasma n'est pas amorcé. Le tube plasmagène passe quant à lui de 13mm à 30mm, ce qui permet de multiplier le débit massique par cinq pour une pression donnée.

Les autres caractéristiques restant inchangées, on a donc comme précédemment :

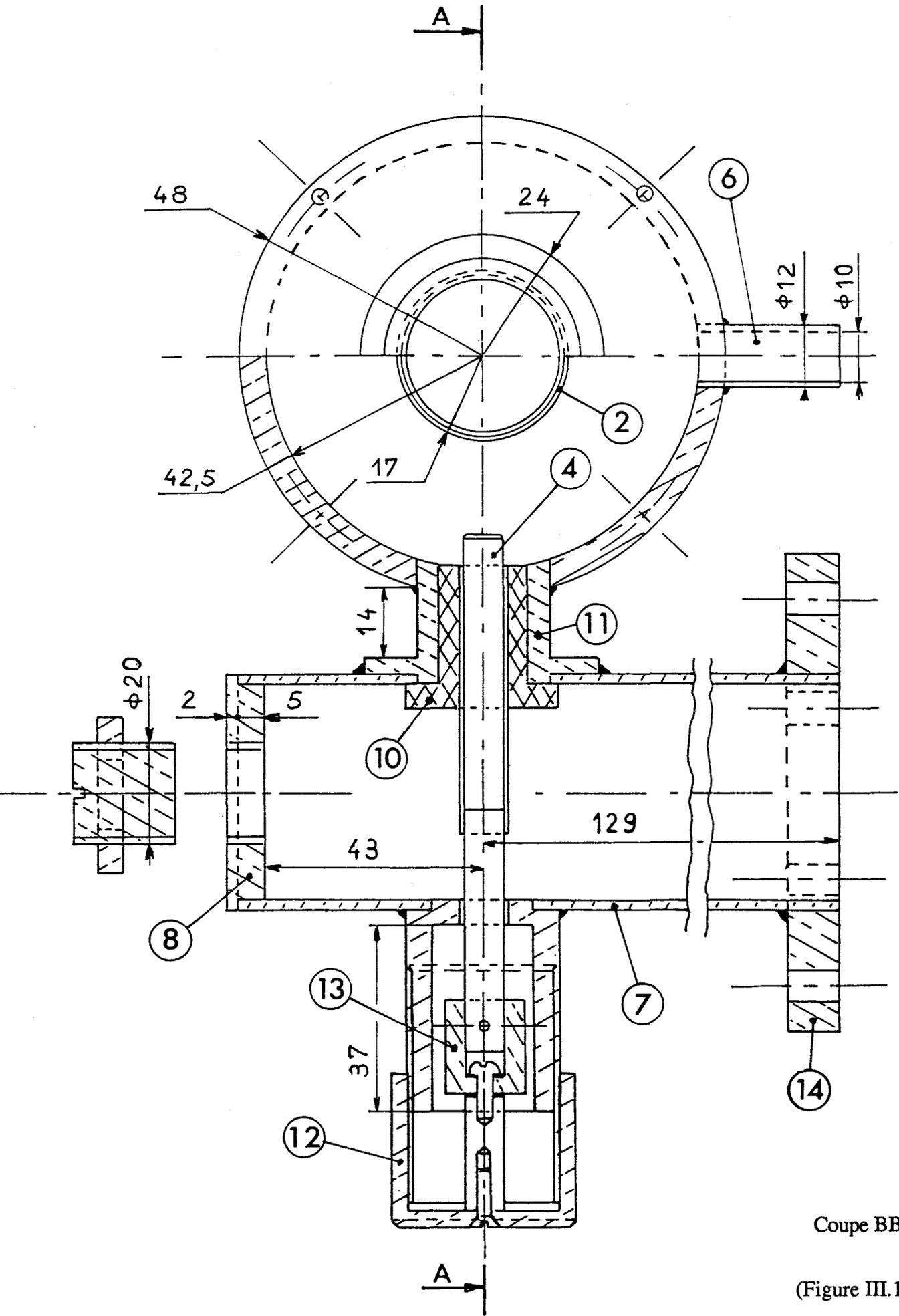
- Le rapport entre le rayon intérieur du corps de la cavité et le rayon du conducteur central 2 (figures III.12 et III.13) qui est égal à 2,5.
- La longueur théorique du conducteur central qui est donnée par $d = \frac{\lambda}{4}$, soit pour la fréquence $f = 2450$ MHz

$$d \simeq 3,1 \text{ cm}$$

L'accord cavité est réalisé en faisant varier cette longueur par l'intermédiaire du bouton fileté 3 (figure III.14).

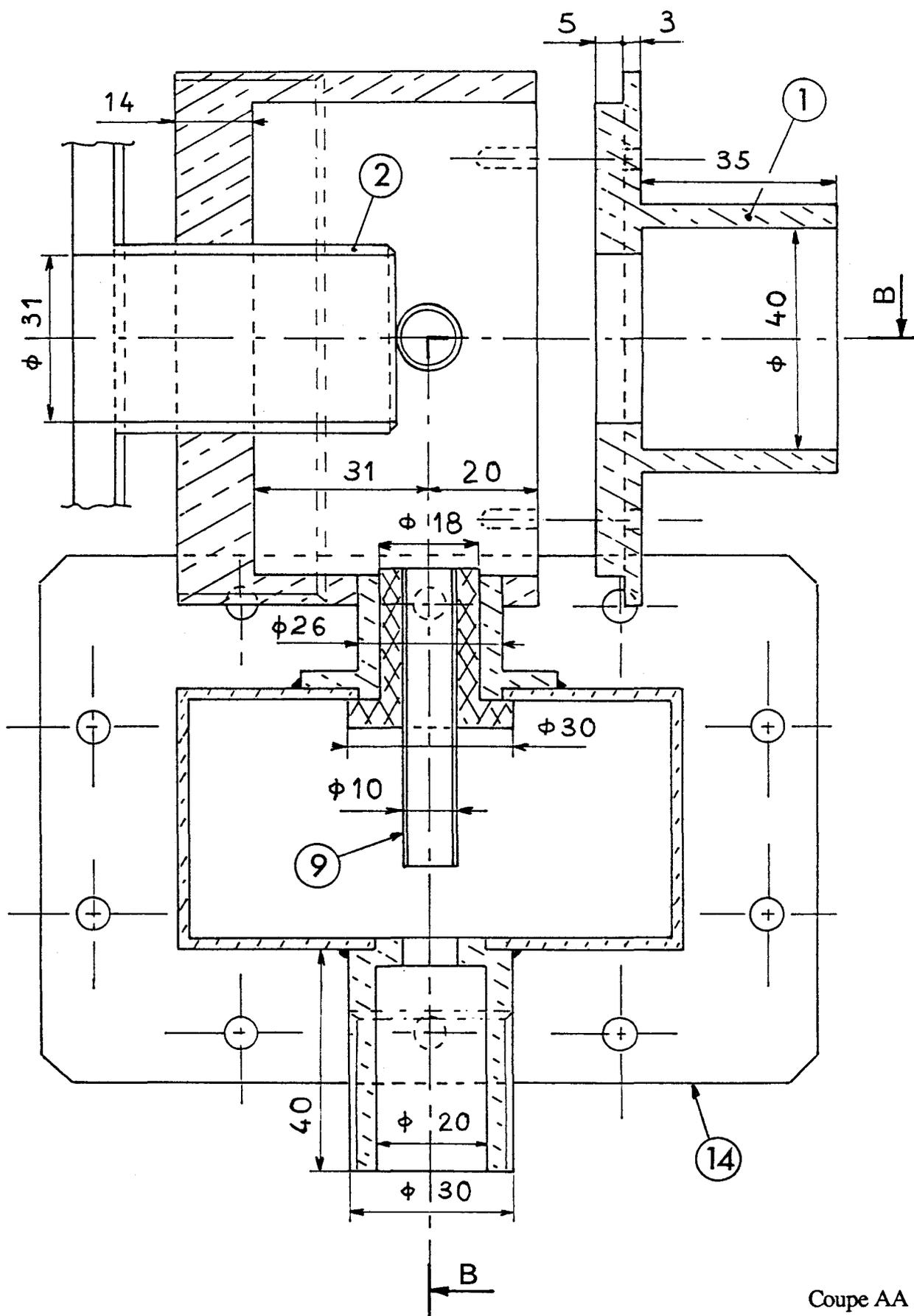
- L'excitation qui est faite par l'antenne 4 (figures III.12 et III.14).
- Le tube de quartz où circule le gaz plasmagène qui est refroidi par une arrivée d'air comprimé 6 (figure III.12).

La transition suit, quant à elle, les données du paragraphe précédent. Elle comprend un tronçon de guide standard en mode TE_{10} , 7 (figure III.12), terminé par un court-circuit 8 (figure III.12) soudé sur le guide. L'énergie micro-onde est prélevée par la sonde 9 (figure III.13), située au centre du grand côté du guide et à $\frac{\lambda_g}{4} \simeq 4,3$ cm du court-circuit. La sonde est rendue solidaire de l'ensemble grâce à une bague en téflon 10 (figure III.12). Cette bague rentre mécaniquement en force dans la pièce 11 (figure III.12) assurant la liaison guide-cavité.



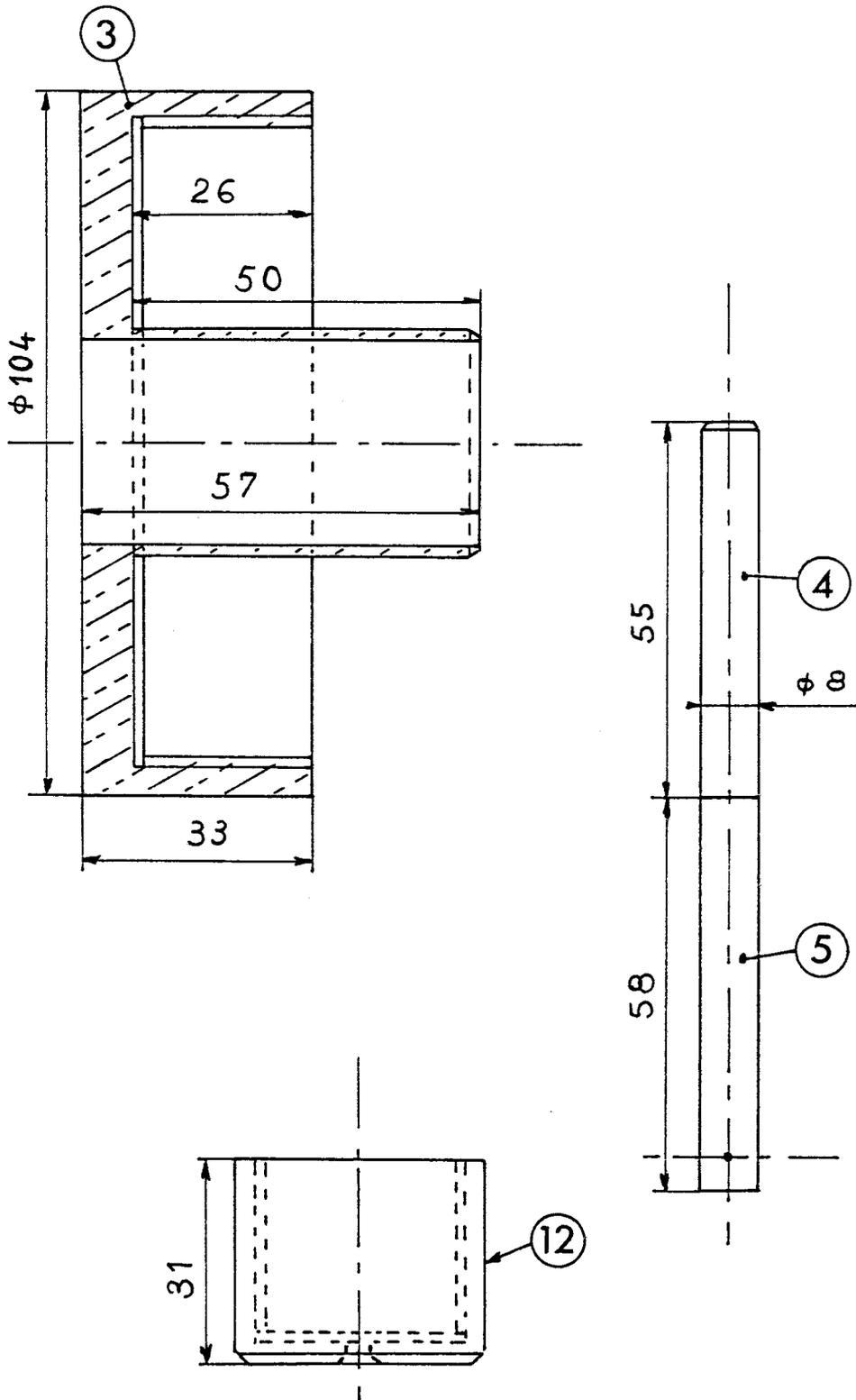
Coupe BB

(Figure III.12)



Coupe AA

(Figure III.13)



(Figure III.14)

L'accord de la transition se faisant comme nous l'avons vu côté cavité, le réglage de l'antenne est effectué grâce au bouton fileté 12 (figures III.12 et III.14). La qualité du contact entre l'antenne et la sonde doit être excellente de façon à éviter les arcs. Pour cela, on réalise un ajustement mécanique entre la partie interne de la sonde et la partie externe de l'antenne. On parfait ensuite l'état de surface en dorant les deux pièces. Le frottement dû à l'ajustement entre 4 et 9 nous a contraint d'utiliser une transmission mécanique 13 (figure III.12), transformant une rotation en translation. On évite ainsi que ne se dévissent la partie métallique 4 et la partie téflon 5 (figure III.14) de l'antenne. Notons pour terminer que le coupleur est relié au guide véhiculant l'énergie micro-onde par l'intermédiaire d'une bride standard 14 (figures III.12 et III.13).

III.2.2) Résultats expérimentaux

III.2.2a) Dispositif expérimental

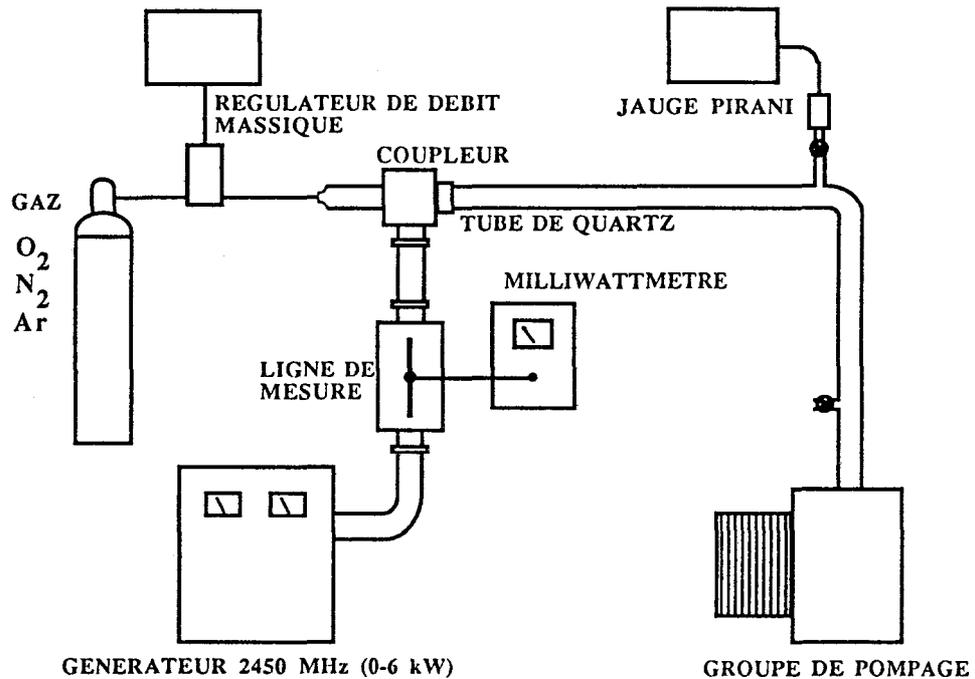
Les générateurs micro-ondes commerciaux sont actuellement tous équipés d'indicateurs de puissance incidente (P_i) et de puissance réfléchie (P_r). Malheureusement, ces appareils sont peu précis, particulièrement pour la mesure de la puissance réfléchie où l'on utilise généralement une petite sonde sur la charge à eau suivie d'une diode de détection hyperfréquence. Dès lors, pour mesurer le taux d'ondes stationnaires (TOS) avec une bonne précision, nous avons réalisé un banc de mesure à 2,45 GHz. Le TOS variant de un pour une adaptation parfaite, à l'infinie pour une désadaptation totale, sa connaissance permet de déterminer le module du facteur de réflexion et d'obtenir le rapport puissance réfléchie sur puissance incidente :

$$\frac{P_r}{P_i} = \left(\frac{TOS-1}{TOS+1} \right)^2$$

Le banc de mesure reprend le principe classiquement utilisé du guide fendu [26] [27] où se déplace une sonde. Cette sonde dérive une infime fraction de la puissance véhiculée par le guide vers la tête de mesure d'un milliwattmètre hyperfréquence. La vérification du bon fonctionnement et l'étalonnage de ce banc de mesure sont réalisés grâce à une charge à eau et à un plan de court-circuit.

La mise au point et les mesures sur un coupleur monté en générateur de plasma se faisant en charge pour divers gaz plasmagène et à des pressions et débits donnés, on réalise le dispositif expérimental de la figure III.15 permettant de faire varier les différents paramètres. Le montage comprend une source de gaz qui peut être, suivant nos essais, soit de l'azote, de l'oxygène, ou de l'argon. Le débit du gaz est contrôlé par un régulateur de débit massique, couvrant pour l'ensemble des têtes de régulation la gamme de 3 l/mn à 100 l/mn. La mesure de pression est effectuée grâce à une jauge de Pirani. Le vide est obtenu par un groupe de pompage Roots-pompe à palettes de débit 500 m³/h ou par une

pompe à palettes équipée d'huile inerte PFPE de débit $25 \text{ m}^3/\text{h}$. La partie hyperfréquence du montage se compose d'un générateur micro-onde délivrant une puissance réglable de 0 à 6 kW, suivi du banc à guide fendu décrit ci-dessus et du coupleur à mesurer.



(Figure III.15)

III.2.2b) Résultats

Après étalonnage de la puissance incidente maximum donnée par le point de consigne (V_{\max} , I_{\max}) du magnétron, on installe le coupleur sur le montage de la figure ci-dessus. Le vide est réalisé par la pompe de $25 \text{ m}^3/\text{h}$ équipée d'huile PFPE. La mise en essais de la cavité est alors effectuée avec de l'azote à une pression de 10 hPa et un débit de $5 \text{ l}/\text{mn}$ pour une puissance micro-onde incidente de 0,5 kW. Après amorçage du plasma on peut, en jouant sur le piston et l'antenne, obtenir facilement un TOS de l'ordre de un. La puissance réfléchie est donc sensiblement égale à zéro et l'on peut considérer que les 0,5 kW micro-onde sont transmis à l'ensemble coupleur-plasma. On teste alors à cette puissance pendant 10 mn la tenue mécanique du tube de quartz ainsi que l'évolution thermique de l'ensemble. Le comportement général étant satisfaisant, on se propose de répéter l'expérience en augmentant la puissance par palier de 500 W. On observe alors un fonctionnement correct jusque 2 kW incident, avec un TOS sensiblement égal à un. Malheureusement à cette puissance après quelques minutes de fonctionnement, on mesure

une dégradation du TOS impossible à corriger. Après investigation, on constate que la bague en téflon 10 est responsable du phénomène observé. La liaison guide-cavité véhiculant un flux d'énergie très élevé, nous avons un échauffement de cette bague qui provoque une forte dégradation de l'angle de perte du téflon. Dès lors, après d'autres essais, on peut conclure que le coupleur fonctionne correctement en régime permanent sous 1,5 kW et en cycle court de 20s environ sous 2,5 kW.

On réalise, à différents débit et pression pour l'azote, l'oxygène et l'argon, la mesure du TOS sous une puissance incidente de 1,5 kW. Les résultats obtenus sont consignés dans le tableau III.3.

TOS $P_i = 1.5 \text{ kW}$	5 hPa 5 l/mn	10 hPa 5 l/mn	10 hPa 15 l/mn
N ₂	≈ 1	≈ 1	≈ 1
O ₂	≈ 1	≈ 1	≈ 1
Ar	≈ 4,5	≈ 3,9	≈ 3

(Tableau III.3)

Pour s'affranchir des ennuis causés par le PTFE, nous nous sommes orienté vers les céramiques naturelles usinables commercialisées par la Société STUMAT. La stumatite est une pyrophyllite qui peut être travaillée à cru, sans outillages particuliers. Elle est ensuite cuite à 1.050°C ou 1.350°C suivant l'utilisation, et un retrait faible et constant (< 1%) permet la réalisation de pièces avec de bonnes tolérances. Les mesures réalisées au Centre Hyperfréquences de l'Université sur un échantillon de stumatite cuite à 1.050°C ont cependant fait apparaître une $\text{tg } \delta \approx 2 \cdot 10^{-2}$ assez défavorable dans le cadre de l'utilisation faite ici. Malgré ce critère nous avons fait usiner une bague en céramique. Les résultats obtenus lors des essais ont immédiatement donnés un TOS supérieur à celui mesuré dans le cas d'une bague en téflon. Par contre, pour les puissances supérieures à 1,5 kW micro-onde, la céramique devenait très compétitive et nous avons pu monter jusque 3,5 kW, mais à cette puissance après quelques instants de fonctionnement, nous avons eu fusion locale de la bague. Le coût de fabrication d'une bague en porcelaine ou en steatite s'avérant trop élevé, nous avons alors dû abandonner l'idée d'utiliser des céramiques pour notre transition.

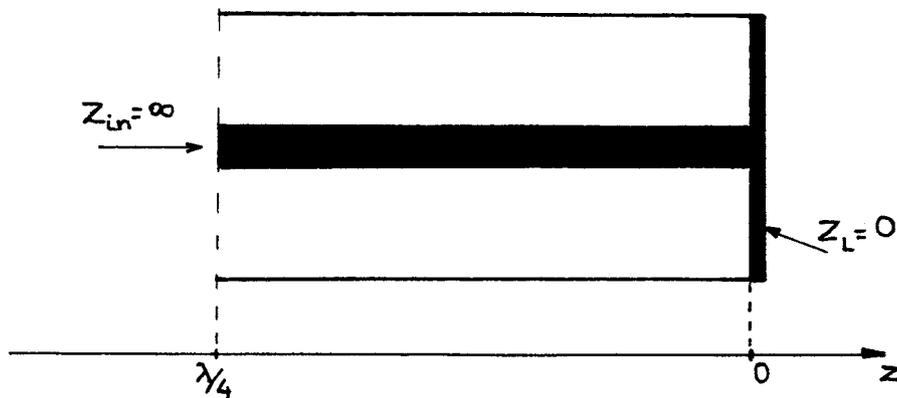
III.2.3) Coupleur coaxial forte puissance

III.2.3a) Transition

Les problèmes rencontrés avec les diélectriques sur le coupleur du paragraphe précédent nous ont amené à étudier une transition "tout métal". Pour cela, si l'on désire que

la commande de l'antenne s'effectue comme précédemment de l'extérieur, il faut que l'ensemble sonde-antenne soit monobloc et suffisamment rigide pour s'affranchir des problèmes de guidage. La sonde est dans ce cas de longueur fixe, égale au petit côté du guide. Pour ramener une impédance équivalente infinie en bout de sonde, au niveau du passage à travers la paroi, nous avons utilisé un piège à $\lambda/4$. En effet, si l'on considère un tronçon de ligne coaxiale sans perte, muni d'un court-circuit à une extrémité et ouverte de l'autre (figure III.16), nous avons :

$$Z_{in}(z) = \frac{Z_L - i Z_c \operatorname{tg} \beta z}{Z_c - i Z_L \operatorname{tg} \beta z} Z_c$$



(Figure III.16)

L'impédance d'un court-circuit étant nulle, on a $Z_L = 0$, soit :

$$Z_{in}(z) = -i Z_c \operatorname{tg} \beta z$$

Dès lors, l'impédance à l'entrée de la ligne étant fonction de $\operatorname{tg} \beta z$, nous avons à la côte z_0 correspondant à $\beta z_0 = -\frac{\pi}{2}$, Z_{in} qui est infinie. D'autre part, puisque $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ on peut écrire que $\frac{2\pi}{\lambda} z_0 = -\frac{\pi}{2}$, ce qui implique :

$$z_0 = -\frac{\lambda}{4}$$

Ainsi, en $z_0 = -\frac{\lambda}{4}$ nous avons au point de passage de la sonde au travers de la paroi du guide $Z_{in} = \infty$. La longueur virtuelle de la sonde peut donc être considérée comme égale au petit côté du guide.

III.2.3b) Coupleur

La cavité reste en tout point identique à celle du coupleur expérimental. On a seulement ajouté une seconde arrivée d'air comprimé pour un refroidissement plus efficace du tube de quartz. La transition reprend quant à elle les données ci-dessus.

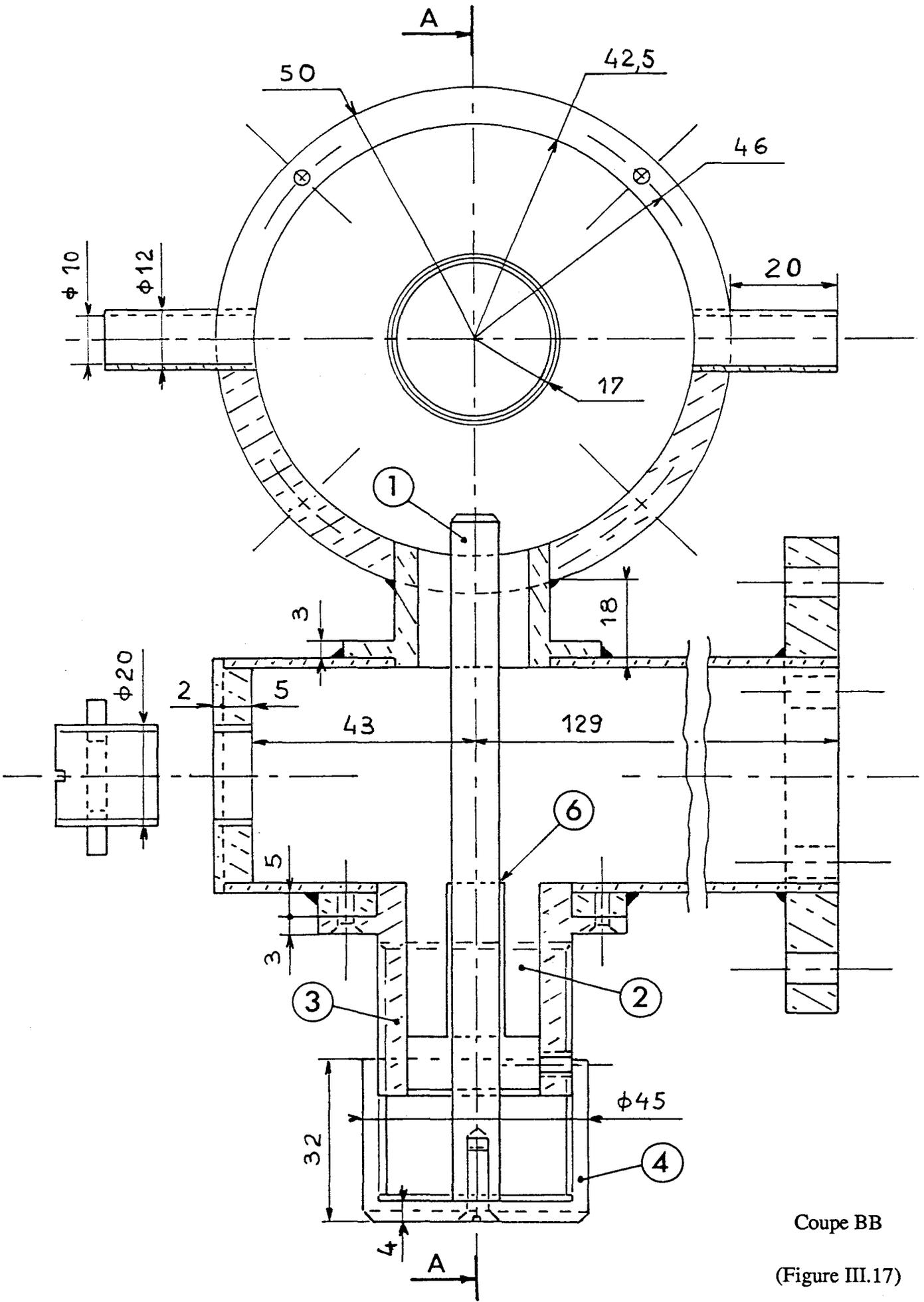
L'ensemble sonde antenne 1 (figures III.17 et III.18) est constitué d'une tige de laiton de 10mm de diamètre. Cette tige traverse le côté du guide grâce au piège $\lambda/4$, 2 (figure III.17). Ce piège est en fait réalisé en deux parties, le corps 3 (figure III.17) qui comporte un filetage à l'extérieur pour permettre l'accord par le bouton fileté 4 (figure III.17) et le conducteur central 5 (figure III.18). L'utilisation d'un conducteur central où coulisser l'ensemble sonde antenne permet de faire sortir la tige 1 en un point 6 où les courants sont théoriquement nuls (figure III.17), puisque l'impédance y est infinie, et d'éviter ainsi les arcs. La liaison entre les pièces 3 et 5 est effectuée par deux vis BTR référencées 7 (figure III.19) ce qui permet d'ajuster la ligne à la longueur de 30,6mm.

III.2.4) Résultats expérimentaux

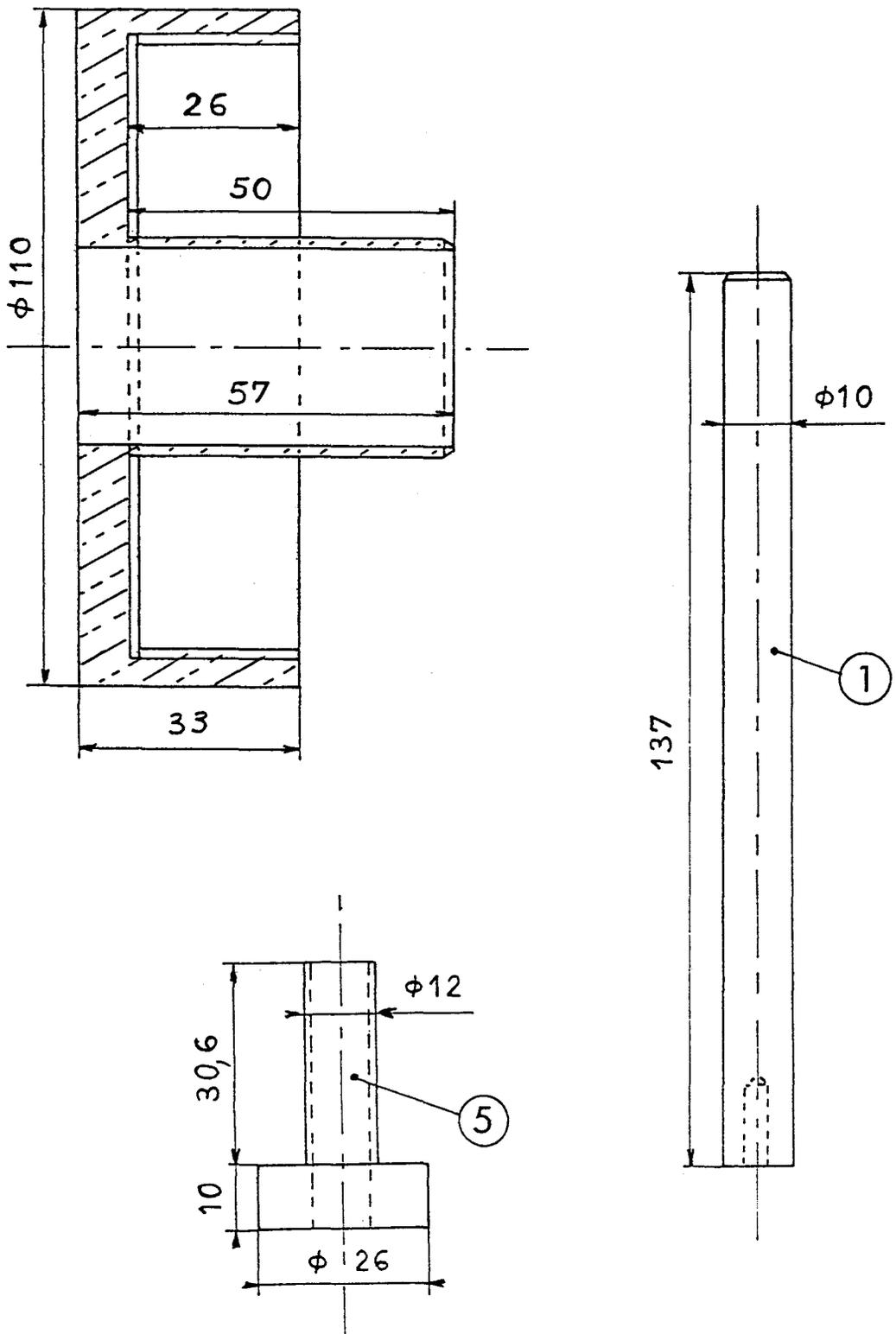
Le nouveau coupleur est installé sur l'ensemble de mesure de la figure III.15 équipé de la pompe de 25 m³/h. La mise en essais de la cavité est effectuée, comme pour le premier coupleur, à une pression de 10 hPa et un débit de 5 l/mn avec une puissance incidente de 0,5 kW micro-onde. Après amorçage du plasma, on peut, en jouant sur les organes de réglage, obtenir facilement un TOS de l'ordre de un. On reprend alors la séquence de mesure décrite au paragraphe III.2.2b en augmentant la puissance par paliers de 500 W toutes les 10 minutes. Tout se passe alors correctement jusqu'à 2,5 kW incidents, mais à la fin de ce cycle, on constate une déformation du tube de quartz dû au bombardement électronique. Dès lors, grâce à la facilité d'accord de la cavité, on mesure le TOS pour l'azote, l'oxygène et l'argon. Les cycles de mesure sont de l'ordre de 10 à 20 s pour les puissances incidentes dépassant 3 kW micro-onde. Les résultats obtenus sont reportés sous forme de courbes dans la figure III.20.

Avec le groupe de pompage à 500 m³/h nous avons également mesuré le TOS à différents débit et pression pour l'azote. Les résultats obtenus sont consignés dans le tableau III.4.

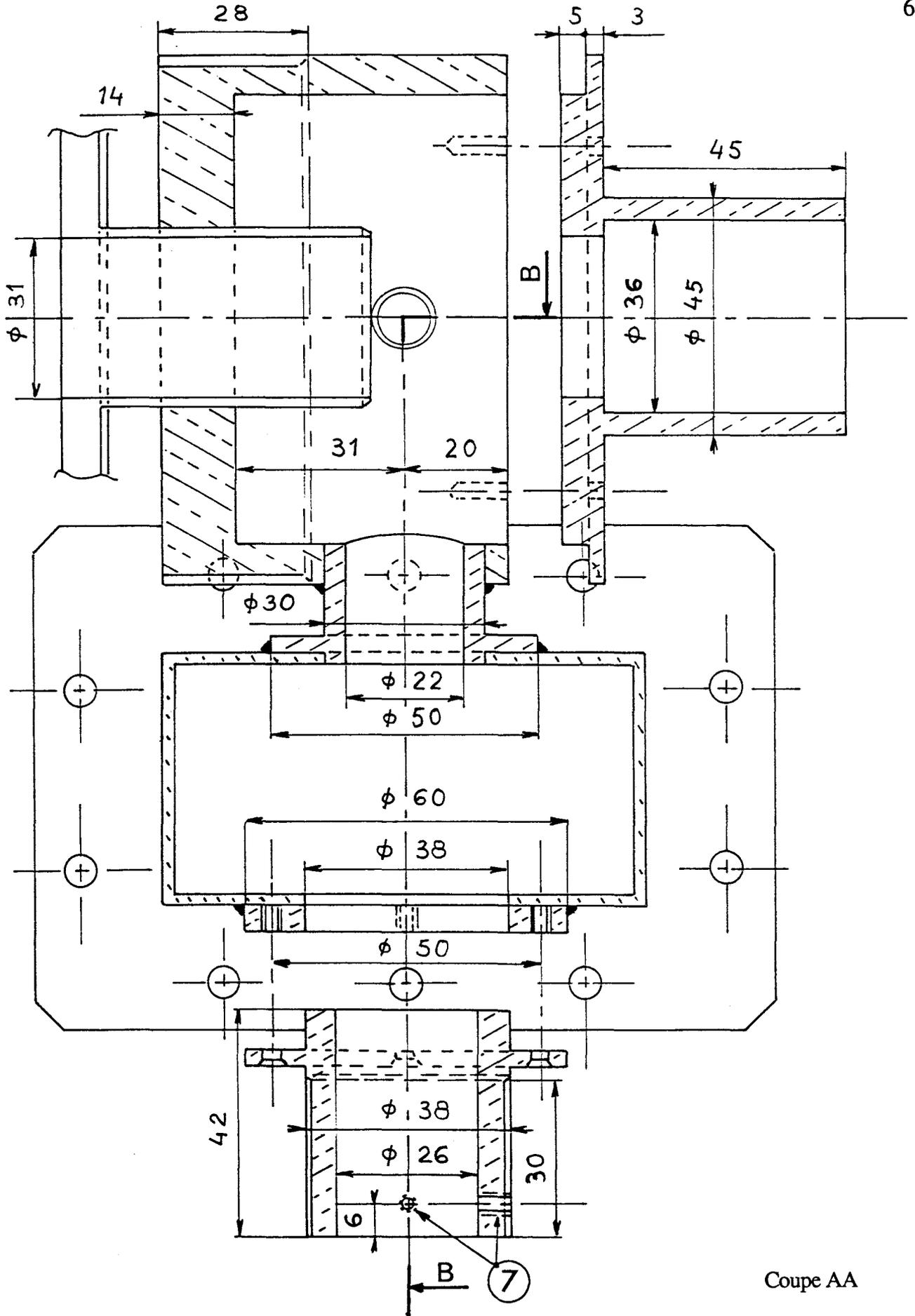
Notons également, que pour les différents gaz, en régime quasi-statique au vide limite des groupes de pompage ($< 10^{-2}$ hPa), les décharges restent parfaitement stables.



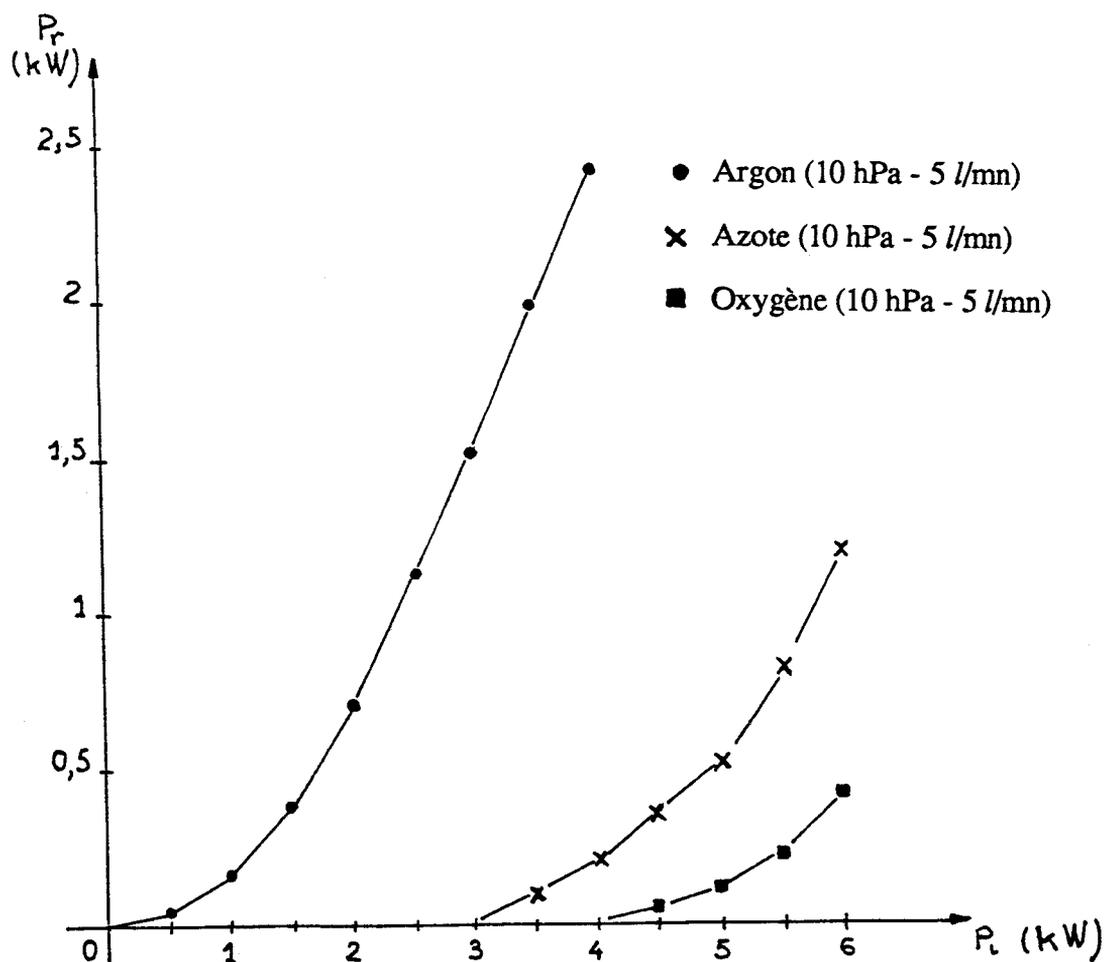
Coupe BB
(Figure III.17)



(Figure III.18)



Coupe AA
(Figure III.19)



(Figure III.20)

Pression de travail (hPa)	Débit (l/mn)	P_i (kW)	TOS moyen
10	10 à 55	0 à 6	$\approx 1,3$
50	10 à 100	0 à 6	$\approx 1,3$
100	10 à 100	0 à 6	$\approx 1,3$

(Tableau III.4)

Dans le cadre de son utilisation industrielle, les résultats obtenus avec ce coupleur correspondent parfaitement aux objectifs fixés. La Société J. Reydel a pris en conséquence un brevet européen [28]. Cependant, l'inconvénient lié à la fusion du tube de quartz aux très fortes puissances limite le champ d'utilisation de ce coupleur. Nous avons donc essayé d'autres matériaux comme les céramiques ou l'alumine. Malheureusement, malgré un bon comportement en micro-onde de ces produits, les contraintes thermiques

produisent dans ce cas la fracture du tube. Dès lors, le problème ne peut être solutionné qu'en utilisant un tube plasma à double enveloppe avec une circulation de liquide réfrigérant, transparent aux hyperfréquences. Il faut cependant remarquer que cette solution, proposée au laboratoire par G. Moreau [7] et plus récemment par d'autres auteurs [29], présente l'inconvénient pour les cavités coaxiales de diminuer le couplage onde-plasma et donc d'abaisser le rendement du coupleur.

IV - COUPLEUR CYLINDRIQUE A 2450 MHZ

Le problème de fusion des tubes plasma rencontré sous forte puissance avec les coupleurs coaxiaux $\lambda/4$ ainsi que l'intérêt industriel du traitement par PFDA, nous a conduit à étudier un nouveau coupleur capable de fonctionner jusque 6 kW micro-onde et admettant un tube plasma de 60mm de diamètre. Pour les Sociétés J. REYDEL SA et ATEA, la finalité de ce coupleur est d'alimenter des réacteurs de très grand volume (8 à 10 m³). Après examen des différentes contraintes, la cavité cylindrique en mode TM₀₁₁, s'est avérée répondre au plus près à l'ensemble des exigences. Elle permet en effet l'utilisation d'un tube de gros diamètre, dont la paroi se situe à un endroit où les champs électriques sont relativement faibles. Ceci résoud le problème de fusion du tube de quartz, lié directement au confinement du plasma dans l'espace réduit du gap pour la cavité coaxiale. De plus, la diminution de la densité d'énergie dans le coupleur cylindrique est naturellement contrebalancée par une forte augmentation du temps de contact entre le champ et les espèces générées, ce qui permet de conserver un niveau d'excitation élevé.

IV-1) Cavité cylindrique

IV.1.1) Cavité cylindrique TM₀₁₂

Considérons les équations des champs pour une cavité cylindrique en mode TM_{mnl}, nous avons :

$$\begin{aligned}
 E = C_0 & \left(-\frac{l\pi}{d} \frac{x_{mn}}{a} J'_m \left(\frac{x_{mn}}{a} \rho \right) \begin{Bmatrix} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{Bmatrix} \sin \left(\frac{l\pi z}{d} \right) e_\rho \right. \\
 & - \frac{l\pi m}{d \rho} J_m \left(\frac{x_{mn}}{a} \rho \right) \begin{Bmatrix} -\sin m\varphi \\ \cos m\varphi \end{Bmatrix} \sin \left(\frac{l\pi z}{d} \right) e_\varphi \\
 & \left. + \left(\frac{x_{mn}}{a} \right)^2 J_m \left(\frac{x_{mn}}{a} \rho \right) \begin{Bmatrix} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{Bmatrix} \cos \left(\frac{l\pi z}{d} \right) e_z \right)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H = i\omega\epsilon C_0 & \left(\frac{m}{\rho} J_m \left(\frac{x_{mn}}{a} \rho \right) \begin{Bmatrix} -\sin m\varphi \\ \cos m\varphi \end{Bmatrix} \cos \left(\frac{l\pi z}{d} \right) e_\rho \right. \\
 & \left. - \frac{x_{mn}}{a} J'_m \left(\frac{x_{mn}}{a} \rho \right) \begin{Bmatrix} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{Bmatrix} \cos \left(\frac{l\pi z}{d} \right) e_\varphi \right)
 \end{aligned}$$

ce qui donne pour les modes TM₀₁₁, puisque m = 0 et n = 1.

$$E = C_0 \left(-\frac{l\pi}{d} \frac{x_{01}}{a} J'_0 \left(\frac{x_{01}}{a} \rho \right) \sin \left(\frac{l\pi}{d} z \right) e_\rho + \left(\frac{x_{01}}{a} \right)^2 J_0 \left(\frac{x_{01}}{a} \rho \right) \cos \left(\frac{l\pi}{d} z \right) e_z \right) \quad (\text{IV.1})$$

$$H = -iC_0 \omega \epsilon \frac{x_{01}}{a} J'_0 \left(\frac{x_{01}}{a} \rho \right) \cos \left(\frac{l\pi}{d} z \right) e_\phi \quad (\text{IV.2})$$

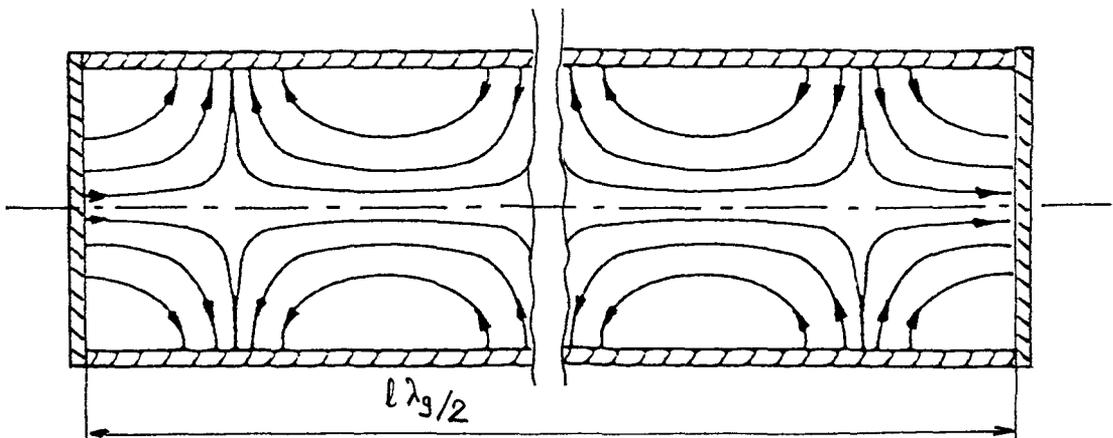
Il découle de ces équations que le champ électrique possède une composante radiale et une composante longitudinale, excepté pour le mode TM_{010} où la composante transverse est nulle. Nous avons, dans ce cas particulier, les champs qui ont pour expression :

$$E = C_0 \left(\frac{x_{01}}{a} \right)^2 J_0 \left(\frac{x_{01}}{a} \rho \right) e_z$$

$$H = -iC_0 \omega \epsilon \frac{x_{01}}{a} J'_0 \left(\frac{x_{01}}{a} \rho \right) e_\phi$$

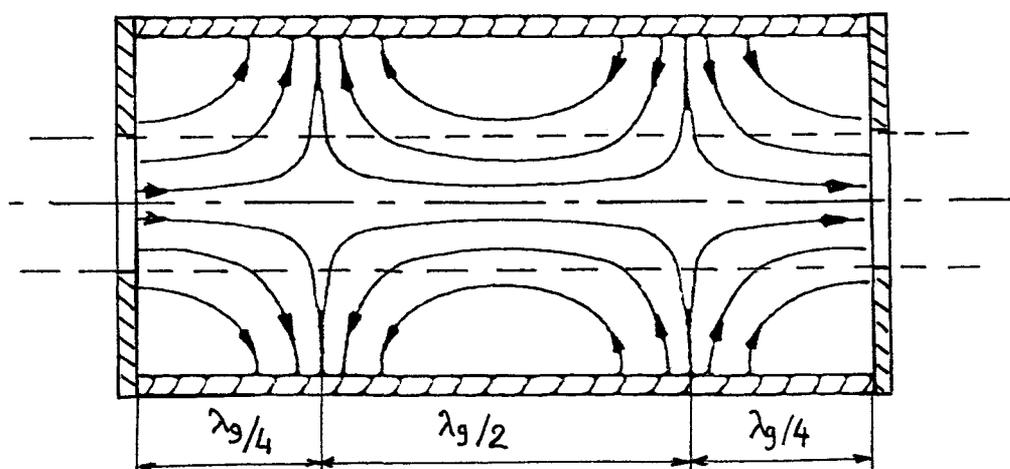
Ce mode est donc théoriquement intéressant pour la réalisation de coupleur, puisque le champ électrique est parallèle à l'axe de la cavité et maximum le long de cet axe. Il s'adapte cependant mal à l'excitation par antenne, particulièrement si l'on désire un tube plasma de très gros diamètre.

Etudions maintenant le cas où $l \neq 0$. La cavité peut être considérée comme un tronçon de guide d'onde fermé à ses deux extrémités par des parois perpendiculaires à la direction de propagation. Ce qui a été vu aux paragraphes I.1.3 et I.1.4 s'applique donc parfaitement, et l'on déduit de l'équation (IV.1) la configuration du champ électrique, donnée figure IV.1.



(Figure IV.1)

Nous voyons que le long de l'axe, en $\rho = 0$, la composante radiale, proportionnelle à la dérivée J'_0 de la fonction de Bessel de première espèce est nulle, tandis que la composante longitudinale, proportionnelle à la fonction de Bessel de première espèce J_0 , est maximum. On placera donc le tube plasma suivant l'axe de la cavité pour avoir un couplage onde-plasma optimal. Par ailleurs, le temps de contact champ-gaz est fonction de la longueur de la cavité, longueur qui dépend elle-même du nombre de mode choisi. Aussi, pour des questions d'encombrement, de contrainte mécanique et de possibilité de placer un filtre évitant que le mode fondamental ne se développe, nous avons choisi $l = 2$. La forme générale des lignes de champ pour la cavité TM_{012} est donnée figure IV.2.



(Figure IV.2)

IV.1.2) Transition guide rectangulaire-cavité cylindrique par antenne

La solution éprouvée de la transition du second coupleur coaxial de forte puissance, ainsi que sa souplesse d'utilisation, nous a incité à utiliser une transition par antenne pour exciter la cavité cylindrique TM_{012} .

Si l'on considère l'équation (IV.1) régissant le champ électrique dans une cavité TM_{01l} , on voit qu'à la côte z_0 telle que :

$$\frac{l \pi}{d} z_0 = \frac{\pi}{2} + k\pi \quad k \in \{0, 1, \dots, (l - 1)\}$$

soit :

$$z_0 = \frac{d}{l} \left(\frac{1}{2} + k \right) \quad k \in \{0, 1, \dots, (l - 1)\}$$

le champ électrique E est purement radial, le cosinus étant nul. Comme $d = l \cdot \frac{\lambda_g}{2}$, l'expression de z_0 peut également être mise sous la forme :

$$z_0 = \frac{\lambda_g}{2} \left(\frac{1}{2} + k \right) \quad k \in \{0, 1, \dots, (l - 1)\}$$

Dès lors, pour $l = 2$ le champ est purement radial, comme on peut le voir sur la figure IV.2, en :

$$z_0^1 = \frac{\lambda_g}{4} \quad \text{et} \quad z_0^2 = \frac{3\lambda_g}{4}$$

Il a pour équation en ces points :

$$E(z_0) = -2\pi \frac{C_0 x_{01}}{a d} J'_0 \left(\frac{x_{01}}{a} \rho \right) e_\rho$$

Puisque la dérivée J'_0 de la fonction de Bessel de première espèce a un extremum en $x'_{01} = 1,84$ (figure I.10), le champ électrique transverse est maximum lorsque l'égalité suivante est satisfaite :

$$\frac{x_{01}}{a} \rho_0 = 1,84$$

Il en découle, comme $x_{01} = 2,4$ (figure I.10), que la norme du rayon vecteur est donnée par :

$$\rho_0 = \frac{1,84}{2,4} a = 0,77 a$$

Cette valeur montre que le champ radial est maximum près de la paroi de la cavité. Un couplage par antenne suivant le rayon est donc parfaitement adapté. Cependant, la présence du tube plasma de gros diamètre limite la possibilité de pénétration de l'antenne dans le coupleur. Pour permettre une excitation correcte, nous avons donc muni l'antenne d'une barre capacitive [13] [30]. Cette barre a la propriété d'augmenter la longueur effective de l'antenne. On l'ajustera expérimentalement de façon à obtenir un couplage optimal.

IV-2) Coupleur cylindrique 2450 MHz

La réalisation du coupleur suit en tous points les données ci-dessus. Cependant si l'on désire obtenir le couplage onde-plasma uniquement grâce au mode

TM₀₁₂, il faut filtrer les modes parasites susceptibles de se développer. Ces modes parasites sont de deux types :

i) Les modes dominants TE_{11l}.

On utilise pour les éliminer un anneau de filtrage 1 (figures IV.3 et IV.4). Cet anneau dont le plan est parallèle aux lignes de champ magnétique du mode TM₀₁₂ est sans effet sur ce mode. Par contre, les lignes de champ magnétique du mode parasite TE_{11l} sont perpendiculaires à cet anneau qui joue alors le rôle de court-circuit.

Mécaniquement, l'anneau de filtrage est centré et maintenu en place par une couronne à trois branches en téflon 2 (figure IV.3).

ii) Les modes supérieurs.

Ils sont filtrés par les caractéristiques dimensionnelles de la cavité. Le produit a.f (figure I.13) étant égal, pour les premiers modes supérieurs TE_{21l}, à :

$$a.f \simeq 146 \text{ [GHz mm]}$$

le rayon limite de la cavité a pour valeur :

$$a_{\max} \simeq \frac{146}{2,45} = 59,6 \text{ mm}$$

On prendra alors, pour éviter que ne se développent les modes supérieurs, un rayon intérieur - a - égal à 56 mm pour le corps 3 (figure IV.4) de la cavité.

Au rayon a = 56 mm choisi pour le coupleur, il correspond pour le mode TM₀₁ [8] [30] une longueur d'onde de coupure :

$$\lambda_c = 2,613 a$$

$$\lambda_c \simeq 146,3 \text{ mm}$$

et une longueur d'onde en guide :

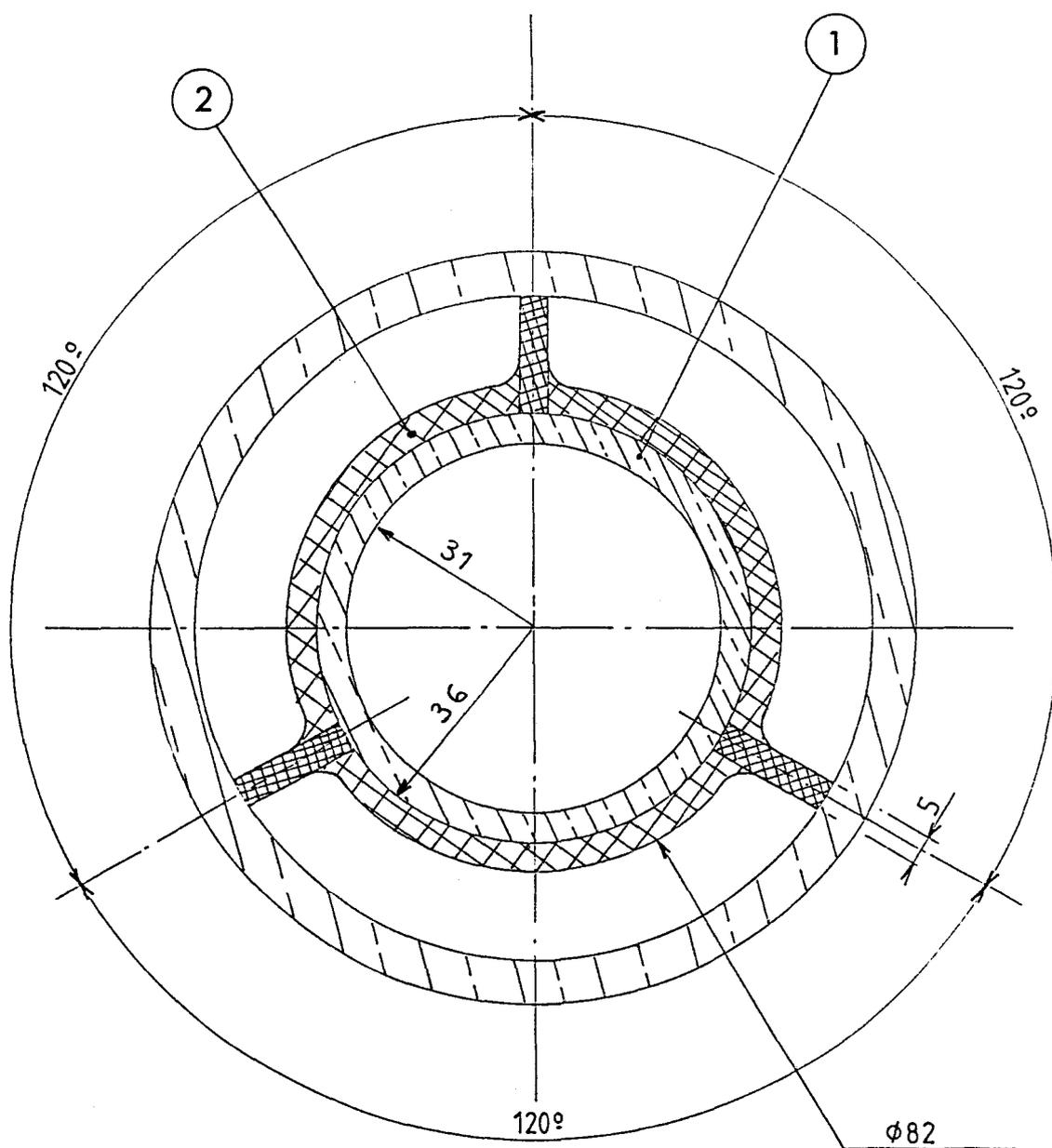
$$\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}}$$

soit puisque $\lambda \simeq 122,5 \text{ mm}$ pour $f = 2,45 \text{ GHz}$

$$\lambda_g \simeq 224 \text{ mm.}$$

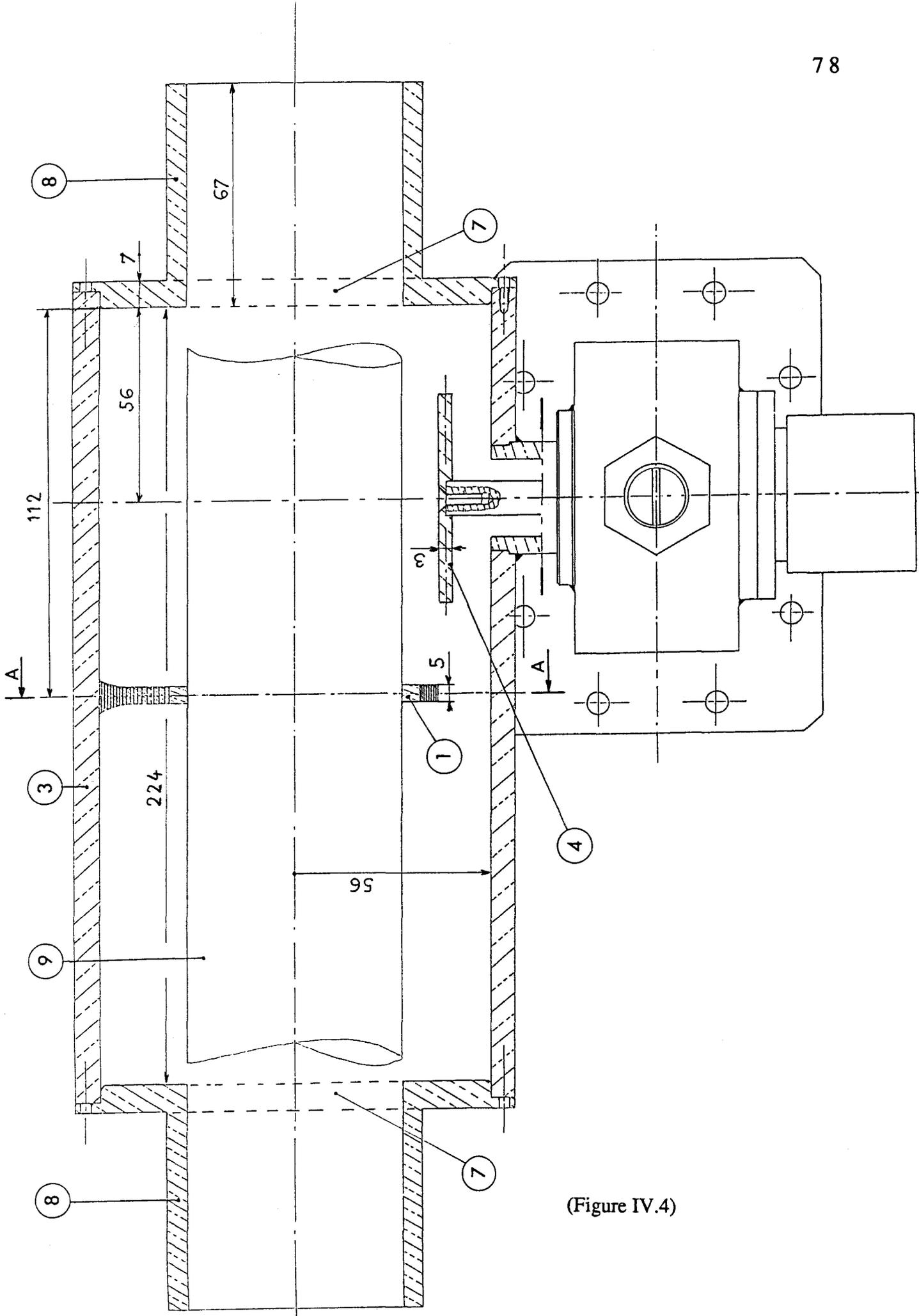
Ainsi, pour la cavité TM₀₁₂, la longueur intérieure est égale à :

$$d = 224 \text{ mm.}$$

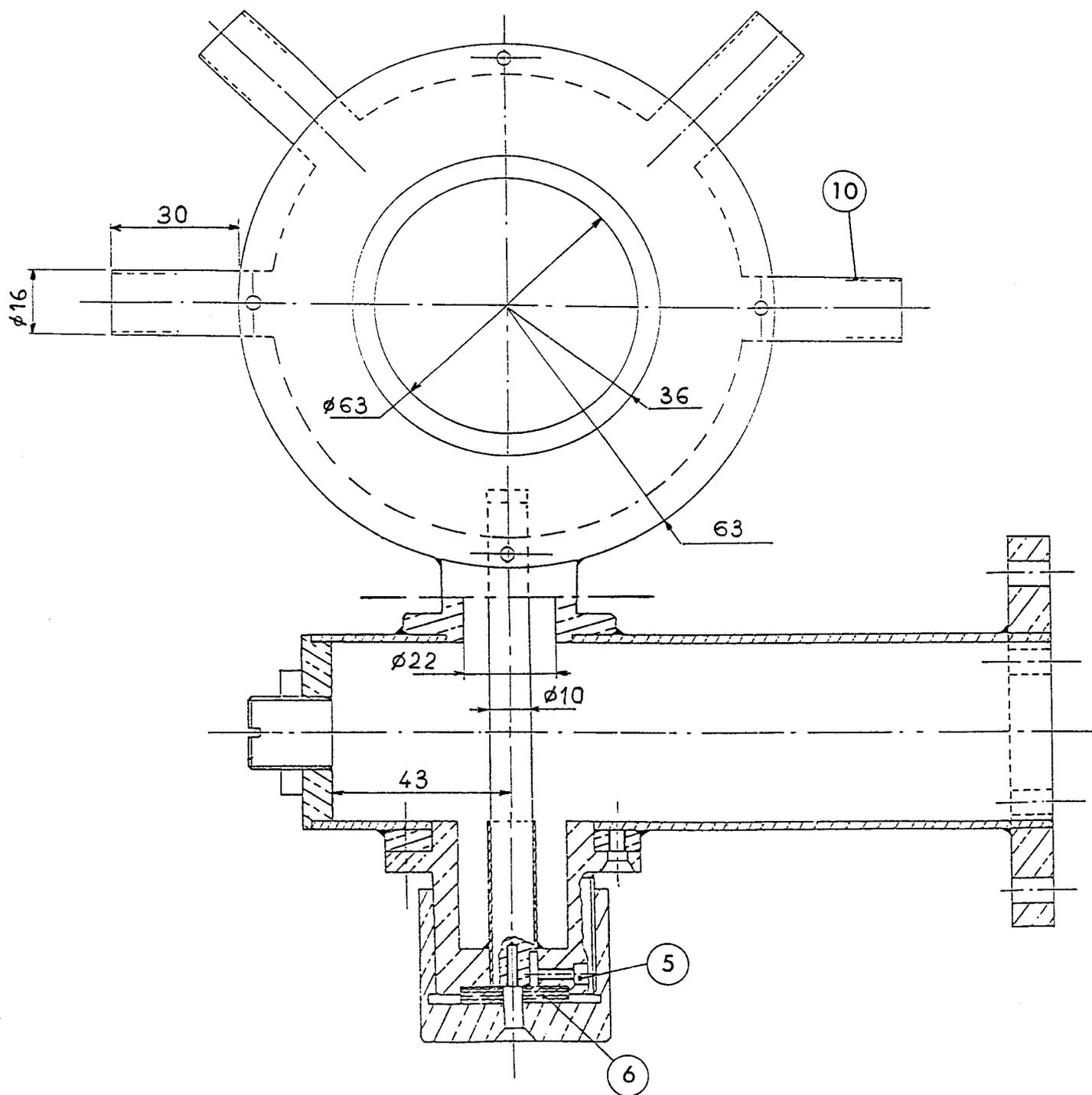


Coupe AA

(Figure IV.3)



(Figure IV.4)



(Figure IV.5)

Cette longueur implique que l'antenne doit être située à $\lambda_g/4 = 56$ mm de l'une des extrémités du coupleur. L'antenne est munie d'une barre capacitive 4 (figure IV.4) dont la longueur est à ajuster expérimentalement.

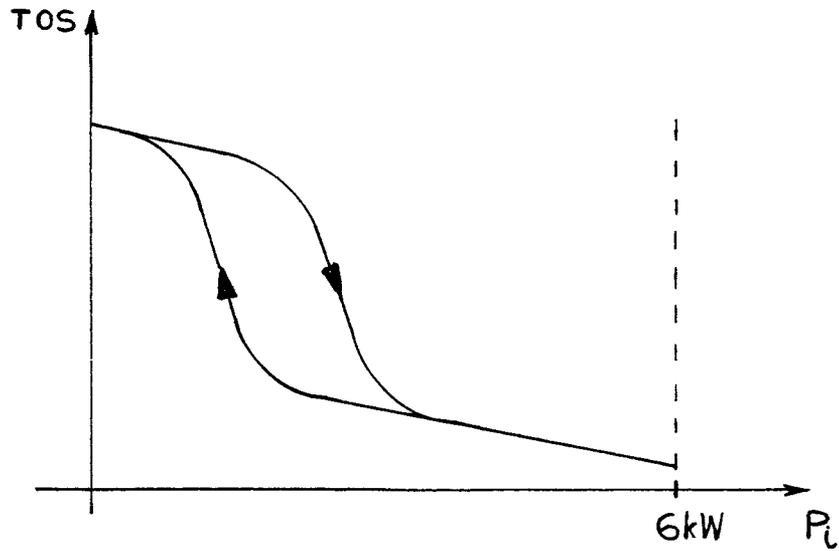
La transition reste quant à elle identique, dans le principe, à celle du coupleur décrit au paragraphe III.2.3. La seule modification, qui est d'ordre mécanique, vise par le système de guidage 5,6 (figure IV.5) à éviter toute rotation de la barre capacitive.

Pour diminuer les fuites micro-onde des trous de passage du tube plasma 7 (figure IV.4), on a disposé un piège à onde évanescente 8 (figure IV.4) de chaque côté de la cavité. Le tube en quartz 9 (figure IV.4), où a lieu la décharge, est refroidi par un ensemble de quatre arrivées d'air comprimé 10 (figure IV.5).

Notons pour terminer, que pour des raisons de facilité de réalisation mécanique dans le cadre d'un prototype, le coupleur décrit ci-dessus ne possède pas de réglage de la fréquence de résonance cavité. Cette simplification vient de notre expérience sur les coupleurs coaxiaux où l'on remarque que dans le cas des décharges dans l'azote, pour les pressions et les débits où l'on a le plasma différé, le réglage de f_r a une influence faible sur la valeur du TOS minimal. Pour un coupleur finalisé, le réglage de la fréquence d'accord sera effectué en faisant varier d .

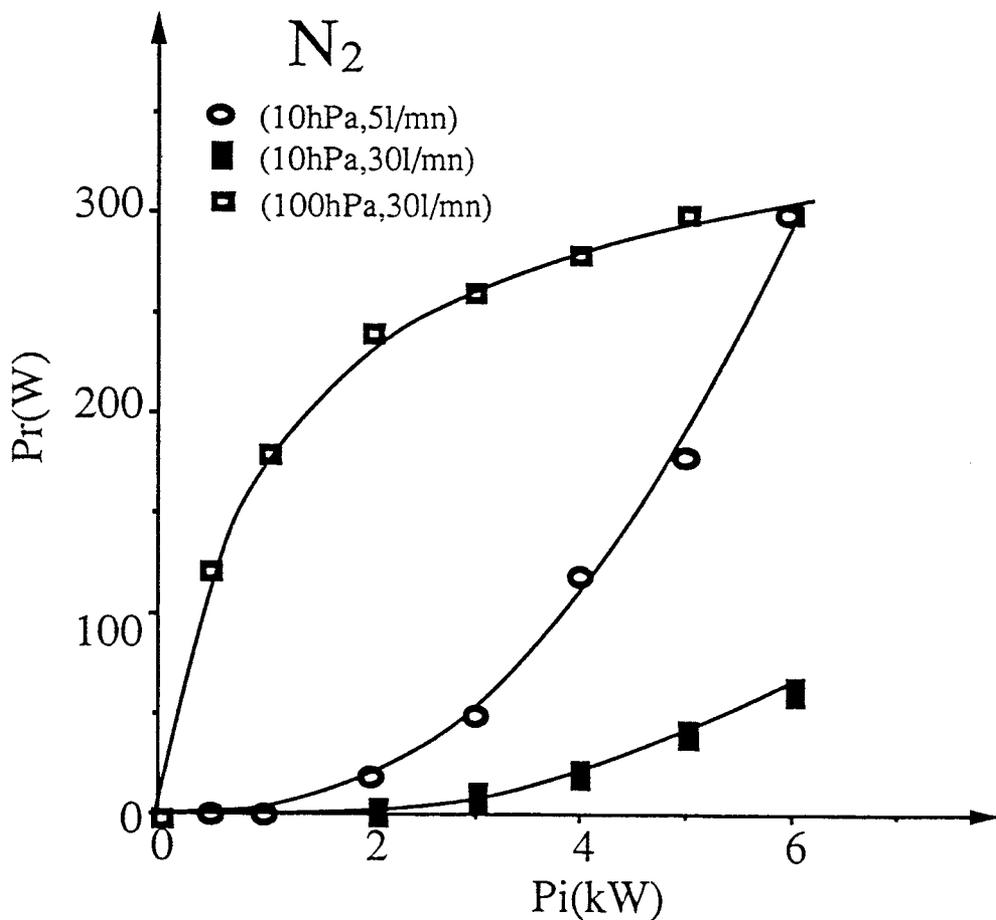
IV-3) Résultats expérimentaux

La mise en essais du coupleur cylindrique est effectuée, comme pour les coupleurs coaxiaux, avec de l'azote à une pression de 10 hPa et un débit de 5 l/mn. La puissance micro-onde incidente est de 0,5 kW. On remarque immédiatement que l'amorçage du plasma est très facile (il ne faut pas utiliser un balai HF pour amorcer celui-ci) et que le TOS ne peut être minimisé par le réglage d'antenne. On monte alors en puissance et l'on constate que dans un intervalle compris entre 1,2 et 1,5 kW la cavité change de régime de fonctionnement, ce qui correspond à un volume de plasma plus important dans le tube à décharge. Le TOS chute alors fortement mais ne peut être minimisé. De plus, lorsque l'on redescend en-dessous de la valeur seuil, le TOS ne retrouve pas la valeur qu'il avait avant le changement régime. Nous avons donc pour le TOS, en fonction de la P_i , une courbe comparable à un cycle d'hysteresis (figure IV.6). Ce phénomène n'est pas gênant ici, puisque le coupleur a pour vocation de travailler à des puissances élevées. Cependant, pour l'ensemble des mesures à basse puissance, nous nous sommes placé sur la branche de retour du cycle.



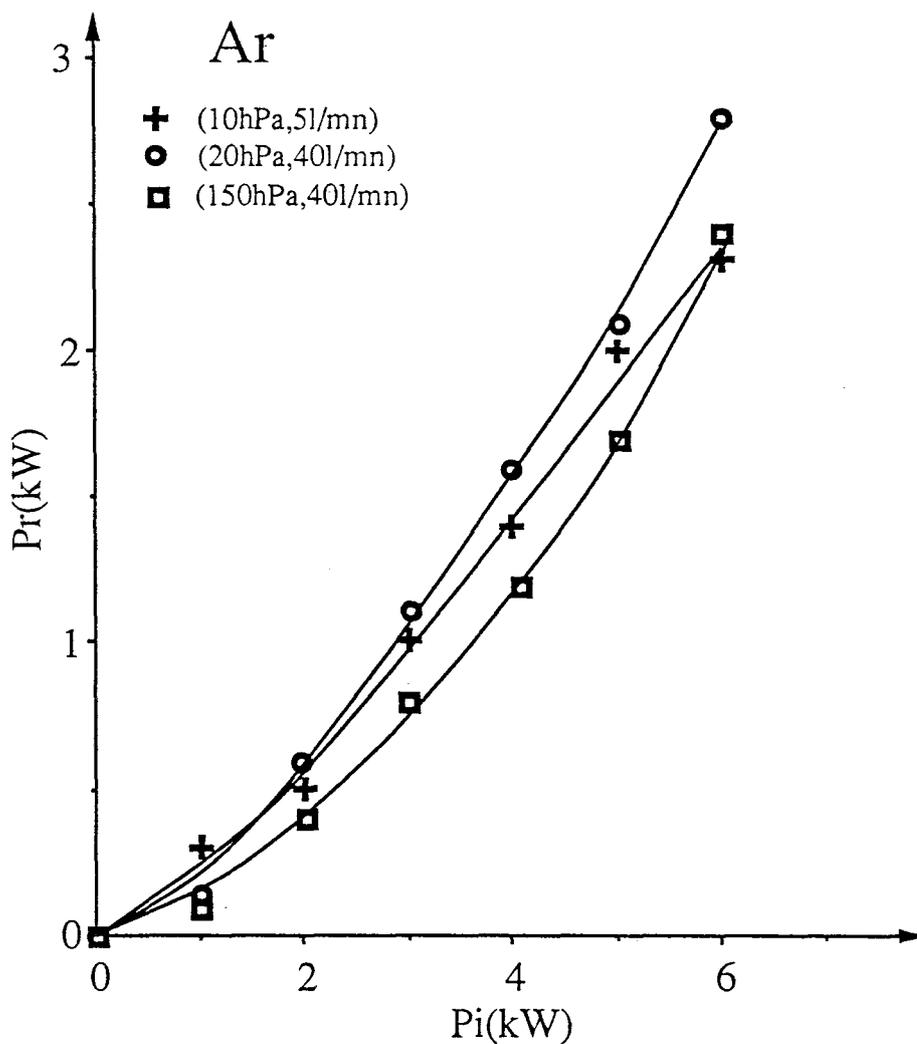
(Figure IV.6)

Les premiers essais à puissance maximale du coupleur ayant permis de constater la bonne tenue mécanique du tube de quartz, on règle la longueur de la barre capacitive pour minimiser la puissance réfléchie dans le cas de l'azote. Les résultats obtenus sont reportés dans le graphe de la figure IV.7.



(Figure IV.7)

On mesure ensuite la puissance réfléchie pour l'argon (figure IV.8) et l'hélium (tableau IV.1) pour divers débits et pressions.



(Figure IV.8)

P_i (kW)	1	2	3
P_r (W) 5 hPa 15 l/mn	60	220	380
P_r (W) 20 hPa 30 l/mn	20	110	500

Résultats avec l'hélium

(Tableau IV.1)

Si nous comparons les résultats de l'azote et de l'argon avec ceux obtenus par le coupleur coaxial du paragraphe III.2.3 (figure III.20), on remarque que l'énergie transmise au plasma est supérieure pour le coupleur cylindrique malgré l'absence de réglage de la fréquence de résonance. Ceci peut s'expliquer par le fait que le plasma occupe un volume important à l'intérieur de la cavité tandis que pour la cavité coaxiale le plasma est confiné au niveau du gap, même si dans ce dernier les champs sont très importants.

Notons également que des mesures ont été faites avec de l'air. Dans ce cas, le comportement est sensiblement identique à celui de l'azote. Nous sommes monté sans difficulté jusque la pression atmosphérique. A cette pression, la puissance réfléchie n'excède pas 700 W pour une puissance incidente comprise entre 3 et 6 kW micro-onde.

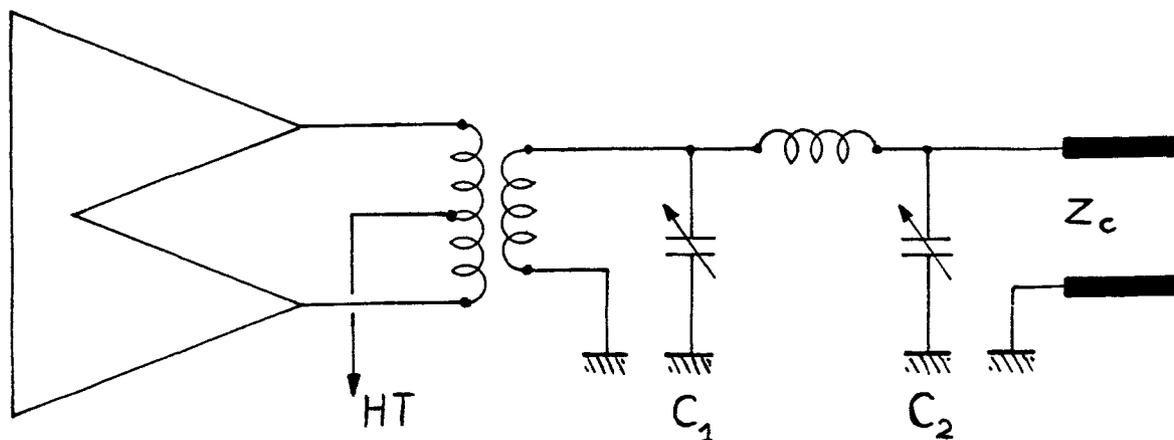
Ainsi, le coupleur cylindrique TM_{012} décrit ci-dessus réunit de nombreuses qualités qui sont principalement un très haut rendement en espèces excitées, un débit élevé, une bonne tenue sous forte puissance. Ce coupleur fait l'objet d'un dépôt de brevet pris par l'Université des Sciences et Technologies de Lille [31].

V - COUPLEUR COAXIAL A 433 MHZ

Le traitement de fibre par dépôt d'un film réalisé par polymérisation induite par plasma froid diffusé d'azote, mis au point au laboratoire dans le cadre d'un contrat avec la Société SOMMER SA, nous a amené à étudier un coupleur spécifique sur 433 MHz. Ce coupleur, de type coaxial $\lambda/4$, fait partie intégrante du brevet déposé sur le procédé [32].

V-1) Transition

La technique des générateurs 433 MHz est fondamentalement différente de celle des générateurs 2450 MHz où l'on utilise un magnétron. La source de puissance est ici un amplificateur push-pull à tubes, piloté par un oscillateur à quartz suivi de multiplicateurs de fréquence. L'adaptation d'impédance en sortie du push-pull est classiquement réalisée par un circuit en π (figure V.1). Le générateur n'étant pas équipé d'un circulateur comme sur la bande 2450 MHz, les problèmes liés à la puissance réfléchie sont cruciaux pour la longévité de l'amplificateur de sortie. Il faut donc que l'ensemble câble-coupleur présente une désadaptation, la plus faible possible, par rapport à la plage de réglage du circuit de sortie qui est généralement prévue par le constructeur pour fonctionner sur une charge de 50Ω .



(Figure V.1)

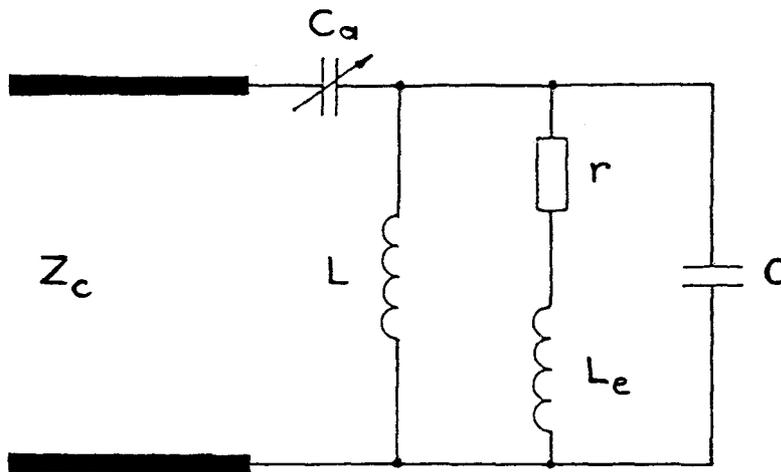
La liaison entre le générateur et le coupleur, qui est effectuée grâce à un câble coaxial d'impédance caractéristique $Z_c = 50 \Omega$, implique que l'adaptation optimale est obtenue lorsque l'impédance de charge a pour valeur $Z_L = 50 \Omega$.

On a alors :

$$Z_S = Z_C = Z_L$$

Il faut donc en théorie que le coupleur présente une impédance purement résistive de 50Ω pour que l'adaptation soit réalisée. Dès lors, on dispose comme pour les coupleurs sur 2450 GHz de deux possibilités de réglage qui sont : le couplage et la variation de la fréquence d'accord cavité.

Le couplage est réalisé ici par un condensateur plan variable en bout de ligne. En effet, le tube plasma choisi ayant un diamètre extérieur de 43mm, il en découle les dimensions internes du coupleur, dès que l'on fixe l'épaisseur du conducteur central de la cavité et le rapport b/a . Ces dimensions étant très inférieures à la longueur d'onde $\lambda \simeq 69,3 \text{ cm}$, qui correspond à la fréquence de 433 MHz, le couplage par antenne est impossible. Le schéma de la figure II.9, rappelé figure V.2, reste donc parfaitement valable et l'on dispose, grâce au condensateur C_a , d'un élément d'adaptation identique à l'antenne des coupleurs coaxiaux 2450 MHz.



(Figure V.2)

La variation de la fréquence d'accord par modification de la longueur du conducteur central de la cavité est par contre, pour des raisons de réalisation mécanique liées à la présence du condensateur C_a , difficilement exploitable.

Pour disposer d'un second paramètre d'adaptation, nous avons donc réalisé un gap de largeur variable, ce qui permet de modifier la capacité en bout de ligne (figure III.5) et les caractéristiques du plasma. La plage de réglage obtenue étant malheureusement limitée, on peut optimiser l'adaptation de l'ensemble en jouant sur les condensateurs C_1 et C_2 du circuit de sortie du générateur. Cependant, l'égalité des impédances n'étant pas satisfaite, nous aurons une rupture d'impédance qui donnera un TOS supérieur à un.

V-2) Coupleur coaxial 433 MHz

Le coupleur 433 MHz décrit ici est une cavité coaxiale $\lambda/4$ admettant un tube plasma en pyrex de 43mm de diamètre extérieur. Le choix du pyrex est possible puisque le coupleur fonctionne sous une puissance maximum de 400 W, ce qui rend les problèmes de tenue mécanique peu critiques. Par ailleurs, la fréquence de travail étant plus basse, les qualités diélectriques du tube à décharge sont moins importantes que pour les coupleurs de forte puissance sur 2450 MHz.

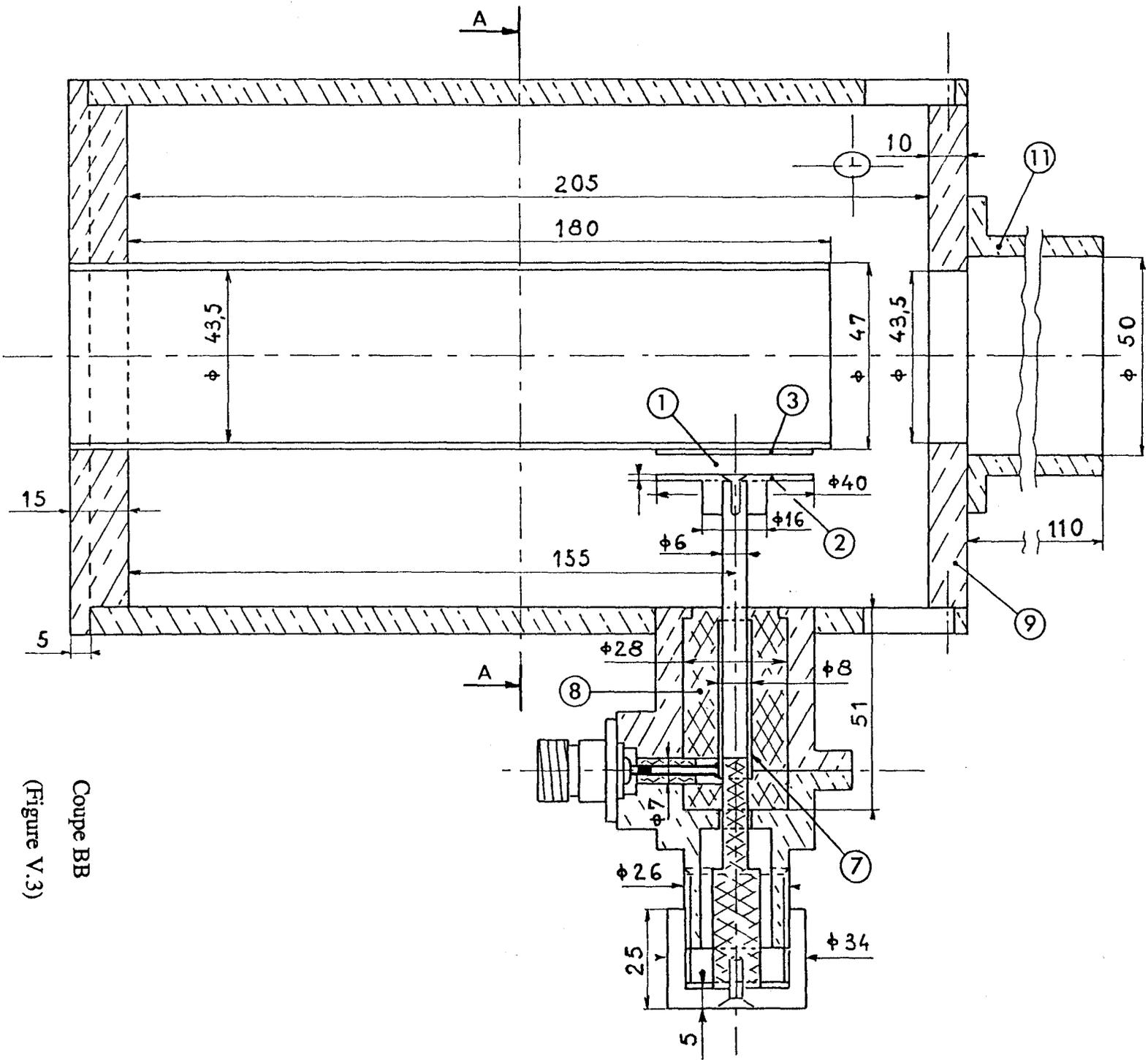
Les caractéristiques électromagnétiques conservent, quant à elles, les grandes lignes établies pour les coupleurs coaxiaux en 2450 MHz. Le rapport entre le rayon intérieur du corps de la cavité et le rayon du conducteur central est égal à 2,7. La valeur de ces rayons conduit à une longueur d'onde de coupure du mode transverse dominant TE_{11} égale à :

$$\lambda_{C11}^{TE} = \pi (6,35 + 2,35) \simeq 27,3 \text{ cm}$$

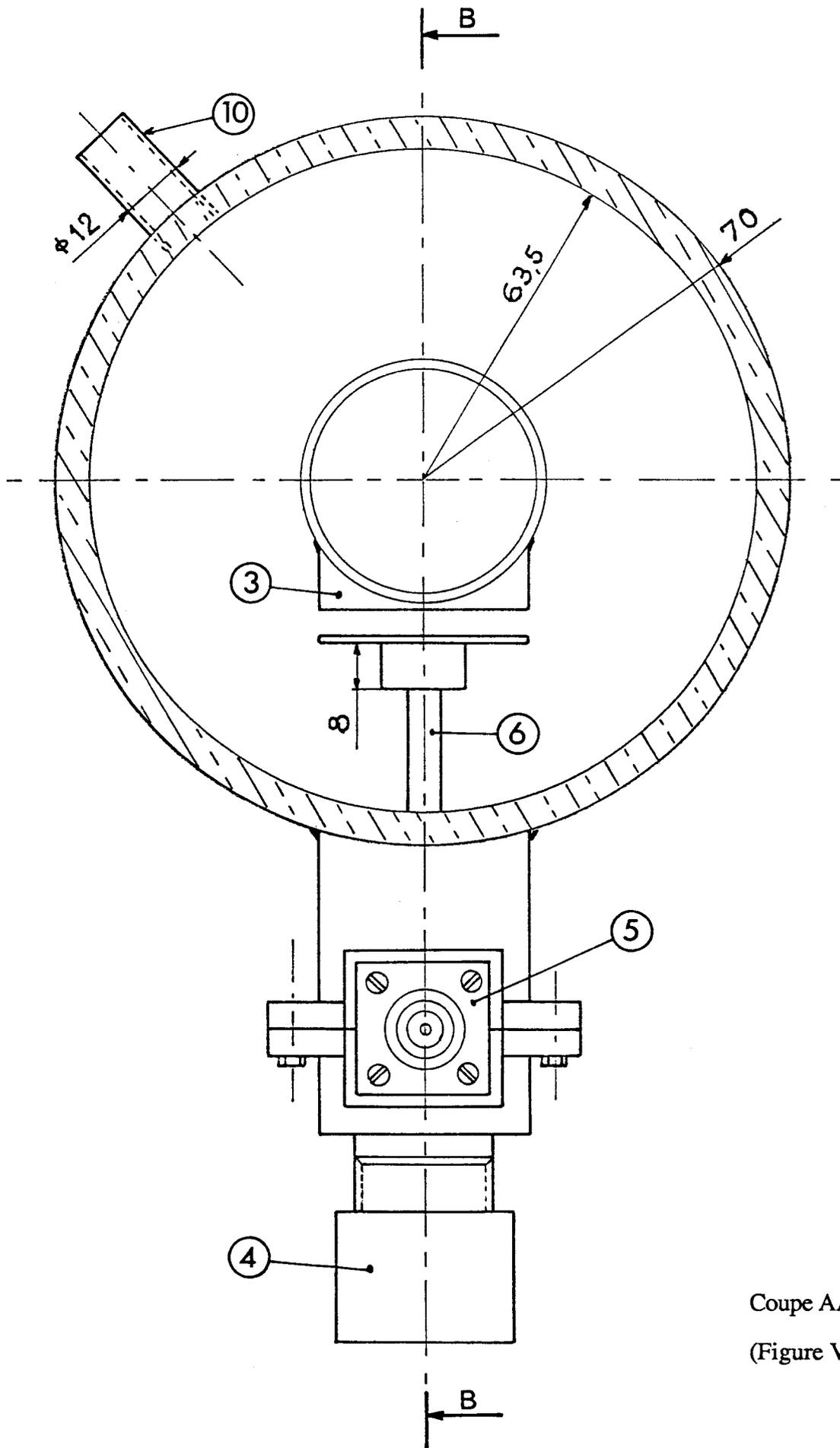
Il en résulte que, seul le mode TEM est théoriquement susceptible de se développer, puisque nous avons $\lambda \simeq 69,3 \text{ cm}$.

Le conducteur central a une longueur sensiblement égale à $\lambda/4$. Cette longueur n'est pas réglable comme nous l'avons vu. L'optimisation du TOS se fait donc en sortie du générateur et avec le condensateur C_a , 1 (figure V.3). Ce condensateur variable est réalisé par la mise en vis à vis d'un disque 2 (figure V.3) de 40mm de diamètre et d'une surface correspondante fixe 3 (figures V.3 et V.4) soudée sur le conducteur central.

La réalisation mécanique de cet élément demande une bonne précision pour que le plateau mobile se déplace en restant rigoureusement parallèle à la surface fixe. L'ajustement de la valeur de C_a est réalisé en faisant varier l'écartement du condensateur par l'intermédiaire du bouton fileté 4 (figure V.4). Le plateau mobile 2 est connecté à la prise type N d'arrivée de l'énergie 5 (figure V.4) par l'intermédiaire d'une tige en laiton 6 (figure V.3). Les différents diamètres de la transition sont pris pour avoir, avec le



Coupe BB
(Figure V.3)



Coupe AA
(Figure V.4)

remplissage en téflon 8 (figure V.3) une impédance caractéristique de 50Ω . Ce dernier point évite au maximum les ruptures d'impédance.

Notons enfin que l'on peut modifier la dimension du gap en faisant coulisser la paroi 9 (figure V.3) et que, comme pour les autres coupleurs, nous avons un refroidissement par air comprimé 10 (figure V.4) et un piège micro-onde 11 (figure V.3).

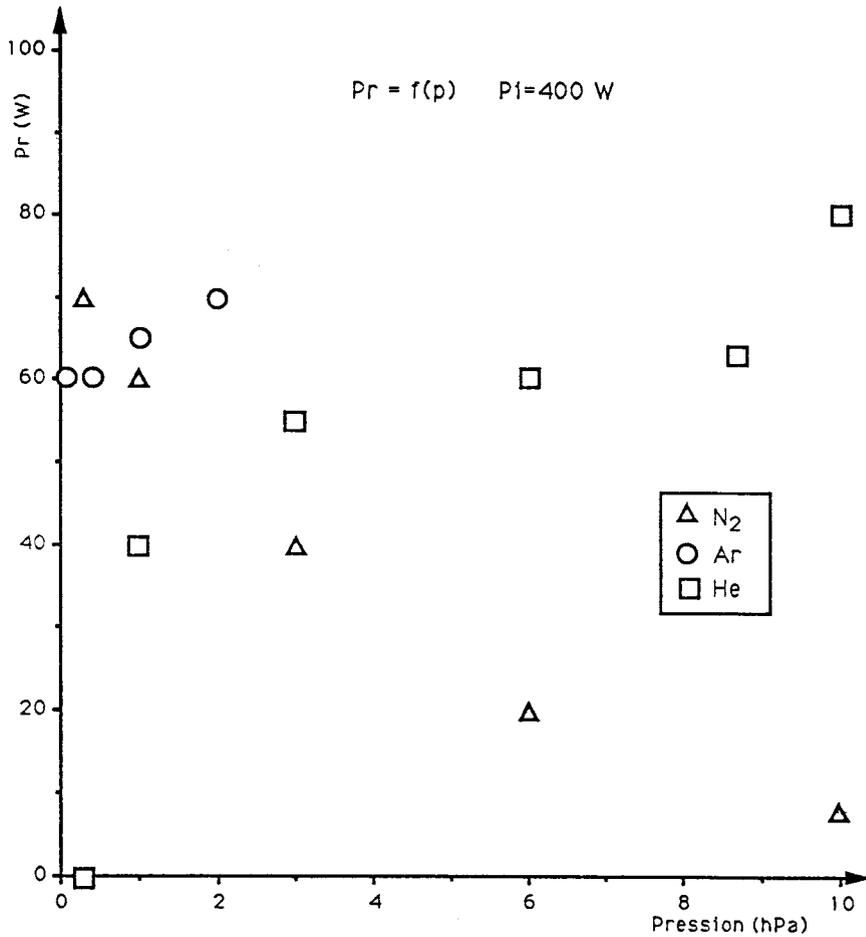
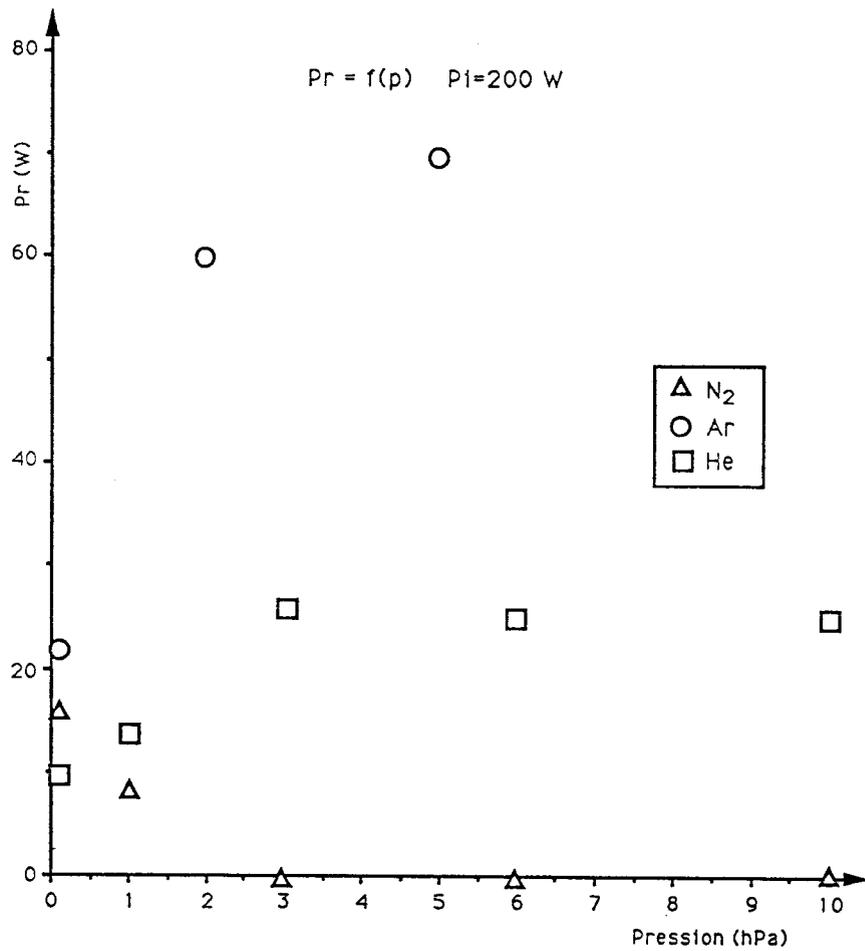
V-3) Résultats expérimentaux

Dans le dispositif expérimental donné figure III.15, on remplace le générateur micro-onde sur 2450 MHz et la ligne de mesure par un générateur 433 MHz de puissance 400 W radiofréquence. La liaison entre le générateur et le coupleur est faite par câble coaxial téflon pour minimiser les pertes dans le diélectrique. On utilise les indicateurs de puissance incidente (P_i) et réfléchi (P_r) du générateur pour effectuer les mesures.

L'essai de la cavité est réalisé avec de l'azote à une pression de 5 hPa et un débit de 5 l/mn. L'absence de circulateur en sortie du générateur ne permet pas une mise en service du coupleur aussi aisée que pour les générateurs 2450 MHz. Ici, après ignition du plasma à basse puissance par un balai HF, il faut monter graduellement la puissance en jouant sur le circuit de sortie du générateur et le condensateur C_a du coupleur, de façon à obtenir la valeur minimale du courant anodique. Cette condition est primordiale pour éviter la destruction des tubes de l'étage de puissance. On arrive dans ces conditions, avec une puissance incidente de 200 W, à annuler la puissance réfléchi. On monte ensuite la puissance incidente à 400 W, en optimisant les réglages, la valeur minimale de la puissance réfléchi obtenue est $P_r \simeq 30$ W. Le coupleur est alors laissé dans ces conditions de fonctionnement pendant 15mn. Après cette période, on ne constate aucune déformation mécanique du tube de pyrex.

Dès lors, on mesure, à différentes pressions, la puissance réfléchi pour l'azote, l'hélium et l'argon. Ces mesures sont peu précises, puisque nous ne disposons pas sur 433 MHz d'un véritable TOSmètre. On peut estimer leur précision à $\pm 10\%$. Les résultats obtenus sont reportés dans les graphes de la figure V.5.

On remarque sur ces graphes que l'adaptation peut être correctement obtenue pour l'azote, particulièrement lorsque la pression augmente. Par contre, pour les gaz monoatomiques, la présence sur le générateur d'un système limitant la puissance réfléchi à 100 W maximum ne permet pas de dépasser une pression de quelques hPa, particulièrement dans le cas de l'argon.



(Figure V.5)

CONCLUSION

Ce travail a permis la réalisation de coupleurs plasma, précurseurs de post-décharge, compatibles avec les exigences de l'industrie qui imposent un fonctionnement sous forte puissance et un rendement élevé, de façon à générer des volumes de plasma importants, riches en espèces réactives.

Afin de mener à bien cette étude, nous avons élaboré un modèle simple permettant de décrire l'ensemble transition-cavité-plasma. Dans cette approche élémentaire, l'on considère que le plasma soumis à un champ électromagnétique voit ses électrons comme seuls porteurs de charges mobiles. Cette hypothèse est justifiée, puisque les coupleurs étudiés ici travaillent à des fréquences où les ions restent, de par leur inertie, pratiquement immobiles. En conséquence, les paramètres fondamentaux du plasma sont la fréquence plasma ω_p et la fréquence de collision électronique ν . Dès lors, on montre que pour un coupleur, les conditions d'un transfert optimal de l'énergie au plasma sont essentiellement régies par le champ électrique moyen dans le plasma. Pour que ce champ soit le plus élevé possible, le volume où est généré le plasma sera placé dans la région de la cavité où le champ électrique est maximum. Les autres variables sont imposées par l'utilisation, comme la nature du gaz, la pression et le débit et par le générateur dont la fréquence de la source se trouve sur des bandes légales fixées.

Pour obtenir un schéma équivalent de l'ensemble cavité-plasma, nous avons considéré cet ensemble comme un système isolé. On peut ainsi déduire de la transformée de Laplace des équations de Maxwell une représentation en terme de résistances, selfs et condensateurs où l'effet du plasma est représenté par une self et une résistance fonctions des paramètres ω_p et ν , ces derniers imposant également la réponse impulsionnelle des champs. Les solutions générales qui découlent du modèle permettent, grâce à la forme locale de l'équation de Poynting, de définir le comportement énergétique transitoire de l'ensemble. On voit ainsi qu'il y a corrélation entre l'aspect champ et l'aspect énergie pour le circuit équivalent proposé.

Dans la pratique, la cavité n'est pas un système isolé, mais reçoit en permanence de l'énergie d'un générateur délivrant un champ sinusoïdal. La représentation de l'ensemble cavité-plasma, obtenue précédemment, présente donc une admittance complexe. Nous étudions d'abord le cas idéal d'une transition non réactive représentée par un transformateur. Un nouveau schéma qui tient compte du transformateur et de

l'admittance équivalente du guide est proposé. Il découle de l'étude que l'adaptation optimale de l'ensemble guide-transition-coupleur nécessite une double possibilité de réglage : l'ajustement de la fréquence d'accord cavité et l'adaptation entre l'admittance équivalente du guide et l'admittance du coupleur. Les relations établies montrent alors, qu'en régime forcé à l'accord, la composante réactive de la divergence du vecteur de Poynting est nulle, et que le plasma dissipe théoriquement toute l'énergie.

L'étude générale faite dans le cas idéal d'une transition non réactive ayant permis de dégager les paramètres de réglage, nous pouvons alors étudier le cas concret de la transition par antenne, particulièrement intéressante pour les coupleurs coaxiaux et cylindriques TM_{011} . On montre, qu'en première approximation, une antenne utilisée en élément de couplage peut être représentée par un condensateur. Il en découle un nouveau schéma équivalent de l'ensemble guide-transition-coupleur, mais les résultats trouvés pour une transition idéale restent globalement valables. La différence essentielle provient du système d'équations obtenu qui implique que les paramètres d'adaptation ne sont plus indépendants mais interactifs. Il faut donc, pour avoir un transfert d'énergie optimal, jouer successivement sur le réglage de la fréquence cavité et sur l'adaptation réalisée par l'antenne.

Le modèle mathématique simple développé pour une meilleure compréhension des paramètres fondamentaux régissant les coupleurs plasma, nous a permis d'étendre le champ d'applications de la cavité coaxiale $\lambda/4$ que nous avons réalisée avec B. Vidal pour l'étude spectroscopique des décharges à basses pressions. Les générateurs micro-ondes de forte puissance sur 2450 MHz étant prévus pour véhiculer l'énergie par guide rectangulaire en mode TE_{10} , nous avons étudié une transition qui permet d'extraire l'énergie du guide et d'injecter celle-ci dans le coupleur grâce à une antenne. Dès lors, il fut possible d'extrapoler la cavité conçue avec B. Vidal, pour répondre aux exigences de l'industrie, le diamètre du tube plasma passant de 13 à 30 mm. Cette première réalisation fonctionnant sous forte puissance a mis en évidence un problème de tenue du diélectrique téflon au niveau de la transition. Nous avons donc réalisé une transition "tout métal" dérivant de la précédente, pour s'affranchir de ce type de problème. Ce nouveau coupleur coaxial forte puissance finalisé permet d'obtenir pour des gaz tels que l'azote, l'oxygène et l'argon à diverses pressions et débits, un TOS moyen faible sur une large plage de puissance incidente.

Dans le cadre de son utilisation industrielle, les résultats du coupleur coaxial $\lambda/4$ finalisé correspondent parfaitement aux objectifs fixés. Cependant, sous très forte puissance, nous avons rencontré un problème de tenue mécanique du tube plasma. Après avoir essayé divers matériaux comme les céramiques ou l'alumine, il est apparu que ce problème ne pouvait être solutionné qu'avec un tube plasma à double enveloppe utilisant

une circulation de liquide réfrigérant, transparent aux hyperfréquences. Pour s'affranchir de cette contrainte et de la baisse de rendement qui en découle, mais aussi pour obtenir des débits très élevés, nous avons étudié un nouveau coupleur essayant de concilier l'ensemble de ces exigences. Notre choix s'est porté sur une cavité cylindrique TM_{012} qui permet d'utiliser la transition par antenne mise au point pour le coupleur coaxial et qui peut, par ses dimensions, admettre un tube plasma de 60 mm de diamètre. Les résultats expérimentaux obtenus avec le coupleur cylindrique en mode TM_{012} sont supérieurs sur l'ensemble des paramètres à ceux obtenus avec le coupleur coaxial. La tenue mécanique du tube plasma ne semblant pas poser de difficulté, nous avons obtenu dans l'air, avec une puissance incidente de 6 kW et une puissance réfléchie de 700 W, une décharge jusqu'à la pression atmosphérique .

Notons enfin, que le modèle élaboré pour l'étude de l'ensemble cavité-plasma, est valable sur 433 MHz comme sur 2450 MHz. Les différences entre les coupleurs sont principalement induites par la technologie des générateurs qui n'utilisent pas les mêmes sources et les mêmes moyens pour véhiculer l'énergie. Nous avons réalisé une cavité coaxiale sur 433 MHz admettant un tube plasma de 43 mm de diamètre. Ce coupleur est alimenté par un générateur de 400 W en liaison coaxiale, ce qui impose à cette fréquence une transition galvanique. Les réglages du circuit de sortie générateur et le condensateur d'adaptation de la transition cavité permettent d'obtenir sur l'azote un TOS moyen de l'ordre de un.

Les réalisations qui font l'objet du présent mémoire sont protégées par deux brevets français, un brevet européen et un brevet international pris par les différents partenaires industriels et l'Université des Sciences et Technologies de Lille. Le coupleur coaxial $\lambda/4$ est actuellement en exploitation sur site industriel depuis plusieurs mois.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] F.W. ASTON, Proc. Roy. Soc., A84, 525 (1911)
A.K. BREWER, J.W. WESTHAVER, J. Appl. Phys., 8, 779 (1937)
R.P. STEIN, Phys. Rev., 89, 134 (1953)
- [2] R.W. WOOD, Phil. Mag., 44, 538 (1922)
- [3] O.R. WULF, E.H. MELVIN, Phys. Rev., 55, 687 (1939)
- [4] N. CONTAXES, A.J. HATCH, J. Appl. Phys., 40, 3518 (1969)
J.L. VASSEN, J. Electrochem. Soc., 126, 319 (1979)
- [5] A.T. ZANDER, G.M. HIEFTJE, Applied Spectroscopy, 35, 4, 357 (1981)
- [6] M. MOISAN, C. BEAUDRY, P. LEPRINCE, IEEE Trans. on Plasma Science,
PS 3, 55(1975)
M. MOISAN, R. PANTEL, A. RICARD, W.M.M. GLAUDE, P. LEPRINCE,
W.P. ALLIS, Rev. Phys. Appl., 15, 1383(1980)
- [7] G. MOREAU, O. DESSAUX, P. GOUDMAND, J. Phys. E : Sci. Instrum. 16,
1160 (1983)
G. MOREAU, Thèse Lille n°1027 (1983)
B. MUTEL, Thèse Lille n°704 (1986)
- [8] F. GARDIOL, Hyperfréquences Dunod 1987
- [9] D. QUEMADA, Ondes dans les plasmas. Hermann Paris 1968
- [10] J.L. DELCROIX, Introduction à la théorie des gaz ionisés. Dunod Paris 1959
- [11] M.L. PASSOW, M.L. BRAKE, P. LOPEZ, W.B. Mac COLL, T.E. REPETTI,
IEEE Transactions on Plasma Science, 19, 2, 219 (1991)
- [12] J. ASMUSSEN, J. Vac. Sci. Technol. A, 7, 3, 883 (1989)
- [13] S. DRABOWITCH, C. ANCONA, Antennes. Tome II. Masson (1986)
- [14] V. NIKOLSKI, Electrodynamique et propagation des ondes radio-électriques. Edition
MIR, Moscou (1982)
F. GARDIOL, Electromagnétisme. Dunod 1985
- [15] C. DUPRET, B. VIDAL, P. GOUDMAND, Revue de Physique Appliquée, 5, 337
(1970)
- [16] B. VIDAL, C. DUPRET, Journal of Physics E : Scientific Instruments, 9, 998
(1976)
- [17] B. VIDAL, C. DUPRET, P. GOUDMAND, Journal de Chimie Physique, 7-8, 1213
(1971)
- [18] S. LEFEUVRE, Hyperfréquence. Dunod Paris 1969
- [19] H.P. BROIDA, M.W. CHAPMAN, Anal. Chem., 30, 2049 (1958)
- [20] M. LOCQUENEUX-LEFEBVRE, A. RICARD, Revue de Physique Appliquée, 12,
1213 (1977)

- [21] M. LOCQUENEUX-LEFEBVRE, R. BEN-AIM, CR Acad. Sci. Paris, 282C, 97 (1976)
- [22] C. DUPRET, A. GILON, B. VIDAL, P. GOUDMAND, BF n°70 02 016 (1970)
- [23] B. MUTEL, O. DESSAUX, P. GOUDMAND, J. GRIMBLOT, A. CARPENTIER, S. SZARZYNSKI, Revue Phys. Appl. 23, 1253 (1988)
B. MUTEL, O. DESSAUX, P. GOUDMAND, F. LUCHIER, Revue Phys. Appl., 25, 1019 (1990)
- [24] O. DESSAUX, B. MUTEL, S. SZARZYNSKI, EP n°0296002 (1991)
- [25] O. DESSAUX, P. GOUDMAND, Congrès International Microondes et hautes fréquences Nice (1991)
- [26] R. CHICAULT, M. SOUTIF, Guide de l'Ingénieur E 2142-5 (1967)
- [27] A. L. LANCE, Handbook of Microwave and optical component vol. I, Edited by K. Chang ; Wiley-Interscience. New York (1989)
- [28] O. DESSAUX, C. DUPRET, P. GOUDMAND, C. HOYEZ, EP n°91402057-3 (1991)
- [29] L.A. SCHLIE, R.D. RATHGE, E.A. DUNKLE. Rev. Sci. Instrum. 62, 2, 381 (1991)
L.A. SCHLIE, Rev. Sci. Instrum. 62, 2, 542 (1991)
- [30] R.E. COLLIN, Field Theory guided waves. IEEE Press, New York (1991)
- [31] C. DUPRET, O. DESSAUX, P. GOUDMAND, C. HOYEZ, BF n°93 02 609 (1993)
- [32] F. CALLEBERT, C. DUPRET, O. DESSAUX, P. GOUDMAND
PCT/EP 91/01488 (1991)

