



**HAL**  
open science

# Caractérisation de matériaux plasmas pour la conception de fonctions hyperfréquences

Olivier Chruszez

► **To cite this version:**

Olivier Chruszez. Caractérisation de matériaux plasmas pour la conception de fonctions hyperfréquences. Electronique. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2015. Français. NNT : 2015INPT0004 . tel-04229585

**HAL Id: tel-04229585**

**<https://theses.hal.science/tel-04229585>**

Submitted on 5 Oct 2023

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Université  
de Toulouse

# THÈSE

En vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

**Délivré par :**

Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse)

**Discipline ou spécialité :**

Micro-ondes, Électromagnétisme et Optoélectronique

---

**Présentée et soutenue par :**

M. OLIVIER CHRUSZEZ

le mercredi 4 février 2015

**Titre :**

CARACTERISATION DE MATERIAU PLASMA POUR LA CONCEPTION  
DE FONCTIONS HYPERFREQUENCES

---

**Ecole doctorale :**

Génie Electrique, Electronique, Télécommunications (GEET)

**Unité de recherche :**

Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie (LAPLACE)

**Directeur(s) de Thèse :**

M. GAETAN PRIGENT

MME NATHALIE RAVEU

**Rapporteurs :**

M. ALAIN REINEIX, UNIVERSITE DE LIMOGES

M. PATRICK QUEFFELEC, UNIVERSITE DE BRETAGNE OCCIDENTALE

**Membre(s) du jury :**

M. PATRICK QUEFFELEC, UNIVERSITE DE BRETAGNE OCCIDENTALE, Président

M. DAMIEN VOYER, ECOLE CENTRALE DE LYON, Membre

M. GAETAN PRIGENT, INP TOULOUSE, Membre

Mme NATHALIE RAVEU, INP TOULOUSE, Membre



# Remerciements

Cette thèse représente l'aboutissement de quatre années de travail, particulièrement intense autant d'un point de vue technique qu'humain. Ainsi il m'importe de remercier l'ensemble des personnes qui ont contribué d'une façon ou d'une autre à la réalisation de ce travail.

Tout d'abord, je tiens à remercier l'ensemble des membres du jury, d'avoir accepté de rapporter sur mon travail, d'avoir participé à la soutenance et d'avoir fourni un retour précieux.

Je remercie mes encadrants, Nathalie Raveu et Gaëtan Prigent pour la confiance qu'ils m'ont accordée dans cette mission et pour les moyens mis en œuvre pour y aboutir. Je remercie l'ensemble des permanents du GRE, Jean-René, Anne-Laure, Ronan, Olivier Pascal, Jérôme, Olivier Pigaglio, Jacques, Junwu, Tan-Hoa, pour leurs précieux conseils.

Je souhaite donner un remerciement très spécial à Nathalie Raveu et Olivier Pigaglio pour leur soutien technique et moral, leur disponibilité, leur ouverture d'esprit et leur profonde empathie en mon égard. Cette thèse leur doit beaucoup, et je les garderai en mémoire toute ma vie.

Je remercie également les membres du GREPHE, notamment Jean-Pierre Bœuf qui m'a passionné pour la physique des plasmas et qui a joué un rôle important quant à mon choix de poursuivre ce sujet de thèse. Je remercie profondément Thierry Callegari, pour ses enseignements précieux sur la physique des plasmas et bien entendu pour avoir effectué des mesures plasma qui constituent une place importante de ce travail. Je remercie aussi Romain Pascaud et Laurent Liard pour leur lumière sur mon sujet de thèse.

Je remercie aussi l'ensemble du personnel du laboratoire LAPLACE, pour leur accompagnement tout au long de cette thèse, Cécile, Léa, David, Jacques, Valérie et Cathy. Je remercie l'ensemble du département EN de l'ENSEEIH, pour leur aide, leur précieux conseils lors de mes heures d'enseignement, Raymond, Jacques, Emmanuelle, Annie, Madjid.

Je ne peux oublier mes collègues doctorants du LAPLACE pour leur amitié et leur profonde sympathie, Rania, Satafa, Xifang, Simon, Pedro, Caroline, Ivan, Mustafa, Benedikt.

Je souhaite, pour finir, remercier mes proches, mes parents, mes amis qui se reconnaîtront pour leur soutien sans faille tout au long de ces années.

# Table des matières

Notations et Constantes universelles	7
Introduction Générale	8
<b>1 Introduction à la physique du plasma</b>	<b>11</b>
1.1 Définition et caractéristique d'un plasma	11
1.1.1 Longueur de Debye $d$	11
1.1.2 Degré d'ionisation	12
1.1.3 Plasmas froids hors équilibre thermodynamique	13
1.1.4 Conclusion	13
1.2 Génération d'un plasma	13
1.2.1 Principe physique	13
1.2.2 Claquage d'un gaz	14
1.2.3 Multiplication électronique	14
1.2.4 Coefficient d'ionisation $\alpha$	15
1.2.5 Tension de claquage - Courbe de Paschen	16
1.2.6 Conclusion	17
1.3 Dispositif générateur de décharge de plasmas froids hors équilibre	17
1.3.1 Décharge plasma DC	18
1.3.2 Décharge plasma RF	19
1.3.3 Décharge à couplage capacitif [1-6]	19
1.3.4 Décharge à couplage inductif	20
1.3.5 Conclusion	21
1.4 Interaction micro-ondes et plasma	21
1.4.1 Fréquence de collision et pulsation plasma $\omega_{pe}$	21
1.4.2 Modèle de Drude et Permittivité complexe du plasma	22
1.4.3 Structure électrique et géométrique d'un plasma	23
1.4.4 Conclusion	25
<b>2 Modélisation de lignes imprimées multicouches</b>	<b>26</b>
2.1 Introduction	26
2.2 Etat de l'art des méthodes caractérisant les propriétés des lignes microruban	27
2.2.1 La ligne microruban	27
2.2.2 Approximation Quasi-TEM	28
2.2.3 Formule d'analyse et de synthèse	28

2.2.4	Cas du microruban multicouches . . . . .	32
2.2.5	Conclusion . . . . .	33
2.3	Résolution par les schémas équivalents . . . . .	33
2.4	Caractérisation de ligne de transmission par les schémas équivalents . . . . .	35
2.4.1	Triplaque simple couche . . . . .	35
2.4.2	Microruban simple couche . . . . .	43
2.4.3	Passage du triplaque au microruban . . . . .	50
2.4.4	Triplaque triple couche . . . . .	51
2.4.5	Microruban triple couche . . . . .	56
<b>3</b>	<b>Mesure de la permittivité effective</b> . . . . .	<b>62</b>
3.1	Etat de l'art - Mesure sur circuit planaire de la constante diélectrique . . . . .	62
3.1.1	Méthode avec excitation d'un mode TEM sur ligne triplaque . . . . .	63
3.1.2	Méthode avec comparaison des paramètres S de deux lignes microruban . . . . .	63
3.1.3	Méthode de la résonance ou perturbation d'une cavité . . . . .	64
3.1.4	Méthode de la résonance double . . . . .	64
3.1.5	Autres méthodes . . . . .	65
3.1.6	Conclusion . . . . .	66
3.2	Méthode Mtrace . . . . .	67
3.2.1	Analyse théorique . . . . .	67
3.2.2	Cas idéal $w_1 = w_2$ . . . . .	69
3.2.3	Cas non idéal $w_1 = w_2$ . . . . .	69
3.2.4	Erreur de réalisation sur la gravure du cuivre . . . . .	70
3.2.5	Erreur de connectique . . . . .	71
3.3	Méthode par résonance . . . . .	72
3.3.1	Indépendance des zéros de transmissions vis à vis des désadaptations d'impédance . . . . .	73
3.3.2	Analyse théorique dans le cas uniforme - Résonateur UIR . . . . .	73
3.3.3	Analyse théorique dans le cas avec saut d'impédance - Résonateur SIR . . . . .	75
3.4	Mise en œuvre . . . . .	78
3.4.1	Simple couche . . . . .	78
<b>4</b>	<b>Caractérisation du milieu plasma</b> . . . . .	<b>84</b>
4.1	Introduction . . . . .	84
4.2	Présentation du matériel d'expérimentation . . . . .	85
4.2.1	Analyseur de réseau vectoriel . . . . .	85
4.2.2	Matériel pour la génération des décharges plasma . . . . .	86
4.3	Résultats de mesure du résonateur en T . . . . .	89
4.3.1	Dispositif expérimental . . . . .	89
4.3.2	Première version . . . . .	95
4.3.3	Deuxième version . . . . .	102
4.3.4	Troisième version . . . . .	105
4.3.5	Quatrième version . . . . .	108
4.3.6	Conclusion des mesures sur le résonateur en T . . . . .	112
4.4	Résultats de mesure du Filtre DBR . . . . .	113
4.4.1	Dispositif expérimental . . . . .	113

4.4.2	Mesures avec décharge plasma . . . . .	118
4.4.3	Conclusion des mesures sur le filtre DBR . . . . .	127
4.5	Mesure de la permittivité complexe du plasma . . . . .	128
4.5.1	Estimation de la permittivité relative du plasma et de la densité électronique par retrosimulation avec HFSS du Filtre DBR . . . . .	128
<b>5</b>	<b>Perspectives</b> . . . . .	<b>134</b>
5.1	Perspective sur les travaux de modélisation . . . . .	134
5.2	Perspective d'un point de vue circuit RF . . . . .	134
5.2.1	Filtre DBR bande étroite . . . . .	134
5.2.2	Filtre DBR en jouant sur le contraste d'impédance . . . . .	134
5.3	Perspective sur la génération du plasma . . . . .	137
5.3.1	Tester expérimentalement l'excitation RF au lieu de DC . . . . .	137
5.3.2	Utiliser le plasma comme "mauvais conducteur" . . . . .	138
5.3.3	Travailler sur le filament pour l'éliminer ou en tirer profit . . . . .	140
	<b>Conclusion Générale</b> . . . . .	<b>141</b>
	<b>Bibliographie</b> . . . . .	<b>148</b>
	<b>Liste de publications</b> . . . . .	<b>149</b>
<b>A</b>	<b>Lien entre <math>(\alpha, \beta)</math> et <math>(\epsilon_{r,eff}, \tan_{eff})</math></b> . . . . .	<b>150</b>
<b>B</b>	<b>Base modale <math>\vec{f}_n^\alpha</math> et base bi-orthogonale associée <math>\vec{g}_n^\alpha</math></b> . . . . .	<b>153</b>
<b>C</b>	<b>Prototypes simples couches</b> . . . . .	<b>158</b>
<b>D</b>	<b>Mesure décharges plasma sur le résonateur en T</b> . . . . .	<b>161</b>
D.1	Prototype première version . . . . .	162
D.2	Prototype deuxième version . . . . .	164
D.3	Prototype troisième version . . . . .	173
D.4	Prototype quatrième version . . . . .	190
<b>E</b>	<b>Mesure décharges plasma sur le filtre DBR d'ordre 1</b> . . . . .	<b>192</b>
E.1	Mesure à $P = 5Torr$ en Flux continu avec du Néon/Xénon . . . . .	193
E.2	Mesure à $P = 3Torr$ en Flux continu avec du Néon/Xénon . . . . .	199
E.3	Mesure à $P = 10Torr$ en Flux continu avec du Néon/Xénon . . . . .	205
E.4	Mesure numéro 2 à $P = 3Torr$ en Flux continu avec du Néon/Xénon . . . . .	211
E.5	Mesure à $P = 1.16Torr$ en Flux continu avec du Néon/Xénon . . . . .	213

# Notations et Constantes universelles

$\epsilon_0$  : permittivité absolue du vide  $\frac{1}{4\pi \times 10^{-7} c^2}$  8.8541878  $10^{-12}$  F/m  
 $\mu_0$  : perméabilité absolue du vide  $4\pi \cdot 10^{-7}$  T.m/A  
 $k_B$  : constante de Boltzmann  $1.38110^{-23}$  J/K  
 $e$  : charge élémentaire  $1.60217653 \cdot 10^{-19}$  C  
 $m_e$  : masse d'un électron  $9.109 \cdot 10^{-31}$  kg  
 $c$  : célérité de la lumière 299792458 m/s  
 $\vec{E}$  : vecteur du champ électrique en V/m  
 $\vec{H}$  : vecteur du champ magnétique en A/m

# Introduction Générale

## Contexte

En hyperfréquences, les structures reconfigurables se révèlent fort attractives pour la conception de dispositifs multifonctions (e.g. antenne reconfigurable, filtre accordable etc.). Le thème principal de cette thèse est l'étude de la reconfigurabilité d'une structure en technologie planaire microruban multicouche intégrant des plasmas de décharge.

L'intérêt porté aux dispositifs micro-ondes reconfigurables n'est pas nouveau. Le développement des systèmes de communications s'accompagne d'une explosion de normes et de standards opérationnels pour ces systèmes. On peut citer comme exemple, un filtre pouvant fonctionner en Wifi et 3G. Avec la généralisation des systèmes multi-fonctions et multi-normes, de nouvelles contraintes sont apparues.

Les dispositifs reconfigurables répondent à cette demande, en intégrant dans des topologies adaptées, des composants actifs dont les caractéristiques électriques sont contrôlées par une commande extérieure. La reconfigurabilité permet ainsi de faire des systèmes plus compacts, puisque l'on cherche à éviter la multiplicité en restant efficace. Bien que souvent, difficile à mettre en œuvre, différentes voies se sont développées avec des composants actifs comme les diodes [7], les MEMS [8], [9], les cristaux liquides [10] ou encore les matériaux ferromagnétiques [11] et ferroélectriques [12]. Chacune de ces technologies a ses propres avantages et inconvénients qui portent principalement sur les caractéristiques en terme de pertes, bruits, temps de commutation ou vitesse d'actionnement, tension de polarisation requise, la puissance consommée, la facilité d'intégration ou encore le coût.

Le plasma utilisé comme matériau diélectrique à permittivité relative variable ( $\epsilon < 1$ ) dans une structure planaire multicouche, engendre en fonction de l'état du plasma, un contraste de permittivité effective (entre le plasma éteint et allumé) qui permet de créer des impédances et des longueurs électriques de lignes de transmission variables.

Afin de mettre à profit ces propriétés des plasmas pour développer des fonctions hyperfréquences originales, le milieu plasma doit d'abord être caractérisé dans cette gamme de fréquence car son expansion et sa densité, supposés homogènes, sont des paramètres mal maîtrisés. Des méthodes de mesure de la constante diélectrique du plasma ont donc été développées pour déterminer une permittivité relative complexe moyenne dans les conditions d'utilisation et d'excitation, afin de les réutiliser dans la conception de circuits.

Grâce à la méthode par les schémas équivalents [13–15] une expression analytique dans le plan complexe de l'équation de dispersion d'une ligne microruban multicouche est obtenue. Cette modélisation de la ligne microruban multicouche est mise à profit au travers une méthode de mesure de la permittivité effective d'une ligne microruban. A partir de la mesure, de la permittivité complexe du plasma de décharge réalisé, on aboutit à la caractérisation du milieu diélectrique de la décharge plasma, dans les conditions d'utilisation, ce qui nous permet de sonder les potentialités du milieu plasma au sein d'une topologie de circuit RF reconfigurable.

## Problématique

Au cours de cette thèse, nous tâchons de répondre à une problématique :  
Le plasma peut-il être utilisé avec un comportement diélectrique variable afin de contrôler un dispositif accordable en technologie microruban multicouche ? Si oui, sous quelles conditions, et sinon, pour quelles raisons ?

Ces problématiques se positionnent au carrefour de disciplines bien distinctes :

- modélisation et caractérisation d'une ligne microruban multicouche,
- la physique des plasmas,
- la conception de dispositifs accordables en technologie planaire.

Cette problématique s'inscrit au sein d'un champ interdisciplinaire très riche, nécessitant des compétences variées. Bien qu'ayant en commun l'électromagnétisme et le formalisme Maxwellien, ces deux communautés (électromagnétisme et physique des plasmas) ont été souvent historiquement séparées. Des efforts récents via l'action 3EP (Electromagnétisme, Electrodynamique, Energétique et Plasmas) du Laboratoire LAPLACE qui met en collaboration trois groupes de recherche ; GRE (Groupe de Recherche en Électromagnétisme), GREM3 (Groupe de Recherche en Electrodynamique) et GREPHE (Groupe de Recherche Energétique, Plasma Hors-Equilibre) ont permis des échanges entre ces deux communautés. De ce plan d'action transversale sont sortis des travaux aux registres très variés tels que le contrôle électroactif des écoulements, le développement de modèles numériques multi-échelles et multi-domaine, ou encore en ce qui concerne le travail présenté ici, l'interaction micro-ondes/plasma et les dispositifs hyperfréquences à base de matériaux électroactifs.

## Contribution

De nombreuses études sur l'interaction plasma / micro-onde portent sur des modèles simplifiés du milieu plasma. Souvent non collisionnels, homogènes et/ou irréalistes en densités électroniques, ne prenant pas en compte les effets des gaines, ces modèles " idéalisés " restent peu représentatifs. Ils traduisent également la difficulté pour les non spécialistes du domaine plasma à prendre en compte la complexité de la physique de ce milieu et la diversité des configurations qu'elle engendre.

Notre volonté tout au long de cette thèse a été de sonder les possibilités d'intégrer le plasma dans un dispositif hyperfréquences en technologie planaire tout en considérant les conditions réelles de génération du plasma, notamment la présence des pertes. Ainsi, pour répondre à notre problème, on découpe notre étude en trois parties :

- Développement d'un modèle modal et analytique dans le plan complexe d'une ligne microruban multicouche avec pertes, pour pouvoir à terme déterminer les propriétés "homogénéisées" du plasma généré et connaître les paramètres de la ligne de transmission,
- Mise en œuvre d'un protocole de caractérisation expérimental d'un milieu plasma diélectrique dans une ligne microruban multicouche dans les conditions d'utilisation et d'excitation,
- Mise en perspective des potentialités du milieu diélectrique plasma à partir de la mesure de sa permittivité complexe et des niveaux d'excursion fréquentielle au sein d'une topologie de circuit RF adaptée à ses propriétés.

## Organisation du manuscrit

La thèse est organisée en cinq chapitres qui sont décrits ci-après.

Le **premier chapitre** est consacré à l'introduction des notions théoriques essentielles à la compréhension de la physique des plasmas froids et de leurs interactions avec les micro-ondes. En raison de nos objectifs, nous traitons spécifiquement des plasmas hors-équilibre thermodynamique qui présentent des caractéristiques au niveau thermique compatibles avec une intégration poussée dans un circuit micro-onde planaire.

Le **deuxième chapitre** présente la modélisation d'une ligne microruban multicouche avec pertes par la résolution avec les schémas équivalents. Dans cette partie on part de la modélisation d'une ligne triplaque simple couche avec pertes pour arriver à la modélisation d'une ligne microruban multicouche avec pertes. Les résultats obtenus avec notre modèle sont comparés avec ceux de la simulation du logiciel HFSS.

Le **troisième chapitre** porte sur les méthodes de mesure de la permittivité effective. A partir de l'état de l'art sur le sujet, on choisit de tester deux méthodes de mesure qui sont détaillées dans ce chapitre et mises en œuvre sur des circuits en microruban simple couche.

Le **quatrième chapitre** porte sur l'ensemble des mesures effectuées sur un milieu plasma. On présente le dispositif expérimental utilisé et les résultats de mesure du résonateur en T et du filtre DBR permettant de mettre en évidence les propriétés d'excursion du plasma sur des éléments résonnants.

Le **cinquième chapitre** présente l'ensemble des perspectives que l'on peut faire à partir des mesures effectuées et permet de conclure sur le potentiel de reconfigurabilité d'un dispositif RF passif avec plasma utilisé comme diélectrique.

# Chapitre 1

## Introduction à la physique du plasma

On introduit de façon non-exhaustive la physique des plasmas dans ce chapitre, en commençant par la définition d'un plasma. Les différents paramètres, tels que le degré d'ionisation permettant de classifier les différents types de plasmas, sont introduits. On cherche dans ce chapitre à distinguer les types de décharge plasma utilisable au sein d'une technologie planaire. Les mécanismes aboutissant à la génération d'un plasma sont expliqués pour faire place à une présentation des différents types de dispositif générateur de plasma. On conclut le chapitre sur l'interaction micro-ondes et plasma, en introduisant la fréquence de collision et la pulsation plasma  $\omega_{pe}$ , deux paramètres importants du modèle de Drude, qui permet d'exprimer la permittivité relative complexe du plasma. A partir de ce modèle, on déduit un comportement conducteur ou diélectrique du plasma.

### 1.1 Définition et caractéristique d'un plasma

L'état plasma est souvent décrit comme le quatrième état de la matière, comme l'état solide, liquide ou gazeux, bien qu'il n'y ait pas de transition de phase pour passer de l'un de ces états à l'état plasma. Le terme *plasma* est attribué au physicien américain Irving Langmuir, en 1928, par analogie avec le plasma sanguin auquel ce phénomène s'apparente et servait à décrire une portion d'un milieu ionisé. Un milieu ionisé contient des espaces chargés comme les ions et les électrons et des particules neutres.

#### 1.1.1 Longueur de Debye $\lambda_d$

Un milieu ionisé est un plasma, quand la densité de particules chargées est suffisamment grande pour que le milieu reste macroscopiquement neutre. A cette échelle, le plasma est donc considéré comme neutre, c'est-à-dire que le bilan des charges globales est nul. Cependant, sur des échelles plus faibles, un écart à la neutralité est permis sur une distance appelée longueur de Debye  $\lambda_d$  définie par l'équation (1.1). La neutralité électrique du plasma n'est donc valable que pour des échelles supérieures à la longueur de Debye  $\lambda_d$ .

$$d = \frac{\epsilon_0 k_B T}{e^2 n_p} \quad (1.1)$$

avec  $\epsilon_0$  la permittivité du vide en  $F.m^{-1}$ ,  $k_B$  la constante de Boltzmann en  $J.K^{-1}$ ,  $e$  la charge coulombienne d'un électron en  $C$ ,  $n_p$  la densité du plasma en  $m^{-3}$  et  $T$  la température en  $K$ .

### 1.1.2 Degré d'ionisation $\delta$

L'état plasma est l'état de la matière le plus commun dans l'univers (jusqu'à 99% de la matière de l'univers existe sous l'état plasma). Il se retrouve aussi bien dans le coeur des étoiles que dans le milieu interstellaire ou encore dans la ionosphère terrestre comme illustré sur la figure 1.1 donnant une liste non-exhaustive des différents plasmas.

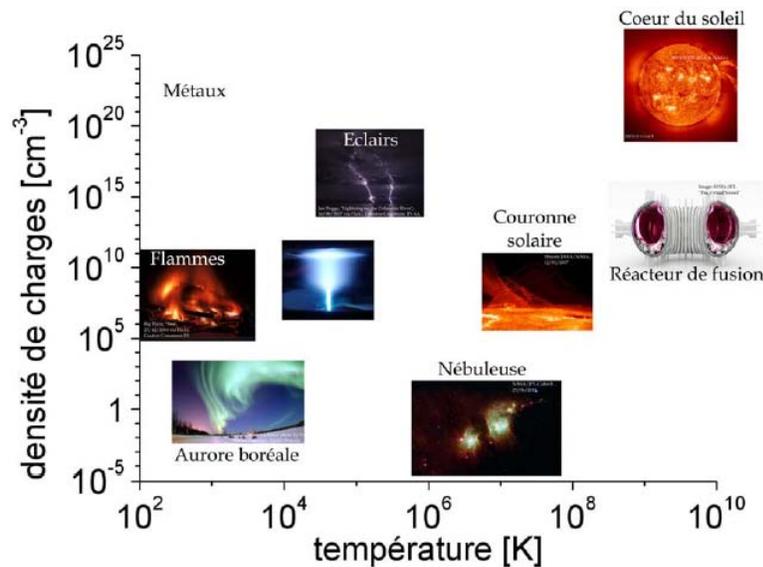


FIGURE 1.1 – Classification de différents plasmas selon leur densité et leur température électronique [16]

Les plasmas peuvent être classifiés selon leur degré de ionisation défini par l'équation (1.2) et par la température des différentes espèces présentes dans le plasma (électrons  $T_e$ , ions  $T_i$  et neutres  $T_n$ ).

$$= \frac{n_e}{n_e + N} \quad (1.2)$$

Avec  $n_e$  la densité d'électrons et  $N$  la densité de neutres.

### 1.1.3 Plasmas froids hors équilibre thermodynamique

Dans cette étude, nous nous intéressons aux *plasmas froids*, dans lesquels le degré d'ionisation est typiquement inférieur à  $10^{-2}$ , à distinguer des *plasmas chauds*, comme par exemple, les plasmas de fusion-ITER qui sont complètement ionisés et beaucoup plus énergétiques. Dans les plasmas froids, les collisions entre particules chargées et neutres jouent un rôle essentiel. Les plasmas froids peuvent être classés en deux sous-catégories suivant l'équilibre de leur température :

-Les *plasmas froids thermiques* correspondent aux plasmas dont la température de chaque espèce (électrons  $T_e$ , ions  $T_i$  et neutres  $T_n$ ) est la même ; il y a équilibre thermodynamique.

-Les *plasmas froids hors équilibre thermodynamique* correspondent aux plasmas dont la température de chaque espèce diffère. La température électronique  $T_e$  est de l'ordre de quelques électron-Volts ( $1eV = 11600K$ ), alors que les ions et les neutres sont proches de la température ambiante. Il s'agit typiquement de plasmas générés à l'aide de champs électriques ou magnétiques. Ce sont les plasmas qui nous intéressent.

Les plasmas *chauds* demandent plus d'énergie pour leur création, et les installations qui les produisent sont donc moins nombreuses (car plus coûteuses...) et moins accessibles. Le savoir-faire qui s'est développé est essentiellement théorique, donc plus fondamental. Les plasmas *froids* peuvent être étudiés en laboratoire, car ils sont réalisables plus facilement avec des équipements moins coûteux. Les scientifiques ont alors acquis un savoir-faire expérimental, actuellement largement appliqué dans les industries (gravure, dépôts...).

### 1.1.4 Conclusion

Parmi la large gamme de plasma existante, on choisit de traiter spécifiquement les plasmas froids hors-équilibre thermodynamique qui présentent des caractéristiques au niveau thermique compatibles avec une intégration poussée dans un circuit micro-onde planaire. La température des neutres et des ions étant à température ambiante, les substrats usuels des technologies microruban sont susceptibles de tenir thermiquement. Par ailleurs, les plasmas froids hors-équilibre thermodynamique peuvent être facilement étudiés en laboratoire, sont moins coûteux et sont bien maîtrisés au sein de l'équipe GREPHE.

## 1.2 Génération d'un plasma

### 1.2.1 Principe physique

Il existe différentes façons de produire un plasma [17-20] selon le type de plasma voulu. On présente dans ce chapitre, de façon non-exhaustive, deux apports énergétiques à fournir à un gaz pour produire un plasma *froid*. Il s'agit ici de présenter succinctement les phénomènes physiques en jeu lors de la production d'un plasma.

A température ambiante, les gaz sont pratiquement non ionisés, en élevant la température du gaz, on apporte à certaines molécules une énergie d'agitation thermique suffisante pour que, sous l'effet des collisions, des électrons soient arrachés de certaines molécules. Il est donc possible de

produire un plasma en chauffant suffisamment un gaz. Il faut cependant atteindre des températures très élevées pour que les molécules puissent s'ioniser mutuellement lors des collisions. Il s'agit ici du cas des *plasmas froids thermiques* où la température de chaque espèce est la même.

On peut produire un plasma à température ambiante en appliquant un champ électrique au milieu, ce dernier accélère les électrons libres à des énergies suffisantes pour qu'ils puissent, par collisions, ioniser les molécules. Un phénomène d'avalanche électronique peut se produire (si le champ est suffisamment élevé) conduisant à une décharge électrique et à la formation d'un plasma. Il s'agit ici du cas qui nous intéresse des *plasmas froids hors équilibre thermodynamique* où la température électronique  $T_e$  est supérieure à la température des autres espèces.

### 1.2.2 Claquage d'un gaz

On s'intéresse dans cette partie au claquage d'un gaz soumis à une tension entre deux électrodes pour un gaz et une pression donnée. Les mécanismes principaux du claquage et de la formation d'un plasma dans ces conditions sont :

- La multiplication électronique en volume (formation d'avalanches électroniques)
- L'émission secondaire à la cathode (les ions créés en volume par ionisation dérivent vers la cathode sous l'effet du champ appliqué, et peuvent produire par bombardement de la cathode, des électrons dits secondaires).

### 1.2.3 Multiplication électronique

On définit la multiplication électronique  $M$  comme le nombre d'électrons arrivant à l'anode pour un électron émis par la cathode et le coefficient d'émission secondaire  $\gamma$  comme le nombre d'électrons émis à la cathode par ion incident, comme représenté sur la schématique figure 1.2.

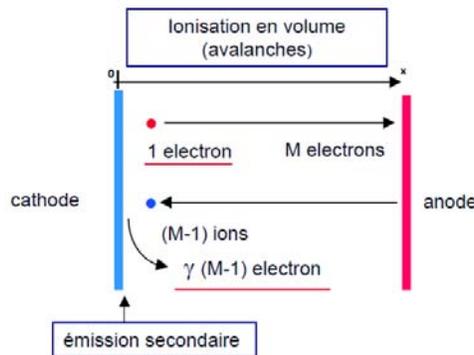


FIGURE 1.2 – Critère de claquage et d'auto-entretien

Un gaz est un milieu isolant quand il est soumis à des champs électriques faibles. Si l'on applique un champ électrique supérieur à un champ critique (dit champ de claquage), on a formation d'une décharge électrique et d'un plasma. Une fois le plasma formé, il doit être entretenu, c'est-à-dire

que les pertes de particules chargées vers les électrodes et les parois doivent être en permanence compensées par la génération de nouvelles particules chargées par ionisation électronique. L'auto-entretien d'un plasma signifie que le champ électrique appliqué au plasma fournit suffisamment d'énergie aux électrons pour que l'ionisation compense les pertes. La façon dont on assure l'auto-entretien du plasma dépend fortement de la pression. A très basse pression, il y a peu de collisions (donc peu d'ionisations) et il faut confiner les électrons pour augmenter leur temps de séjour dans le système. A très hautes pressions, les électrons font beaucoup de collisions et gagnent difficilement de l'énergie ; il faut donc appliquer des champs plus grands. Pour que chaque électron émis par la cathode soit en moyenne remplacé par un nouvel électron il faut que les  $(M - 1)$  ions résultant de l'avalanche initiée par un électron créent un nouvel électron. Par conséquent il faut que :

$$\begin{aligned}\gamma(M - 1) &= 1 \\ M &= 1 + \frac{1}{\gamma}\end{aligned}$$

A l'état stationnaire et si le seul processus de création de particules chargées en volume est l'ionisation, la croissance du flux d'électrons sous l'effet de la multiplication électronique s'écrit (en supposant le champ électrique parallèle à la direction  $x$ ) :

$$e_{e,x} = e_{e,0} \exp\left[ \int_0^x \alpha(x) dx \right]$$

avec  $e_{e,x}$  le flux d'électron en  $x$ ,  $e_{e,0}$  le flux d'électron en 0 et  $\alpha$  le coefficient d'ionisation .

$M$  est la multiplication électronique sur une distance  $d$ , i.e. le nombre d'électrons arrivant à l'anode pour un électron partant de la cathode pour une distance inter électrode égale à  $d$  :

$$M = \exp\left[ \int_0^d \alpha(x) dx \right]$$

Si l'on applique une tension  $V$  entre deux électrodes planes parallèles séparées de  $d$ , le champ électrique (avant formation éventuelle d'un plasma) est uniforme  $E = V/d$ , et le coefficient d'ionisation  $\alpha$  est constant. La multiplication  $M$  s'écrit alors :

$$M = e^{\alpha d}$$

$\alpha$  est fonction du champ électrique et dépend du gaz.

#### 1.2.4 Coefficient d'ionisation $\alpha$

$\alpha$ , le coefficient d'ionisation, est le nombre moyen de collisions d'ionisation par un électron par unité de longueur dans son déplacement parallèlement au champ  $E$ .

$$\alpha = \frac{i}{|v_e|}$$

avec  $\bar{\nu}_i$  le nombre moyen de collisions d'ionisation effectuées par un électron par unité de temps,  $\bar{v}_e$  la vitesse moyenne de dérive des électrons parallèlement au champ  $E$ .

$\bar{\nu}_i$  et  $\alpha$  sont proportionnels à la densité de gaz  $N$  (ou à la pression du gaz  $P$ , pour une température de gaz  $T$  donnée) et sont fonction du champ  $E$ . Ainsi  $\alpha/N$  (ou  $\alpha/P$ ) est fonction de  $E/N$  (ou  $E/P$ ) comme illustré sur la figure 1.3.

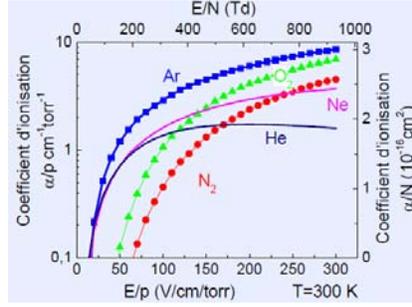


FIGURE 1.3 – Coefficient d'ionisation  $\alpha$  en fonction de l'intensité du champ  $E$  pour différents gaz

### 1.2.5 Tension de claquage - Courbe de Paschen

La condition d'auto-entretien est une relation entre multiplication électronique  $M$  dans l'espace inter électrode et coefficient d'émission secondaire  $\gamma$ . Pour des électrodes planes parallèles et en supposant  $\alpha$  constant, elle s'écrit :

$$M = e^{\alpha d} = 1 + \frac{1}{\gamma}$$

$\alpha/P$  et  $\gamma$  sont des fonctions de  $E/P$  donc de  $V/(Pd)$  (car  $|E|/P = V/(Pd)$ ). En réécrivant la condition d'auto-entretien, en remplaçant  $\alpha d$  par  $(\alpha/P)(Pd)$  on voit que les seules variables indépendantes apparaissant dans la relation d'auto-entretien sont  $V$  et  $(Pd)$ .

$$\begin{aligned} e^{\alpha d} &= 1 + \frac{1}{\gamma} \\ e^{\alpha d} - 1 - \frac{1}{\gamma} &= 0 \\ e^{(\frac{\alpha}{P})(Pd)} - 1 - \frac{1}{\gamma} &= 0 \\ e^{(\frac{[V/(Pd)]}{P})(Pd)} - 1 - \frac{1}{\gamma[V/(Pd)]} &= 0 \end{aligned}$$

La condition d'auto-entretien peut donc s'écrire comme :  $f(V, (Pd)) = 0$  ou  $V = F(Pd)$ . Le critère d'auto-entretien donne donc la tension minimale  $V$  permettant l'auto-entretien pour un produit  $Pd$  (pression inter électrode x distance) donné. Cette tension est la tension de claquage,

et la courbe  $V = F(Pd)$  est appelée courbe de Paschen, représentée sous sa forme type sur la figure 1.4.

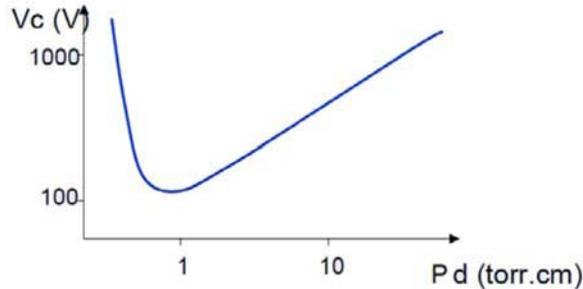


FIGURE 1.4 – Forme type de la courbe de Paschen

Aux faibles valeurs de  $Pd$ , les électrons font peu de collisions dans l'espace inter électrode, et il faut une tension élevée pour obtenir un claquage ( $V$  augmente quand  $Pd$  diminue). Aux fortes valeurs de  $Pd$ , si l'on augmente  $Pd$  à tension constante le champ diminue et la multiplication n'est plus suffisante pour obtenir un claquage ; il faut donc que la tension augmente avec  $Pd$ . D'où l'existence d'un minimum de tension sur la courbe de Paschen (minimum de Paschen).

### 1.2.6 Conclusion

Les décharges générées à partir d'une tension continue suivent la loi de Paschen. La tension de claquage dépend donc du produit entre la distance  $d$  entre les électrodes et la pression  $P$  du gaz. Étant donné que, pour beaucoup de gaz, on a une tension de claquage optimale pour des valeurs de  $Pd$  comprises entre  $0.1$  et  $10 \text{ torr.cm}^{-1}$ , la distance entre les électrodes pour une décharge à pression atmosphérique ( $760 \text{ torr}$ ) est d'environ  $100 \mu\text{m}$ . Le dispositif doit alors avoir des dimensions similaires ce qui n'est pas compatible avec les dimensions de substrat de technologie planaire microruban multicouche. En effet sur cette technologie, on travaille avec des substrats d'épaisseur d'ordre de grandeur compris entre la centaine de  $\mu\text{m}$  et le  $\text{mm}$ , avec des largeurs de ruban conducteur d'ordre de grandeur compris également entre la centaine de  $\mu\text{m}$  et le  $\text{mm}$ . La largeur totale du substrat et les dimensions globales des dispositifs sont ainsi centimétriques. On se doit donc de travailler à des pressions plus faibles et ainsi augmenter la dimension  $d$  pour rester proche du minimum Paschen. Cela sous entend de travailler sous enceinte à vide, et donc sous des conditions expérimentales, d'étanchéité, de flux de gaz à ioniser et à basse pression (de l'ordre du  $\text{torr}$ ).

## 1.3 Dispositif générateur de décharge de plasmas froids hors équilibre

Les travaux présentés ici se font uniquement sur les plasmas froids hors équilibre thermodynamique, qui se génèrent classiquement à l'aide de champs électriques statiques (tensions DC) ou dynamique (champ AC ou RF). La majeure partie des dispositifs permettent la génération d'une

décharge de plasma froid hors équilibre dans des tubes ou des cavités de dimensions relativement importantes.

Les porteurs de charges accélérés par un champ électrique couplent leur énergie au sein du plasma au travers de collisions avec les autres particules. Les électrons conservent la majeure partie de leur énergie lors de collisions élastiques avec les atomes et molécules, ce qui est dû à leur faible masse et ils transfèrent leur énergie principalement lors de collisions inélastiques. C'est la raison pour laquelle, les plasmas générés ainsi, sont hors-équilibre thermodynamique, la température électronique étant bien supérieure à celle des ions et des neutres. Les décharges sont classées en décharge DC, décharge AC, décharge RF ou décharge pulsée selon la nature du comportement temporel du champ électrique fourni au milieu.

### 1.3.1 Décharge plasma DC

Les plasmas non-thermiques dans une décharge DC sont générés typiquement dans une enceinte fermée comportant en son sein des électrodes. Différents types de plasmas et décharges peuvent être obtenus selon la valeur de la tension et du courant de décharge comme représenté sur la figure 1.5 [17–19, 21]. La décharge de Townsend est une décharge DC auto-entretenu qui se caractérise par un faible courant de décharge. La transition vers une décharge lumineuse sous-normale et une décharge lumineuse normale est marquée par une diminution de la tension et une augmentation du courant. Une décharge lumineuse anormale se développe avec l'augmentation du courant. Finalement, à très fort courant, la décharge subit alors une transition irréversible vers un arc. Pour opérer sur une décharge lumineuse, il convient d'utiliser des résistances en série afin d'éviter la transition en arc.

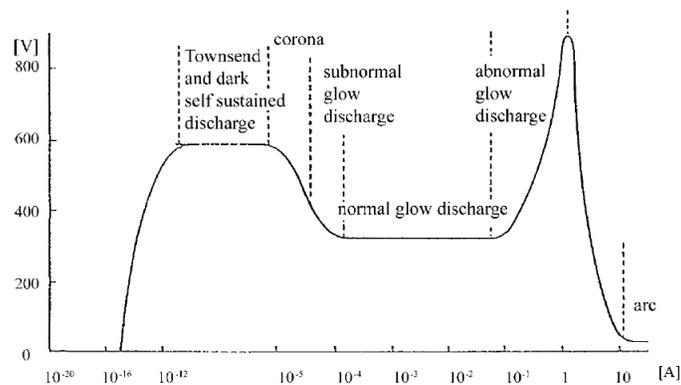


FIGURE 1.5 – Caractéristique Courant-Tension d'une décharge DC électrique avec du Néon à  $1\text{Torr}$  pour une distance inter électrode de  $50\text{cm}$  [21]

Les décharges lumineuses normales à faible pression présentent des caractéristiques particulières représentées sur la figure 1.6 [21]. La partie la plus lumineuse de la décharge est la lueur négative qui est séparée de la cathode par la gaine cathodique. La gaine cathodique est la région de

la décharge où le potentiel électrique chute rapidement. La lueur négative est séparée de la gaine cathodique par une limite bien définie et est suivie d'une zone de diffusion en direction de l'anode, la colonne positive.

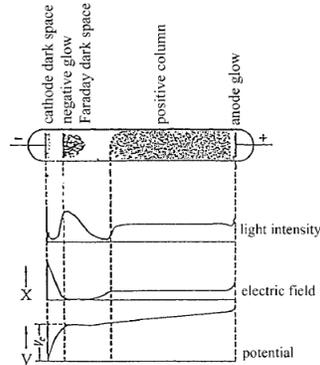


FIGURE 1.6 – Structure d'une décharge DC luminescente [21]

### 1.3.2 Décharge plasma RF

Les champs électriques radio-fréquence, micro-onde permettent aussi de produire des plasmas. Les décharges RF fonctionnent typiquement sur la plage de fréquence  $f = 1 - 100MHz$ , classiquement  $13.56MHz$ . Les longueurs d'onde correspondantes ( $\lambda = 300 - 3cm$ ) sont grandes devant les dimensions du réacteur plasma. Pour les micro-ondes, la longueur d'onde la plus utilisée est  $12.24cm$  correspondant à la fréquence  $f = 2.45GHz$ . Cette longueur d'onde est grossièrement de l'ordre de grandeur des dimensions d'un réacteur micro-ondes classique. Pour des fréquences plus petites, les ions accélérés par le champ, se déplacent en direction des électrodes et produisent des électrons secondaires, de façon similaire à une décharge DC. En augmentant la fréquence, les ions et par la suite les électrons ne peuvent plus atteindre la surface des électrodes pendant la phase d'accélération.

En observant les nombreux dispositifs existants, nous pouvons distinguer deux façons fondamentales de coupler l'onde RF au plasma. La première consiste à appliquer l'excitation RF entre deux électrodes planes en contact avec le plasma. Cette configuration est proche de celle des décharges en excitation DC où une tension (un courant) est appliquée entre une anode positive et une cathode négative. Le générateur est directement connecté à l'une des électrodes, ou bien en est isolé par la présence d'un condensateur de couplage (couplage capacitif). La deuxième façon consiste à créer une excitation électromagnétique RF par la circulation d'un courant alternatif dans une bobine conductrice. La bobine est séparée du plasma par une électrode diélectrique.

### 1.3.3 Décharge à couplage capacitif [1 6]

C'est historiquement le premier type de réacteur RF industriel qui fut développé pour fonctionner même avec des électrodes non-conductrices lors par exemple du dépôt de matériaux isolants. De par la simplicité de son concept et son adaptabilité pour les grandes échelles (réacteur de grande

dimension), il est très largement répandu et couramment utilisé pour la modification de surface par plasma. Une représentation schématique simple de la configuration de ce type de réacteur est donnée figure 1.7.

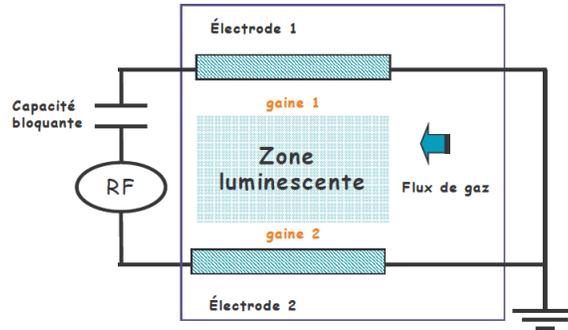


FIGURE 1.7 – Schéma de principe d'une source RF à couplage capacitif avec des électrodes planes et parallèles.

La configuration typique consiste en un jeu de deux électrodes planes et parallèles séparées d'une distance de quelques centimètres. Un gaz neutre de faible pression remplit l'espace inter électrode. L'une des électrodes est alimentée par un générateur de tension RF (généralement  $f = 13,56\text{MHz}$ ), alors que l'autre est reliée à la masse électrique. Un condensateur de blocage sépare l'alimentation RF de l'électrode.

### 1.3.4 Décharge à couplage inductif

Cette catégorie englobe les sources ECR (Electron Cyclotron Resonance), les helicons et les plasmas à couplage inductif (ICP). Prenons l'exemple des sources ICP. La puissance est transmise aux électrons de la décharge à travers une électrode diélectrique à partir d'un champ électromagnétique RF induit. Une représentation schématique simple de la configuration de ce type de réacteur est donnée figure 1.8.

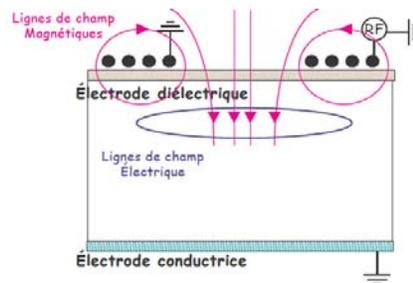


FIGURE 1.8 – Schéma de principe d'une source RF à couplage inductif en géométrie plan/plan.

Dans un plasma couplé inductivement (ICP) [1, 2, 22], la circulation d'un courant RF dans plusieurs enroulements conducteurs génère un champ magnétique alternatif. La force de Lorentz oblige les électrons à décrire des trajectoires hélicoïdales autour des lignes de champ magnétique perpendiculaires aux plans des enroulements : le champ électrique et la densité de courant sont azimutaux. Dans ce type de configuration à couplage électrique indirect, les gaines de champ électrique sont fines et l'énergie des ions est peu élevée. La seconde électrode (électrode conductrice de la figure 1.8) peut être alimentée indépendamment de la première en autorisant le contrôle de l'énergie du bombardement ionique.

Les ICPs peuvent atteindre de fortes densités électroniques ( $n_e = 10^{12} \text{cm}^{-3}$ ) pour de faibles niveaux d'énergie ionique.

### 1.3.5 Conclusion

A priori l'ensemble des décharges présentées ici sont susceptibles d'être compatibles avec une intégration sur une technologie en circuit planaire. On propose dans notre étude de démarrer sur les structures les plus simples à mettre à place dans un premier temps. Les décharges RF demandent par exemple de faradiser l'enceinte à vide, ce qui n'est pas le cas des décharges DC. Ainsi, on choisit d'intégrer une décharge plasma DC avec des électrodes planaires au sein d'un microruban multicouche.

## 1.4 Interaction micro-ondes et plasma

### 1.4.1 Fréquence de collision $\nu$ et pulsation plasma $\omega_{pe}$

Dans les plasmas froids, les collisions entre particules chargées et neutres jouent un rôle essentiel. La fréquence de collision des espèces chargées avec les neutres est proportionnelle à la densité de neutre  $N$  et à la vitesse des particules chargées (grande devant celle des neutres).  $\nu$  désigne la fréquence totale de collisions, somme des fréquences de collisions de chaque type de collision : élastique, excitation sur différents niveaux (rotationnels, vibrationnels, électroniques), dissociation, ionisation... Le temps moyen entre deux collisions subies par une particule chargée est l'inverse de la fréquence de collisions. Il s'agit d'un paramètre du plasma essentiel qui est cependant difficilement directement mesurable. En première approximation, les fréquences moyennes de collisions dépendent de l'énergie moyenne (ou de la température) des particules considérées, électron ou ion. Plus l'énergie des électrons est grande, plus ils sont susceptibles de faire des collisions inélastiques, et de l'ionisation. La fréquence de collision des espèces chargées avec les neutres est proportionnelle à la densité de neutres ou à la pression de gaz  $P$  (pour une température de gaz donnée).

#### Ordre de grandeur

$$\begin{aligned} P &= 1 \text{ atm} (= 10^5 \text{ Pa}), & 10^{12} \text{ s}^{-1} \\ P &= 10^2 \text{ Pa}, & 10^9 \text{ s}^{-1} \end{aligned}$$

En supposant les ions immobiles, un plasma perturbé électriquement revient à son état d'équilibre avec un temps de relaxation égal à l'inverse de la pulsation plasma électronique  $\omega_{pe}$  définie par l'équation (1.3) (les oscillations sont en fait amorties par les collisions).

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (1.3)$$

avec  $m_e$  la masse d'un électron en  $kg$ , avec  $\epsilon_0$  la permittivité du vide en  $F.m^{-1}$ ,  $e$  la charge coulombienne d'un électron en  $C$ .

### 1.4.2 Modèle de Drude et Permittivité complexe du plasma

Le modèle de Drude [23,24] applique classiquement l'équation de la quantité de mouvement aux particules chargées. En considérant les collisions nécessaires pour générer le plasma et l'accélération des particules chargées dues au champ électrique, l'équation de la quantité de mouvement appliquée aux électrons au sein du plasma en présence d'un champ électrique  $\vec{E}$  donne l'équation (1.4) :

$$\frac{d\vec{v}_e}{dt} = -\frac{e}{m_e} \vec{E} - \vec{\nu} \vec{v}_e \quad (1.4)$$

avec  $\vec{v}_e$  la vitesse de dérive des électrons. La fréquence de collisions entre électrons et neutres (en collisions/seconde) s'apparente à une force de frottement qui ralentit les électrons.

En se plaçant en régime harmonique, l'équation (1.4) admet comme solution :

$$\vec{v}_e = -\frac{e}{m_e} \frac{1}{+j\omega} \vec{E} \quad (1.5)$$

Considérons une densité de courant électronique  $\vec{J} = -en_e \vec{v}_e$ .

$$\vec{J} = \frac{n_e e^2}{m_e} \frac{1}{+j\omega} \vec{E}$$

avec  $\omega_{pe}^2 = \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}$  vue en (1.3), on déduit :

$$\vec{J} = \frac{\epsilon_0 \omega_{pe}^2}{+j\omega} \vec{E}$$

On peut exprimer ce courant en fonction d'une conductivité complexe  $\sigma = \sigma' + j\sigma''$  et on définit ainsi une conductivité complexe du plasma selon les équations (1.6) et (1.7).

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} = (\sigma' + j\sigma'') \vec{E} = \left( \epsilon_0 \frac{(\omega_{pe}/\omega)^2}{1 + (\nu/\omega)^2} - j\epsilon_0 \frac{\omega_{pe}^2/\omega}{1 + (\nu/\omega)^2} \right) \vec{E} \quad (1.6)$$

Avec

$$\begin{aligned}
&= \frac{\epsilon_0 \omega_{pe}^2}{+ j\omega} = \epsilon_0 \omega \left[ \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \omega^2} - j \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \omega^2} \right] \\
&= \frac{\epsilon_0 \omega_{pe}^2}{\omega^2 + \omega^2} = \frac{\epsilon_0 (-j\omega_{pe})^2}{1 + (\omega_{pe}/\omega)^2} \\
&= - \frac{\epsilon_0 \omega_{pe}^2 \omega}{\omega^2 + \omega^2} = - \frac{\epsilon_0 (-j\omega_{pe})^2 \omega}{1 + (\omega_{pe}/\omega)^2}
\end{aligned} \tag{1.7}$$

On réinjecte l'expression de cette densité de courant dans l'équation de Maxwell-Ampère pour le plasma ( $\vec{H} = \vec{J} + j\omega\epsilon_0\vec{E}$ ). On peut réécrire cette équation en regroupant les termes portés par  $\vec{E}$ . On définit une permittivité complexe  $\epsilon$  du plasma comme dans l'équation (1.9).

$$\begin{aligned}
\vec{H} &= \vec{J} + j\omega\epsilon_0\vec{E} \\
&= \vec{E} + j\omega\epsilon_0\vec{E} \\
&= j\omega\epsilon_0 \left( 1 + \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \right) \vec{E} \\
&= j\omega\epsilon_0 \left( 1 + \frac{j}{j\omega\epsilon_0} \right) \vec{E} \\
&= j\omega\epsilon_0 \left( 1 + \frac{1}{\omega\epsilon_0} - j \frac{1}{\omega\epsilon_0} \right) \vec{E} \\
&= j\omega\epsilon_0 (\epsilon - j\epsilon'') \vec{E} = j\omega\epsilon \vec{E}
\end{aligned} \tag{1.8}$$

$$\begin{aligned}
\epsilon &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2(1 - j)} \\
\epsilon &= 1 - \frac{(\omega_{pe}/\omega)^2}{1 + (\omega_{pe}/\omega)^2} \\
\epsilon'' &= \frac{(\omega_{pe}/\omega)^2 (\omega_{pe}/\omega)}{1 + (\omega_{pe}/\omega)^2}
\end{aligned} \tag{1.9}$$

### 1.4.3 Structure électrique et géométrique d'un plasma

On emploie la dénomination milieu *diélectrique* ou *conducteur* pour indiquer les caractères dominants du milieu. Ainsi, la permittivité d'un diélectrique résulte des charges liées qui constituent la matière et ce sont ces charges liées qui dictent la réponse du milieu vis-à-vis d'une onde électromagnétique. A contrario, le mouvement des électrons libres prédomine dans un conducteur. Dans certains cas, les effets des charges libres et des charges liées peuvent être tous les deux aussi importants. On peut mettre en évidence simultanément ces effets en décrivant un milieu plasma avec une permittivité relative complexe ou une conductivité complexe, ce que nous permet le modèle de Drude. Notons qu'à partir de l'expression de la conductivité complexe du plasma (qui décrit le mouvement des électrons), on peut décrire le plasma avec une permittivité complexe dans un milieu propagatif.

Considérons un plasma de densité électronique  $n_e = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  avec une fréquence de collision  $\nu = 10^{10} \text{ s}^{-1}$  et calculons à partir du modèle de Drude la permittivité complexe  $\epsilon_p$ . La fréquence de coupure plasma vaut dans ce cas  $f_p = 1.0989 \text{ GHz}$ .

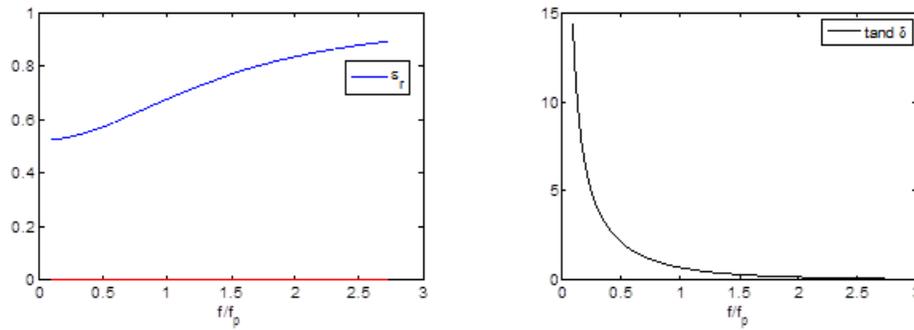


FIGURE 1.9 – Permittivité complexe d'un plasma issu du modèle de Drude, à gauche la partie réelle et à droite  $\tan \delta$  avec  $n_e = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  et  $\nu = 10^{10} \text{ s}^{-1}$

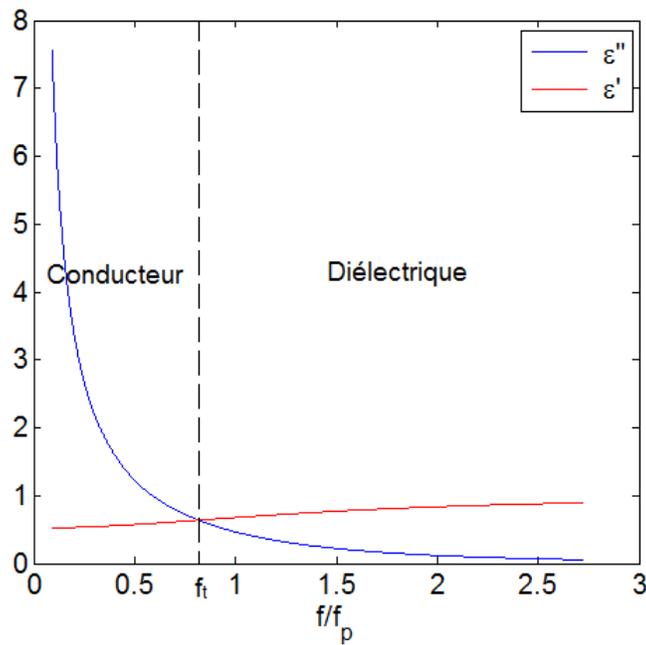


FIGURE 1.10 – Comportement du plasma en fonction de  $f/f_p$

Le milieu plasma peut ainsi se comporter comme un milieu conducteur ou un milieu diélectrique selon la fréquence du signal RF. En effet pour notre exemple, si  $f/f_p < 0.8208$ ,  $\epsilon'' \gg \epsilon'$  et on peut considérer le milieu plasma comme un conducteur. Si  $f/f_p > 0.8208$ ,  $\epsilon' \gg \epsilon''$  et on considère le milieu plasma comme un diélectrique. Pour soucis de clarté, la fréquence qui délimite les deux comportements du plasma, sera notée fréquence de transition  $f_t$ . Dans notre exemple  $f_t = 0.8208f_p$ .

On remarque qu'en prenant la description par la permittivité de l'équation (1.9), la partie réelle peut devenir négative  $\epsilon' < 0$  lorsque la pulsation plasma est suffisamment élevée par rapport à la pulsation d'onde,  $\omega_{pe} \gg \omega$ . On souhaite dans notre étude, caractériser le milieu plasma propagatif, ce qui signifie être capable d'évaluer la permittivité complexe du plasma. On choisira donc la description du plasma via celle du modèle de Drude avec permittivité complexe et on se placera dans un régime au delà de la fréquence de coupure plasma afin de s'assurer que le plasma se comporte comme un diélectrique. L'objectif est de caractériser le milieu plasma au sein d'une technologie planaire. Si on considère une ligne microruban à trois couches dont la couche centrale est remplie d'un plasma, et si le plasma se comporte comme un milieu à pertes, on se ramène donc à trois conducteurs sur la ligne (le plasma, la masse, le ruban conducteur) ce qui perturbe les lignes de champs du mode quasi TEM généralement mis en jeu dans ces lignes.

Le modèle de Drude est une équation du milieu plasma qui décrit donc le comportement du milieu localement. Le plasma possédant des propriétés physiques inhomogènes dans le volume où il est généré, le modèle de Drude ne nous permettrait pas de calculer la permittivité effective vue par l'onde électromagnétique dans le milieu. Par ailleurs pour faire ce calcul à partir du modèle de Drude, il nous faudrait une connaissance précise des paramètres comme dans la densité électronique locale, la pression locale ou la température locale qui sont très difficilement mesurables avec précision et difficile ensuite à intégrer dans un simulateur circuit. On se résout donc à effectuer une mesure *moyenne* de la permittivité complexe du plasma, correspondant à la valeur équivalente de la permittivité complexe du plasma, s'il était homogène dans son volume à l'endroit où il est généré.

#### 1.4.4 Conclusion

Le plasma est qualifié par une permittivité relative complexe qui dépend de la densité électronique et des conditions d'excitation. Il possède généralement des propriétés physiques inhomogènes dans le volume où il est généré. Pour que cette grandeur soit exploitable en conception de circuits planaires, une méthode de caractérisation de la permittivité moyenne dans les conditions d'excitation et d'utilisation dans le circuit est proposée. L'approche pratique pour la mesure de la permittivité effective  $\epsilon_{r,eff}$  d'un substrat consiste à fabriquer un circuit disposant de caractéristiques faciles à mesurer qui permettent de déterminer la constante de propagation complexe  $\gamma$ . L'état de l'art ainsi que deux méthodes choisies pour la caractérisation de la constante de propagation complexe sont présentés au chapitre 3. Un modèle de ligne est ensuite utilisé pour extraire de  $\gamma$  la permittivité relative du substrat  $\epsilon_r$  et ses pertes diélectriques  $\tan \delta$ . L'intégration du plasma dans des technologies planaires suppose l'utilisation d'un substrat multicouche. Comme il n'existe pas de modèles analytiques de ligne planaire multicouches pouvant fonctionner avec des permittivités inférieures à 1, on propose au chapitre 2 un modèle analytique basé sur une méthode modale de lignes triplaque et microruban multicouche permettant d'accéder à la constante de propagation complexe. Les propriétés du plasma ainsi caractérisées seront mises à profit dans un exemple de circuit dans le chapitre 5.

## Chapitre 2

# Modélisation de lignes imprimées multicouches

Dans le chapitre précédent, on a vu que le milieu plasma peut s'apparenter à un milieu diélectrique inhomogène avec une permittivité relative complexe dont la partie réelle est comprise entre 0 et 1. Avec pour objectif la caractérisation de ce milieu dans une technologie planaire, on se doit de mettre en œuvre un modèle capable de lier les dimensions physiques de la ligne (largeur du ruban, épaisseur des couches, longueur de la ligne) aux dimensions électriques (longueur électrique, impédance caractéristique). On présente dans ce chapitre le modèle qui sera utilisé pour la caractérisation du milieu plasma.

### 2.1 Introduction

On cherche à mettre en œuvre un modèle de ligne microruban qui nous permettent de calculer rapidement les paramètres de ligne tels que la constante de propagation  $\gamma$  (ou la permittivité effective  $\epsilon_{eff}$ ) ainsi que l'impédance caractéristique  $Z_c$  car ces deux paramètres sont les outils de base de la conception de circuits. Ce modèle doit être compatible avec un milieu diélectrique plasma, ce qui signifie qu'il dispose d'un niveau de précision important permettant de travailler avec des permittivités relatives comprises en 0 et 1 et qui prennent en compte les pertes diélectriques potentiellement fortes. L'objectif étant de caractériser par la mesure le milieu plasma moyen généré sous la ligne, les expressions analytiques sont évidemment idéales pour calculer rapidement ses paramètres électriques.

Dans ce chapitre, dans un premier temps, l'ensemble des méthodes de calcul des lignes microrubans simple couche est présenté, puis le cas des lignes microruban multicouches est abordé. La résolution par les schémas équivalents, sur des lignes triplaques et microruban simple couche puis triple couches est ensuite détaillée. Les résultats sont alors comparés avec les résultats de simulation du logiciel de référence FEM, Ansoft HFSS.

## 2.2 Etat de l'art des méthodes caractérisant les propriétés des lignes microruban

Les différentes méthodes de calcul existantes sont présentées dans cette section qui débute par la définition des différentes caractéristiques d'une ligne microruban, pour aboutir au détail des modes opératoires de chaque méthode de calcul de ces lignes.

### 2.2.1 La ligne microruban

La ligne microruban, représentée sur la figure 2.1, est un ruban conducteur imprimé sur un substrat diélectrique muni d'un plan de masse.

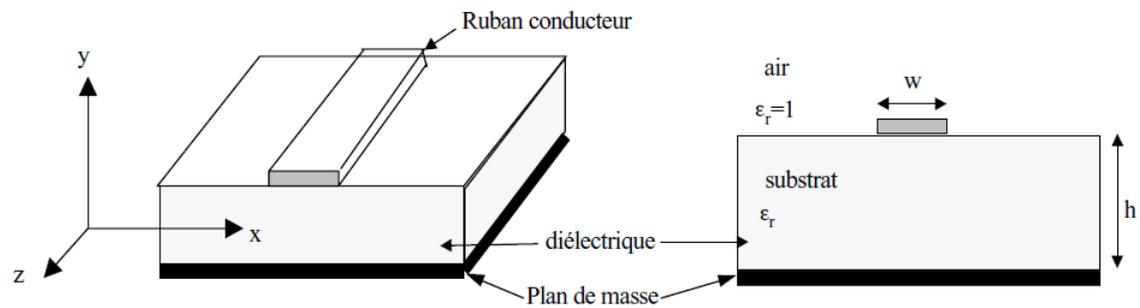


FIGURE 2.1 – Structure de la ligne microruban

La propagation des ondes dans cette structure s'effectue en partie dans le diélectrique, en partie dans l'air, la proportion dépendant de la valeur de la constante diélectrique du substrat et de la fréquence à laquelle on veut caractériser la ligne.

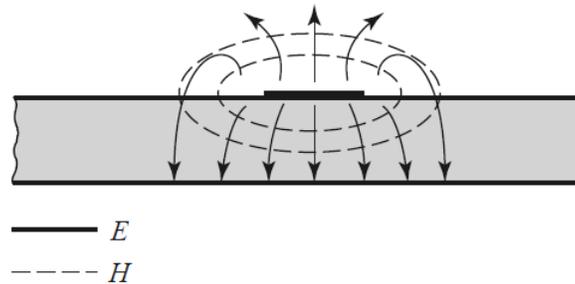


FIGURE 2.2 – Lignes de champ électrique et magnétique dans une ligne microruban [25]

## 2.2.2 Approximation Quasi-TEM

La propagation des ondes dans une ligne microruban peut être décrite avec le formalisme et les équations de Maxwell. En combinant deux à deux ces équations, on obtient les équations de propagation pour le champ électrique  $\vec{E}$  et le champ magnétique  $\vec{H}$ . Pour le champ électrique  $\vec{E}$ , par exemple lorsqu'il se propage le long d'un conducteur parfait dans un diélectrique parfait ( $\sigma = 0$ ,  $\rho = 0$ ), on obtient :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.1)$$

avec  $\vec{E}$  le champ électrique en  $V.m^{-1}$ ,  $\epsilon$  la permittivité du milieu,  $\mu$  la perméabilité du milieu

Il convient d'ajouter les conditions aux limites sur l'interface diélectrique et les conditions de continuité en présence d'un conducteur. Ainsi, sur la surface séparant un milieu diélectrique et un conducteur parfait, la composante tangentielle du champ électrique est nulle,  $E_T = 0$ .

De part la constitution même de la ligne microruban, il y a propagation dans un milieu inhomogène, et en toute rigueur il y a donc propagation de modes hybrides ; c'est à dire d'un champ électromagnétique pour lequel les six composantes ( $E_x, E_y, E_z ; H_x, H_y, H_z$ ) sont non-nulles. Cependant, lorsque la fréquence est de quelques GHz et lorsque le substrat a une permittivité élevée et peu de pertes, les champs sont essentiellement concentrés dans le substrat diélectrique : la composante suivant la direction de propagation est négligeable devant les composantes transverses, soit  $|E_T| \gg |E_z|$  et  $|H_T| \gg |H_z|$ , où z est la direction de propagation, l'indice T désignant les composantes transverses des champs (ici x, y). Dans ce cas, les champs qui se propagent, sont dits des modes quasi-TEM (Transverses Electro-Magnétiques), on peut adopter alors une approche quasi-statique (ou quasi-TEM) pour analyser la structure. Parmi l'éventail de méthodes de calculs existantes, on se situe dans cette approche. Bien que la permittivité d'un milieu plasma soit inférieure ou égale à celle de l'air située au dessus du ruban conducteur, l'utilisation d'autres substrats à permittivité plus élevées permet de s'assurer que les lignes de champs se situent principalement sous le ruban conducteur et que l'approche quasi-TEM se vérifie.

## 2.2.3 Formule d'analyse et de synthèse

Le développement important de dispositifs planaires RF a créé le besoin de formules d'analyse et de synthèse rapides et précises pour dimensionner des lignes microruban. A cette fin de nombreux travaux basés sur des considérations théoriques et empiriques ont été menés pour établir des formules liant les paramètres physiques ( $w$  la largeur du ruban conducteur et  $h$  l'épaisseur du substrat) de la ligne microruban aux paramètres électriques ( $\epsilon_{eff}$  la permittivité effective et  $Z_c$  l'impédance caractéristique).

Ces formules d'analyse et de synthèse se basent sur le calcul des paramètres électriques ( $\epsilon_{eff,0}$ ,  $Z_{c,0}$ ) en statique ( $f = 0$ ) sous l'approximation quasi-TEM. A ces expressions en statique, s'associe un modèle de dispersion qui exprime la permittivité effective  $\epsilon_{eff}$  pour  $f = 0$  à la permittivité effective en statique.

## Transformée conforme

Le principe des transformées conformes est de ramener le problème inhomogène de la ligne microruban à un problème homogène, en modifiant la structure à étudier de façon à ce qu'elle corresponde à une ligne de propagation baignant dans un milieu de permittivité constante, appelée permittivité effective  $\epsilon_{eff}$ .

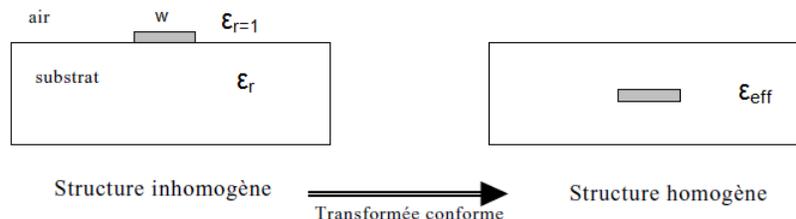


FIGURE 2.3 – Principe de la transformée conforme [26]

Parmi les plus connues de ces transformées, on peut citer celle de Schneider [27], celle de Wheeler [28], ainsi que les travaux complémentaires de Hammerstad [29] dont on connaît les formules analytiques et empiriques, par exemple la largeur d'une ligne à partir de son impédance et la valeur de la permittivité effective. La précision de ces modèles est fonction du rapport  $w/h$  et est inférieure à la tolérance physique de la technologie microruban [29].

## Formule de dispersion de la ligne microruban

Les champs du mode quasi-TEM possèdent non seulement des composantes tangentielles comme celle d'un mode TEM mais également des composantes longitudinales. Ces dernières sont cependant petites par rapport aux composantes transverses. Ce mode quasi-TEM s'écarte du mode TEM lorsque la fréquence augmente. Au delà de la fréquence limite du modèle statique, la dépendance en fréquence de l'impédance caractéristique  $Z_c$  et de la permittivité effective  $\epsilon_{eff}$  devient importante.

Les expressions sont généralement obtenues à partir d'approximation fonctionnelle de résultats numériques et de données empiriques. Le modèle LSE introduit par Getsinger [30] considère un milieu dans lequel le mode LSE peut se propager. Sa relation a ensuite été étendue en comparaison avec des calculs numériques de la structure réelle ainsi que des données de mesure. On cite ici les formules les plus connues pour le calcul sur une ligne microruban simple couche.

W. J. Getsinger [30]

$$\epsilon_{eff}(f) = \epsilon_{eff}(0) \left[ \frac{1 + K_1 f_{n1}^2}{1 + G f_{n1}^2} \right] \quad (2.2)$$

avec

$$\begin{aligned}
G &= 0.6 + 0.009Z_0 \\
K_1 &= (\epsilon_r/\epsilon_{eff}(0))G \\
f_{n1} &= 2\mu_0hf/Z_0
\end{aligned}$$

avec  $Z_0$  l'impédance caractéristique de la ligne en statique.

M. V. Schneider [31]

$$\epsilon_{eff}(f) = \epsilon_{eff}(0) \left[ \frac{1 + f_{n2}^2}{1 + K_2 f_{n2}^2} \right]^2 \quad (2.3)$$

avec

$$\begin{aligned}
K_2 &= \overline{\epsilon_{eff}(0)/\epsilon_r} \\
f_{n2} &= (4hf/c)\sqrt{\epsilon_r - 1}
\end{aligned}$$

E. Yamashita *et al* [32]

$$\epsilon_{eff}(f) = \epsilon_{eff}(0) \left[ \frac{1 + K_3 f_{n3}^{1.5}}{1 + f_{n3}^{1.5}} \right]^2 \quad (2.4)$$

avec

$$\begin{aligned}
K_3 &= \overline{\epsilon_r/\epsilon_{eff}(0)} \\
f_{n3} &= (4^{1/3}hf/c)\sqrt{\epsilon_r - 1} \cdot 0.5 + \left[ 1 + 2 \log_{10} \left( 1 + \frac{w}{h} \right) \right]^2
\end{aligned}$$

Hammerstad-Jensen [29]

$$\epsilon_{eff}(f) = \epsilon_{eff}(0) \left[ \frac{1 + K_4 f_{n4}^2}{1 + G_4 f_{n4}^2} \right] \quad (2.5)$$

avec

$$\begin{aligned}
G_4 &= \frac{\pi^2}{12} \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_{eff}(0)} \frac{\overline{Z_0}}{60} \\
K_4 &= \epsilon_r G_4 / \epsilon_{eff}(0) \\
f_{n4} &= 2\mu_0hf/Z_0
\end{aligned}$$

M. Kobayashi [33]

$$\epsilon_{eff}(f) = \epsilon_{eff}(0) \left[ \frac{1 + f_{n5}^2}{1 + K_5 f_{n5}^2} \right]^2 \quad (2.6)$$

avec

$$\begin{aligned}
K_5 &= \overline{\epsilon_{eff}(0)/\epsilon_r} \\
f_{n5} &= (2\pi hf/c)(1 + \frac{w}{h}) \overline{\epsilon_r - \epsilon_{eff}(0)/D_5} \\
D_5 &= \tan^{-1} \epsilon_r \overline{\frac{\epsilon_{eff}(0) - 1}{\epsilon_r - \epsilon_{eff}(0)}}
\end{aligned}$$

Pramanick-Bhartia [34]

$$\epsilon_{eff}(f) = \epsilon_{eff}(0) \left[ \frac{1 + f_{n6}^2}{1 + K_6 f_{n6}^2} \right] \quad (2.7)$$

avec

$$\begin{aligned}
K_6 &= \overline{\epsilon_{eff}(0)/\epsilon_r} \\
f_{n6} &= 2\mu_0 hf/Z_0
\end{aligned} \quad (2.8)$$

Kirschning-Jansen [35]

$$\epsilon_{eff}(f) = \epsilon_{eff}(0) \left[ \frac{1 + K_7 P}{1 + P} \right] \quad (2.9)$$

avec

$$\begin{aligned}
K_7 &= \overline{\epsilon_r/\epsilon_{eff}(0)} \\
P &= P_1 P_2 [(0.1844 + P_3 P_4) 10 F_4]^{15763} \\
P_1 &= 0.27488 + [0.6315 + 0.525/(1 + 0.157 F_4)^{20}] (\frac{w}{h}) - 0.065683 \exp(-0.87513 w/h) \\
P_2 &= 0.33622 [1 - \exp(-0.03442 \epsilon_r)] \\
P_3 &= 0.0363 \exp(-4.6 \frac{w}{h}) [1 - \exp(-(F_4/3.87)^{497})] \\
P_4 &= 1 + 2.751 [1 - \exp(-(\epsilon_r/15.916)^8)] \\
F_4 &= fh
\end{aligned}$$

A partir des données de mesures fournies dans [36–43], l'erreur quadratique moyenne calculée à partir de 120 points de données choisis arbitrairement est donnée pour chaque formule proposée [44]. La plage de fréquence des données va de 1GHz à 50GHz, avec des substrats simple couche de permittivité relative comprise entre 2.5 et 15.87 et des ratios  $w/h$  compris entre 0.10 et 7.85. La formule de Kirschning-Jansen [35] présente la meilleure précision avec une erreur quadratique moyenne de 2.3%.

Formule de dispersion	Erreur quadratique moyenne en %
Getsinger [30]	3.0 %
Schneider [31]	4.1 %
Yamashita [32]	2.7%
Hammerstad [29]	2.9%
Kobayashi [33]	2.5%
Pramanick-Bhartia [34]	2.5%
Kirschning-Jansen [35]	2.3%

### 2.2.4 Cas du microruban multicouches

Des formules analytiques pour le cas de la ligne microruban multicouches existent et se basent souvent sur le même principe que le cas simple couche, à savoir un modèle statique combiné avec un modèle de dispersion. A partir d'une transformée conforme [45–49], d'une réduction du problème à une simple couche [50, 51], ou par addition des capacités partielles que représentent chaque couche [52, 53], on aboutit au calcul de la permittivité effective statique  $\epsilon_{eff,0}$ . La permittivité effective de la ligne à toute fréquence est ensuite calculée à partir des modèles de dispersion présentés précédemment. On peut également citer les analyses modales transverse [54, 55] qui permettent le calcul des paramètres de la ligne. L'ensemble de ces formes analytiques est la plupart du temps relativement imprécis ou ne fonctionnant que sur des bornes d'études souvent restreintes ; comme par exemple le nombre de couches sous le ruban ou encore le contraste des permittivités relative de chaque couche.

Le cas multicouche étant d'une complexité importante, des analyses basées sur des méthodes rigoureuses sont souvent utilisées à défaut des formules analytiques, bien que leur temps de calcul soit beaucoup plus important. De nombreux outils numériques mettant en oeuvre des méthodes rigoureuses de résolutions des équations de Maxwell ont été développés, on peut les classer en deux catégories :

- les méthodes basées sur une représentation intégrale, aussi appelées *méthodes des moments* (MoM) [56–63], qui ne nécessitent qu'un maillage surfacique et sont particulièrement adaptées pour traiter des conditions aux limites ouvertes. L'avantage de la méthode MoM est que le maillage se limite à la géométrie de la structure à étudier sans mailler son environnement, ce qui simplifie d'une part le maillage et rends la résolution plutôt rapide. Cette méthode n'est cependant pas adaptée pour traiter les inhomogénéités.

- les méthodes directement basées sur les équations différentielles, qui nécessitent un maillage volumique et un domaine borné (il est possible d'imiter des conditions aux limites ouvertes avec une PML (Perfect Matched Layer)). Dans cette catégorie, on peut citer la *méthodes des éléments nis* (FEM) [62, 64–66] et la *méthode des différences nis* [62, 67–70] qui permettent la résolution de problèmes complexes présentant des inhomogénéités, ou encore la résolution de structures complexes au prix d'un temps de calcul plus élevé dû au maillage volumique et d'une grande occupation mémoire.

### 2.2.5 Conclusion

De nombreuses formules d'analyse permettant la caractérisation d'une ligne microruban simple couche existent et possèdent un niveau de précision de l'ordre du %. Ces formules perdent de leur précision en passant sur une ligne multicouche, elles disposent d'un domaine de validité plus restreint (nombre de couches limité, contraste en permittivité relative des couches limités) et ne prennent pas en compte les pertes diélectriques. Des analyses rigoureuses sont ainsi souvent favorisées pour traiter les géométries multicouches, ces analyses sont cependant longues et coûteuses.

On cherche à caractériser un milieu plasma situé dans une couche sous une ligne microruban multicouche. Notre méthode de caractérisation se doit de présenter un niveau de précision important pour permettre de calculer des permittivités comprise entre 0 et 1 et comportant des niveaux de pertes importants. Les méthodes rigoureuses d'analyse répondent à ces critères mais nécessitent des temps de calcul très importants et ne sont donc pas adaptées pour faire des calculs rapides pour remonter à la permittivité relative de la couche plasma. En effet pour remonter aux paramètres électriques du milieu plasma que l'on cherche à caractériser, on se doit d'effectuer de longues analyses de sensibilité dépendante de la fréquence. Ainsi, on choisit de mettre en place un code basé sur la résolution par les schémas équivalents dans le plan complexe qui nous permet un calcul rapide des paramètres électriques d'une ligne microruban multicouche. La mise en œuvre de cette caractérisation est explicitée dans les paragraphes suivants. Pour des raisons de confidentialité, le calcul de l'impédance caractéristique  $Z_c$  ne sera pas explicité mais les résultats seront montrés. L'ensemble des résultats de notre caractérisation sera systématiquement comparé aux résultats de simulation du logiciel de référence FEM, Ansoft HFSS.

## 2.3 Résolution par les schémas équivalents

Les schémas équivalents [13], [14], [15] permettent de résoudre rapidement certaines classes de problèmes électromagnétiques, dont les équations de dispersion. Cette résolution peut s'appliquer à des circuits planaires à condition de les encapsuler partiellement dans un guide. La présence de ce guide ne doit pas influencer les résultats obtenus, des parois latérales sont donc positionnées suffisamment loin du circuit à caractériser.

Le circuit étudié doit être structuré autour de plans parallèles séparés par des milieux à sections tangentielles homogènes (même  $\epsilon_r$ ) ce qui permet une décomposition modale des champs tangentiels autour de ces surfaces. En fonction du circuit, le champ électrique ou le courant tangentiel est approximé sur une base de fonctions dites d'essai qui correspondent à sa variation physique approchée.

Ainsi pour caractériser le circuit, on établit un schéma électrique équivalent vu depuis les interfaces du circuit. Ce schéma électrique peut comporter :

- des sources réelles si on a des excitations électromagnétiques.
- des opérateurs admittances ou impédances pour représenter les demi-espaces autour des interfaces.
- des opérateurs longueurs de ligne traduisant les conditions de passage entre deux interfaces séparées par des milieux homogènes.
- des sources virtuelles caractérisant les conditions aux limites mixtes sur les interfaces.

On résout ensuite ce schéma électrique à partir des relations de type circuit (lois de Kirchhoff), décomposant les sources réelles et les grandeurs duales des sources réelles sur le mode fondamental associé et les sources virtuelles et les grandeurs duales des sources virtuelles sur la fonction d'essai associé. Cette représentation conduit à la résolution d'un système matriciel de la forme  $A.x = b$  résolu par la méthode de Galerkin.

## 2.4 Caractérisation de ligne de transmission par les schémas équivalents

Dans cette partie, on applique la résolution par les schémas équivalents sur des lignes triplaque et microruban simple couche puis triple couches. La caractérisation des lignes triplaque simple couche nous permet de vérifier la précision et la rapidité de notre code puisque l'on peut comparer nos résultats avec les valeurs théoriques dans le cas de la propagation d'un mode TEM sur cette ligne. On calcule dans le cas des lignes triplaque et microruban la permittivité effective  $\epsilon_{eff}$ , les pertes diélectriques  $\tan$  ainsi que l'impédance caractéristique  $Z_c$  pour différentes largeurs de ruban  $w$ . Les résultats de notre modèle sont comparés avec les résultats des simulations HFSS.

### 2.4.1 Triplaque simple couche

On cherche à déterminer la permittivité relative d'un substrat à partir des paramètres de propagation. Le mode TEM d'une ligne triplaque semble le meilleur candidat puisque l'on peut déduire facilement les paramètres de propagation en fonction des caractéristiques physiques de la ligne.

#### Modélisation

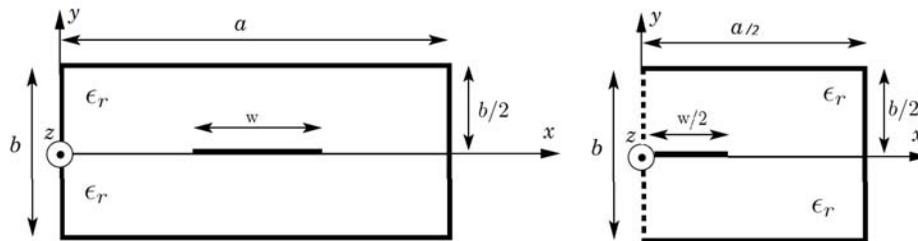


FIGURE 2.4 – Ligne Triplaque

#### Représentation des conditions aux limites par un schéma équivalent

Le plan  $x = a/2$  est un plan de symétrie de la structure et l'insertion d'un mur magnétique dans ce plan ne perturbe pas les lignes de champ du mode fondamental. Insérer un mur magnétique en  $x = a/2$  permet donc de réduire l'étude à celle de la demi-structure représentée sur la figure 2.4, mais implique également que seuls les modes à coefficients impairs interviennent dans la modélisation. Comme cela ne réduit pas le nombre de calcul, on conserve l'étude sur la structure complète.

Le plan  $y = 0$  est un plan de discontinuité de la structure composé de deux domaines complémentaires ( $D_M$  et  $D_I$  avec le domaine  $D_M$  désignant le ruban métallique et le domaine  $D_I$  désignant l'interface diélectrique présente de part et d'autre de ce ruban). Soit  $\vec{J}_e$  une source de courant définie sur  $D_M$  et nulle sur  $D_I$ , soit  $\vec{E}$  sa grandeur duale. Tous les milieux sont homogènes et sont

représentés par des opérateurs admittances, ainsi les deux demi-espaces autour du plan de discontinuité sont supposés identiques et sont donc représentés par le même opérateur  $\hat{Y}_1$ . Les conditions aux limites de la structure étudiée conduisent au schéma équivalent représenté sur la figure 2.5.

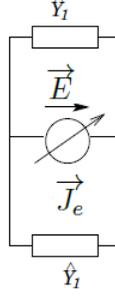


FIGURE 2.5 – Schéma équivalent de la structure de la Figure 2.4.

Après application des lois de Kirchhoff, le système conduit à l'équation suivante :

$$\vec{E} = (2\hat{Y}_1)^{-1}\vec{J}_e \quad (2.10)$$

$\vec{J}_e$  et  $\vec{E}$  étant définis dans des domaines complémentaires (avec  $\vec{E} = \vec{0}$  sur  $D_M$  et  $\vec{J}_e = \vec{0}$  sur  $D_I$ ), cette équation conduit à :

$$(2\hat{Y}_1)^{-1}\vec{J}_e = \vec{0} \text{ sur } D_M \quad (2.11)$$

L'opérateur  $\hat{Y}_1$  est défini par :

$$\hat{Y}_1 = \sum_{n,\alpha=TE,TM} |\vec{f}_n^\alpha\rangle \frac{Y_{1n}^\alpha}{\langle \vec{g}_n^\alpha | \vec{f}_n^\alpha \rangle} \langle \vec{g}_n^\alpha | \quad (2.12)$$

Avec  $\vec{f}_n^\alpha$  la base modale et  $\vec{g}_n^\alpha$  sa base bi-orthogonale associée (construite en AnnexeC). Avec cette définition de l'opérateur admittance  $\hat{Y}_1$ , la base modale  $\vec{f}_n^\alpha$  et sa base bi-orthogonale associée  $\vec{g}_n^\alpha$  ne nécessitent pas de normalisation car elle est prise en compte par le terme  $\langle \vec{g}_n^\alpha | \vec{f}_n^\alpha \rangle$  dans l'opérateur (2.12). Avec  $Y_{1n}^{TE}$  et  $Y_{1n}^{TM}$  les admittances de mode  $TE_n$  et  $TM_n$  ramenées en  $y = 0$  par rapport au court-circuit placé en  $y = b/2$  définies en fonction des admittances de modes caractéristiques  $Y_{M,1n}^{TE}$  et  $Y_{M,1n}^{TM}$  par :

$$Y_{M,1n}^{TE} = \frac{\rho_n}{j\omega\mu_0} \quad (2.13)$$

$$Y_{M,1n}^{TM} = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_r}{\rho_n} \quad (2.14)$$

$$\rho_n^2 = \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 - k_0^2\epsilon_r - \gamma^2 \quad (2.15)$$

$$Y_{1n}^\alpha = Y_{M,1n}^\alpha \coth(\rho_n \frac{b}{2}) \text{ avec } \alpha = TE, TM \quad (2.16)$$

Avec  $\mu_0$  la perméabilité du vide,  $\epsilon_0$  la permittivité du vide,  $k_0$  le nombre d'onde dans le vide,  $\gamma$  la constante de propagation selon  $\vec{z}$  et  $\rho_n$  la constante de propagation selon  $\vec{y}$ .

### Application de la méthode de Galerkin

Posons  $\vec{J}_e = i_e \vec{g}_e$ , où la composante  $i_e$  est inconnue et où  $\vec{g}_e$  désigne un vecteur d'essai. La méthode de Galerkin nous permet de conclure que l'équation (2.11) admet une solution autre que la solution triviale ( $i_e = 0$ ) si et seulement si :

$$\begin{aligned} \langle \vec{g}_e | (\hat{Y}_1)^{-1} \vec{g}_e \rangle &= 0 \\ \sum_{n,\alpha=TE,TM} \frac{\langle \vec{g}_e | \vec{f}_n^\alpha \rangle \langle \vec{g}_n^\alpha | \vec{g}_e \rangle}{\langle \vec{g}_n^\alpha | \vec{f}_n^\alpha \rangle} \frac{1}{Y_{1n}^\alpha} &= 0 \end{aligned}$$

On adopte comme vecteur d'essai  $\vec{g}_e$  (quand uniquement le mode fondamental est considéré, pour  $\epsilon_{eff}$  :

$$\vec{g}_e = \begin{cases} g_{ex}(x) = 0 & \text{pour } 0 < x < a \\ g_{ez}(x) = 0 & \text{pour } 0 < x < \frac{a-w}{2} \text{ et } \frac{a+w}{2} < x < a \\ g_{ez}(x) = 1 & \text{pour } \frac{a-w}{2} < x < \frac{a+w}{2} \end{cases}$$

On doit calculer les produits scalaires relatifs aux modes TM et TE suivants :

$$\begin{aligned} \langle \vec{g}_e | \vec{f}_n^{TM} \rangle &= \int_0^a \vec{g}_e \cdot \vec{f}_n^{TM} dx \\ &= \int_{\frac{a-w}{2}}^{\frac{a+w}{2}} f_{n,z}^{TM}(x) dx \\ &= \int_{\frac{a-w}{2}}^{\frac{a+w}{2}} -\gamma \sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right) dx \end{aligned}$$

Ainsi nous obtenons

$$\langle \vec{g}_e | \vec{f}_n^{TM} \rangle = \begin{cases} 0 & \text{pour } n \text{ pair} \\ -\gamma w (-1)^{\frac{n-1}{2}} \text{sin}_c\left(\frac{n\pi w}{2a}\right) & \text{pour } n \text{ impair} \end{cases}$$

On vérifie bien numériquement la condition de symétrie observée initialement.

On peut déduire les produits scalaires relatifs aux modes TE :

$$\begin{aligned} \langle \vec{g}_e | \vec{f}_n^{TE} \rangle &= \int_0^a (\vec{g}_e) \cdot \vec{f}_n^{TE} dx \\ &= \int_{\frac{a-w}{2}}^{\frac{a+w}{2}} f_{n,z}^{TE}(x) dx \end{aligned}$$

Or

$$f_{n,z}^{TE}(x) = \frac{n\pi}{a\gamma} f_{n,z}^{TM}(x)$$

D'où

$$\langle \vec{g}_e | \vec{f}_n^{TE} \rangle = \frac{n\pi}{a\gamma} \langle \vec{g}_e | \vec{f}_n^{TM} \rangle \quad (2.17)$$

$$\begin{aligned} \langle \vec{g}_n^{TM} | \vec{g}_e \rangle &= \int_0^a (\vec{g}_n^{TM}) \cdot \vec{g}_e dx \\ &= \int_{\frac{a-w}{2}}^{\frac{a+w}{2}} (g_{n,z}^{TM})(x) dx \\ &= \int_{\frac{a-w}{2}}^{\frac{a+w}{2}} -\gamma \text{sin}\left(\frac{n\pi x}{a}\right) dx \end{aligned}$$

Ainsi nous obtenons

$$\langle \vec{g}_n^{TM} | \vec{g}_e \rangle = \begin{cases} 0 & \text{pour } n \text{ pair} \\ -\gamma w (-1)^{\frac{n-1}{2}} \text{sin}_c\left(\frac{n\pi w}{2a}\right) & \text{pour } n \text{ impair} \end{cases}$$

On peut déduire les produits scalaires relatifs aux modes TE :

$$\begin{aligned} \langle \vec{g}_n^{TE} | \vec{g}_e \rangle &= \int_0^a (\vec{g}_n^{TE}) \cdot \vec{g}_e dx \\ &= \int_{\frac{a-s}{2}}^{\frac{a+s}{2}} (g_{n,z}^{TE})(x) dx \end{aligned}$$

Or

$$(g_{n,z}^{TE})(x)dx = -\frac{n\pi}{a\gamma}(g_{n,z}^{TM})(x)$$

D'où

$$\langle \vec{g}_n^{TE} | \vec{g}_e \rangle = -\frac{n\pi}{a\gamma} \langle \vec{g}_n^{TM} | \vec{g}_e \rangle \quad (2.18)$$

### Détermination de l'équation de dispersion

$$\sum_{n=1,3}^+ \frac{\langle \vec{g}_e | \vec{f}_n^{TM} \rangle \langle \vec{g}_n^{TM} | \vec{g}_e \rangle}{I_1} \frac{(Y_{1n}^{TM})^{-1}}{\langle \vec{g}_n^{TM} | \vec{f}_n^{TM} \rangle} + \frac{\langle \vec{g}_e | \vec{f}_n^{TE} \rangle \langle \vec{g}_n^{TE} | \vec{g}_e \rangle}{I_2} \frac{(Y_{1n}^{TE})^{-1}}{\langle \vec{g}_n^{TE} | \vec{f}_n^{TE} \rangle} = 0$$

Les calculs de  $\langle \vec{g}_n^{TM} | \vec{f}_n^{TM} \rangle$  et  $\langle \vec{g}_n^{TE} | \vec{f}_n^{TE} \rangle$  sont effectués en AnnexeC.

Calculons  $I_1$  et  $I_2$

$$\begin{aligned} I_1 &= (-\gamma w (-1)^{\frac{n-1}{2}} \text{sin}_c(\frac{n\pi w}{2a})) (-\gamma w (-1)^{\frac{n-1}{2}} \text{sin}_c(\frac{n\pi w}{2a})) \\ &= \gamma^2 w^2 \text{sin}_c^2(\frac{n\pi w}{2a}) (-1)^{n-1} \end{aligned} \quad (2.19)$$

$$I_2 = -\left(\frac{n\pi}{a\gamma}\right)^2 I_1 \quad (2.20)$$

Ainsi on a pour l'équation de dispersion :

$$\begin{aligned} \sum_{n=1,3}^+ \frac{(-1)^{n-1} \gamma^2 w^2 \text{sin}_c^2(\frac{n\pi w}{2a})}{\frac{a}{2} (\gamma^2 - (\frac{n\pi}{a})^2)} \frac{1}{Y_{1n}^{TM}} - \frac{n\pi}{a\gamma} \frac{2}{Y_{1n}^{TE}} &= 0 \\ \sum_{n=1,3}^+ \frac{\gamma^2 \text{sin}_c^2(\frac{n\pi w}{2a})}{\gamma^2 - (\frac{n\pi}{a})^2} \frac{1}{Y_{1n}^{TM}} - \frac{n\pi}{a\gamma} \frac{2}{Y_{1n}^{TE}} &= 0 \end{aligned} \quad (2.21)$$

On effectue la résolution dans le plan complexe de l'équation (2.21), sous Matlab en annulant la partie réelle et imaginaire de la somme conjointement (car  $\gamma$  est complexe si on a des pertes). Des tests sont effectués avec plusieurs fonctions d'essai, jusqu'à convergence des résultats, notamment pour  $Z_c$ .

### Validation

Afin de valider l'équation (2.21), on compare les résultats de notre modèle avec les résultats obtenus sur le logiciel de référence FEM HFSS, avec les résultats obtenus via ADS LineCalc (pour le calcul de l'impédance caractéristique), ainsi qu'avec une formule empirique calculant l'impédance caractéristique [25].

On réalise sur HFSS une structure triplaque d'épaisseur  $h = 1.55mm$  sur un substrat d'AD1000, de permittivité relative  $\epsilon_r = 10.7$  et de pertes diélectriques  $\tan \delta = 0.0023$  et de largeur  $a = 10mm$ . Des murs électriques sont placés sur les parois latérales de la structure. On excite la ligne triplaque avec un waveport avec ligne d'intégration allant de la masse jusqu'au ruban et avec le calcul de l'impédance caractéristique  $Z_{VI}$ . Le waveport occupe toute la hauteur de la structure (soit  $H_{port} = 2h$ ) et toute la largeur. On effectue deux types de simulations; pour la première, on simule en *Discret*, sur une plage de fréquence allant de  $500MHz$  à  $5GHz$  avec un pas de  $0.5GHz$ , avec un setup pour chaque point et une fréquence de maillage correspondant à la fréquence du point de simulation. Les résultats de ces simulations seront notés "HFSS Discret". La deuxième simulation est une simulation sur l'ensemble de la structure en *Sweep* de type *Fast* sur une plage de fréquence allant de  $500MHz$  à  $5GHz$  avec un pas de  $0.001GHz$  et une fréquence de maillage de  $5GHz$ . On prend un critère de convergence  $S = 0.01$ , un nombre de passes maximum de 80 et on impose deux passes minimum sous convergence. Les résultats de ces simulations seront notés "HFSS Sweep".

Pour ces simulations, on relève la constante de propagation complexe  $\gamma$  ainsi que l'impédance caractéristique  $Z_c$ . On calcule à partir de  $\gamma$  la permittivité effective complexe  $\epsilon_{eff} = -(\gamma/k_0)^2$  et les pertes diélectriques  $\tan \delta = -Im(\epsilon_{eff})/Re(\epsilon_{eff})$ .

Pour le modèle, un code sous Matlab est réalisé permettant la résolution dans le plan complexe de l'équation de dispersion (2.21). Il s'agit dans un premier temps de s'assurer qu'un nombre de mode suffisant soit utilisé pour assurer la convergence de la série, puis on effectue une recherche de la valeur de  $\gamma$  annulant la partie réelle et imaginaire de la série. Une seule fonction d'essai suffit pour le calcul de la permittivité effective complexe, et 13 fonctions d'essai sont utilisées pour le calcul de l'impédance caractéristique. Le nombre de fonction d'essai nécessaire pour le calcul de l'impédance caractéristique est obtenu en considérant un critère de convergence de  $10^{-2}$  sur le calcul de  $Z_c$ . On choisit une valeur de  $a$  correspondant à la distance entre les deux parois latérales de ligne, identique à celle utilisée sur HFSS, soit  $a = 10mm$ .

On effectue une comparaison entre HFSS et le modèle pour une valeur de largeur de ruban métallique  $w = 1mm$  puisque la constante de propagation dans ce cas ne dépend pas de  $w$ . Pour estimer les performances du modèle, on compare les permittivités effectives  $\epsilon_{eff}$  et les pertes diélectriques  $\tan \delta_{eff}$  comme sur les figures 2.6 et 2.7. On calcule l'erreur relative (en %) entre les résultats obtenus avec notre modèle et la valeur théorique de la permittivité effective  $\epsilon_{eff} = \epsilon_r$ . Pour le calcul de l'impédance caractéristique, on effectue la comparaison avec HFSS, ADS Linecalc et une formule empirique [25] comme sur la figure 2.8.

Dans le cas de la ligne triplaque simple couche, on a propagation d'un mode TEM. Dans ce cas précis, on sait que  $\epsilon_{eff} = \epsilon_r = 10.7$  et  $\tan \delta_{eff} = \tan \delta = 0.0023$ . On constate que le modèle converge vers la valeur théorique. On a ainsi, de  $500MHz$  à  $5GHz$ , une erreur relative maximale sur la permittivité effective  $\epsilon_{eff}$  entre le modèle et la valeur théorique de  $1.3210^{-4}\%$  ce qui correspond à la précision demandée sur la recherche du zéro de l'équation de dispersion (2.21) et une erreur maximale sur les pertes diélectriques  $\tan \delta_{eff}$  de  $1.3110^{-4}\%$ . Notre modèle permet également une bonne estimation de l'impédance caractéristique  $Z_c$  sur toute la bande de fréquence. L'écart relatif maximum entre le modèle et les résultats de simulation HFSS *Sweep* est de 0.156%.

**Remarque** Sur le calcul de la permittivité effective  $\epsilon_{eff}$  ainsi que sur le calcul de l'impédance caractéristique  $Z_c$ , on constate que les résultats de simulation HFSS en *Discret* sont moins bons que ceux en *Sweep*. Pour le calcul des pertes diélectriques  $\tan_{eff}$  les résultats de simulation HFSS en *Discret* sont meilleurs que ceux en *Sweep*. Cette analyse nous sera utile par la suite dans le cas de la ligne microruban où nous n'avons pas de valeur théorique exacte.

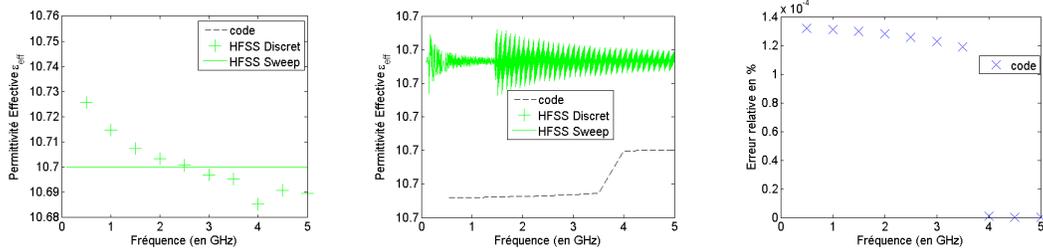


FIGURE 2.6 – Calcul de  $\epsilon_{r,eff}$  pour  $w = 1mm$

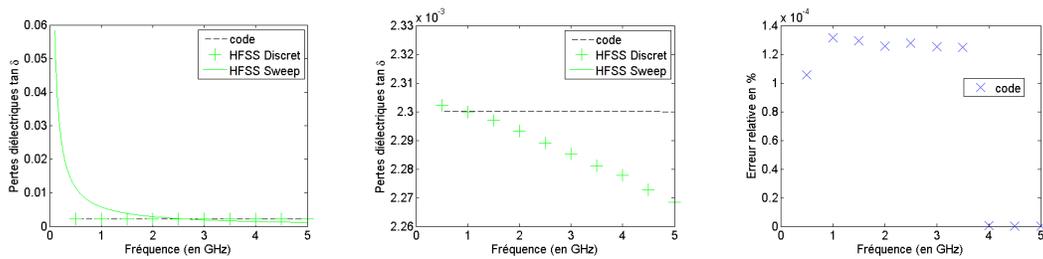


FIGURE 2.7 – Calcul de  $\tan \delta_{eff}$  pour  $w = 1mm$

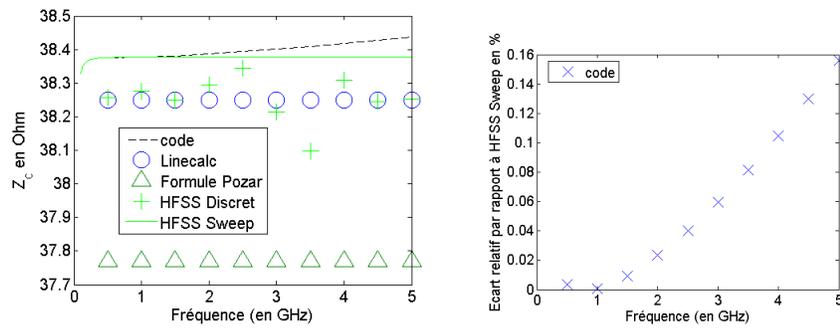


FIGURE 2.8 – Calcul de  $Z_c$  pour  $w = 1mm$

## 2.4.2 Microruban simple couche

On cherche à déterminer la permittivité relative d'un substrat à partir des paramètres de propagation du mode quasi-TEM sur une ligne microruban. Cette ligne semble être la plus facile en terme de réalisation du point de vue de l'insertion du plasma.

### Modélisation

La structure étudiée ici est une ligne microruban sur un substrat simple couche comme représentée sur la figure 2.9. Des parois métalliques sont ajoutées latéralement, elles ne doivent cependant pas influencer les résultats obtenus. On ne ferme pas la ligne au dessus (ce qui n'est pas possible dans l'analyse sous HFSS).

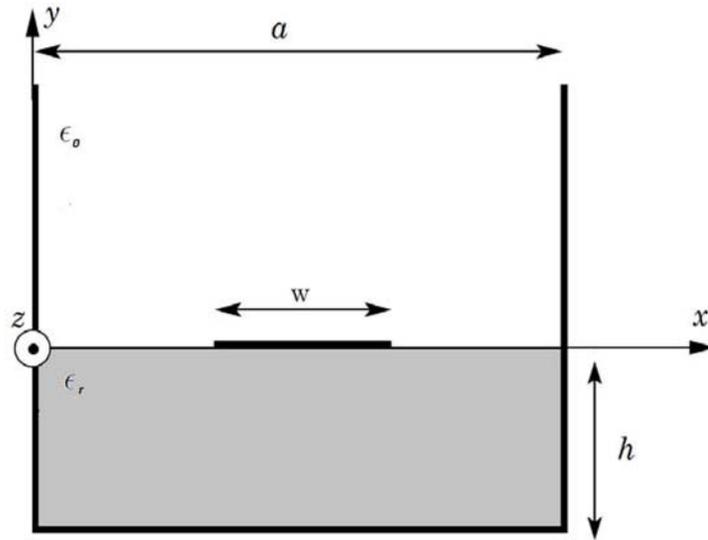


FIGURE 2.9 – Ligne microruban simple couche.

Le plan  $y = 0$  est un plan de discontinuité de la structure composé de deux domaines complémentaires ( $D_M = \overline{D_I}$ ). Soit  $\vec{J}_e$  une source de courant définie sur  $D_M$  et nulle sur  $D_I$ , soit  $\vec{E}$  sa grandeur duale. Les conditions aux limites de la structure étudiée conduisent au schéma équivalent représenté sur la figure 2.10.

Après application de la loi de Kirchhoff et de la loi d'Ohm, le système conduit à l'équation suivante :

$$\vec{E} = (\hat{Y}_1 + \hat{Y}_2)^{-1} \vec{J}_e \quad (2.22)$$

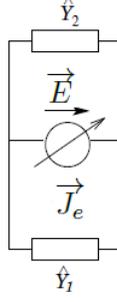


FIGURE 2.10 – Schéma équivalent de la structure de la Figure 2.9.

$\vec{J}_e$  et  $\vec{E}$  étant définis dans des domaines complémentaires (avec  $\vec{E} = \vec{0}$  sur  $D_M$  et  $\vec{J}_e = \vec{0}$  sur  $D_I$ ), cette équation conduit à :

$$(\hat{Y}_1 + \hat{Y}_2)^{-1} \vec{J}_e = \vec{0} \text{ sur } D_M \quad (2.23)$$

L'opérateur  $\hat{Y}_1$  est défini de la même façon que dans le cas triplaque, la base modale  $\vec{f}_n^\alpha$  et sa base bi-orthogonale associée  $\vec{g}_n^\alpha$  sont les mêmes. L'opérateur  $\hat{Y}_2$  se différencie de  $\hat{Y}_1$  car le milieu est ouvert, il s'exprime donc directement en fonction des admittances de mode. Avec  $Y_{1n}^{TE}$  et  $Y_{1n}^{TM}$  les admittances de mode TE et TM ramenées en  $y = 0$  par rapport au court-circuit placé en  $y = -h$  définies en fonction des admittances de modes caractéristiques  $Y_{M,1n}^{TE}$  et  $Y_{M,1n}^{TM}$ . Et avec  $Y_{2n}^{TE}$  et  $Y_{2n}^{TM}$  les admittances de mode TE et TM qui sont directement  $Y_{M,2n}^{TE}$  et  $Y_{M,2n}^{TM}$ .

$$Y_{M,1n}^{TE} = \frac{\rho_{1n}}{j\omega\mu_0} \quad (2.24)$$

$$Y_{M,1n}^{TM} = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_r}{\rho_{1n}} \quad (2.25)$$

$$\rho_{1n}^2 = \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 - k_0^2\epsilon_r - \gamma^2 \quad (2.26)$$

$$Y_{1n}^\alpha = Y_{M,1n}^\alpha \coth(\rho_{1n}h) \text{ avec } \alpha = TE, TM \quad (2.27)$$

$$Y_{M,2n}^{TE} = \frac{\rho_{2n}}{j\omega\mu_0} \quad (2.28)$$

$$Y_{M,2n}^{TM} = \frac{j\omega\epsilon_0}{\rho_{2n}} \quad (2.29)$$

$$\rho_{2n}^2 = \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 - k_0^2 - \gamma^2 \quad (2.30)$$

$$Y_{2n}^\alpha = Y_{M,2n}^\alpha \text{ avec } \alpha = TE, TM \quad (2.31)$$

Avec  $\mu_0$  la perméabilité du vide,  $\epsilon_0$  la permittivité du vide,  $k_0$  le nombre d'onde dans le vide,  $\gamma$  la constante de propagation selon  $\vec{z}$  et  $\rho_{1n}$  la constante de propagation selon  $\vec{y}$  en dessous du ruban métallique et  $\rho_{2n}$  la constante de propagation selon  $\vec{y}$  dans l'air au dessus du ruban métallique.

### Application de la méthode de Galerkin

Posons  $\vec{J}_e = i_e \vec{g}_e$ , où la composante  $i_e$  est inconnue et où  $\vec{g}_e$  désigne un vecteur d'essai. La méthode de Galerkin nous permet de conclure que l'équation (2.23) admet une solution autre que la solution triviale ( $i_e = 0$ ) si et seulement si :

$$\begin{aligned} \langle \vec{g}_e | (\hat{Y}_1 + \hat{Y}_2)^{-1} \vec{g}_e \rangle &= 0 \\ \sum_{n,\alpha=TE,TM} \frac{\langle \vec{g}_e | \vec{f}_n^\alpha \rangle \langle \vec{g}_n^\alpha | \vec{g}_e \rangle}{\langle \vec{g}_n^\alpha | \vec{f}_n^\alpha \rangle} \frac{1}{Y_{1n}^\alpha + Y_{2n}^\alpha} &= 0 \end{aligned}$$

La base modale  $\vec{f}_n^\alpha$  et sa base bi-orthogonale associée  $\vec{g}_n^\alpha$  sont les mêmes que dans le paragraphe 2.4.1, le vecteur d'essai  $\vec{g}_e$  est également le même, par conséquent les produits scalaires relatifs aux modes TE et TM sont les mêmes que dans le cas triplaque.

### Détermination de l'équation de dispersion

Ainsi on a pour l'équation de dispersion :

$$\sum_{n=1,3}^+ \frac{\gamma^2 \sin_c^2\left(\frac{n\pi w}{2a}\right)}{\gamma^2 - \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2} \frac{1}{Y_{1n}^{TM} + Y_{2n}^{TM}} - \frac{n\pi}{a\gamma} \frac{1}{Y_{1n}^{TE} + Y_{2n}^{TE}} = 0 \quad (2.32)$$

### Validation

Afin de valider l'équation (2.32), on compare les résultats de notre modèle avec les résultats obtenus sur le logiciel de référence FEM HFSS, avec les résultats obtenus via ADS LineCalc (pour le calcul de l'impédance caractéristique), ainsi qu'avec une formule empirique calculant l'impédance caractéristique [25]. Dans le cas de la ligne microruban simple couche, on a propagation d'un mode quasi-TEM et il n'y a pas de formule théorique exacte permettant le calcul de la permittivité effective  $\epsilon_{eff}$ , des pertes diélectriques  $\tan \epsilon_{eff}$  ainsi que de l'impédance caractéristique  $Z_c$ . Par ailleurs, ces quatre grandeurs dépendent de  $w$ , on souhaite donc valider notre code pour quatre valeurs de  $w$ ,  $w_1 = 505\mu m$ ,  $w_2 = 1.028mm$ ,  $w_3 = 1.337mm$  et  $w_4 = 3mm$ .

On réalise sur HFSS une structure microruban d'épaisseur  $h = 1.55mm$  sur un substrat d'AD1000, de permittivité relative  $\epsilon_r = 10.7$  et de pertes diélectriques  $\tan \delta = 0.0023$ . Des murs électriques sont placés sur les parois latérales de la structure. On excite la ligne microruban avec un waveport avec ligne d'intégration allant de la masse jusqu'au ruban pour le calcul de l'impédance caractéristique  $Z_{VI}$ . Sur HFSS le waveport est borné par des murs électriques, la paroi supérieure doit donc être placée loin du ruban pour ne pas perturber les résultats. Des lignes directrices sont indiquées dans l'aide de HFSS concernant la taille du waveport, mais il est également indiqué que la hauteur du waveport dépend de la permittivité des substrats. En effet plus la permittivité sous le ruban est élevé, moins les lignes de champs se propageront dans l'air et la hauteur du waveport peut être réduite. On prend une hauteur de waveport  $H_{port} = 6h = 13.95mm$  et une largeur de waveport constante pour les quatre valeurs de  $w$ ,  $W_{port1} = 15h = 23.25mm$ .

On effectue deux types de simulations ; pour la première, on simule en *Discret*, sur une plage de fréquence allant de  $500MHz$  à  $5GHz$  avec un pas de  $0.5GHz$ , avec un setup pour chaque point et une fréquence de maillage correspondant à la fréquence du point de simulation. Les résultats de ces simulations seront notés "HFSS Discret". La deuxième simulation est une simulation sur l'ensemble de la structure en *Sweep* sur une plage de fréquence allant de  $500MHz$  à  $5GHz$  avec un pas de  $0.001GHz$  et une fréquence de maillage de  $5GHz$ . On prend un critère de convergence  $S = 0.01$ , un nombre de passes maximum de 80 et on impose deux passes minimum sous convergence. Les résultats de ces simulations seront notés "HFSS Sweep".

Pour ces simulations, on relève la constante de propagation complexe  $\gamma$  ainsi que l'impédance caractéristique  $Z_c$ . On calcule à partir de  $\gamma$  la permittivité effective complexe  $\epsilon_{eff} = -(\gamma/k_0)^2$  et les pertes diélectriques  $\tan \delta = -Im(\epsilon_{eff})/Re(\epsilon_{eff})$ .

Pour notre modèle, un code sous Matlab est réalisé permettant la résolution dans le plan complexe de l'équation de dispersion (2.32). Il s'agit dans un premier temps de s'assurer qu'un nombre de mode suffisant soit utilisé pour assurer la convergence de la série, puis on effectue une recherche de la valeur de  $\gamma$  annulant la partie réelle et imaginaire de la série. Une seule fonction d'essai est utilisée pour le calcul de la permittivité effective complexe, correspondant au mode fondamental, et 41 fonctions d'essai sont utilisées pour le calcul de l'impédance caractéristique. Le nombre de fonction d'essai nécessaire pour le calcul de l'impédance caractéristique est obtenu en considérant un critère de convergence de  $10^{-2}$  sur le calcul de  $Z_c$ . De même un critère de convergence est utilisé sur la valeur de  $a$  correspondant à la distance entre les deux parois latérales de la ligne, on constate que  $a$  converge vers une valeur qui diminue lorsque la fréquence augmente, traduisant que les lignes de champs se concentrent sous le ruban lorsque la fréquence augmente.

On effectue une comparaison entre HFSS, ADS LineCalc et le modèle pour quatre valeurs de largeurs de ruban métallique  $w$  :  $w_1 = 505\mu m$ ,  $w_2 = 1.028mm$ ,  $w_3 = 1.337mm$  et  $w_4 = 3mm$ . Pour estimer les performances du modèle, on compare les permittivités effectives  $\epsilon_{eff}$  et les pertes diélectriques  $\tan \delta_{eff}$ , comme sur les figures 2.11, 2.12, 2.13, 2.14, 2.15, 2.16, 2.17 et 2.18. Pour le calcul de l'impédance caractéristique, on effectue la comparaison avec HFSS, ADS Linecalc et une formule empirique [25] comme sur les figures 2.19, 2.20, 2.21 et 2.22. Compte tenu des analyses faites sur la ligne triplaqué, on prend comme référence HFSS Discret.

Notre modèle permet une bonne estimation de la permittivité effective  $\epsilon_{eff}$  et des pertes diélectrique  $\tan \delta_{eff}$  sur toute la bande de fréquence. On obtient sur le calcul de la permittivité effective  $\epsilon_{eff}$  un écart relatif maximum entre le modèle et les résultats de simulation HFSS *Discret*, de 0.6494% pour  $w_1$ , de 0.6242% pour  $w_2$ , de 0.8175% pour  $w_3$  et de 1.7280% pour  $w_4$ . Sur le calcul des pertes diélectrique  $\tan \delta_{eff}$ , on obtient un écart relatif maximum entre le modèle et les résultats de simulation HFSS *Discret*, de 1.0953% pour  $w_1$ , de 1.0706% pour  $w_2$ , de 1.0067% pour  $w_3$  et de 1.1738% pour  $w_4$ . Notre modèle permet également une bonne estimation de l'impédance caractéristique  $Z_c$  sur toute la bande de fréquence. On obtient une meilleure approximation si  $w$  est large. L'écart relatif maximum entre le modèle et les résultats de simulation HFSS *Discret* est, de 1.8732% pour  $w_1$ , de 1.9929% pour  $w_2$ , et de 1.0277% pour  $w_3$  et de 0.8768% pour  $w_4$ .

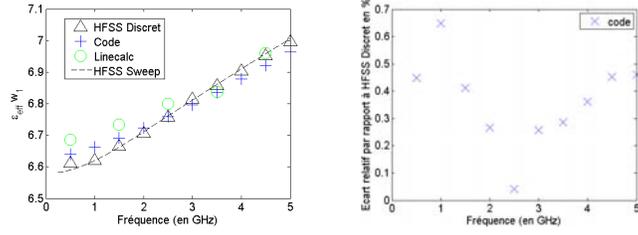


FIGURE 2.11 – Calcul de  $\epsilon_{r,eff}$  pour  $w_1 = 505\mu m$

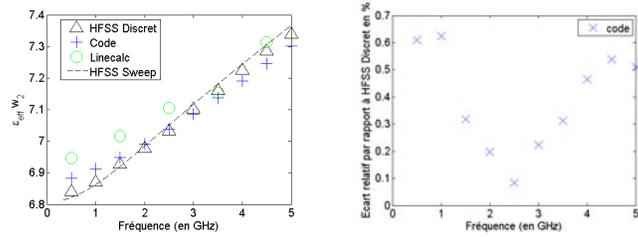


FIGURE 2.12 – Calcul de  $\epsilon_{r,eff}$  pour  $w_2 = 1.028mm$

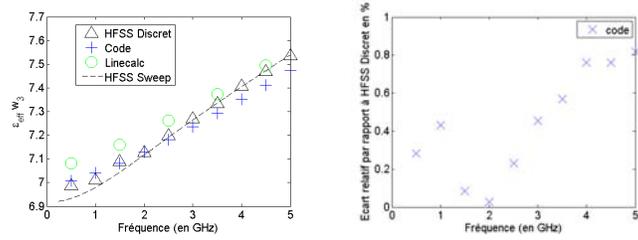


FIGURE 2.13 – Calcul de  $\epsilon_{r,eff}$  pour  $w_3 = 1.337mm$

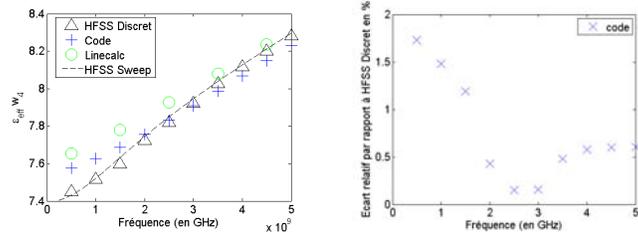


FIGURE 2.14 – Calcul de  $\epsilon_{r,eff}$  pour  $w_4 = 3mm$

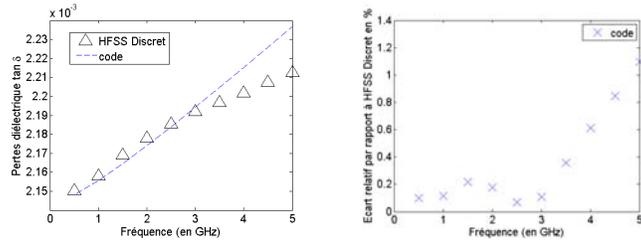


FIGURE 2.15 – Calcul de  $\tan_{eff}$  pour  $w_1 = 505\mu m$

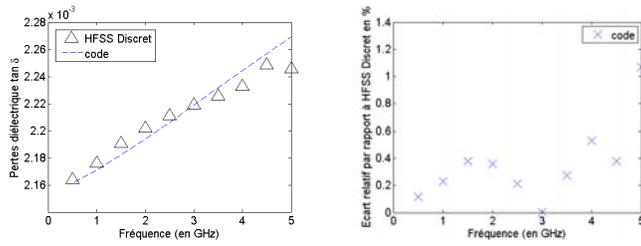


FIGURE 2.16 – Calcul de  $\tan_{eff}$  pour  $w_2 = 1.028mm$

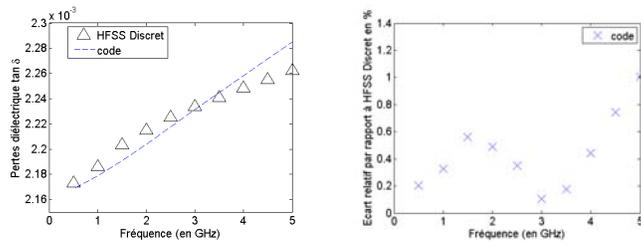


FIGURE 2.17 – Calcul de  $\tan_{eff}$  pour  $w_3 = 1.337mm$

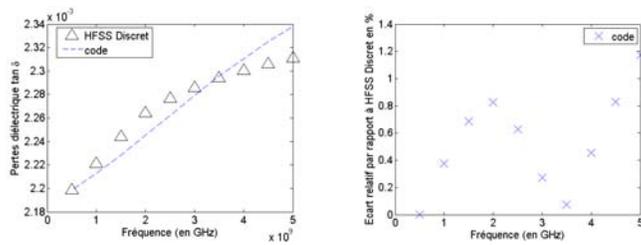


FIGURE 2.18 – Calcul de  $\tan_{eff}$  pour  $w_4 = 3mm$

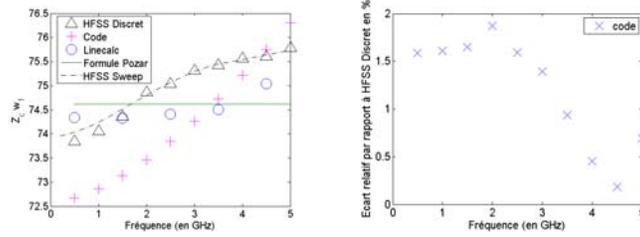


FIGURE 2.19 – Calcul de  $Z_c$  pour  $w_1 = 505\mu m$

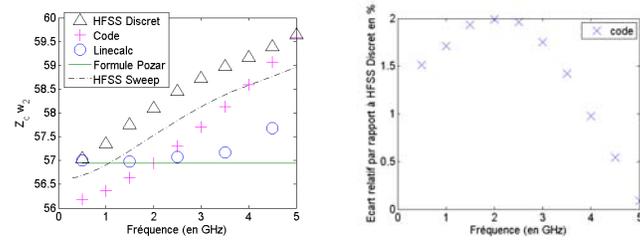


FIGURE 2.20 – Calcul de  $Z_c$  pour  $w_2 = 1.028mm$

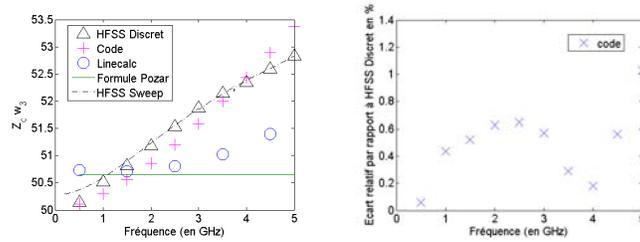


FIGURE 2.21 – Calcul de  $Z_c$  pour  $w_3 = 1.337mm$

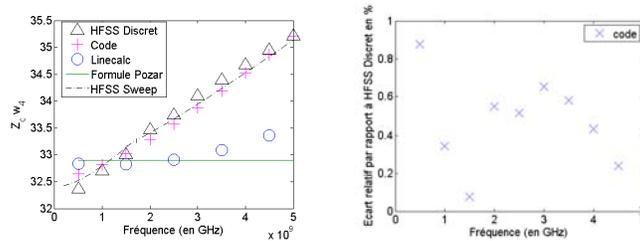


FIGURE 2.22 – Calcul de  $Z_c$  pour  $w_4 = 3mm$

### 2.4.3 Passage du triplaque au microruban

Dans cette partie afin de légitimer le choix de la topologie microruban, on rappelle les performances obtenues de notre modélisation entre une structure triplaque simple couche et une structure microruban simple couche.

On a dans le cas triplaque, de  $500MHz$  à  $5GHz$ , une erreur relative maximale sur la permittivité effective  $\epsilon_{eff}$  entre le modèle et la théorie de  $1.321.10^{-4}\%$  et une erreur maximale sur les pertes diélectriques  $\tan_{eff}$  de  $1.31.10^{-4}\%$ . On a dans le cas microruban, sur les trois cas de largeurs de ruban  $w$ , de  $500MHz$  à  $5GHz$ , un écart relatif maximum sur la permittivité effective  $\epsilon_{eff}$  entre le modèle code et HFSS de  $1.1738\%$  et un écart relatif maximum sur les pertes diélectriques  $\tan_{eff}$  de  $1.1738\%$ . En terme de pertes diélectriques, on obtient pour ces deux structures planaires des performances relativement proches.

Pour la permittivité effective, l'excitation d'un véritable mode TEM sur une structure triplaque rend possible une bonne connaissance du champ électromagnétique et permet a priori une extraction des constantes propagations accessible et facile. On obtient ainsi avec la structure triplaque de meilleurs performances que la structure microruban, mais on peut supposer qu'une partie de l'erreur commise sur la structure microruban provienne du dimensionnement du port d'excitation. De plus, les problématiques de réalisation d'une structure triplaque avec plasma, équilibré, vont probablement générer une erreur bien supérieure à l'erreur commise par la modélisation de la structure microruban (globalement inférieure à  $2\%$  sur la caractérisation de la permittivité effective complexe). En effet, l'utilisation d'une structure triplaque multicouche avec plasma engendre des problèmes de réalisation critique. Il est en effet nécessaire de générer deux zones plasmas identiques de part et d'autres du ruban conducteur ce qui est, en pratique, quasiment impossible. La réalisation d'une structure triplaque non-équilibrée faussera de façon non négligeable les résultats déduits. Notons par ailleurs que l'excitation d'un mode TEM sur une structure triplaque souffre également de problèmes de réalisation en terme de connectique.

On se doit donc d'envisager de travailler sur une structure microruban multicouche disposant d'une seule couche de plasma. L'excitation d'un mode quasi-TEM sur une structure microruban rend l'extraction des constantes de propagation, a priori moins accessible et moins performante mais néanmoins acceptable.

## 2.4.4 Triplaque triple couche

Même si cette ligne triplaque multicouche semble moins réalisable que la ligne microruban multicouche, un modèle est développé pour parfaire les analyses de sensibilités notamment sur le code FEM HFSS.

### Modélisation

La structure étudiée ici est une ligne triplaque sur un substrat triple couche comme représenté sur la figure 2.23.

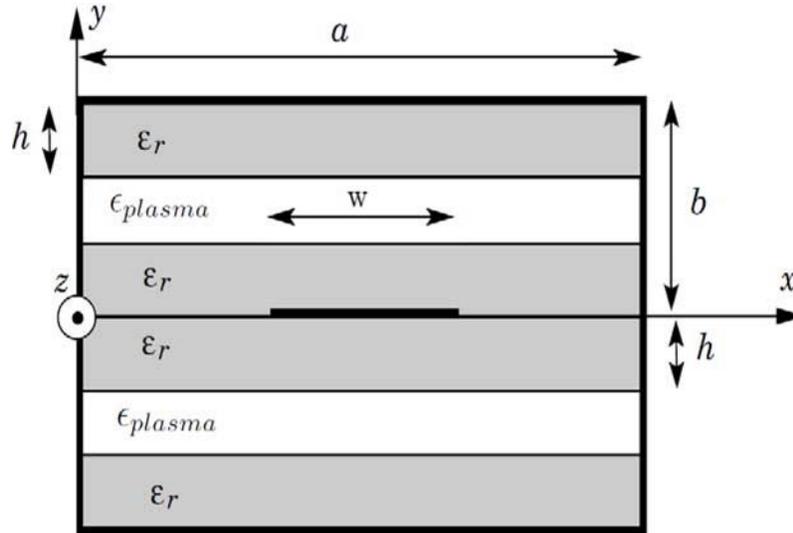


FIGURE 2.23 – Ligne triplaque triple couches.

Le passage au substrat multicouche sous une ligne triplaque revient uniquement à changer les admittances vues dans l'opérateur de la couche inférieure et supérieure. Or, dans le cas d'une ligne triplaque on considère ces deux admittances identiques. Ainsi le schéma équivalent d'une ligne triplaque multicouche représenté sur la figure 2.24 est le même que celui de la ligne triplaque simple couche, la différence provenant de l'expression de l'admittance  $\hat{Y}_1$ .

La couche homogène (3) est fermée par un court circuit à une distance  $h$ , son admittance caractéristique est notée  $Y_{M,3n}^\alpha$ , elle est représentée pour chaque mode par une admittance ramenée  $Y_{1,3n}^\alpha$ . La couche homogène (ou supposée homogène) (2) peut-être considérée comme une longueur de ligne  $h_p$  d'admittance caractéristique  $Y_{M,2n}^\alpha$  fermée sur  $Y_{1,3n}^\alpha$ . La couche homogène (1) peut-être considérée comme une longueur de ligne  $h$  d'admittance caractéristique  $Y_{M,1n}^\alpha$  fermée sur  $Y_{1,2n}^\alpha$ . Les couches (1),(2) et (3) sont donc groupées dans un même opérateur admittance  $\hat{Y}_1$  :

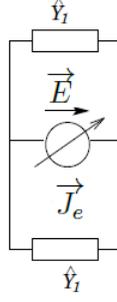


FIGURE 2.24 – Schéma équivalent de la structure de la Figure 2.24.

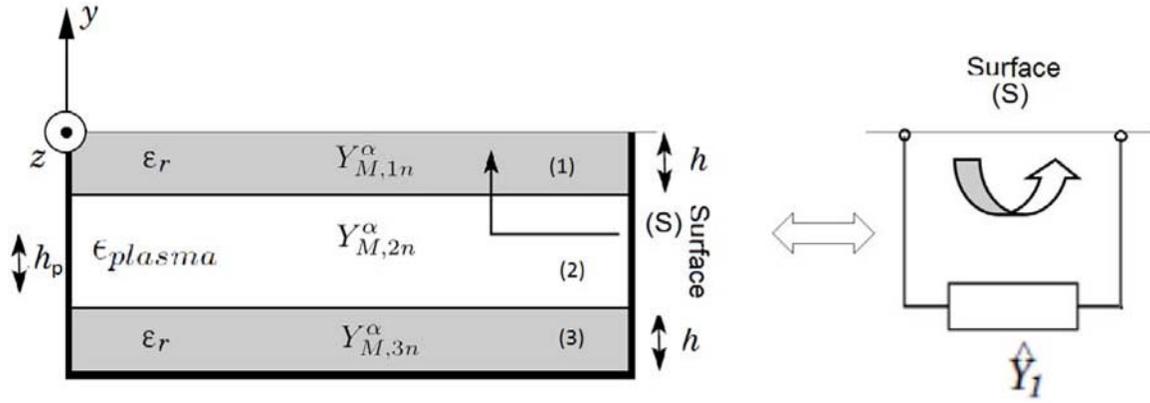


FIGURE 2.25 – Opérateur admittance ramenée représentant un substrat multicouche

$$\hat{Y}_1 = \sum_{n,\alpha=TE,TM} \left| \vec{f}_n^\alpha \right\rangle \frac{Y_{1,1n}^\alpha}{\langle \vec{g}_n^\alpha | \vec{f}_n^\alpha \rangle} \langle \vec{g}_n^\alpha | \quad (2.33)$$

avec :

$$Y_{1,1n}^\alpha = Y_{M,1n}^\alpha \frac{Y_{M,1n}^\alpha + Y_{1,2n}^\alpha \coth(\rho_{1n} h)}{Y_{1,2n}^\alpha + Y_{M,1n}^\alpha \coth(\rho_{1n} h)} \quad (2.34)$$

$$Y_{1,2n}^\alpha = Y_{M,2n}^\alpha \frac{Y_{M,2n}^\alpha + Y_{1,3n}^\alpha \coth(\rho_{2n} h_p)}{Y_{1,3n}^\alpha + Y_{M,2n}^\alpha \coth(\rho_{2n} h_p)} \quad (2.35)$$

$$Y_{1,3n}^\alpha = Y_{M,3n}^\alpha \coth(\rho_{3n} h) \text{ avec } \alpha = TE, TM \quad (2.36)$$

avec :

$$Y_{M,1n}^{TE} = \frac{\rho_{1n}}{j\omega\mu_0} / Y_{M,1n}^{TM} = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_r}{\rho_{1n}} \quad (2.37)$$

$$Y_{M,2n}^{TE} = \frac{\rho_{2n}}{j\omega\mu_0} / Y_{M,2n}^{TM} = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_{plasma}}{\rho_{2n}} \quad (2.38)$$

$$Y_{M,3n}^{TE} = \frac{\rho_{3n}}{j\omega\mu_0} / Y_{M,3n}^{TM} = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_r}{\rho_{3n}} \quad (2.39)$$

$$\rho_{1n}^2 = \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 - k_0^2\epsilon_r - \gamma^2 \quad (2.40)$$

$$\rho_{2n}^2 = \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 - k_0^2\epsilon_{plasma} - \gamma^2 \quad (2.41)$$

$$\rho_{3n}^2 = \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 - k_0^2\epsilon_r - \gamma^2 \quad (2.42)$$

### Détermination de l'équation de dispersion

On aboutit à la même équation de dispersion que dans le cas simple couche vue au paragraphe 2.4.1, seules les expressions des admittances ramenées  $Y_{1,1n}^{TE}$  et  $Y_{1,1n}^{TM}$  diffèrent.

$$\sum_{n=1,3}^+ \frac{\gamma^2 \sin_c^2\left(\frac{n\pi w}{2a}\right)}{\gamma^2 - \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2} \frac{1}{Y_{1,1n}^{TM}} - \frac{n\pi}{a\gamma} \frac{1}{Y_{1,1n}^{TE}} = 0 \quad (2.43)$$

### Validation

Afin de valider l'équation (2.43), on compare les résultats de notre modèle avec les résultats obtenus sur le logiciel de référence FEM HFSS.

On réalise sur HFSS une structure triplaque triple couche composée de part et d'autres du ruban conducteur central, de deux couches d'AD1000, de permittivité relative  $\epsilon_r = 10.7$  et de pertes diélectriques  $\tan \delta = 0.0023$  et d'épaisseur  $h = 508\mu m$  entourant une couche centrale d'épaisseur  $h_p = h = 508\mu m$  remplie d'air de permittivité relative  $\epsilon_r = 1$  et de pertes diélectriques nulles et de largeur  $a = 10mm$ . Des murs électriques sont placés sur les parois latérales de la structure. On excite la ligne triplaque avec un waveport avec ligne d'intégration allant de la masse jusqu'au ruban pour le calcul de l'impédance caractéristique  $Z_{VI}$ . Le waveport occupe toute la hauteur de la structure (soit  $H_{port} = 6h = 3.048mm$ ) et toute la largeur. On effectue deux types de simulations ; pour la première, on simule en *Discret*, sur une plage de fréquence allant de  $500MHz$  à  $5GHz$  avec un pas de  $0.5GHz$ , avec un setup pour chaque point et une fréquence de maillage correspondant à la fréquence du point de simulation. Les résultats de ces simulations seront notés "HFSS Discret". La deuxième simulation est une simulation sur l'ensemble de la structure en *Sweep* sur une plage de fréquence allant de  $500MHz$  à  $5GHz$  avec un pas de  $0.001GHz$  et une fréquence de maillage de  $5GHz$ . On prend un critère de convergence  $S = 0.01$ , un nombre de passes maximum de 80 et on impose deux passes minimum sous convergence. Les résultats de ces simulations seront notés "HFSS Sweep".

Pour ces simulations, on relève la constante de propagation complexe  $\gamma$  ainsi que l'impédance caractéristique  $Z_c$ . On calcule à partir de  $\gamma$  la permittivité effective complexe  $\epsilon_{eff} = -(\gamma/k_0)^2$  et les pertes diélectriques  $\tan \delta = -Im(\epsilon_{eff})/Re(\epsilon_{eff})$ .

Pour notre modélisation, un code sous Matlab est réalisé permettant la résolution dans le plan complexe de l'équation de dispersion (2.43). Il s'agit dans un premier temps de s'assurer qu'un nombre de mode suffisant soit utilisé pour assurer la convergence de la série, puis on effectue une recherche de la valeur de  $\gamma$  annulant la partie réelle et imaginaire de la série. Une seule fonction d'essai est utilisée pour le calcul de la permittivité effective complexe, correspondant au mode fondamental, et 12 fonctions d'essai sont utilisées pour le calcul de l'impédance caractéristique. Le nombre de fonction d'essai nécessaire pour le calcul de l'impédance caractéristique est obtenu en considérant un critère de convergence de  $10^{-2}$  sur le calcul de  $Z_c$ . On choisit une valeur de  $a$  correspondant à la distance entre les deux parois latérales de ligne, identique à celle utilisée sur HFSS, soit  $a = 10mm$ .

On effectue une comparaison entre HFSS et le modèle pour une valeur de largeur de ruban métallique  $w = 1mm$ . Pour estimer les performances du modèle, on compare les permittivités effectives  $\epsilon_{eff}$  et les pertes diélectriques  $\tan \delta_{eff}$  comme sur les figures 2.26 et 2.27. Pour le calcul de l'impédance caractéristique, on effectue la comparaison avec HFSS comme sur la figure 2.28.

Notre modèle permet une bonne estimation de la permittivité effective  $\epsilon_{eff}$  et des pertes diélectriques  $\tan \delta_{eff}$  sur toute la bande de fréquence. On obtient sur le calcul de la permittivité effective  $\epsilon_{eff}$  un écart relatif maximum entre le modèle et les résultats de simulation HFSS *Sweep* de 2.5227%, sur le calcul des pertes diélectriques  $\tan \delta_{eff}$ , on obtient un écart relatif maximum entre le modèle et les résultats de simulation HFSS *Discret*, de 4.864%. Notre modèle permet également une bonne estimation de l'impédance caractéristique  $Z_c$  sur toute la bande de fréquence. L'écart relatif maximum entre le modèle et les résultats de simulation HFSS *Sweep* de 1.8138%.

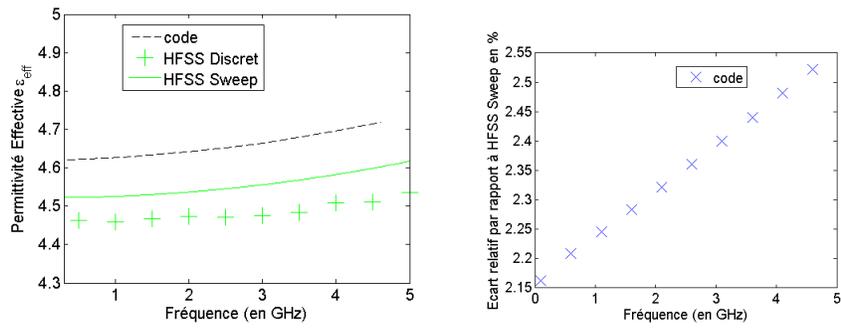


FIGURE 2.26 – Calcul de  $\epsilon_{r,eff}$  pour  $w = 1mm$

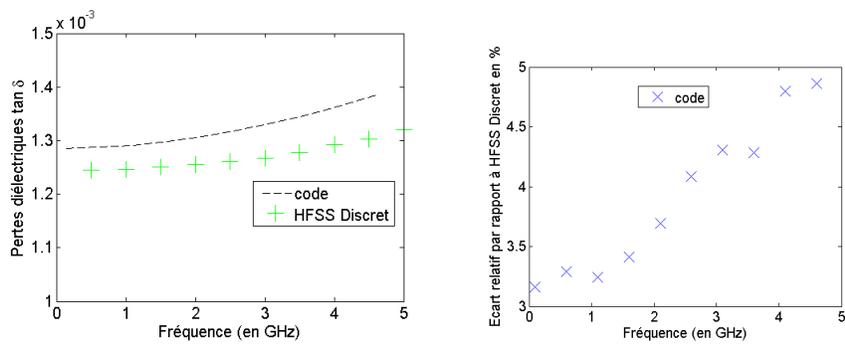


FIGURE 2.27 – Calcul de  $\tan \epsilon_{eff}$  pour  $w = 1mm$

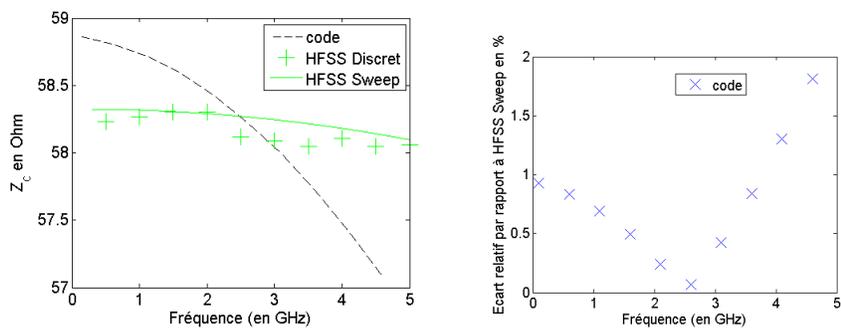


FIGURE 2.28 – Calcul de  $Z_c$  pour  $w = 1mm$

## 2.4.5 Microruban triple couche

### Modélisation

La structure étudiée ici est une ligne microruban sur un substrat triple couche, comme représentée sur la figure 2.29. Des parois métalliques sont ajoutées latéralement, elles ne doivent, cependant, pas influencer les résultats obtenus (nécessaires pour la décomposition modale).

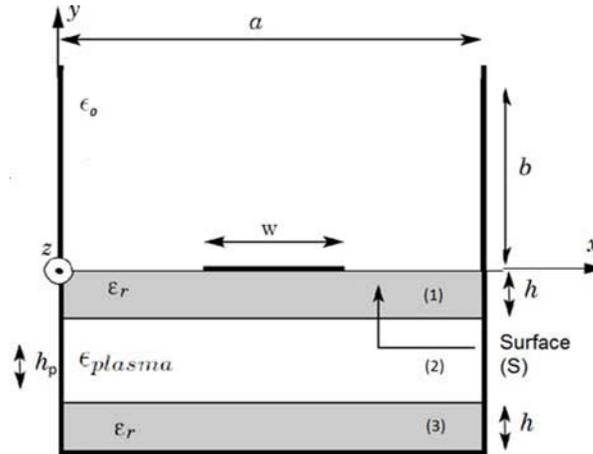


FIGURE 2.29 – Ligne microruban triple couches.

Le passage au substrat multicouche sous un microruban revient uniquement à changer les admittances vues dans l'opérateur de la couche inférieure, comme dans le cas de la ligne triplaque précédente. Ainsi le schéma équivalent de la ligne microruban multicouche, représenté sur la figure 2.30 est le même que celui du simple couche, la différence provenant de l'admittance  $\hat{Y}_1$ . Le calcul de l'admittance  $\hat{Y}_1$  se fait de façon similaire à celle de la ligne triplaque triple couche avec les équations (2.33) à (2.42)

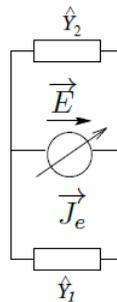


FIGURE 2.30 – Schéma équivalent de la structure de la Figure 2.29.

## Détermination de l'équation de dispersion

On aboutit à la même équation de dispersion que dans le cas simple couche vue au paragraphe 2.4.2, seules les expressions des admittances de mode  $Y_{1,1n}^{TE}$  et  $Y_{1,1n}^{TM}$  diffèrent.

$$\sum_{n=1,3}^+ \frac{\gamma^2 \sin^2\left(\frac{n\pi w}{2a}\right)}{\gamma^2 - \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2} \frac{1}{Y_{1,1n}^{TM} + Y_{2n}^{TM}} - \frac{n\pi}{a\gamma} \frac{1}{Y_{1,1n}^{TE} + Y_{2n}^{TE}} = 0 \quad (2.44)$$

## Validation

Afin de valider l'équation (2.44), on compare les résultats de notre modèle avec les résultats obtenus sur le logiciel de référence FEM HFSS. La permittivité effective  $\epsilon_{eff}$ , les pertes diélectriques  $\tan \epsilon_{eff}$  ainsi que de l'impédance caractéristique  $Z_c$  dépendent de  $w$ , on souhaite donc valider notre code pour quatre valeurs de  $w$ ,  $w_1 = 505\mu m$ ,  $w_2 = 1.028mm$ ,  $w_3 = 1.337mm$  et  $w_4 = 3mm$ .

On réalise sur HFSS une structure microruban triple couche composée de deux couches d'AD1000, de permittivité relative  $\epsilon_r = 10.7$  et de pertes diélectriques  $\tan \epsilon_r = 0.0023$  et d'épaisseur  $h = 508\mu m$  entourant une couche centrale d'épaisseur  $h_p = h = 508\mu m$  remplie d'air de permittivité relative  $\epsilon_r = 1$  et de pertes diélectriques nulles. Des murs électriques sont placés sur les parois latérales de la structure. On excite la ligne microruban avec un waveport avec ligne d'intégration allant de la masse jusqu'au ruban pour le calcul de l'impédance caractéristique  $Z_{VI}$ . Sur HFSS le waveport est borné par des murs électriques, la paroi supérieure doit donc être placée loin du ruban pour ne pas perturber les résultats. Des lignes directrices sont indiquées dans l'aide de HFSS concernant la taille du waveport, mais il est également indiqué que la hauteur du waveport dépend de la permittivité des substrats. En effet plus la permittivité sous le ruban est élevé, moins les lignes de champs se propageront dans l'air et la hauteur du waveport peut être réduite. On prendra une hauteur de waveport  $H_{port} = 6H = 9.14mm$  et une largeur de waveport  $W_{port} = 20w$  pour  $w_1$  à  $w_3$  (soit pour  $w_1 = 505 \mu m$   $W_{port} = 10.10mm$ , pour  $w_2 = 1.028mm$   $W_{port} = 20.56mm$  et pour  $w_3 = 1.337mm$   $W_{port} = 26.74mm$ ). Pour  $w_4$ , on prend  $W_{port} = 10w_4 = 30mm$ .

On effectue deux types de simulations ; pour la première, on simule en *Discret*, sur une plage de fréquence allant de  $500MHz$  à  $5GHz$  avec un pas de  $0.5GHz$ , avec un setup pour chaque point et une fréquence de maillage correspondant à la fréquence du point de simulation. Les résultats de ces simulations seront notés "HFSS Discret". La deuxième simulation est une simulation sur l'ensemble de la structure en *Sweep* sur une plage de fréquence allant de  $500MHz$  à  $5GHz$  avec un pas de  $0.001GHz$  et une fréquence de maillage de  $5GHz$ . On prend un critère de convergence  $S = 0.01$ , un nombre de passes maximum de 80 et on impose deux passes minimum sous convergence. Les résultats de ces simulations seront notés "HFSS Sweep".

Pour ces simulations, on relève la constante de propagation complexe  $\gamma$  ainsi que l'impédance caractéristique  $Z_c$ . On calcule à partir de  $\gamma$  la permittivité effective complexe  $\epsilon_{eff} = -(\gamma/k_0)^2$  et les pertes diélectriques  $\tan \epsilon_{eff} = -Im(\epsilon_{eff})/Re(\epsilon_{eff})$ .

Pour notre modélisation, un code sous Matlab est réalisé permettant la résolution dans le plan complexe de l'équation de dispersion (2.44). Il s'agit dans un premier temps de s'assurer qu'un nombre de mode suffisant soit utilisé pour assurer la convergence de la série, puis on effectue une recherche de la valeur de  $\gamma$  annulant la partie réelle et imaginaire de la série. Une seule fonction d'essai est utilisée pour le calcul de la permittivité effective complexe, correspondant au mode fondamental, et 41 fonctions d'essai sont utilisées pour le calcul de l'impédance caractéristique. Le nombre de fonction d'essai nécessaire pour le calcul de l'impédance caractéristique est obtenu en considérant un critère de convergence de  $10^{-2}$  sur le calcul de  $Z_c$ . De même un critère de convergence est utilisé sur la valeur de  $a$  correspondant à la distance entre les deux parois latérales de la ligne, on constate que  $a$  converge vers une valeur qui diminue lorsque la fréquence augmente, traduisant que les lignes de champs se concentrent sous le ruban lorsque la fréquence augmente.

On effectue une comparaison avec HFSS pour quatre valeurs de largeurs de ruban métallique  $w$  :  $w_1 = 505\mu m$ ,  $w_2 = 1.028mm$ ,  $w_3 = 1.337mm$  et  $w_4 = 3mm$ . Pour estimer les performances du modèle, on compare les permittivités effectives  $\epsilon_{eff}$  et les pertes diélectriques  $\tan_{eff}$  comme sur les figures 2.31, 2.32, 2.33, 2.34, 2.35, 2.36, 2.37 et 2.38. Pour le calcul de l'impédance caractéristique, on effectue la comparaison comme sur les figures 2.39, 2.40, 2.41 et 2.42.

Notre modèle permet une bonne estimation de la permittivité effective  $\epsilon_{eff}$  et des pertes diélectriques  $\tan_{eff}$  sur toute la bande de fréquence. On obtient sur le calcul de la permittivité effective  $\epsilon_{eff}$  un écart relatif maximum entre le modèle et les résultats de simulation HFSS *Discret*, de 4.6610% pour  $w_1$ , de 2.5095% pour  $w_2$ , de 3.3117% pour  $w_3$  et de 0.9799% pour  $w_4$ . Sur le calcul des pertes diélectriques  $\tan_{eff}$ , on obtient un écart relatif maximum entre le modèle et les résultats de simulation HFSS *Discret*, de 1.5490% pour  $w_1$ , de 4.3196% pour  $w_2$ , de 5.2066% pour  $w_3$  et de 2.4137% pour  $w_4$ . Notre modèle permet également une bonne estimation de l'impédance caractéristique  $Z_c$  sur toute la bande de fréquence. On obtient une meilleure approximation si  $w$  est large. L'écart relatif maximum entre le modèle et les résultats de simulation HFSS *Discret*, de 3.0995% pour  $w_1$ , de 2.5172% pour  $w_2$ , de 2.6392% pour  $w_3$  et 2.1352% pour  $w_4$ .

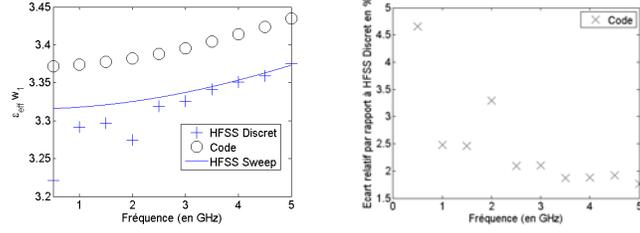


FIGURE 2.31 – Calcul de  $\epsilon_{r,eff}$  pour  $w_1 = 505\mu m$

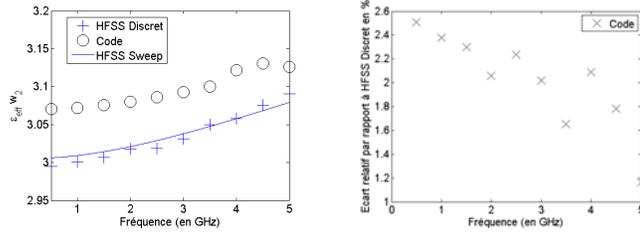


FIGURE 2.32 – Calcul de  $\epsilon_{r,eff}$  pour  $w_2 = 1.028mm$

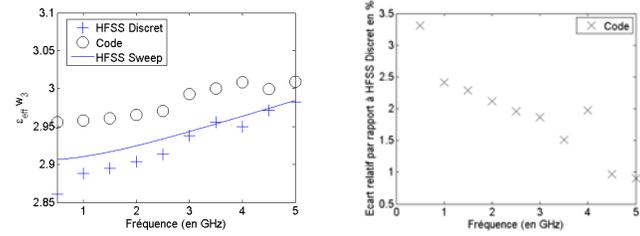


FIGURE 2.33 – Calcul de  $\epsilon_{r,eff}$  pour  $w_3 = 1.337mm$

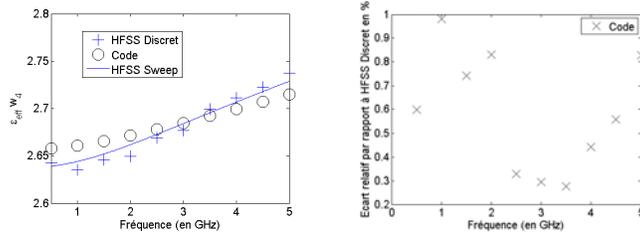


FIGURE 2.34 – Calcul de  $\epsilon_{r,eff}$  pour  $w_4 = 3mm$

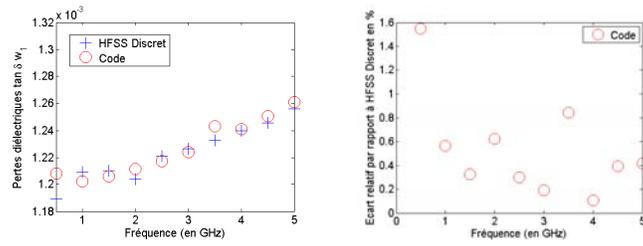


FIGURE 2.35 – Calcul de  $\tan_{eff}$  pour  $w_1 = 505\mu m$

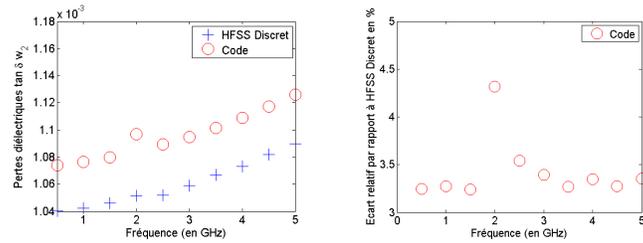


FIGURE 2.36 – Calcul de  $\tan_{eff}$  pour  $w_2 = 1.028mm$

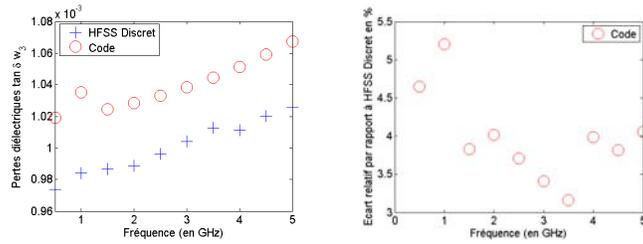


FIGURE 2.37 – Calcul de  $\tan_{eff}$  pour  $w_3 = 1.337mm$

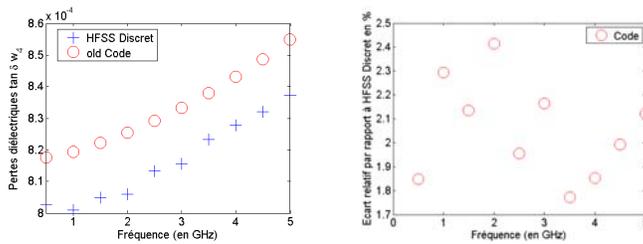


FIGURE 2.38 – Calcul de  $\tan_{eff}$  pour  $w_4 = 3mm$

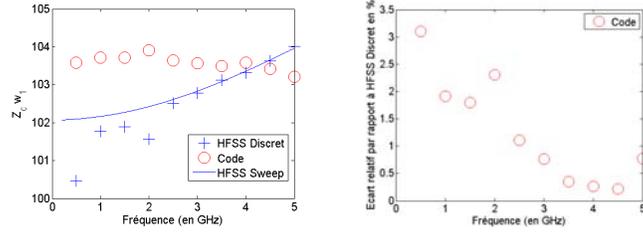


FIGURE 2.39 – Calcul de  $Z_c$  pour  $w_1 = 505\mu m$

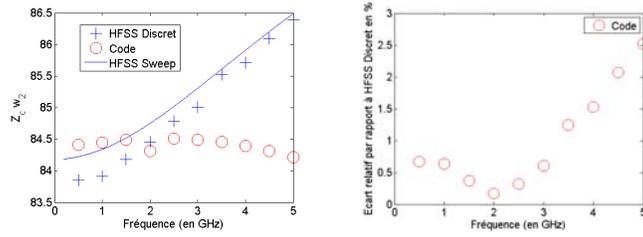


FIGURE 2.40 – Calcul de  $Z_c$  pour  $w_2 = 1.028mm$

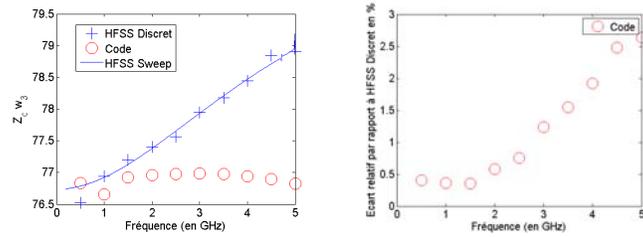


FIGURE 2.41 – Calcul de  $Z_c$  pour  $w_3 = 1.337mm$

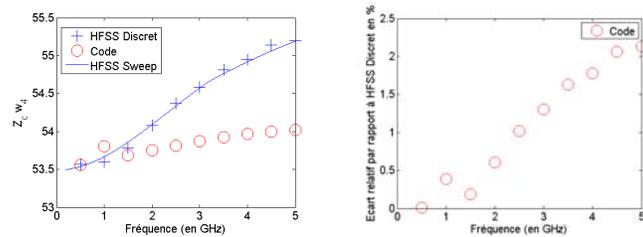


FIGURE 2.42 – Calcul de  $Z_c$  pour  $w_4 = 3mm$

## Chapitre 3

# Mesure de la permittivité effective

Le chapitre précédent nous a permis de mettre en relation les dimensions physiques d'une ligne microruban aux dimensions électriques de la ligne grâce à la résolution par les schémas équivalents. Dans ce chapitre, on cherche à réaliser la mesure de la permittivité relative d'un milieu plasma. On se place ainsi dans les conditions d'excitation du plasma, au plus proche de la version circuit qui sera réalisée. Cette caractérisation consiste à mesurer, dans un premier temps, la permittivité effective complexe de la ligne (ou la constante de propagation), qui sera ensuite utilisée par notre modèle pour calculer la permittivité relative "moyenne" du milieu plasma. Ce chapitre présente l'ensemble des méthodes de mesure de la constante de propagation sur des circuits planaires, on sélectionne ensuite les méthodes qui semblent adaptées au cas de la caractérisation d'un milieu plasma. Le chapitre se conclut par la mise en œuvre de deux méthodes de mesure sur des circuits simple et multicouche sans plasma.

### 3.1 Etat de l'art - Mesure sur circuit planaire de la constante diélectrique

De nombreuses méthodes pour mesurer la constante diélectrique d'un matériau ont été développées et utilisées. Pour les substrats planaires, l'approche pratique consiste à fabriquer un circuit disposant de caractéristiques faciles à mesurer et qui permettent de déterminer la constante diélectrique du matériau via l'utilisation d'un modèle. On peut ainsi déterminer la constante diélectrique du substrat en comparant le modèle avec les mesures. La permittivité extraite peut ensuite être utilisée pour dimensionner un circuit. Cette approche empirique/analytique a été démontrée par un nombre important de recherche dans le domaine des microondes [71–76].

Les méthodes de caractérisation planaires de la constante diélectrique sont variées et peuvent être classées en différentes catégories selon le principe utilisé : excitation d'un mode TEM sur ligne triplaque [71, 77, 78], comparaison des paramètres S de deux lignes microruban [72, 79], résonance ou perturbation d'une cavité [73, 74, 80–88], résonance double [75, 89–91], etc.

### 3.1.1 Méthode avec excitation d'un mode TEM sur ligne triplaque

Différentes méthodes de caractérisation d'un substrat utilisant l'excitation d'un mode TEM sur une ligne triplaque ont été développées. La bonne connaissance des champs électromagnétiques dans ces conditions rend l'extraction de la constante diélectrique simple. Ainsi on peut extraire la constante diélectrique de la mesure des paramètres S ([71, 77]) ou de la mesure (dans le domaine temporel) de l'impédance caractéristique [78] d'une ligne triplaque. L'inconvénient majeur de ces méthodes est la difficulté de réaliser une ligne triplaque parfaitement équilibrée, si une des couches contient un plasma notamment.

### 3.1.2 Méthode avec comparaison des paramètres S de deux lignes microruban

On peut utiliser deux lignes microruban de longueurs différentes [72, 79] et de même impédance pour mesurer la permittivité effective de la ligne comme sur la figure 3.1 en comparant leurs paramètres S. En associant cette mesure avec un modèle de ligne microruban, la permittivité diélectrique du substrat est extraite. On peut obtenir une mesure sur une large bande de fréquence avec une erreur inférieure à 1% [79], sur des substrats simple couche ayant des permittivités relatives allant de 2.2 à 10.2, comme représenté sur la figure 3.2. Cette méthode nécessite des lignes microruban longues et surtout des transitions coaxial-microruban bien adaptées, identiques pour les deux lignes. Selon [79], la principale source d'erreur de cette méthode provient de ces transitions coaxial-microruban qui sont très difficilement réalisables à l'identique surtout lorsque l'on monte en fréquence. On peut imaginer utiliser cette technique en générant sur le  $L$  de la ligne la plus longue, le milieu plasma.

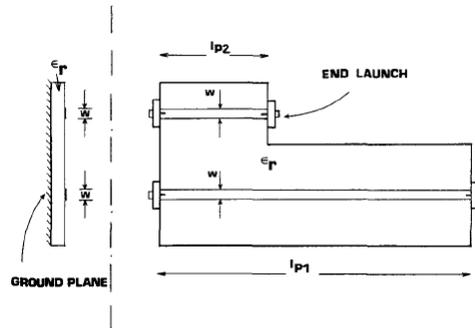


FIGURE 3.1 – Configuration expérimentale pour la méthode avec deux lignes microruban [72] .

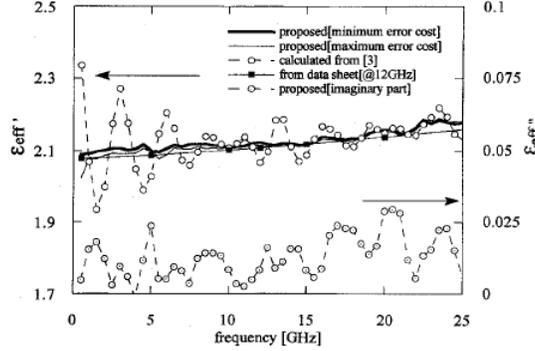


FIGURE 3.2 – Données de la mesure de la constante diélectrique effective sur du CGP-500 [79].

### 3.1.3 Méthode de la résonance ou perturbation d'une cavité

Une technique répandue pour caractériser la permittivité d'un substrat consiste à réaliser un circuit résonant et à mesurer la fréquence de résonance. En comparant la fréquence de résonance prédite par simulation numérique et la fréquence de résonance mesurée, on détermine la permittivité relative du substrat. Plusieurs types de circuit résonant ont été utilisés. Avec une antenne patch microruban [73], [80], [81] comme circuit test, la fréquence de résonance mesurée est comparée avec celle prédite, on peut caractériser le substrat situé sous le patch ; pour de bons résultats, le substrat doit être 3 à 4 fois plus large que le patch [81]. De la même façon, en utilisant une antenne à fente sur technologie microruban [82], on peut extraire la constante diélectrique. Dans [83], [84], un résonateur en anneau microruban est utilisé comme circuit test. Le matériau à caractériser est placé au dessus du résonateur ce qui modifie la fréquence de résonance, permettant ainsi d'extraire la constante diélectrique via un modèle analytique du résonateur en anneau. On peut également utiliser de simples lignes court-circuitées d'un côté [85] comme résonateur ou encore des résonateurs avec saut d'impédance [86] pour caractériser un substrat via la mesure de la fréquence de résonance.

La précision des techniques citées précédemment dépend principalement de la réalisation d'une transition coaxiale ligne microruban bien adaptée. Une technique de caractérisation insensible aux désadaptations de ces transitions est fortement désirable. A cette fin, une méthode de caractérisation utilisant des lignes microruban avec stub en parallèle (résonateur en T) est développée [74], [87] comme sur les figures 3.3. Il est démontré empiriquement dans [87] et théoriquement dans [88] que cette méthode est insensible aux désadaptations des transitions. Un autre avantage de cette technique est que le stub présente plusieurs zéros de transmission sur une plage de fréquence, chaque zéros permettant une mesure de la constante diélectrique à des fréquences différentes, comme sur la figure 3.4. Positionner le plasma en bout de stub permettrait de modifier les résonances et donc d'extraire ses paramètres.

### 3.1.4 Méthode de la résonance double

De nombreuses études [75], [89], [90], [91] ont été réalisées sur la méthode de caractérisation avec ligne couplée et stub série qui permettent la mesure de la constante diélectrique de substrat

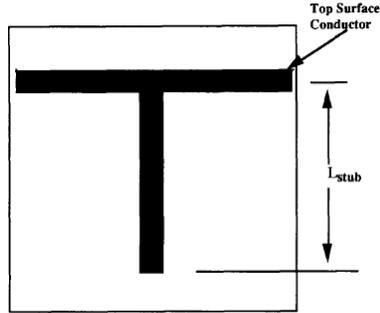


FIGURE 3.3 – Résonateur en T utilisé par [74].

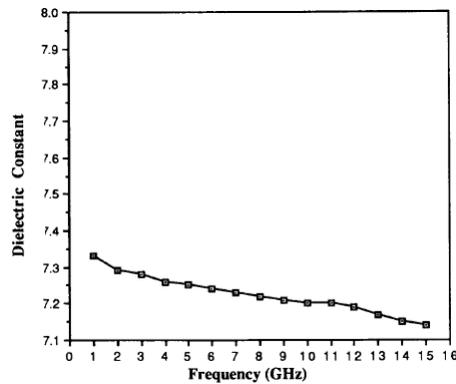


FIGURE 3.4 – Constante diélectrique mesurée du Green Tape 851AT [74].

anisotropique, soit la mesure d'un  $\epsilon_{xx}$  et d'un  $\epsilon_{yy}$ . Deux modes (pair et impair) sont excités dans un résonateur en T comme représenté sur la figure 3.5. Ces deux modes disposent chacun d'un ratio vertical, horizontal différent, ce qui permet l'extraction et la mesure de l'anisotropie du substrat comme représenté sur la figure 3.6. L'utilisation de lignes couplées avec un plasma semble laborieux, en particulier pour la mise en place des électrodes. Par ailleurs l'exploitation de cette mesure pour le calcul de l'impédance caractéristique n'est pas non plus évidente.

### 3.1.5 Autres méthodes

On peut citer d'autres méthodes de caractérisation de la constante diélectrique, comme par exemple une méthode en espace libre [76] utilisant deux antennes et un substrat à caractériser positionné entre elles comme représenté sur la figure 3.7. La constante diélectrique et les pertes sont mesurées à partir des coefficients de réflexion et de transmission. Cette méthode n'est pas utilisée car, comme expliqué en 1.2.6, les plasmas étudiés sont excités à basse pression et donc sous une cloche. On risque donc de perturber la mesure par le dispositif. On peut également citer une méthode utilisant la perturbation engendrée par le substrat à déterminer dans un oscillateur planaire [92].

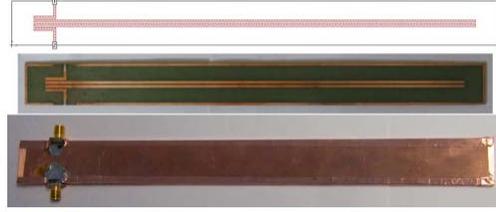


FIGURE 3.5 – Résonateur RA utilisé pour caractériser la constante diélectrique anisotrope [75].

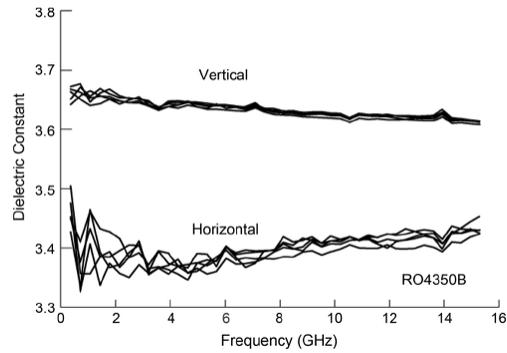


FIGURE 3.6 – Constante diélectrique anisotrope extraite sur un substrat Rogers RO4350B [91].

Le changement de la fréquence d’oscillation permet de calculer la constante diélectrique du matériau inconnu. Notons cependant que cette méthode permet une mesure pour une fréquence par circuit réalisé. Il s’agit d’une méthode reposant sur une mise en oeuvre plus compliquée et ne sera pas utilisée ici.

### 3.1.6 Conclusion

L’utilisation d’un milieu plasma comme diélectrique sur des technologies planaires suppose une utilisation localisée pour limiter les pertes diélectriques importantes, ainsi que des conditions de réalisation prenant en compte la présence d’électrodes, de cavités permettant la mise en place d’un flux de gaz dans la couche dédiée au plasma et d’une mise sous cloche pour atteindre les basses pressions. Ainsi, toutes les méthodes de caractérisation ne sont pas adaptées à une utilisation avec une décharge plasma. On choisit, par la suite, de mettre en oeuvre deux méthodes de caractérisation, la méthode avec comparaison des paramètres S de deux lignes microruban et la méthode de la résonance. Ces deux méthodes, en plus de leur qualité intrinsèque en terme de précision, sont simples à mettre en oeuvre, et les circuits peuvent être introduits dans une cloche et se prêtent bien à l’insertion des électrodes.

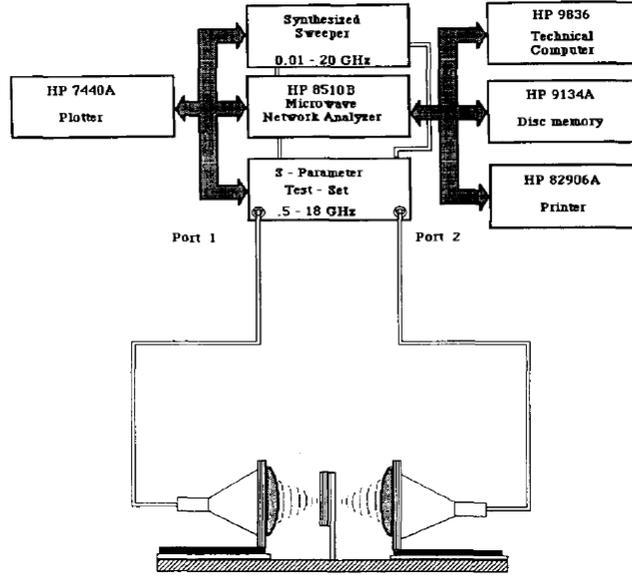


FIGURE 3.7 – Caractérisation en espace libre du substrat avec deux antennes [76].

## 3.2 Méthode Mtrace

Cette méthode permet de calculer la permittivité effective de la ligne à partir de la mesure des paramètres S de deux lignes de longueurs différentes mais ayant les mêmes connectiques d'entrée/sortie et les mêmes impédances caractéristiques. Nous l'avons nommée Mtrace.

### 3.2.1 Analyse théorique

Considérons deux lignes ayant deux longueurs différentes ( $l_i$ ) mais de même impédance  $Z_{ci}$ , représentées sur la figure 3.8.

Pour ces deux lignes, les paramètres mesurés entre les deux ports exprimés en matrice chaîne ABCD peuvent être considérés comme un produit de 3 matrices. Une matrice d'entrée X incluant les connections d'entrée coaxial vers microruban, une ligne de transmission T et une matrice de sortie Y, incluant les connections de sortie microruban vers coaxial. Ainsi les matrices chaînes globales sont :

$$M_1 = XT_1Y$$

$$M_2 = XT_2Y$$

En multipliant  $M_1$  par l'inverse de la matrice de  $M_2$ , on obtient

$$M_1M_2^{-1} = XT_1YY^{-1}T_2^{-1}X^{-1} = XT_1T_2^{-1}X^{-1}$$

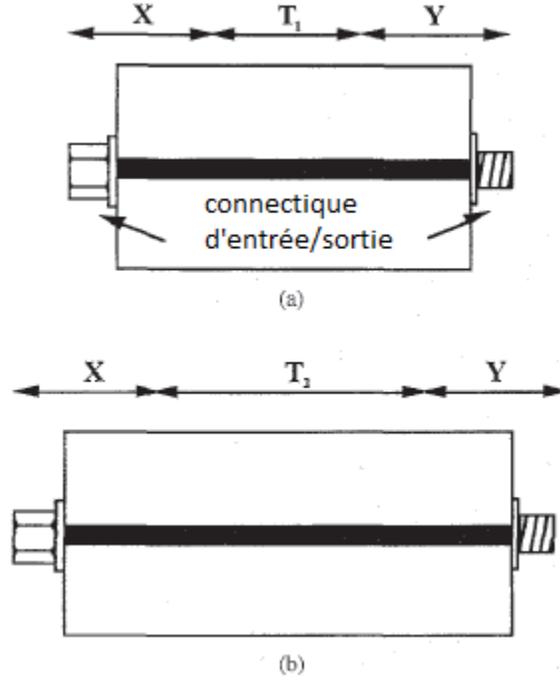


FIGURE 3.8 – Deux lignes de transmission ayant même impédance et même connectique.

On remarque que le produit  $M_1 M_2^{-1}$  est une transformation similaire à  $T_1 T_2^{-1}$ . La trace ne change pas par la transformation similaire, par conséquent :

$$\text{Tr}(M_1 M_2^{-1}) = \text{Tr}(T_1 T_2^{-1}) \quad (3.1)$$

avec

$$T_i = \begin{pmatrix} \cosh(\gamma_i l_i) & Z_{ci} \sinh(\gamma_i l_i) \\ Y_{ci} \sinh(\gamma_i l_i) & \cosh(\gamma_i l_i) \end{pmatrix}$$

avec  $\gamma_i$  la constante de propagation complexe dans la ligne de longueur  $l_i$  et d'impédance  $Z_{ci}$  (d'admittance  $Y_{ci}$ )

$$T_i^{-1} = \begin{pmatrix} \cosh(\gamma_i l_i) & -Z_{ci} \sinh(\gamma_i l_i) \\ -Y_{ci} \sinh(\gamma_i l_i) & \cosh(\gamma_i l_i) \end{pmatrix}$$

$$\text{Tr}(T_1 T_2^{-1}) = 2 \cosh(\gamma_1 l_1) \cosh(\gamma_2 l_2) - \left( \frac{Z_{c1}}{Z_{c2}} + \frac{Z_{c2}}{Z_{c1}} \right) \sinh(\gamma_1 l_1) \sinh(\gamma_2 l_2) \quad (3.2)$$

### 3.2.2 Cas idéal $w_1 = w_2$

Dans le cas idéal où il n'y a pas de modification des  $w$  dans la réalisation, les deux lignes ne diffèrent que par leurs longueurs, on a donc  $w_1 = w_2$  soit donc  $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$  et  $Z_{c1} = Z_{c2} = Z_c$ , en réécrivant l'équation (3.2) avec ces hypothèses on obtient [79] :

$$\begin{aligned} Tr(T_1 T_2^{-1}) &= 2\cosh(\gamma l_1)\cosh(\gamma l_2) - 2\sinh(\gamma l_1)\sinh(\gamma l_2) \\ Tr(T_1 T_2^{-1}) &= 2\cosh(\gamma(l_2 - l_1)) \\ Tr(T_1 T_2^{-1}) &= 2\cosh(\gamma L) \end{aligned} \quad (3.3)$$

avec  $\gamma = \alpha + j\beta$  la constante de propagation complexe dans la ligne et  $L = l_1 - l_2$  la différence de longueurs entre les deux lignes.

Soit :

$$\gamma = \frac{1}{L} \cosh^{-1}\left(\frac{1}{2} Tr(T_1 T_2^{-1})\right) \quad (3.4)$$

Rappelons que l'hypothèse de départ nous oblige à utiliser deux lignes d'impédance et de connectique strictement identiques.

### 3.2.3 Cas non idéal $w_1 = w_2$

Généralement du fait de la gravure, on peut avoir  $w_1 = w_2$ . Si on a  $w_1 = w_2$ , alors  $\gamma_1 = \gamma_2$  et  $Z_{c1} = Z_{c2}$ . On définit  $Z$  et  $\gamma$  comme :

$$\begin{aligned} \gamma_1 = \gamma_2 &\Leftrightarrow \gamma_1 = \gamma_2 + \gamma \\ Z_{c1} = Z_{c2} &\Leftrightarrow Z_{c1} = Z_{c2} + Z \end{aligned}$$

On a donc :

$$\begin{aligned} \frac{Z_{c1}}{Z_{c2}} + \frac{Z_{c2}}{Z_{c1}} &= \frac{Z_{c2} + Z}{Z_{c2}} + \frac{Z_{c1} - Z}{Z_{c1}} \\ \frac{Z_{c1}}{Z_{c2}} + \frac{Z_{c2}}{Z_{c1}} &= 1 + \frac{Z}{Z_{c2}} + 1 - \frac{Z}{Z_{c1}} \\ \frac{Z_{c1}}{Z_{c2}} + \frac{Z_{c2}}{Z_{c1}} &= 2 + \frac{Z}{Z_{c2}} - \frac{Z}{Z_{c1}} \end{aligned}$$

En réécrivant l'équation (3.2) , on a :

$$\begin{aligned} Tr(T_1 T_2^{-1}) &= 2\cosh(\gamma_1 l_1)\cosh(\gamma_2 l_2) - \left(\frac{Z_{c1}}{Z_{c2}} + \frac{Z_{c2}}{Z_{c1}}\right)\sinh(\gamma_1 l_1)\sinh(\gamma_2 l_2) \\ Tr(T_1 T_2^{-1}) &= 2\cosh(\gamma_1 l_1)\cosh(\gamma_2 l_2) - \left(2 + \frac{Z}{Z_{c2}} - \frac{Z}{Z_{c1}}\right)\sinh(\gamma_1 l_1)\sinh(\gamma_2 l_2) \end{aligned}$$

Or :

$$\begin{aligned} \cosh(\gamma_1 l_1) &= \cosh((\gamma_2 + \gamma)l_1) = \cosh(\gamma_2 l_1)\cosh(\gamma l_1) + \sinh(\gamma_2 l_1)\sinh(\gamma l_1) \\ \sinh(\gamma_1 l_1) &= \sinh((\gamma_2 + \gamma)l_1) = \sinh(\gamma_2 l_1)\cosh(\gamma l_1) + \sinh(\gamma l_1)\cosh(\gamma_2 l_1) \end{aligned}$$

On notera  $Err_z = \frac{Z}{Z_{e2}} - \frac{Z}{Z_{e1}}$ , l'erreur induite par la différence d'impédance caractéristique entre les deux lignes.

$$Tr(T_1 T_2^{-1}) = 2 \cosh(\gamma_1 l_1) \cosh(\gamma_2 l_2) - (2 + Err_z) \sinh(\gamma_1 l_1) \sinh(\gamma_2 l_2)$$

$$Tr(T_1 T_2^{-1}) = 2 \cosh(\gamma_2 l_1) \cosh(\gamma_1 l_1) \cosh(\gamma_2 l_2) + 2 \sinh(\gamma_2 l_1) \sinh(\gamma_1 l_1) \cosh(\gamma_2 l_2) \\ - (2 + Err_z) \sinh(\gamma_2 l_1) \cosh(\gamma_1 l_1) \sinh(\gamma_2 l_2) - (2 + Err_z) \sinh(\gamma_1 l_1) \cosh(\gamma_2 l_1) \sinh(\gamma_2 l_2)$$

$$Tr(T_1 T_2^{-1}) = 2 \cosh(\gamma_2 l_1) \cosh(\gamma_1 l_1) \cosh(\gamma_2 l_2) - 2 \sinh(\gamma_2 l_1) \cosh(\gamma_1 l_1) \sinh(\gamma_2 l_2) \\ + 2 \sinh(\gamma_2 l_1) \sinh(\gamma_1 l_1) \cosh(\gamma_2 l_2) - 2 \sinh(\gamma_1 l_1) \cosh(\gamma_2 l_1) \sinh(\gamma_2 l_2) \\ - Err_z \sinh(\gamma_2 l_1) \cosh(\gamma_1 l_1) \sinh(\gamma_2 l_2) - Err_z \sinh(\gamma_1 l_1) \cosh(\gamma_2 l_1) \sinh(\gamma_2 l_2)$$

$$Tr(T_1 T_2^{-1}) = 2 \cosh(\gamma_2 L) \cosh(\gamma_1 l_1) \\ + 2 \sinh(\gamma_2 L) \sinh(\gamma_1 l_1) \\ - Err_z \sinh(\gamma_2 l_1) \sinh((\gamma_2 + \gamma) l_1)$$

On vérifie bien que si  $Z = 0$  et  $\gamma = 0$ , on retrouve l'équation (3.3).

### 3.2.4 Erreur de réalisation sur la gravure du cuivre

Dans le cas idéal où  $w_1 = w_2$  l'équation (3.3) nous permet d'extraire  $\gamma$  via (3.4). Une erreur peut être commise du fait de la gravure. La gravure a généralement une précision de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de cuivre déposé sur le substrat. On souhaite avoir un ordre de grandeur de l'erreur commise du fait de l'erreur de gravure.

Afin d'estimer l'ordre de grandeur de cette erreur, on applique cette méthode de caractérisation sous ADS en prenant dans un premier temps deux lignes ayant le même  $w$  et un  $L = 10mm$  ce qui nous permet de calculer les constantes de propagation et de pertes référence appelées  $\alpha_{ref}$  et  $\beta_{ref}$ . On applique ensuite cette méthode en considérant  $w_2 = w_1 - 50\mu m$  (soit une épaisseur de cuivre prise à  $25\mu m$ ), ce qui nous permet de calculer les constantes de propagation et de pertes avec cette erreur  $\alpha_{err+}$ ,  $\alpha_{err-}$  et  $\beta_{err+}$ ,  $\beta_{err-}$ . On calcule ensuite l'erreur relative entre  $\alpha_{ref}$  et  $\alpha_{err+}$ ,  $\alpha_{err-}$ , entre  $\beta_{ref}$  et  $\beta_{err+}$ ,  $\beta_{err-}$ . Cette estimation de l'erreur commise sera appliquée pour deux substrats, l'AD1000 et l'AD255, deux largeurs de ligne  $w$  pour une fréquence de 3GHz.

Substrat : AD1000  $h = 1.524mm$ ;  $\epsilon_r = 10.7$ ;  $\tan \delta = 0.0023$ ;  $f = 3GHz$

	$w = 300\mu m$	$w = \frac{w}{8} = 4.26mm$
$\alpha_{ref}$ en $Np.m^{-1}$	0.1752	0.2032
$\alpha_{err+}$ en $Np.m^{-1}$	0.1789	0.204
erreur relative en %	<b>2.11</b>	<b>0.39</b>
$\alpha_{err-}$ en $Np.m^{-1}$	0.1729	0.2024
erreur relative en %	<b>1.31</b>	<b>0.39</b>
$\beta_{ref}$ en $rad.m^{-1}$	162.40	181.8636
$\beta_{err+}$ en $rad.m^{-1}$	164.45	182.41
erreur relative en %	<b>1.26</b>	<b>0.30</b>
$\beta_{err-}$ en $rad.m^{-1}$	160.25	181.30
erreur relative en %	<b>1.32</b>	<b>0.60</b>

Substrat : AD255  $h = 1.524mm$ ;  $\epsilon_r = 2.55$ ;  $\tan \delta = 0.0023$ ;  $f = 3GHz$

	$w = 300\mu m$	$w = \frac{w}{8} = 8.20mm$
$\alpha_{ref}$ en $Np.m^{-1}$	0.0778	0.0990
$\alpha_{err+}$ en $Np.m^{-1}$	0.0795	0.0992
erreur relative en %	<b>2.18</b>	<b>0.202</b>
$\alpha_{err-}$ en $Np.m^{-1}$	0.0762	0.0987
erreur relative en %	<b>2.056</b>	<b>0.303</b>
$\beta_{ref}$ en $rad.m^{-1}$	86.68	94.1994
$\beta_{err+}$ en $rad.m^{-1}$	87.252	94.2827
erreur relative en %	<b>0.66</b>	<b>0.08</b>
$\beta_{err-}$ en $rad.m^{-1}$	86.117	94.116
erreur relative en %	<b>0.65</b>	<b>0.17</b>

On obtient une erreur maximale de l'ordre de 2.18% sur  $\alpha$  et 1.32% sur  $\beta$ . Comme attendu, l'erreur est plus importante sur les lignes fines mais elle reste faible. On en conclut que plus l'on souhaite utiliser cette méthode de caractérisation sur des lignes fines, plus la maîtrise technologique devra être importante.

### 3.2.5 Erreur de connectique

La méthode de mesure avec deux lignes microruban est simple et rapide, mais la précision devient très faible si les transitions coaxiales vers microruban ne sont pas identiques pour les deux lignes. En effet, dans ce cas, l'équation (3.1) n'est plus une transformation similaire et l'équation (3.2) nous donne des résultats éronnés pour la permittivité effective  $\epsilon_{eff}$ . En pratique, les transitions entre la ligne coaxiale et la ligne microruban ne sont jamais identiques. Par conséquent, l'équation (3.1) ne garantit pas nécessairement une transformation similaire entre  $M_1M_2^{-1}$  et  $T_1T_2^{-1}$ . Pour des mesures réelles de chaque ligne de transmission, la matrice chaîne  $ABCD$  peut s'écrire sous la forme suivante :

$$M_1 = XT_1Y$$

$$M_2 = XT_2Y$$

où  $X$  et  $X$  ( $Y$  et  $Y$ ) sont respectivement les matrices des ports d'accès d'entrée (de sortie) des lignes (a) et (b). Ses matrices sont supposées différentes parce que dans les conditions expérimentales, la position de la pointe centrale du connecteur SMA ne peut être reproduite à l'identique pour les deux lignes. Afin d'obtenir une transformation similaire des lignes de transmission à partir des données de mesure, on considère les quatres équations suivantes :

$$M_1 M_2^{-1} = X T_1 Y Y^{-1} T_2^{-1} X^{-1} \quad (3.5)$$

$$M_2 M_1^{-1} = X T_2 Y Y^{-1} T_1^{-1} X^{-1} \quad (3.6)$$

$$M_1^{-1} M_2 = Y^{-1} T_1^{-1} X^{-1} X T_2 Y \quad (3.7)$$

$$M_2^{-1} M_1 = Y^{-1} T_2^{-1} X^{-1} X T_1 Y \quad (3.8)$$

En général, les traces des équations (3.5)-(3.8) sont différentes les unes des autres parce que  $X$  et  $X$  ( $Y$  et  $Y$ ) sont différents. Cependant, les traces de  $M_1 M_2^{-1}$  et  $M_2 M_1^{-1}$  (ou les traces de  $M_1^{-1} M_2$  et  $M_2^{-1} M_1$ ) sont les mêmes si  $X$  est égale à  $X$  et  $Y$  est égale à  $Y$ . Par conséquent, on obtient deux équations de convergence donnés par :

$$Tr(M_1 M_2^{-1}) - Tr(M_2 M_1^{-1}) = 0 \text{ si } Y \rightarrow Y|_{X=X} \quad (3.9)$$

$$Tr(M_1^{-1} M_2) - Tr(M_2^{-1} M_1) = 0 \text{ si } X \rightarrow X|_{Y=Y} \quad (3.10)$$

En utilisant ces deux équations de convergence, les auteurs de [79] définissent une fonction du coût de l'erreur comme :

$$e = \frac{1}{n} \sum_{f_{start}}^{f_{stop}} Tr(M_1 M_2^{-1}) - Tr(M_2 M_1^{-1}) + Tr(M_1^{-1} M_2) - Tr(M_2^{-1} M_1) \quad (3.11)$$

avec  $n$  le nombre de points de fréquence et  $\cdot$  la norme.

Ainsi en effectuant plusieurs mesures indépendantes des lignes de transmission et en calculant pour chaque jeu de mesure le coût de l'erreur  $e$ , on peut obtenir la mesure présentant le coût de l'erreur minimum correspondant aux résultats les plus précis pour la permittivité effective  $\epsilon_{eff}$ . Cette erreur est principalement due à la mesure et sera donc évaluée pour chaque mesures effectuées, avec les données expérimentales dans le paragraphe 2.4.2.

### 3.3 Méthode par résonance

La méthode de la résonance permet une évaluation discrète de la constante de propagation  $\beta$  à partir de la mesure des fréquences de résonance du coefficient de transmission  $S_{21}$  d'un résonateur en T. L'avantage principal de cette méthode est son indépendance vis à vis des désadaptations dues aux transitions coaxial-microruban; ce qui est la principale source d'erreur de la méthode précédente.

### 3.3.1 Indépendance des zéros de transmissions vis à vis des désadaptations d'impédance

La mesure des zéros de transmission est indépendante [87] des désadaptations d'impédance au niveau des accès d'un dispositif à deux accès. Une démonstration théorique simple validant cette observation est donnée en [88].

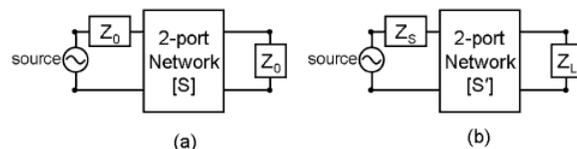


FIGURE 3.9 – Dispositif double accès placé entre une source et une charge. (a) avec les impédances  $Z_0$ , (b) avec les impédances  $Z_S$  et  $Z_L$ . [88]

Un dispositif à deux accès est présenté sur la figure 3.9, il est situé entre une source et une charge. On assigne les paramètres de diffraction par  $S$  lorsqu'ils sont normalisés par rapport aux impédances  $Z_0$ , ce qui correspond à la figure 3.9(a) et par  $S'$  lorsque le dispositif est situé entre une source d'impédance  $Z_S$  et une charge d'impédance  $Z_L$  ce qui correspond à la figure 3.9(b).

On peut relier les coefficients de transmission  $S_{21}$  et  $S_{21}'$  selon l'équation (3.12) :

$$|S_{21}'|^2 = |S_{21}|^2 \frac{(1 - |S|^2)(1 - |L|^2)}{|(1 - S S_{11})(1 - L S_{22}) - S L S_{12} S_{21}|^2} \quad (3.12)$$

Si les impédances de source et de charges sont égales à  $Z_0$ , on est parfaitement adapté,  $|S| = |L| = 0$ , et  $|S_{21}'|^2 = |S_{21}|^2$ .

Si on considère que  $|S| < 1$  et  $|L| < 1$ , et que  $|S_{21}'|$  a un zéro à la fréquence  $f_0$ , l'équation (3.12) devient :

$$|S_{21}'|^2 = \frac{(1 - |S|^2)(1 - |L|^2)}{|(1 - S S_{11})(1 - L S_{22})|^2} = 0 \quad (3.13)$$

$|S_{21}'|$  a un zéro à la fréquence  $f_0$  comme  $|S_{21}|$ . A des fréquences autres que  $f_0$ , le dénominateur de l'équation (3.13) est non nul. Ainsi, seul les zéros qui apparaissent pour  $|S_{21}'|$ , apparaissent pour  $|S_{21}|$ .

### 3.3.2 Analyse théorique dans le cas uniforme - Résonateur UIR

On considère un résonateur UIR (Uniform Impedance Resonator), c'est à dire un résonateur dont le stub est uniforme, composé d'un tronçon de ligne en parallèle d'impédance  $Z_{UIR}$  et de longueur

$l_{UIR}$  terminé par un circuit ouvert, et de constante de propagation  $\beta_{UIR}$  comme représenté sur la figure 3.11.

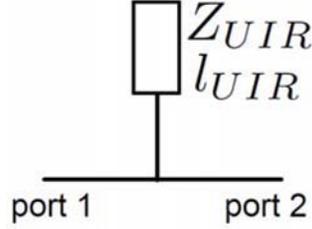


FIGURE 3.10 – Topologie du résonateur UIR [93].

L'impédance  $Z_{IN}$  est l'impédance du stub ramenée au niveau de la ligne d'accès (dans le cas sans pertes).

$$Z_{IN} = jZ_{UIR} \cot(\beta l_{stub}) \quad (3.14)$$

Les zéros de transmission étant indépendants des lignes d'accès, la longueur de la ligne  $l_{UIR}$  est directement fonction de la fréquence du zéro. Cette relation est obtenue en annulant l'impédance d'entrée  $Z_{IN}$ .

$$Z_{IN} = 0 \Leftrightarrow \beta l_{UIR} = \frac{\pi}{2} + n\pi \quad (3.15)$$

Soient  $f_{r,n}$  ces fréquences de résonance.

$$\frac{2\pi f_{r,n}}{c} l_{UIR} = \frac{\pi}{2} + n\pi \quad (3.16)$$

$$l_{UIR} = \frac{c}{2\pi f_{r,n}} \left( \frac{\pi}{2} + n\pi \right) \quad (3.17)$$

Si on considère la propagation d'un mode quasi-TEM sur la ligne, on peut considérer que  $\beta = k_0 \sqrt{\epsilon_{R,eff}}$  et  $k_0 = \frac{2\pi f_{r,n}}{c}$ . Ainsi la mesure de ces fréquences de résonance  $f_{r,n}$  [87] nous permet de calculer la permittivité effective du stub et la constante de propagation  $\beta$ , via l'équation (3.18) :

$$\epsilon_{R,eff,n} = \left( \frac{nc}{4l_{stub} f_{r,n}} \right)^2 \quad (3.18)$$

$$(3.19)$$

Ainsi en choisissant convenablement  $l_{UIR}$ , on peut effectuer une mesure de la permittivité effective  $\epsilon_{R,eff}$  sur plusieurs points de fréquence.

### 3.3.3 Analyse théorique dans le cas avec saut d'impédance - Résonateur SIR

On considère un résonateur SIR (Step Impedance Resonator) dans le cas sans pertes, c'est à dire un résonateur dont le stub présente un saut d'impédance, composé d'un premier tronçon de ligne en parallèle d'impédance  $Z_2$ , de longueur  $l_2$  et de constante de propagation  $\beta_2$  suivi d'un deuxième tronçon de ligne d'impédance  $Z_1$  et de longueur  $l_1$  terminé par un circuit ouvert, et de constante de propagation  $\beta_1$  comme représenté sur la figure 3.11.

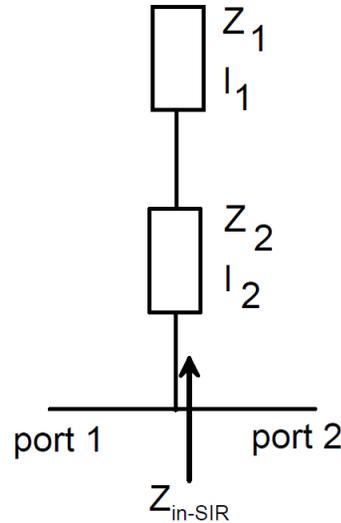


FIGURE 3.11 – Topologie d'un résonateur SIR [93]

$$Z_{IN} = jZ_2 \frac{Z_2 \tan(\beta_2 l_2) \tan(\beta_1 l_1) - Z_1}{Z_2 \tan(\beta_1 l_1) + Z_1 \tan(\beta_2 l_2)} \quad (3.20)$$

Les zéros de transmission étant indépendants des lignes d'accès, les longueurs de ligne  $l_1$  et  $l_2$ , ainsi que l'impédance caractéristique  $Z_1$  et  $Z_2$  sont directement fonctions de la fréquence du zéro. Cette relation est obtenue en annulant l'impédance d'entrée  $Z_{IN}$ .

$$\begin{aligned} Z_{IN} &= 0 \\ Z_2 \frac{Z_2 \tan(\beta_2 l_2) \tan(\beta_1 l_1) - Z_1}{Z_2 \tan(\beta_1 l_1) + Z_1 \tan(\beta_2 l_2)} &= 0 \\ Z_2 \tan(\beta_2 l_2) \tan(\beta_1 l_1) - Z_1 &= 0 \end{aligned} \quad (3.21)$$

#### Protocole de caractérisation

L'utilisation d'un milieu plasma comme couche de diélectrique au sein d'une technologie planaire multicouche suppose une utilisation localisée du plasma afin de limiter les pertes diélectriques importantes du plasma et de faciliter la génération d'une décharge plasma la plus homogène possible. Pour caractériser la constante diélectrique du plasma par la méthode MReso, on se doit d'utiliser un résonateur SIR avec saut d'impédance. Le tronçon de ligne d'impédance  $Z_2$ , de longueur  $l_2$  et de constante de propagation  $\beta_2$  serait composé d'un empilement de plusieurs couches identiques d'un substrat déjà caractérisé (à l'aide d'un résonateur UIR par exemple) et le tronçon de ligne d'impédance  $Z_1$  et de longueur  $l_1$  et de constante de propagation  $\beta_1$  serait composé d'un empilement de couches de ce même substrat mais dont on aurait remplacé la couche centrale par une décharge plasma que l'on cherche à caractériser.

Ainsi, on suppose que pour chaque fréquence de résonance  $f_{r,n}$  d'un tel résonateur SIR, on connaît  $Z_2$ ,  $\beta_2$ , et  $l_2$  ( $l_1$  également). Les seules inconnues sont  $Z_1$  et  $\beta_1$ . Or, ces deux valeurs sont corrélées et dépendent directement de la largeur de ligne, des différentes permittivités relatives des substrats et des différentes épaisseurs de couches.

Considérons une ligne microruban composée de trois couches comme représenté sur la figure 3.12 ; deux couches d'un substrat connu de permittivité relative  $\epsilon_r$  et d'une couche centrale d'un substrat inconnu de permittivité relative  $\epsilon_{r,plasma}$ . Via notre modèle établi au chapitre 2, pour chaque fréquence de résonance  $f_{r,n}$ , on peut calculer pour une valeur de permittivité relative du plasma  $\epsilon_{r,plasma}$  de la couche centrale que l'on se fixe, un couple de valeur de  $Z_1$  et  $\beta_1$ . Si on suppose connaître les dimensions de la ligne ainsi que la permittivité relative de l'autre substrat, la permittivité relative du plasma situé dans la couche centrale est l'unique inconnue. Ainsi :

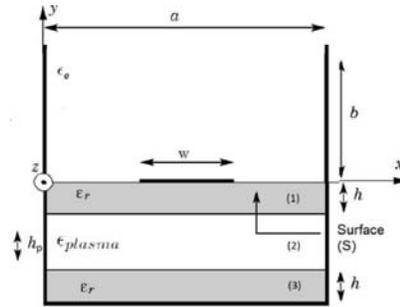


FIGURE 3.12 – Ligne microruban triple couche.

$$\begin{aligned} Z_1 &= F(\epsilon_{r,plasma}) \\ \beta_1 &= G(\epsilon_{r,plasma}) \end{aligned} \quad (3.22)$$

On sait que pour chaque fréquence de résonance, l'équation (3.21) se vérifie, soit :

$$Z_1 = Z_2 \tan(\beta_2 l_2) \tan(\beta_1 l_1) \quad (3.23)$$

L'utilisation d'un milieu plasma en diélectrique suppose que l'on cherche à obtenir une permittivité relative comprise entre 0 et 1. On calcule via notre modèle, pour des valeurs de  $\epsilon_{r,plasma}$  comprise entre 0 et 1, les couples de valeurs  $(Z_1, \beta_1)$ . On calcule également  $Z_1$  à partir de l'équation (3.23). On superpose ces deux valeurs de  $Z_1$  et leur intersection nous donne la valeur de la permittivité relative de la couche centrale, comme représenté sur la figure 3.13 dans le cas où on cherche à caractériser une couche d'air de permittivité 1.

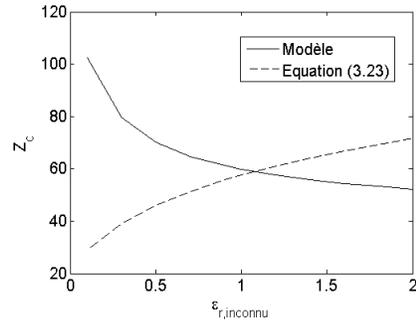


FIGURE 3.13 – Caractérisation d'une couche inconnue sur un résonateur SIR

### 3.4 Mise en œuvre

#### 3.4.1 Simple couche

On souhaite comparer ici les résultats des mesures des deux méthodes présentées sur une structure microruban simple couche. Différents circuits sont ainsi réalisés sur un substrat AD1000 de permittivité  $\epsilon_r = 10.7 - 0.35j$  et de pertes diélectriques  $\tan \delta = 0.0023$  et d'épaisseur  $h = 1.524mm$ . Pour la méthode Mtrace, deux lignes de longueurs différentes avec un  $L = L_2 - L_1 = 30mm$  sont utilisées et pour la méthode Mreso, un résonateur en T avec une longueur de stub  $L_{stub} = 62mm$  est utilisé. Cette longueur permet, a priori d'effectuer 5 mesures sur la bande de fréquence allant de  $40MHz$  à  $4.84GHz$ . Trois largeurs de ruban conducteur sont envisagées,  $w_1 = 500\mu m$ ,  $w_2 = 1mm$  et  $w_3 = 1.33mm$ . La connectique SMA utilisée nous limite en terme de largeur de ruban et pour éviter tout risque de court-circuiter l'embase SMA, on se limite à ces trois largeurs de ruban. Tous les typons sont réalisés sur la même plaque du substrat, ils ont donc les mêmes performances en termes de  $\epsilon_r$  et de  $\tan \delta$ . Les mesures sont réalisées à l'aide d'un analyseur de réseau Anritsu 37369C sur une plage de fréquence allant de  $40MHz$  à  $4.84GHz$ . Des embases SMA sont utilisées pour réaliser la transition coaxiale de l'analyseur de réseau vers les lignes microruban des circuits à mesurer.

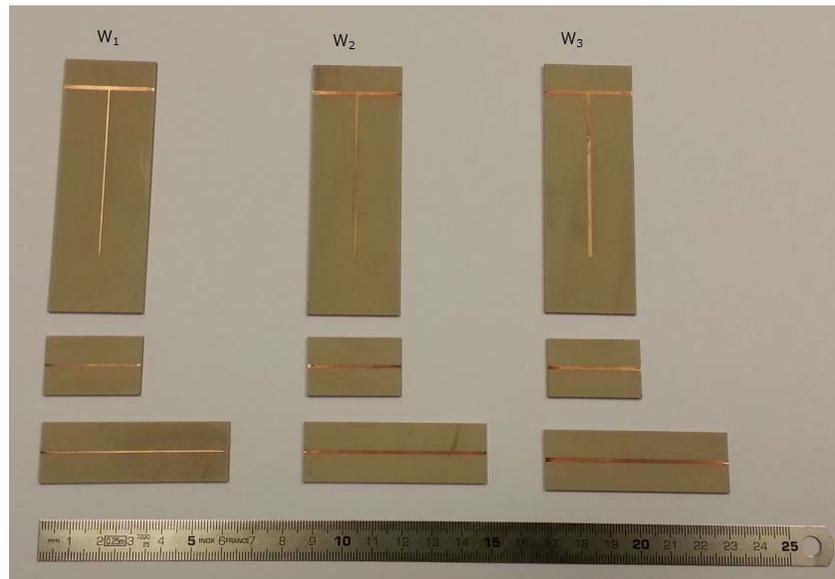


FIGURE 3.14 – Photo des circuits simple couche réalisés

Les différentes dimensions des circuits réalisés sont mesurées à l'aide d'un projecteur de profil.

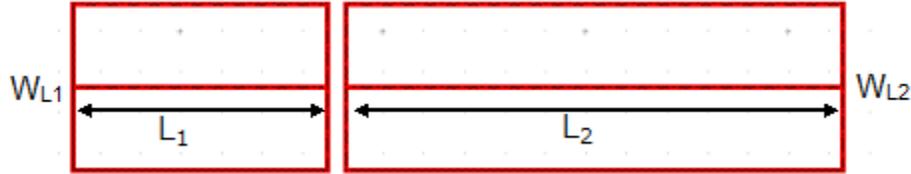


FIGURE 3.15 – Schéma des circuits utilisés pour la méthode Mtrace

	Cas 1, $w = 500\mu m$	Cas 2, $w = 1mm$	Cas 3, $w = 1.33mm$
$L_1$ en $mm$	32.26	32.24	32.24
$L_2$ en $mm$	62.28	62.24	62.16
$W_{L1}$ en $mm$	0.480	0.99	1.327
$W_{L2}$ en $mm$	0.387	1.031	1.321
$L$ en $mm$	30.02	30	29.92

On mesure une épaisseur de cuivre de  $30\mu m$ . On constate que dans le cas 1,  $w = 500\mu m$ , l'erreur de gravure est supérieure à celle attendue. Selon le principe vu en 3.2.4, on évalue l'erreur commise en prenant  $w_1 = 480\mu m$  et  $w_1 = 380\mu m$  sur ADS sur un substrat d'AD1000 à  $3GHz$ .

Substrat : AD1000  $h = 1.524mm$ ;  $\epsilon_r = 10.7$ ;  $\tan \delta = 0.0023$ ;  $f = 3GHz$

	$w_1 = 480\mu m$ et $w_1 = 380\mu m$
$\alpha_{ref}$ en $Np.m^{-1}$	0.1764
$\alpha_{err}$ en $Np.m^{-1}$	0.1799
erreur relative en %	<b>1.9976</b>
$\beta_{ref}$ en $rad.m^{-1}$	163.20
$\beta_{err}$ en $rad.m^{-1}$	165.03
erreur relative en %	<b>1.123</b>

L'erreur reste raisonnable, elle est de 2% sur  $\alpha$  et de 1.123% sur  $\beta$ .

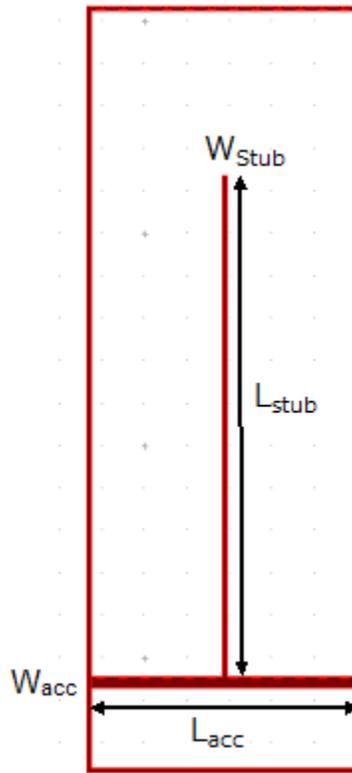


FIGURE 3.16 – Schéma des circuits utilisés pour la méthode Mreso

	Cas 1, $w = 500\mu m$	Cas 2, $w = 1mm$	Cas 3, $w = 1.33mm$
$L_{stub}$ en $mm$	61.463	60.004	61.40
$W_{stub}$ en $mm$	0.505	1.028	1.337
$L_{acc}$ en $mm$	32	30.06	31.89
$W_{acc}$ en $mm$	1.366	1.330	1.335

Après une calibration SOLT de l'analyseur de réseau, les paramètres S des différents circuits sont exportés. L'ensemble des paramètres S mesurés est disponible en annexe C. Les paramètres S des deux longueurs de lignes utilisées pour la méthode Mtrace sont transformés en matrice chaîne et par l'équation (3.4) la constante de propagation  $\gamma = \alpha + j\beta$  est déduite en prenant en compte le  $L$  mesuré. Les paramètres S obtenus par la mesure des résonateurs en T donnent les fréquences de résonance  $f_{r,n}$  puis le calcul de  $\beta$  via l'équation (3.18).

Ces mesures de la constante de propagation sont comparées avec les résultats obtenus avec notre modèle microruban vu en 2.4.2 en prenant les dimensions mesurées, la permittivité relative du substrat  $\epsilon_r = 10.7$  ainsi que les permittivités relatives dans la limite constructeur, soit  $\epsilon_r = 10.35$  et  $\epsilon_r = 11.05$  avec les pertes diélectriques  $\tan \delta = 0.0023$ . On compare en faisant des simulations comparables sous HFSS en prenant les dimensions mesurées, la permittivité relative du substrat  $\epsilon_r = 10.7$  avec les pertes diélectriques  $\tan \delta = 0.0023$ . Les mesures de  $\beta = \text{Im}(\gamma)$  sont représentées sur les figures 3.17, 3.18 et 3.19.

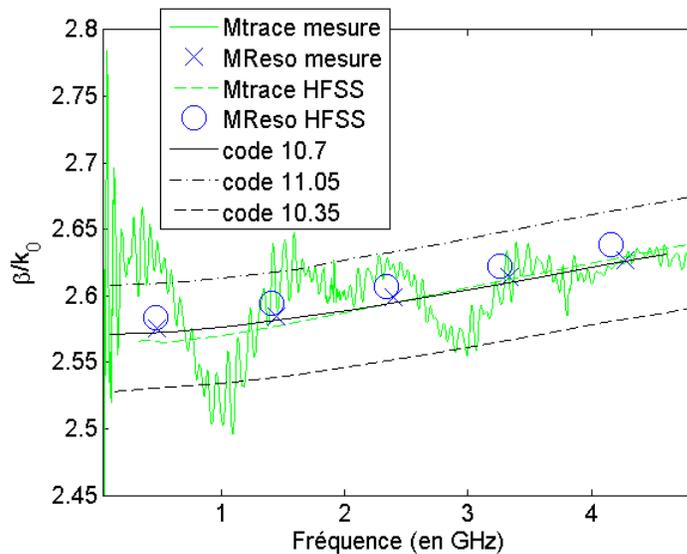


FIGURE 3.17 – Mesure de  $\beta$  pour  $w_1 = 500\mu m$

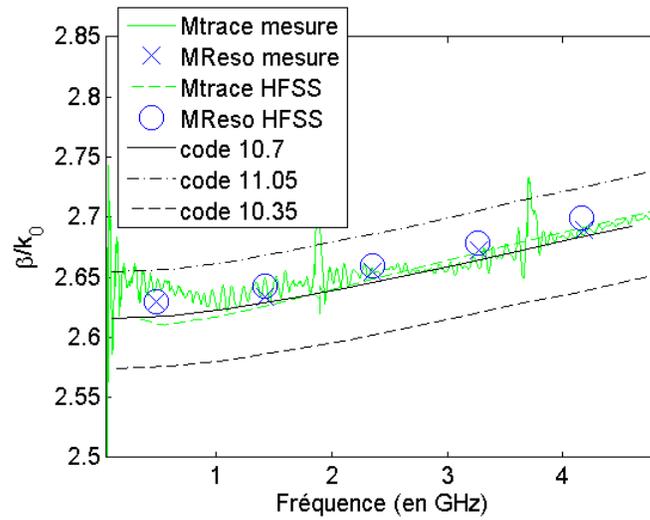


FIGURE 3.18 – Mesure de  $\beta$  pour  $w_2 = 1\text{mm}$

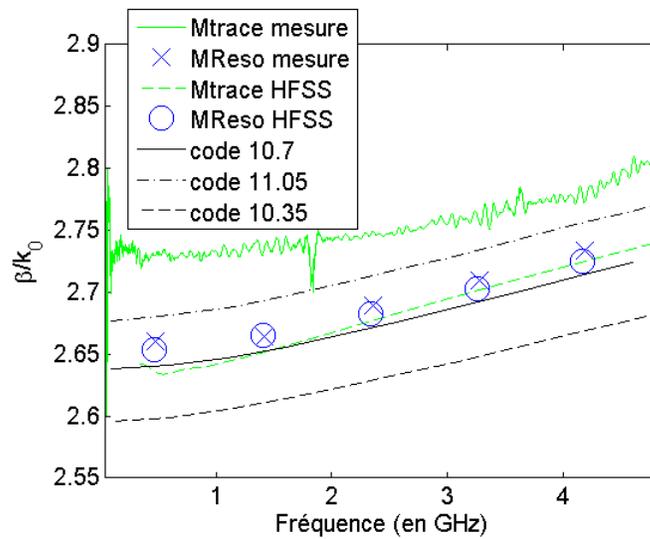


FIGURE 3.19 – Mesure de  $\beta$  pour  $w_3 = 1.33\text{mm}$

Le coût de l'erreur  $e$  pour les circuits correspondants à  $w_1$  pour Mtrace en mesure est de  $e = 0.0227$  et pour Mtrace avec HFSS  $e = 7.92 \cdot 10^{-14}$ .

Le coût de l'erreur  $e$  pour les circuits correspondants à  $w_2$  pour Mtrace en mesure est de  $e = 0.0117$  et pour Mtrace avec HFSS  $e = 1.9 \cdot 10^{-13}$ .

Le coût de l'erreur  $e$  pour les circuits correspondants à  $w_3$  pour Mtrace en mesure est de  $e = 0.0117$  et pour Mtrace avec HFSS  $e = 5.0016 \cdot 10^{-14}$ .

On constate que le coût de l'erreur dû à la différence de largeur entre les deux lignes (prise en compte sur HFSS) est négligeable et que l'erreur de connectique est supérieure. Cette erreur est plus importante sur la ligne de faible largeur  $w_1$ .

## Conclusion

Avec la méthode MTrace, on obtient des résultats très bruités en particulier pour les largeurs de ruban fine comme  $w_1$ . Par ailleurs les trois mesures n'indiquent pas une valeur de permittivité relative identique. On a vu que l'erreur induite par la différence entre les valeurs de  $w$  sur les deux lignes était importante. Par ailleurs il est difficile de réaliser de transition coaxiale-microruban identique pour les deux lignes. On en conclut que la méthode MTrace nécessite une maîtrise technologique que nous n'avons pas pour obtenir des résultats suffisamment précis.

Avec la méthode MReso, on déduit une permittivité relative du substrat comprise entre 10.7 et 11.05, avec les trois largeurs de ligne, avec des valeurs très proches entre les trois mesures réalisées. On vérifie bien la précision permise par la méthode et sa souplesse vis à vis de la maîtrise technologique. On choisit par la suite de ne mettre en œuvre que la méthode MReso.

## Chapitre 4

# Caractérisation du milieu plasma

Dans ce chapitre, on met en oeuvre un dispositif expérimental qui nous permet de caractériser un milieu plasma généré au sein d'une technologie microruban multicouche. A partir du modèle de ligne microruban multicouche vu au chapitre 2 et la méthode de caractérisation par résonance MReso vue au chapitre 3, on caractérise la permittivité effective d'une décharge plasma DC et on effectue une estimation de sa densité électronique. On présente dans un premier temps, le matériel d'expérimentation ainsi que le dispositif expérimental, on présente les mesures effectuées sur les différentes versions d'un résonateur en T et sur un filtre DBR d'ordre 1. A partir de ces données de mesure, on effectue ensuite la caractérisation du milieu plasma.

### 4.1 Introduction

Ces expérimentations visent à réaliser une décharge plasma DC dans les conditions d'utilisation de circuit planaire RF que l'on souhaite réaliser à terme. Dans ces conditions, les paramètres plasmas homogénéisés du point de vue de la ligne sont évalués afin de les réutiliser ensuite dans la conception de ces circuits RF. Ainsi, une technologie microruban triple couche est utilisée, elle comporte une couche où une décharge plasma DC est générée dans une cavité isolée électriquement. Ces mesures permettent de caractériser le milieu plasma à partir de la réponse électrique RF du dispositif. Des résonateurs et filtres sont ainsi réalisés et présentés dans ce chapitre. Une caractérisation du milieu est faite à partir de la mesure des fréquences de résonance (méthode MReso vue au paragraphe 3.3). Le dispositif mesuré doit permettre de caractériser une gamme de plasma la plus large possible, ce qui signifie que l'on doit avoir suffisamment de paramètre de liberté pour modifier les conditions d'excitation du plasma. Pour ce faire, on peut jouer sur la pression du gaz injectée dans la cloche, sur le courant et la tension entre les électrodes ainsi que sur la distance inter-électrodes. Finalement, ces mesures ont pour dernier objectif d'étudier les potentialités du milieu plasma pour la mise en oeuvre de dispositifs RF accordables ou reconfigurables. Ces capacités seront directement liées à l'excursion observée entre le plasma à l'état allumé ou éteint, appelé par la suite respectivement l'état ON et OFF.

## 4.2 Présentation du matériel d'expérimentation



FIGURE 4.1 – Dispositif expérimental : (A) L'enceinte à vide (B) multimètre (C) Jauge absolue en pression (D) Hublot avec connectique SMA relié à l'analyseur vectoriel (E) Gaz Néon/Xénon

### 4.2.1 Analyseur de réseau vectoriel

Pour les mesures du signal RF, on dispose d'un analyseur de réseau vectoriel Agilent E5071C comme représenté sur la figure 4.2. Il nous permet de mesurer la partie de l'onde transmise ( $S_{21}$ ) et la partie de l'onde réfléchie ( $S_{11}$ ) par le dispositif sous test entre  $9kHz$  et  $8.5GHz$ . On effectue des mesures sur la bande  $0 - 5GHz$ , divisée en bandes de fréquence plus étroites et centrées sur les fréquences de résonance du circuit mesuré pour gagner en précision (cas du résonateur en T) ou sur la bande d'intérêt (bande-passante du filtre DBR d'ordre 1).

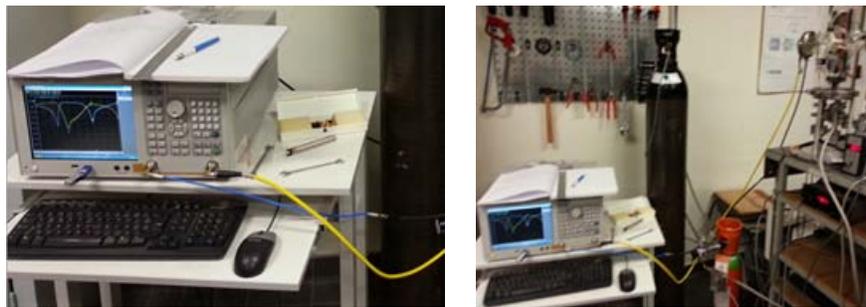


FIGURE 4.2 – Analyseur de réseau vectoriel relié à l'enceinte à vide par un hublot avec connectique SMA

## 4.2.2 Matériel pour la génération des décharges plasma

### Enceinte à vide

L'enceinte utilisée est une enceinte en verre composée d'une chambre à vide cylindrique de 6.5litres, de 150mm de diamètre sur 370mm de hauteur en photo sur la figure 4.3. Elle dispose de deux hublots de 60mm de diamètre, l'un possède deux passages haute tension distants de 35mm qui seront connectés aux électrodes, le deuxième est traversé par 6 adaptateurs SMA qui relieront l'analyseur de réseau vectoriel au port d'accès du dispositif RF sous test. Deux DC Block sont connectés à cet hublot afin de protéger l'analyseur de réseau vectoriel, supportant des tensions DC max de 35V, des tensions d'alimentation des décharges plasma. Une bride en inox maintient l'étanchéité de l'enceinte et dispose de trois ouvertures débouchant sur des raccords qui permettent l'alimentation et le pompage du gaz.

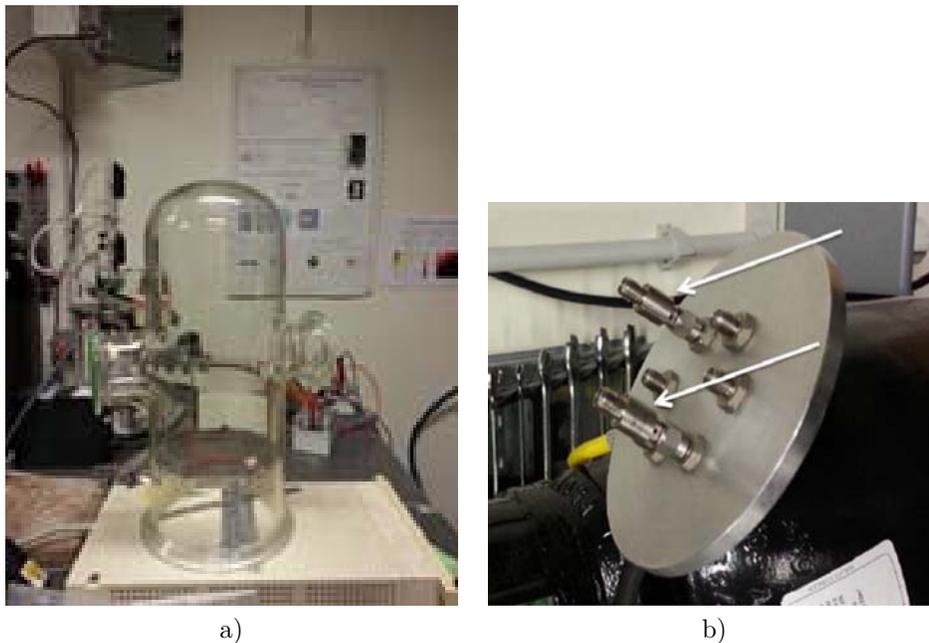


FIGURE 4.3 – Enceinte à vide en a), hublot avec connectique SMA avec deux DC Block en b)

### Pompage et distribution du gaz

On utilise un système de pompage constitué d'une pompe turbo moléculaire associée à une pompe à membrane (modèle Alcatel Drytel 100). Le niveau d'étanchéité nous permet d'obtenir, avec cette enceinte à vide, une pression de  $10^{-3}Torr$  au niveau de la bride. On effectue les mesures de pression avec une jauge absolue (modèle Varian) qui accède à la gamme de pression voulue :  $10^{-2}Torr$  jusqu'à  $10Torr$ . On utilise principalement comme gaz du Néon-Xénon 1% (classe industrielle) car il dispose d'une fréquence de collision a priori faible, ce qui implique des pertes et du bruit plus faibles, un test avec de l'hélium (classe 5.0) a également été effectué.

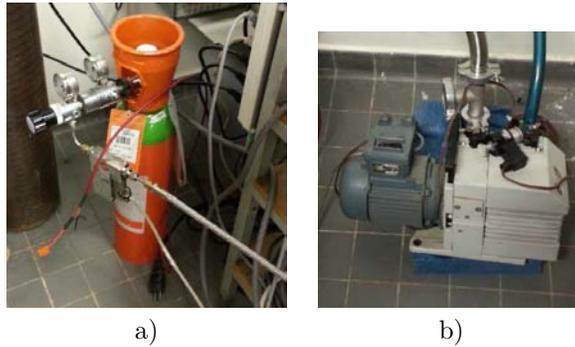


FIGURE 4.4 – Bouteille de gaz Néon/Xénon 1% avec débitmètre en a), pompe à membrane en b)

### Alimentation et mesure électrique

Plusieurs types d'alimentation et de configuration d'électrodes sont envisageables. Les décharges recherchées pour nos mesures seront alimentées avec une tension continue DC. On dispose de deux générateurs de tension de 600V (modèle Midec SK600V) capables de fournir des courants de 500mA qui mis en série permettent de délivrer une tension de 1.2kV et un générateur de tension de 6kV (modèle TECHNIX SR-6-F-4000) capable de fournir des courants de 667mA. On utilise le générateur de tension 6kV pour alimenter une décharge plasma et on utilise en plus les deux générateurs de 600V en série pour alimenter une deuxième décharge plasma lorsque l'on veut générer deux décharges plasma indépendantes (filtre). Les mesures des courants électriques sont effectuées à l'aide de multimètre numérique (modèle Fluke 26 série III) et de résistances de 10k .

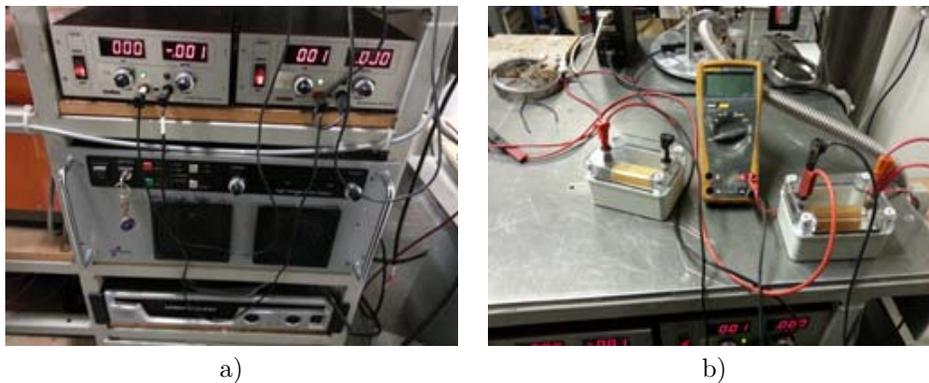


FIGURE 4.5 – Deux générateurs de tension de 600V en haut et un générateur de tension de 6kV en dessous en a), multimètre numérique en série avec des résistances de 10k en b)

## Synoptique du dispositif expérimental

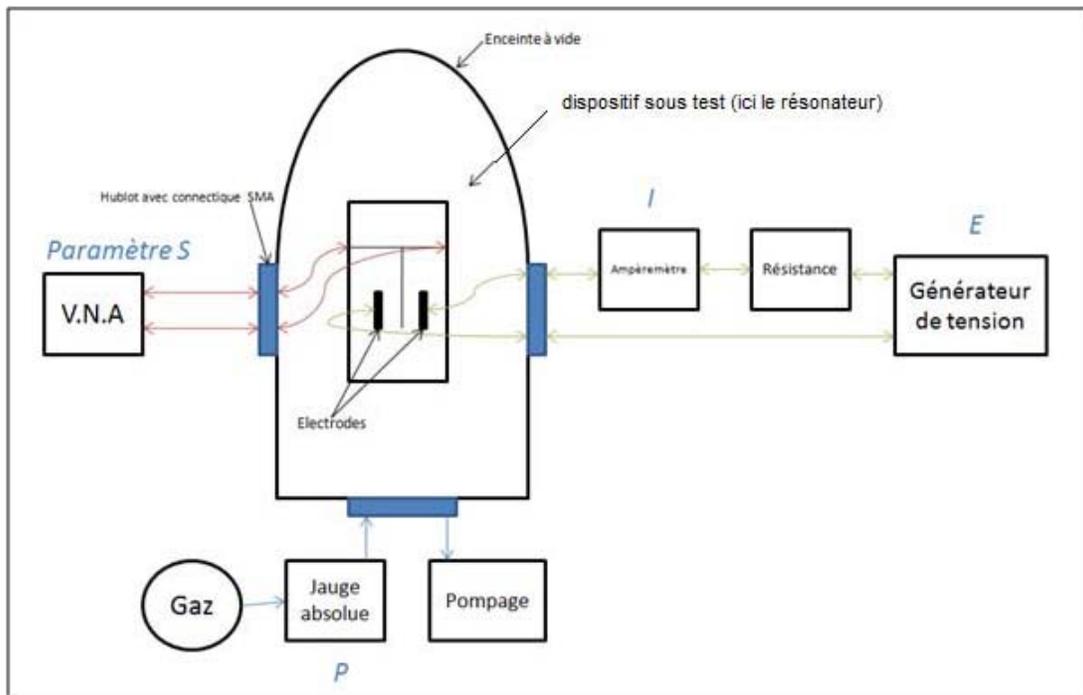


FIGURE 4.6 – Synoptique du dispositif expérimental

## 4.3 Résultats de mesure du résonateur en T

### 4.3.1 Dispositif expérimental

#### Résonateur en T en microruban multicouche avec zone plasma

On réalise un résonateur en T constitué d'un empilement de couches de substrat ROGERS RG4003C ( $\epsilon_r = 3.38$  et  $\tan \delta = 0.0033$  d'épaisseur  $505\mu m$ ) ainsi que d'une couche d'air intercalée en bout du stub. Des canalisations sont ajoutées pour faire parvenir le gaz dans la couche voulue afin de générer ensuite la décharge plasma de façon localisée. Le circuit a été modifié à plusieurs reprises pour améliorer le prototype et tester différentes conditions d'excitation de la décharge plasma et voir l'influence de l'épaisseur de la couche plasma. Les diverses modifications sont ici mentionnées, détaillées et justifiées.

La méthode MReso permet par la mesure de la fréquence de résonance de calculer la permittivité effective à cette fréquence et d'en déduire la permittivité relative des différentes couches inconnues. La ligne microruban utilisée au niveau de la ligne d'accès est un empilement de 4 couches de RG4003C. Le dimensionnement de la ligne d'accès en une ligne 50  $\Omega$  implique une largeur de ruban  $w = 4.75mm$ . La connectique SMA employée dispose d'un diamètre extérieur de  $4.06mm$  ce qui pose problème si l'on souhaite utiliser des accès 50  $\Omega$ , car la largeur de ligne correspondante  $w = 4.75mm$ , est supérieure au diamètre extérieur de la connectique SMA. On sait cependant que la méthode MReso est indépendante des accès et même du calibrage. On peut donc choisir une largeur de ruban quelconque; on choisit  $w = 1.33mm$ , largeur de ruban déjà testée qui équivaut à  $Z_C = 97 \Omega$  à  $3GHz$  sur ce substrat. Pour éviter de prendre en compte des différences de largeurs, on opte pour conserver cette largeur de ruban pour le stub. Il convient de noter que ce choix, bien que permettant une caractérisation plus simple, limite les niveaux d'excursion en fréquence que l'on peut obtenir en allumant le plasma comme on le verra au chapitre 5. Le contraste en permittivité sera donc la principale cause de cette excursion, le contraste en impédance n'étant pas ici exploité. Le milieu plasma offrant des caractéristiques différentes en fonction de la fréquence, il convient d'effectuer la caractérisation du milieu plasma sur une plage de fréquence que l'on choisit de 0 à  $5.5GHz$ . En dimensionnant les longueurs du stub ( $L_1$  et  $L_{p1}$ ), on dimensionne les fréquences de résonance sur la plage de fréquence considérée. On choisit de prendre  $L_1$  et  $L_{p1}$  égales et de les dimensionner de façon à avoir 5 résonances sur la plage de 0 à  $5.5GHz$ , ce qui nous amène à prendre  $L_1 = L_{p1} = 45mm$ .

Le résonateur en T est constitué d'un empilement 4 couches (a) (b) (c) et (d) selon la figure 4.8. Les couches (b) et (c) constituent la couche dédiée à la décharge plasma et ne diffèrent que par les canalisations permettant au gaz de pénétrer dans la zone plasma.

- (a) plan de masse avec une couche de substrat RG4003C.
- (b) couche de substrat RG4003C sur laquelle on découpe une zone sur laquelle on dépose les électrodes et qui constitue la couche plasma, on découpe également des canalisations de part et d'autre qui se connectent avec les canalisations de la couche supérieure pour alimenter en gaz dans la couche dédiée à la décharge plasma.
- (c) couche de substrat RG4003C sur laquelle on découpe une zone pour recouvrir les électrodes et qui constitue la couche plasma, on découpe également des canalisations de part et d'autre qui se connectent avec les canalisations de la couche inférieure pour alimenter en gaz dans la couche dédiée à la décharge plasma.

(d) couche de substrat RG4003C sur laquelle est imprimée la ligne microruban.

La tenue mécanique de cet empilement de couches est effectuée par des écrous de fixation repartis en périphérie du circuit. Il s'agit d'écrous en acier zingué avec des rondelles en nylon.

On utilise des électrodes en laiton d'épaisseur  $1\text{mm}$  qui sont déposées sur les couches (b) et (c). La distance entre les électrodes notée  $d$  est modifiable en glissant plus ou moins les électrodes dans la couche dédiée au plasma. Les électrodes sont connectées par un fil au hublot de l'enceinte qui les relie à nos générateurs. Une connectique SMA est utilisée sur les accès du résonateur en T.

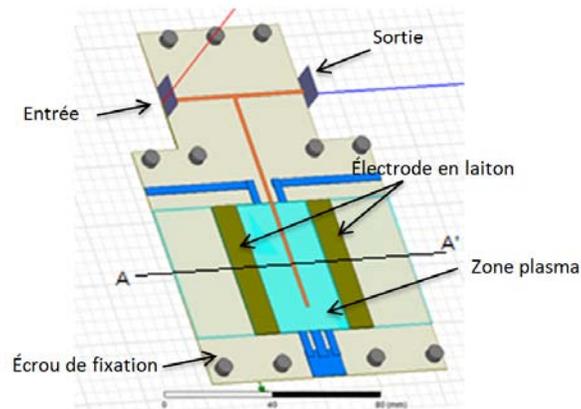


FIGURE 4.7 – Design sous HFSS du résonateur en T

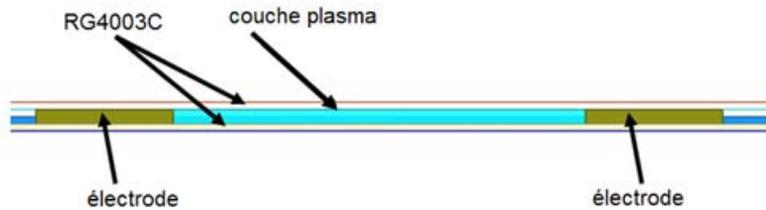


FIGURE 4.8 – Schéma de la coupe A-A' du bout du stub du résonateur en T

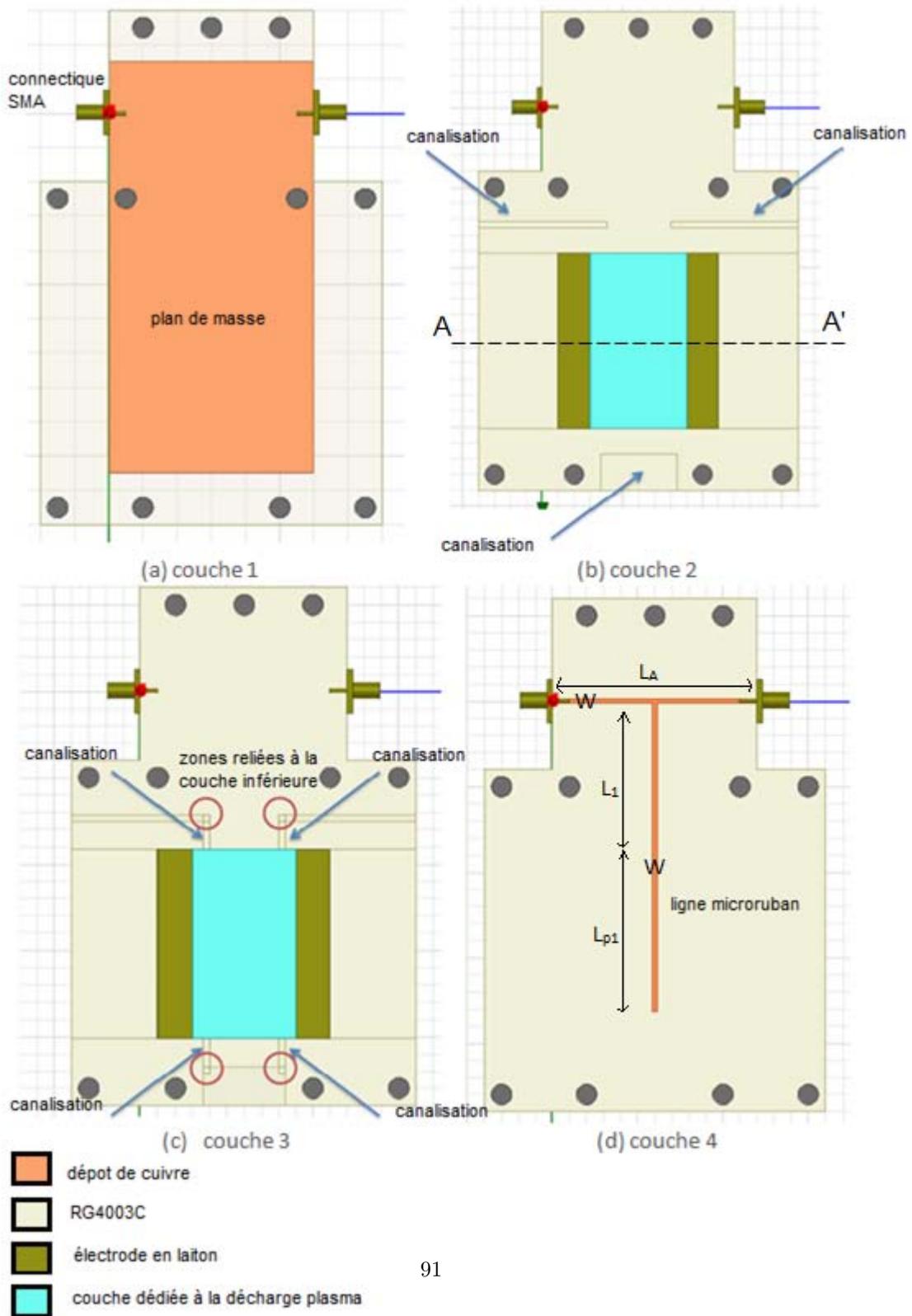


FIGURE 4.9 – Vue de dessus du résonateur en T

### Dimensionnement - Simulation

Sur la simulation HFSS réalisée en fast pour un sweep allant de 0 à  $5.5GHz$  avec une fréquence de maillage à  $5.5GHz$ , en plaçant les électrodes avec une distance inter électrode  $d = 30mm$ , on obtient avec ces dimensions les fréquences de résonance suivantes :  $F_{r1} = 627MHz$ ,  $F_{r2} = 1.724GHz$ ,  $F_{r3} = 2.955GHz$ ,  $F_{r4} = 4.065GHz$  et  $F_{r5} = 5.25GHz$ .

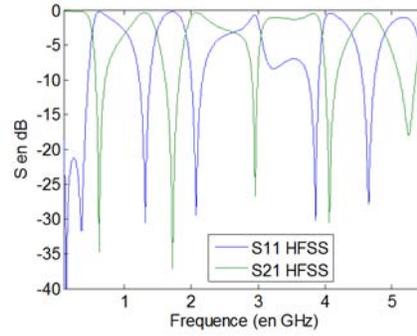


FIGURE 4.10 – Paramètres S des simulations HFSS dans le cas plasma off, en fast pour un sweep de 0 à  $5.5GHz$  avec une fréquence de maillage à  $5.5GHz$

## In uence des électrodes - étude paramétrique

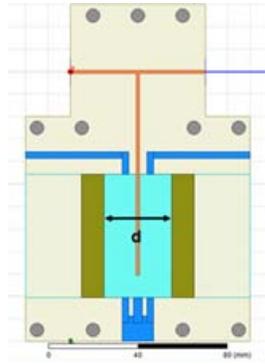


FIGURE 4.11 – Vue de dessous du résonateur en T avec définition du paramètre  $d$  distance inter électrode

Les électrodes peuvent être glissées et on peut donc modifier la distance  $d$  entre les électrodes. Modifier  $d$ , permet de changer les conditions d'excitation de la décharge plasma et donc de générer un plasma aux caractéristiques différentes. On cherchera donc à générer des plasmas pour différentes valeurs de  $d$ , allant de  $10\text{mm}$  jusqu'à  $30\text{mm}$ . On effectue des mesures de notre résonateur en T sans décharge plasma (air) pour différentes valeurs de  $d$  afin d'estimer à partir de quelles valeurs de  $d$ , les électrodes perturbent la réponse RF du résonateur en T.

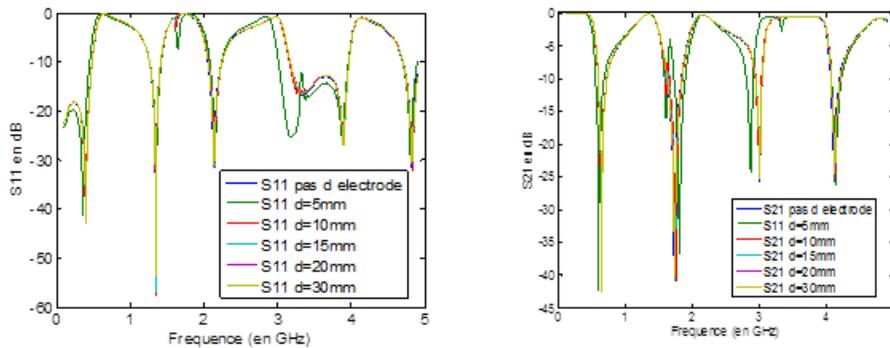


FIGURE 4.12 – Paramètres S des mesures effectuées sous air du résonateur en T pour différentes valeurs de  $d$ .

	$F_{r1}$	$F_{r2}$	$F_{r3}$	$F_{r4}$
pas d'électrode	641 MHz	1.731 GHz	2.996 GHz	4.112 GHz
d=5mm	603 MHz	1.805 GHz	2.867 GHz	4.13 GHz
décalage	-5.9282%	+4.2750%	-4.3057%	+0.4377%
d=10mm	640 MHz	1.746 GHz	2.994 GHz	4.122 GHz
décalage	-0.1560%	+0.8666%	-0.0668%	+0.2432%
d=15mm	643 MHz	1.739 GHz	3 GHz	4.121 GHz
décalage	+0.3120%	+0.4622%	+0.1335%	+0.2189%
d=20mm	643 MHz	1.737 GHz	3.001 GHz	4.121 GHz
décalage	+0.3120%	+ 0.3466%	+ 0.1669%	+0.2189%
d=30mm	643 MHz	1.734 GHz	3 GHz	4.119 GHz
décalage	+0.3120%	+ 0.1733%	+ 0.1335%	+0.1702%

On considère que pour  $d = 30mm$ , les électrodes ne perturbent pas la réponse du résonateur en T au delà de  $1GHz$ . En dessous de  $d = 15mm$ , les effets des électrodes ne sont plus négligeables (critère sous 0.2%).

### 4.3.2 Première version



FIGURE 4.13 – (A) connectique SMA (B) fil relié aux électrodes (C) résonateur en T (D) entrée du gaz

Pour ces premières mesures avec plasma, deux distances inter électrodes  $d$  seront testées :  $d = 30\text{mm}$  puis  $d = 15\text{mm}$  avec pour gaz du Néon/Xénon 1% (classe industrielle). Pour chaque valeur de  $d$ , on testera différentes gammes de pression, ainsi que différentes valeurs de tension/courant aux bornes des électrodes. L'ensemble des mesures effectuées est disponible en annexe D.1.

#### Analyse sur la génération du plasma

Pour  $d = 30\text{mm}$ , on a de grosses difficultés à générer un plasma dans la zone voulue. Des plasmas claquent au niveau du plan de masse, au niveau des fils reliés aux électrodes, au niveau des écrous de fixation, voire avec la connectique SMA du résonateur en T. Ces difficultés sont particulièrement prononcées pour les basses pressions, soit en dessous de  $5\text{Torr}$ . Ces difficultés s'expliquent par une mauvaise isolation des différents conducteurs présents sur le résonateur en T comme les écrous, le plan de masse. Pour une pression  $P = 9,76\text{Torr}$  et un courant  $I = 10\text{mA}$  avec  $d = 30\text{mm}$ , on génère une décharge dans la zone voulue et en essayant de maintenir ce plasma en descendant la pression et en augmentant la tension, on réussit à le maintenir jusqu'à une pression de  $4,90\text{Torr}$  et un courant de  $10\text{mA}$ . Pour  $d = 15\text{mm}$ , on génère plus facilement les décharges plasmas, avec des pressions allant de  $4\text{Torr}$  jusqu'à  $50\text{Torr}$ . On observe également la présence de plasmas au dessus des électrodes, ce qui traduit la présence d'un petit gap d'air au dessus des électrodes comme on peut le voir sur la figure 4.14. Pour finir, il est à noter qu'avec cette première version du prototype, la majeure partie des plasmas générés est instable. L'instabilité se traduit soit par la difficulté à maintenir le plasma allumé, soit par la position d'un filament qui bouge au cours du temps. Cette instabilité nous empêche par ailleurs d'effectuer des mesures et des tests paramétriques sur le courant  $I$  par exemple, puisqu'en modifiant le courant, soit on perd la décharge plasma, soit on génère des décharges parasites avec la masse, ou les fils reliés aux électrodes par exemple.

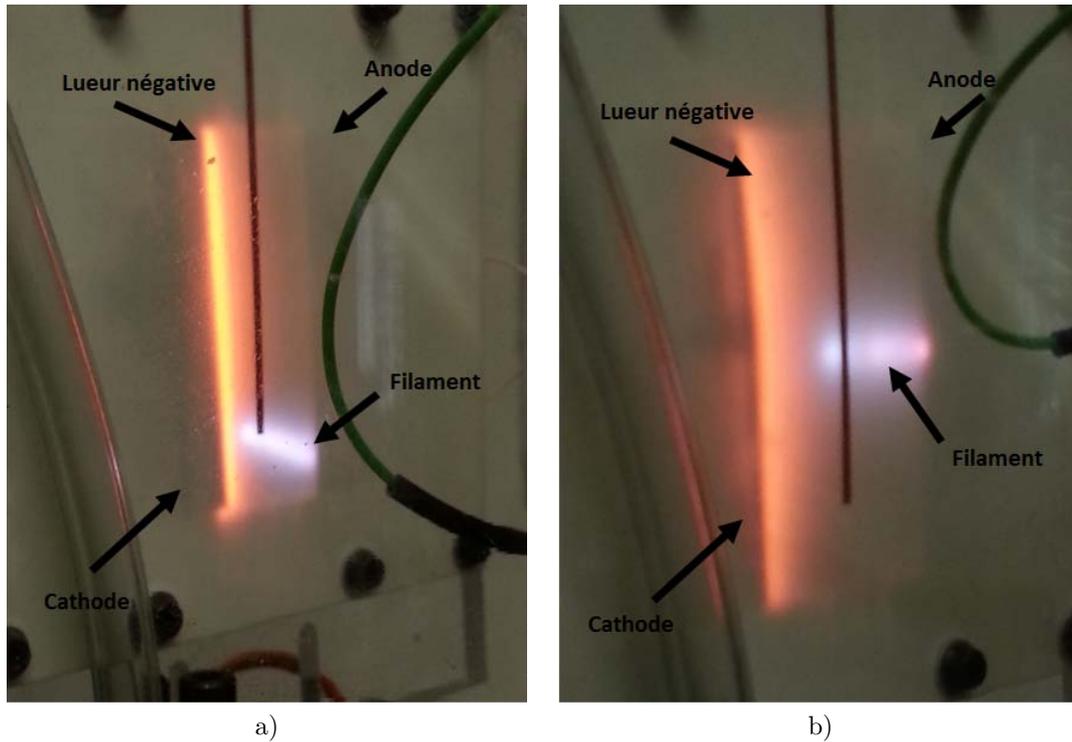


FIGURE 4.14 – Image des décharges plasma DC réalisées pour  $d = 15mm$  en a) et  $d = 30mm$  en b)

### Lueur négative et présence du filament

Comme attendu, on distingue deux parties dans le plasma généré; une partie de forte densité électronique proche de la cathode, soit la lueur négative et une deuxième partie constituant le reste de l'espace inter électrode de plus faible densité électronique, la colonne positive. L'impact de la lueur négative peut être supposé négligeable pour  $d = 30mm$ . On constate également sur l'ensemble des mesures effectuées, la présence d'un filament de couleur différente du reste du plasma, en bleu sur la photo dont la position peut varier. L'impact de la lueur négative est analysé en 4.3.5 et celle du filament en 4.4.2.

### Analyse circuit

On constate que la présence de la décharge plasma, génère une excursion fréquentielle, un niveau de bruit et de pertes variables selon les conditions d'excitation du plasma (pression, courant, tension, distance inter électrodes  $d$ ) et fonction de la fréquence du signal RF. On a vu en 1.4.2 que le milieu plasma peut être décrit grâce au modèle de Drude par une permittivité complexe  $\epsilon_p = \epsilon - j\epsilon'' = \epsilon_r(1 - j \tan \delta)$  ou par une conductivité complexe  $\sigma_p = \sigma' + j\sigma''$ , toutes les deux fonctions de la fréquence de l'onde traversant le milieu plasma  $f$ , de la fréquence de coupure plasma  $f_p$  ainsi que de la fréquence de collision  $\nu$ .

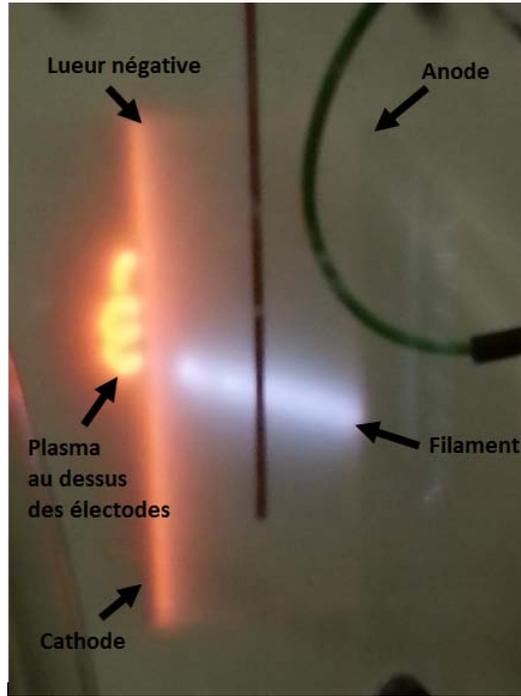


FIGURE 4.15 – Image de la décharge plasma DC pour  $d = 30mm$

Pour comprendre ces phénomènes, on peut étudier, à partir du modèle de Drude, avec un plasma de fréquence plasma  $f_p$ , le comportement du plasma en fonction de la fréquence  $f$ .

Considérons un plasma de densité électronique  $n_e = 1,5 \cdot 10^{10} cm^{-3}$  avec une fréquence de collision  $= 10^{10} s^{-1}$  et calculons à partir du modèle de Drude la permittivité complexe  $\epsilon_p$ . La fréquence de coupure plasma vaut dans ce cas  $f_p = 1.0989 GHz$ . Il s'agit de valeurs que l'on peut espérer atteindre dans cette configuration de pression  $P$  et de distance inter électrode  $d$ .

Le milieu plasma peut ainsi se comporter comme un milieu conducteur ou un milieu diélectrique selon la fréquence du signal RF. En effet pour notre exemple, si  $f/f_p < 0.8208$ ,  $\epsilon'' \gg \epsilon'$  et on peut considérer le milieu plasma comme un conducteur. Si  $f/f_p > 0.8208$ ,  $\epsilon' \gg \epsilon''$  et on considère le milieu plasma comme un diélectrique. Par soucis de clarté, la fréquence qui délimite les deux comportements du plasma, sera notée fréquence de transition  $f_t$ . Dans notre exemple  $f_t = 0.8208 f_p$ .

Pour comprendre l'impact du comportement diélectrique ou conducteur du plasma sur le résonateur en T, on injecte la permittivité complexe issue du modèle de Drude prise à différentes valeurs de  $f/f_p$  dans la couche plasma du design HFSS du résonateur en T en considérant qu'il s'agit d'une permittivité constante sur une plage de fréquence centrée autour de  $F_{r2}$  et on simule. On prend ainsi les données suivantes :

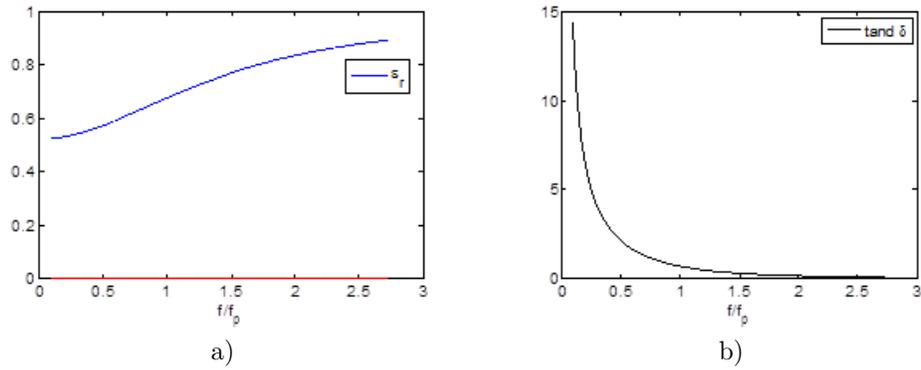


FIGURE 4.16 – Permittivité complexe d'un plasma issue du modèle de Drude, la partie réelle en a) et  $\tan \delta$  en b)

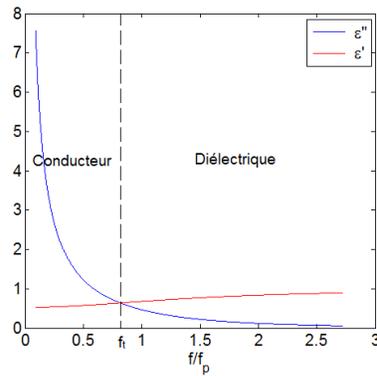


FIGURE 4.17 – Comportement du plasma en fonction de  $f/f_p$

Pour  $f/f_p = 0.25$ ,  $\epsilon_r = 0.5371$  et  $\tan \delta = 4.986$   
 Pour  $f/f_p = 0.5$ ,  $\epsilon_r = 0.5741$  et  $\tan \delta = 2.146$   
 Pour  $f/f_p = 1$ ,  $\epsilon_r = 0.677$  et  $\tan \delta = 0.6903$   
 Pour  $f/f_p = 1.5$ ,  $\epsilon_r = 0.77$  et  $\tan \delta = 0.3$

	Fréquence de résonance $F_R$
cas air	1.723 GHz
cas $f/f_p = 0.25$	1.482 GHz
cas $f/f_p = 0.5$	1.616 GHz
cas $f/f_p = 1$	1.794 GHz
cas $f/f_p = 1.5$	1.782 GHz

On constate que le comportement conducteur du plasma, soit les valeurs de  $f/f_p < 1$  s'illustre par une excursion fréquentielle vers le bas et un niveau de pertes de plus en plus important à mesure

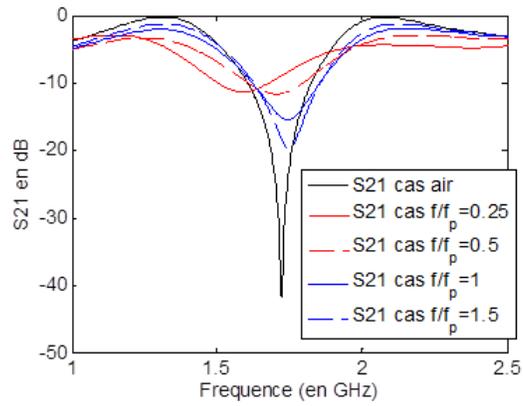
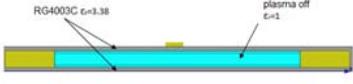
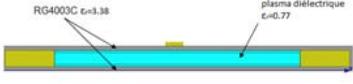
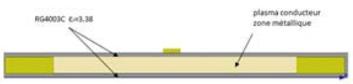


FIGURE 4.18 – Résultat de simulation HFSS sur le comportement du plasma en fonction de  $f/f_p$

que l'on s'éloigne de la fréquence de transition. Le comportement diélectrique du plasma, soit les valeurs de  $f/f_p > 1$  s'illustre par une excursion fréquentielle vers le haut et un niveau de pertes de plus en plus important à mesure que l'on se rapproche de la fréquence de transition.

<p>Cas plasma éteint, la permittivité de la couche plasma est égale à 1</p>		<p>Résonance en <math>F_r</math></p>
<p>Si <math>F_r &gt; f_t</math>, le plasma se comporte comme un diélectrique, la permittivité dans la couche plasma est inférieure à 1 ce qui diminue la permittivité effective</p>		<p>Excursion fréquentielle vers le haut</p>
<p>Si <math>F_r &lt; f_t</math>, le plasma se comporte comme un conducteur, la couche plasma s'apparente à un métal, la permittivité effective correspondant à celle vue par l'onde soit une couche de RG4003C, ce qui donne une permittivité effective supérieure à celle du cas plasma éteint</p>		<p>Excursion fréquentielle vers le bas</p>

Ainsi les fréquences de résonances  $F_r$  du résonateur en T seront modifiées différemment par rapport au cas plasma éteint, selon si elles sont en dessous ou au dessus de la fréquence de transition  $f_t$  du plasma généré.

Notre objectif est d'explorer expérimentalement les conditions de génération du plasma offrant un comportement diélectrique sur une grande plage de fréquence de façon à mettre en œuvre une excursion fréquentielle vers le haut. On s'aperçoit rapidement qu'il s'agit d'un compromis entre niveau d'excursion et niveau de pertes puisqu'a priori le maximum d'excursion (permittivité proche de 0) correspond à des niveaux de pertes importants.

A partir des mesures, et des excursions fréquentielles des différentes résonances du résonateur en T, on peut estimer une fréquence de transition approximative du plasma généré. Ainsi pour  $d = 30mm$ , seuls deux plasmas ont été générés, un à la pression  $P = 9.76Torr$  et un à la pression  $P = 4.9Torr$  (obtenu en maintenant le plasma précédent). Pour  $P = 4.9Torr$ , toutes les excursions sont vers le haut ce qui sous entend une fréquence de transition (et par extension de coupure plasma) faible. En revanche pour  $P = 9.76Torr$ , on a des excursions vers le bas pour  $F_{r1}$  et  $F_{r2}$  et des excursions vers le haut pour  $F_{r3}$ ,  $F_{r4}$  et  $F_{r5}$ , ce qui situe la fréquence de transition entre  $F_{r2}$  et  $F_{r3}$ . Une pression plus élevée signifie une densité électronique plus forte, et par conséquent une fréquence de coupure plasma plus élevée. Les mesures permettent de situer la fréquence de

transition qui est plus faible pour  $P = 4.9\text{Torr}$  que pour  $P = 9.76\text{Torr}$ . Les niveaux d'excursions vers le haut, vont de 0.69% (pour  $P = 4.9\text{Torr}$  à  $F_{r2}$ ) à 3.3% (pour  $P = 4.9\text{Torr}$  à  $F_{r5}$ ). La difficulté à générer des plasmas sur cette première version ne nous permet pas de faire une étude de sensibilité sur le courant. En effet avec une variation du courant, soit on perd rapidement le plasma généré, soit on génère des décharges parasites (avec le plan de masse, les fils des électrodes etc).

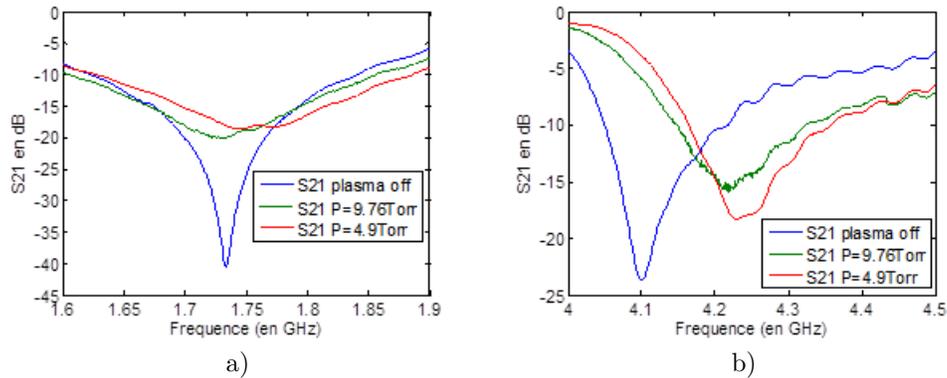


FIGURE 4.19 – Mesure pour  $d = 30\text{mm}$  aux alentours de  $F_{r2}$  en a) et de  $F_{r4}$  en b)

On retient pour ces premières mesures, la difficulté à générer des plasmas stables ce qui nous empêche de faire une étude de sensibilité sur les paramètres ayant un rôle sur les caractéristiques du plasma comme par exemple le courant  $I$  mais également la pression (seul 2 pressions ont pu être testées.)

### 4.3.3 Deuxième version



FIGURE 4.20 – Résonateur en T deuxième version

Suite aux précédentes mesures, on effectue des modifications sur le résonateur en T. Afin d'améliorer l'isolation du résonateur ainsi que sa rigidité, on dépose des couches de plexiglas à l'arrière du résonateur, coté plan de masse, et au niveau des écrous de fixations. On blinde également les câbles reliés aux électrodes. Avec ces modifications, on effectue des mesures pour des distances inter électrodes de  $d = 30mm$ . L'ensemble des mesures effectuées est disponible en annexe D.2.

#### Analyse sur la génération du plasma

Grâce aux modifications effectuées, on génère des décharges plasmas pour  $d = 30mm$  plus stables et on couvre une gamme de pression allant de  $5Torr$  à  $50Torr$  et pour chaque pression donnée, on effectue des mesures sur une plage de courant la plus large possible (jusqu'à l'extinction du plasma). Les plasmas générés disposent toujours d'un filament de couleur différente et il y a toujours de légers gaps d'air au dessus de la cathode dans lesquels des décharges plasmas peuvent se former. Bien qu'on observe visuellement le filament, cela ne signifie pas qu'il y a un impact sur la réponse électromagnétique ; on a dans un premier temps négligé les effets de ce filament.

Les plasmas générés avec cette deuxième version sont très différents des plasmas générés précédemment. Les modifications effectuées au niveau de l'isolation particulièrement, ont assurément modifiés les conditions d'excitations et par conséquent les caractéristiques du plasma. Les plasmas générés sur cette deuxième version étant beaucoup plus stables (possibilité de modifier le courant

et la pression de façon importante), on est en mesure de penser que ces plasmas sont plus fiables et plus reproductibles.

### Analyse circuit

On constate sur la majorité des plasmas générés, soit pour des pressions allant de  $5Torr$  à  $50Torr$ , la présence d'excursions fréquentielles vers le bas, témoin du comportement conducteur du plasma. Les mesures sont par ailleurs plus bruitées également. Ainsi pour des pressions allant de  $P = 10Torr$  jusqu'à  $P = 50Torr$ , les plasmas générés se comportent comme un conducteur pour la plupart des résonances, avec des excursions vers le bas, comme sur la figure 4.21 a). On obtient sinon, des niveaux de pertes et de bruit tellement importants qu'il est difficile de relever une résonance (en particulier pour  $F_{r4}$  et  $F_{r5}$ , comme sur la figure 4.21 b)). On note également qu'en augmentant le courant, on augmente les pertes, le bruit et on renforce le comportement conducteur du plasma, ce qui a un sens puisqu'en augmentant le courant, on augmente la densité électronique et par conséquent on augmente la fréquence plasma. Pour  $P = 5Torr$ , on obtient des excursions vers le haut, témoin d'un plasma diélectrique sur les résonances  $F_{r4}$  et  $F_{r5}$  pour des courants supérieurs ou égaux à  $3mA$ . Le maximum d'excursion obtenue sur ces mesures est de  $0.77\%$  sur  $F_{r4}$  pour  $P = 5Torr$ ,  $I = 5mA$  comme présenté en annexe.

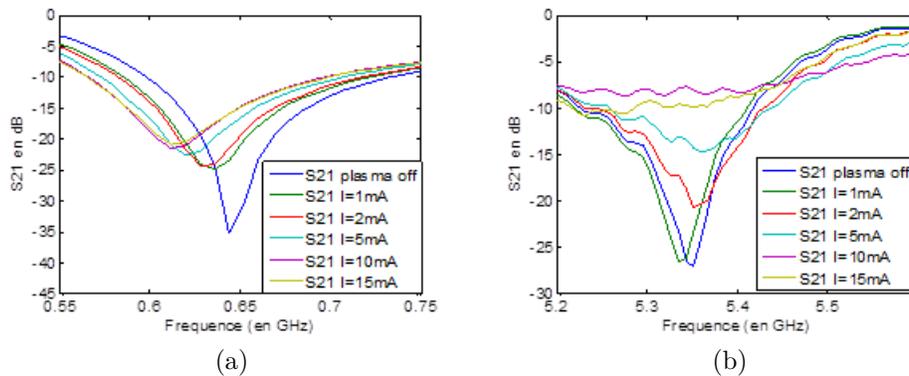


FIGURE 4.21 – Mesures pour  $d = 30mm$   $P = 10Torr$  aux alentours de  $F_{r1}$  en a) et de  $F_{r5}$  en b)

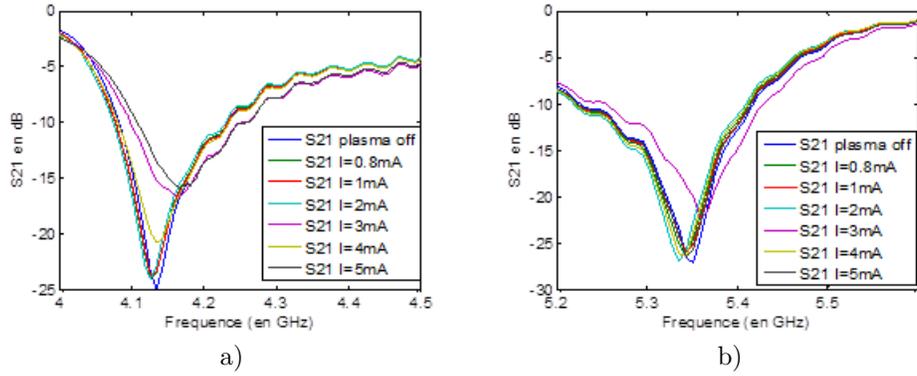


FIGURE 4.22 – Mesure pour  $d = 30\text{mm}$   $P = 5\text{Torr}$  aux alentours de  $F_{r4}$  en a) et de  $F_{r5}$  (en b)

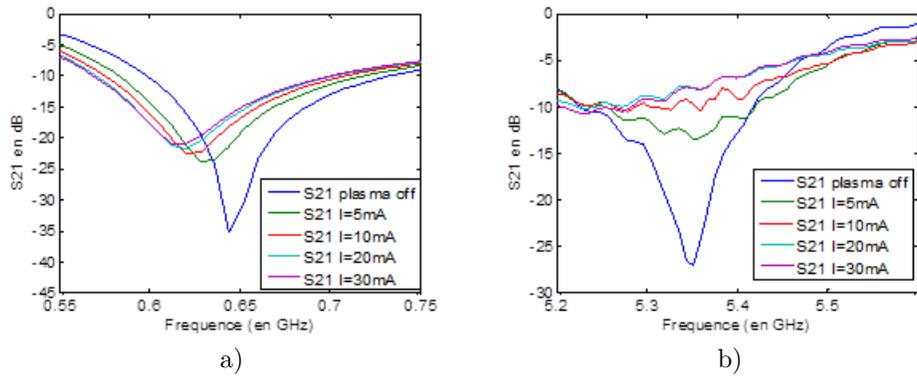


FIGURE 4.23 – Mesure pour  $d = 30\text{mm}$   $P = 50\text{Torr}$  aux alentours de  $F_{r1}$  en a) et de  $F_{r5}$  en b)

#### 4.3.4 Troisième version

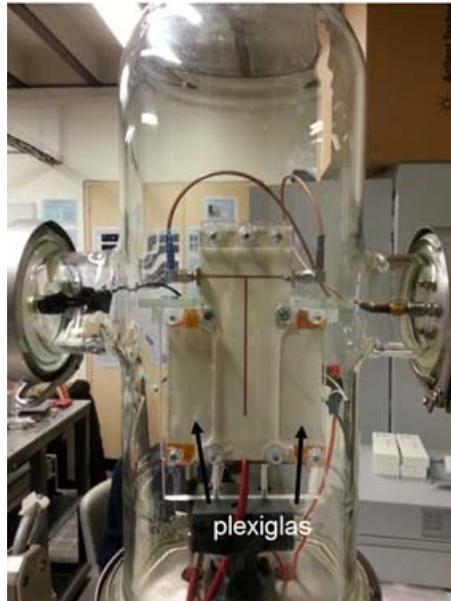


FIGURE 4.24 – Résonateur en T troisième version

Les dernières modifications avaient permis de mieux isoler le dispositif et ainsi pouvoir générer des plasmas pour  $d = 30mm$  sur une large gamme de pression et de courant. On améliore encore la tenue mécanique en ajoutant des couches de plexiglas juste au dessus des électrodes, de façon à éliminer les petits gaps d'air présents au dessus des électrodes. Par ailleurs, ayant obtenu des résultats assez différents sur les deux premières mesures, on cherche ici à effectuer des mesures similaires pour  $d = 30mm$  et mettre en évidence les éventuels problèmes de reproductibilité. On réalise des mesures pour  $d = 30mm$  uniquement pour des pressions allant de  $3Torr$  à  $10Torr$  avec du Néon/Xénon 1% (classe industrielle) puis avec de l'hélium (classe 5.0). L'ensemble de mesures réalisées jusqu'à présent était réalisé en flux continu, à savoir qu'il y a une injection et pompage de gaz en continu. La mesure de la pression se faisant au niveau de l'injection, on a une indétermination sur la pression au sein de la couche dédiée à la décharge plasma DC. On effectue également ici des mesures en statique dans un souci de comparaison et pour tenter de lever cette indétermination. Les mesures en statique se font en réglant la pression du gaz au sein de la cavité pour injection et pompage du gaz. Une fois la pression voulue atteinte, on ferme l'entrée. L'ensemble des mesures effectuées est disponible en annexe D.3.

#### Analyse sur la génération du plasma

La présence de plasma au dessus de la cathode est éliminée avec cette nouvelle version du résonateur. La génération du plasma reste identique à la deuxième version. On note que la génération du plasma et sa stabilité restent sensiblement les mêmes que l'on soit en flux continu ou en statique,

puisque l'on retrouve des tensions d'allumage plasma pour une pression donnée assez proches entre les deux méthodes.

	Mesure en flux continu	Mesure en statique
$D = 30mm$ $P = 10Torr$ $I = 5mA$	$E = 450V$	$E = 442V$
$D = 30mm$ $P = 10Torr$ $I = 10mA$	$E = 509V$	$E = 544V$
$D = 30mm$ $P = 10Torr$ $I = 20mA$	$E = 654V$	$E = 669V$

### Analyse circuit

Les plasmas générés avec cette troisième version du prototype sont proches de ceux générés sur la deuxième version mais semblent présenter un niveau de bruit et de pertes plus faibles, ce qui nous permet de relever les pics de résonance plus facilement pour les résonances  $F_{r3}$  à  $F_{r5}$ . Pour les plasmas générés à  $d = 30mm$  avec du Néon/Xénon, on mesure en effet des excursions vers le haut, témoin d'un comportement du plasma diélectrique à partir de  $F_{r2}$  pour les plasmas générés à  $3Torr$ , à partir de  $F_{r3}$  pour les plasmas générés à  $5Torr$  et à partir de  $F_{r4}$  pour les plasmas générés à  $10Torr$ . On vérifie encore qu'en augmentant la pression on augmente la densité électronique, ce qui augmente la fréquence plasma et la fréquence de transition. Il vient que les plasmas générés aux faibles pressions se comporteront comme un diélectrique sur une plus large gamme de fréquence.

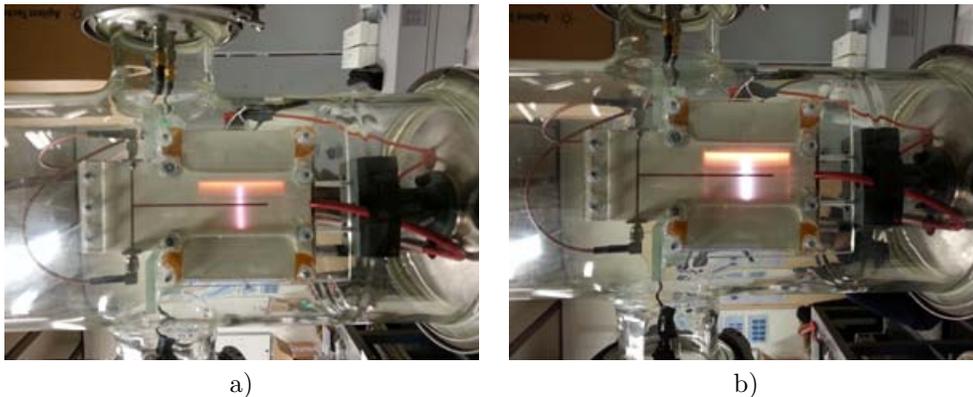


FIGURE 4.25 – Décharge plasma générée pour  $d = 30mm$  avec du Néon/Xénon 1% (classe industrielle) à  $P = 9.4Torr$   $I = 3mA$  en a) et  $I = 20mA$  en b)

Le meilleur niveau d'excursion obtenu est de 1% au niveau de  $F_{r4}$  et correspond à  $P = 5Torr$  et  $10mA$ . On note des légères différences entre les mesures en statique et en flux continu, et surtout avec les précédentes mesures, ce qui met en évidence l'incertitude de la pression du gaz au niveau de la zone plasma. En effet nos capteurs de pression ne nous permettent pas de mesurer la pression précisément dans cette zone, la mesure de la pression se fait au niveau de l'entrée du flux de gaz.

Les mesures effectuées avec l'hélium (classe 5.0) justifient notre choix initial porté sur le Néon/Xénon 1% (classe industrielle). En effet l'hélium dispose d'une fréquence de collision plus importante, ce qui signifie plus de bruits et de pertes. On constate en mesure que les plasmas générés avec de l'hélium génèrent un bruit plus important que ceux générés avec du Néon/Xénon.

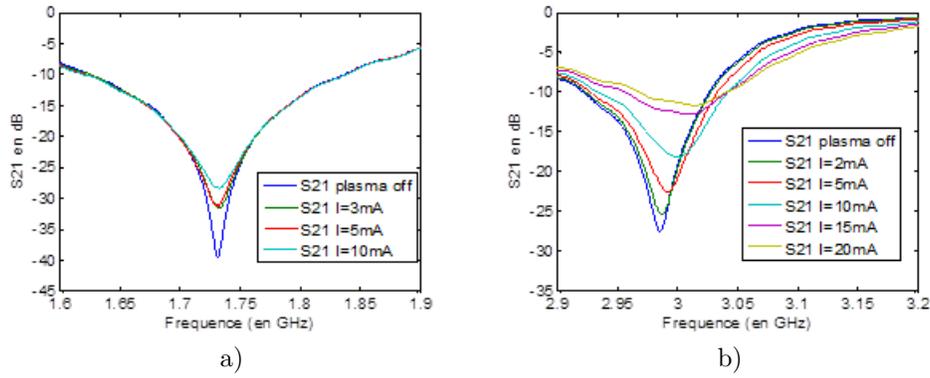


FIGURE 4.26 – Mesures en statique avec du Néon/Xénon pour  $d = 30mm$  à  $P = 3Torr$  aux alentours de  $F_{r2}$  en a) et à  $P = 5Torr$  aux alentours de  $F_{r3}$  en b)

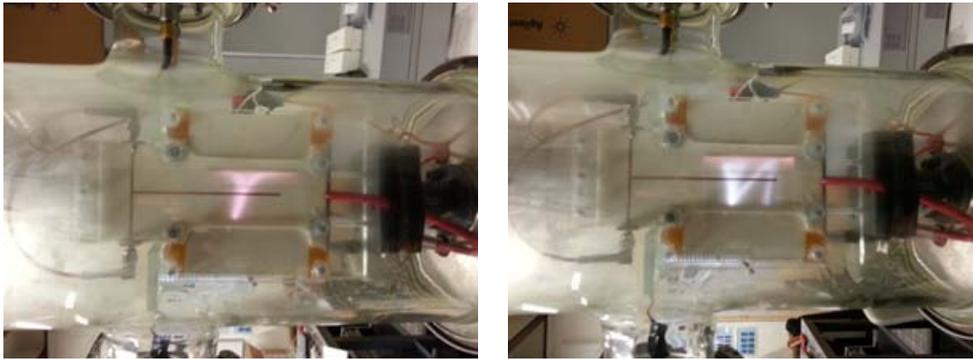


FIGURE 4.27 – Décharge plasma réalisée pour  $d = 30mm$  avec de l'hélium (classe 5.0)

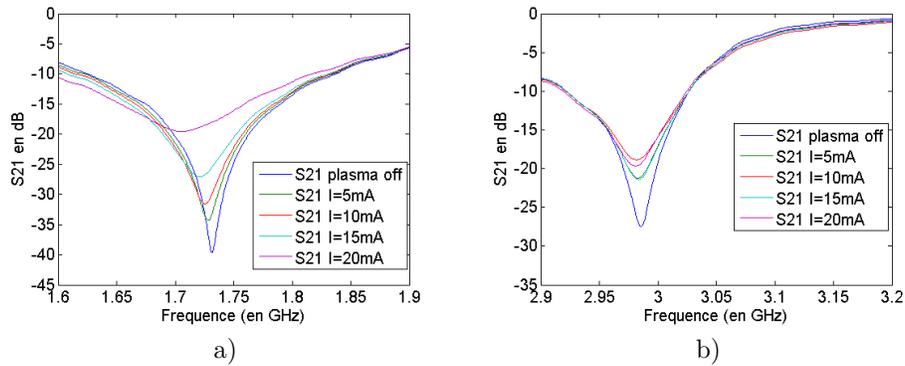


FIGURE 4.28 – Mesures pour  $d = 30mm$  avec de l'hélium aux alentours de  $F_{r2}$  en a) et de  $F_{r3}$  en b)

### 4.3.5 Quatrième version

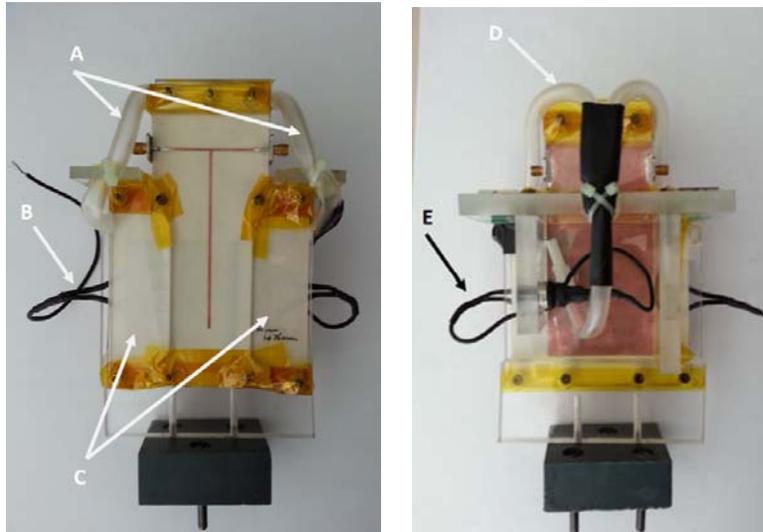


FIGURE 4.29 – Vue de devant à gauche et arrière à droite du résonateur en T quatrième version, (A) tuyau reliant l'arrivée du flux à la cavité "plasma", (B) fil relié aux électrodes, (C) couche de plexiglas, (D) tuyau reliant l'arrivée du flux à la cavité "plasma", (E) fil relié aux électrodes

Le résonateur dispose jusqu'à présent d'une couche allouée au plasma de 1mm environ (il s'agit d'un empilement de 2 couches de RG4003C d'épaisseur  $505\mu m$  chacune). On sait que le plasma généré n'occupe pas toute l'épaisseur et qu'il y a présence de gaps d'air de part et d'autre de la couche plasma. Si on met en perspective les différentes dimensions du plasma ; sa largeur correspondant à la distance inter électrode  $d$  soit  $30mm$ , sa longueur correspondant  $L_{p1} = 45mm$  et son épaisseur inférieure à  $1mm$ , il vient que l'épaisseur est la dimension la plus faible et donc la plus contraignante pour la génération du plasma et sa stabilité. On décide donc de modifier notre résonateur et d'augmenter son épaisseur à  $2mm$  en rajoutant 2 couches de RG4003C d'épaisseur  $505\mu m$  chacune.

La quatrième version du prototype dispose donc d'une épaisseur totale d'environ  $3mm$  et d'une couche allouée au plasma de  $2mm$  environ. En augmentant ces épaisseurs, on change les fréquences de résonance  $F_r$ , la permittivité effective devenant plus faible, car la couche d'air ou de plasma est plus grande, ces fréquences de résonance augmentent. On mesure ainsi, dans le cas plasma off ;  $F_{r2} = 1.7595GHz$ ,  $F_{r3} = 3.0382GHz$ ,  $F_{r4} = 4.1623GHz$ ,  $F_{r5} = 5.3504GHz$ . Les plasmas mesurés présentant toujours un comportement conducteur, au niveau  $F_{r1}$ , on décide de ne plus relever cette fréquence de résonance, car on souhaite se concentrer sur le caractère diélectrique du plasma.

On utilise ici des nouvelles électrodes en laiton d'épaisseur  $2mm$ . On rajoute également des tuyaux souples qui relient les canalisations et entrées de gaz du résonateur à l'entrée du flux de gaz où est

mesurée la pression. Avec cette nouvelle version du résonateur on effectue des mesures en prenant  $d = 30mm$  pour différentes valeurs de pressions et courants en balayant en fréquence aux alentours des fréquences de résonance  $F_{r,2}$  à  $F_{r,5}$ . On teste également l'impact de la lueur négative sur la réponse RF du résonateur. L'ensemble des mesures effectuées est disponible en annexe D.4.

### Analyse sur la génération du plasma

L'augmentation de l'épaisseur de la couche allouée au plasma facilite la génération et la stabilité des décharges plasmas. On constate cependant encore la présence d'un filament de couleur différente.

### Analyse circuit

Augmenter l'épaisseur de la couche allouée au plasma modifie les conditions d'excitation de la décharge. Ainsi, on observe que ces décharges présentent des caractéristiques différentes des plasmas générés précédemment. Des plasmas sont générés pour des pressions allant de  $2Torr$  à jusqu'à  $15Torr$ . Augmenter l'épaisseur semble avoir diminué la fréquence de transition, ce qui était l'effet recherché. En effet pour les plasmas générés à  $2Torr$  et  $5Torr$  on observe une excursion vers le haut dès  $F_{r,2}$  et avec des niveaux d'excursion plus importants. Pour des pressions supérieures, on obtient des excursions vers le haut dès  $F_{r,3}$ .

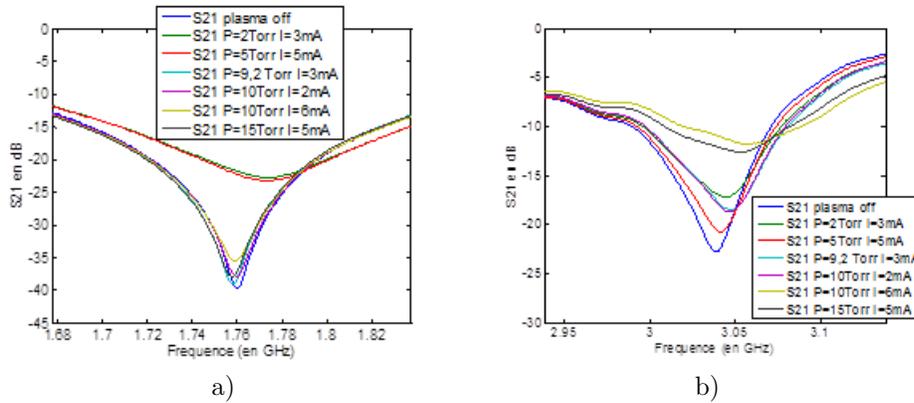


FIGURE 4.30 – Mesure pour  $d = 30mm$  aux alentours de  $F_{r,2}$  en a) et de  $F_{r,3}$  en b)

On obtient un maximum d'excursion de 0,85% pour des pressions de 2 et  $5Torr$  aux alentours de  $F_{r,2}$ ; on obtenait précédemment nos maxima d'excursion au niveau de  $F_{r,4}$ . Les niveaux d'excursion sont plus importants au voisinage de la fréquence de transition  $f_t$  mais présentent des pertes plus importantes.

### Impact de la lueur négative sur la réponse électrique

Les décharges plasmas DC générées présentent toutes une zone de plus forte densité proche de la cathode, que l'on nomme la lueur négative. La densité électronique étant plus élevée dans cette zone que dans le reste de la décharge, on peut supposer que le plasma se comporte plus comme un conducteur que comme un diélectrique dans cette zone. Selon la distance inter électrode  $d$ ,

la proximité entre la lueur négative et le ruban conducteur au niveau du stub change. Pour des valeurs de  $d = 30mm$ , l'impact doit être minimal comme vu en 4.3.1 ; par contre pour des valeurs plus faibles, l'impact de la lueur négative n'est plus négligeable. Pour mettre en avant l'impact de la lueur négative pour les valeurs de  $d$  inférieures à  $30mm$ , on décentre les deux électrodes par rapport au ruban conducteur en considérant une distance inter-électrode de  $15mm$ . Ainsi on place une des électrodes à une distance d'environ  $10mm$  du ruban conducteur du stub et l'autre électrode à une distance d'environ  $5mm$ . On câble alors de deux façons différentes, la première en connectant la cathode sur l'électrode la plus proche du ruban (celle située à  $5mm$ ), la deuxième en connectant la cathode sur l'électrode la plus éloigné du ruban (celle située à  $10mm$ ). On réalise ce test pour deux valeurs de pression différentes  $P = 5Torr$  et  $P = 10Torr$ .

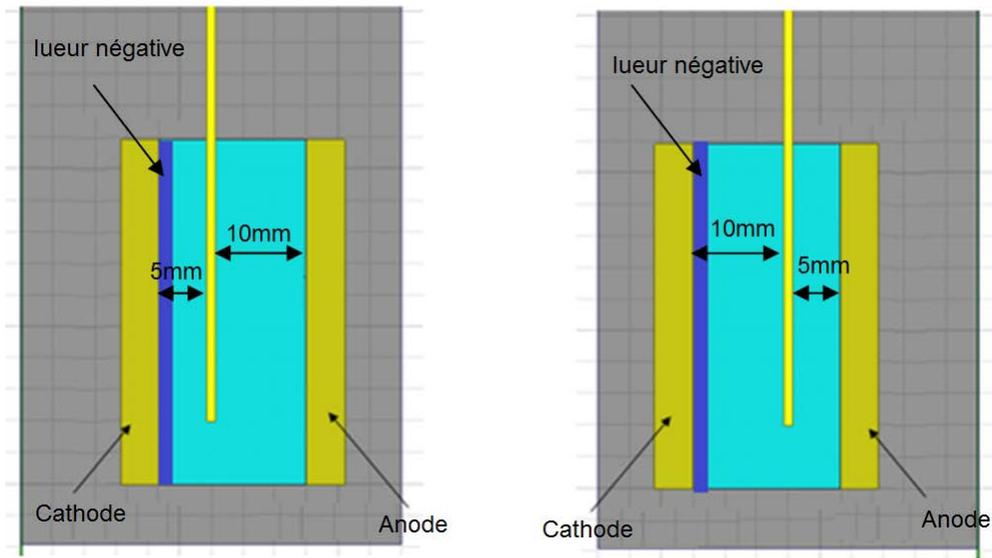


FIGURE 4.31 – Test sur l'influence de la lueur négative, configuration cathode plus proche (Cas 1) à gauche et cathode plus éloigné (Cas 2) à droite

Quelle que soit la pression, la différence entre les deux cas est flagrante. Lorsque la cathode est située proche du ruban conducteur (Cas 1), on observe des excursions en fréquence vers le bas pour  $F_{r2}$  et  $F_{r3}$  et beaucoup de pertes et une excursion en fréquence vers le haut sur les résonances suivantes. Lorsque la cathode est située au plus loin du ruban conducteur (Cas 2), on observe des excursions en fréquence vers le haut plus ou moins faibles ainsi qu'un niveau de pertes plus faible sur l'ensemble des résonances.

La lueur négative perturbe fortement la réponse électrique du résonateur lorsqu'elle est située à proximité du ruban conducteur du stub. A partir d'une certaine distance, son impact est minimal voire négligeable. On suppose que pour une distance inter électrode  $d = 30mm$  (soit les électrodes situées à  $15mm$  toutes les deux du ruban conducteur), la lueur négative ne perturbe pas la réponse électrique du résonateur.

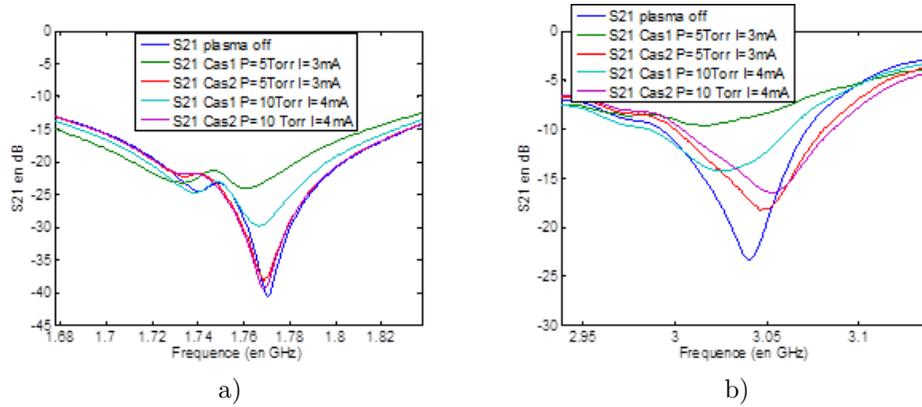


FIGURE 4.32 – Test sur l'influence de la lueur négative, configuration cathode au plus proche (Cas 1) et cathode au plus loin (Cas 2), aux alentours de  $F_{r2}$  en a) et de  $F_{r3}$  en b)

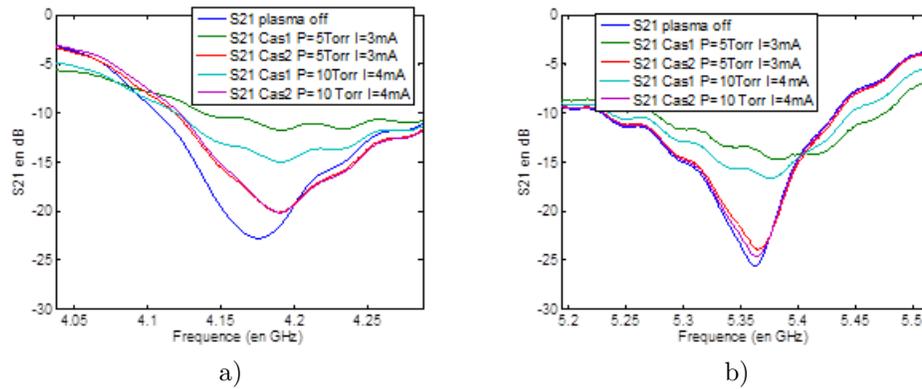


FIGURE 4.33 – Test influence de la lueur négative, configuration cathode au plus proche (Cas 1) et cathode au plus loin (Cas 2) aux alentours de  $F_{r4}$  en a) et de  $F_{r5}$  en b)

### 4.3.6 Conclusion des mesures sur le résonateur en T

L'ensemble des mesures sur le résonateur en T met fortement en évidence l'importance de l'isolation des parties métalliques du dispositif pour pouvoir générer des décharges plasmas stables. Des efforts ont été faits sur l'isolation, en particulier au niveau du plan de masse, des fils reliés aux électrodes et des écrous de fixation ainsi que des efforts sur le niveau d'étanchéité du dispositif expérimental.

Des problèmes de reproductibilité sont également mis en avant. L'origine principale est l'indétermination de la pression au sein même de la zone dédiée au plasma. Via l'incorporation de tuyauterie reliant l'entrée du flux de gaz directement à la zone dédiée au plasma, on a fortement réduit ce problème.

La présence d'une lueur négative sur l'ensemble des plasmas générés nous impose de nous limiter à des distances inter électrode  $d = 30mm$ . Pour des distances plus faibles, l'impact de la lueur négative et des électrodes ont été mis en évidence. On note également la présence sur tous les plasmas générés, d'un filament de couleur différente dont l'origine reste à définir. Les différentes modifications de notre résonateur en T nous ont poussés à revoir à la hausse l'épaisseur de la couche plasma, dimension la plus contraignante (car la plus faible) pour la génération de la décharge plasma mais qui est aussi limitée par la connectique d'accès RF. Cette augmentation de l'épaisseur sur la dernière version du prototype est concluante en terme de stabilité du plasma généré.

Une large gamme de plasma a été générée présentant des caractéristiques différentes comme la fréquence de transition  $f_t$  ou le niveau de pertes. Il en vient que l'exploitation du milieu plasma en diélectrique pour mettre en œuvre des excursions fréquentielles est viable mais très sensible. Des niveaux d'excursion proches de 1% ont été mesurés. On constate que les plasmas intéressants se situent à des pressions faibles, soit des pressions inférieures ou égales à  $P = 10Torr$ , avec des courants ne dépassant pas  $I = 10mA$ . Au delà de ces valeurs, le niveau de bruit est trop important.

## 4.4 Résultats de mesure du Filtre DBR

### 4.4.1 Dispositif expérimental

#### Filtre DBR en microruban multicouche avec cavités plasmas

En basant notre expérience sur le résonateur en T réalisé dans la partie précédente et sur ses différentes améliorations, un filtre D.B.R est réalisé. Ce filtre se constitue de la mise en parallèle de deux résonateurs avec saut d'impédance. On choisit de concentrer nos mesures sur la bande de fréquence  $3GHz-3.5GHz$  car d'après les mesures réalisées sur le résonateur en T, cette bande présente le plus de potentialités en terme d'excursion avec les décharges plasmas. On réalise ce filtre avec un empilement de couches de substrats ROGERS RG4003C ( $\epsilon_r = 3.38$  et  $\tan \delta = 0.0033$  d'épaisseur  $505\mu m$ ) ainsi que d'une couche d'air en bout des deux stubs. Des canalisations sont incorporées au design du filtre pour faire parvenir le flux de gaz dans la zone dédiée à la décharge plasma DC. On perfore des trous en bout de stub et au niveau de la ligne d'accès qui sont reliés à la tuyauterie d'entrée et de sortie du flux de gaz de l'enceinte à vide. On choisit d'utiliser des électrodes en laiton placées à une distance inter électrode fixe  $d = 30mm$  et on prépare un passage pour les fils reliant les électrodes aux générateurs de tension. Suite au retour d'expérience des mesures sur le résonateur en T, on décide d'utiliser une épaisseur de la couche plasma de  $2mm$  environ, correspondant à un empilement de 4 couches de RG4003C. Le filtre DBR est ainsi constitué d'un empilement de 4 couches (a) (b) (c) (d) selon la figure 4.34 correspondant à 6 couches de RG4003C pour une épaisseur totale de  $3mm$  environ .

- (a) plan de masse avec une couche de substrat RG4003C.
- (b) 2 couches de substrat RG4003C sur laquelle on découpe une zone sur laquelle on dépose les électrodes et qui constitue la couche plasma, on découpe également des canalisations de part et d'autre qui se connectent avec les canalisations de la couche supérieure pour alimenter en gaz dans la couche dédiée à la décharge plasma.
- (c) 2 couches de substrat RG4003C sur laquelle on découpe une zone pour recouvrir les électrodes et qui constitue la couche plasma, on découpe également des canalisations de part et d'autre qui se connectent avec les canalisations de la couche inférieure pour alimenter en gaz dans la couche dédiée à la décharge plasma.
- (d) couche de substrat RG4003C sur laquelle est imprimée la ligne microruban.

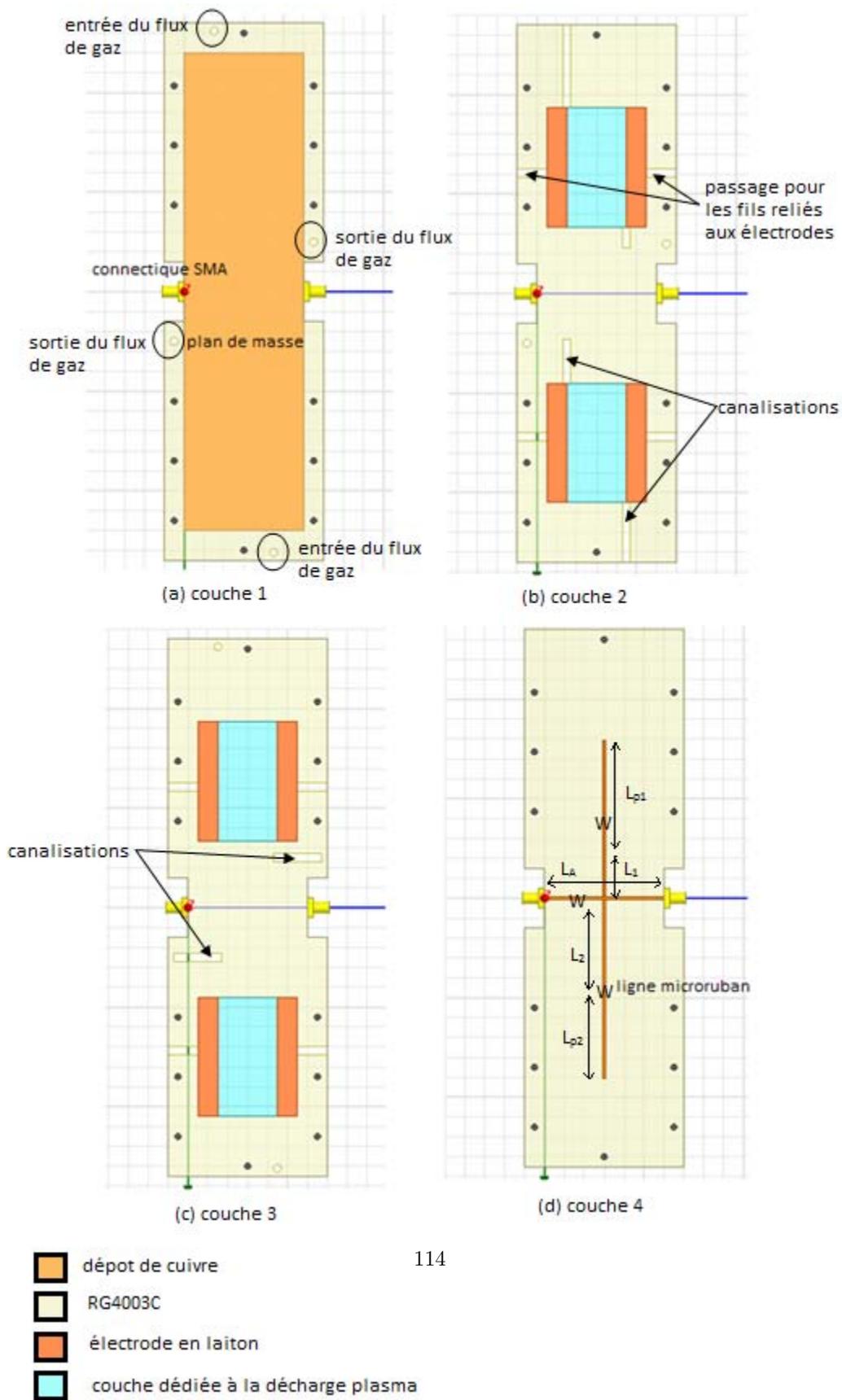


FIGURE 4.34 – Vu de dessus du filtre DBR

La tenue mécanique de cet empilement de couches est assurée par des écrous de fixation en acier zingué recouverts de plexiglas répartis sur la périphérie du circuit. L'isolation du circuit est également assurée par l'ajout d'une couche de plexiglas au niveau du plan de masse.

### Dimensionnement - Simulation

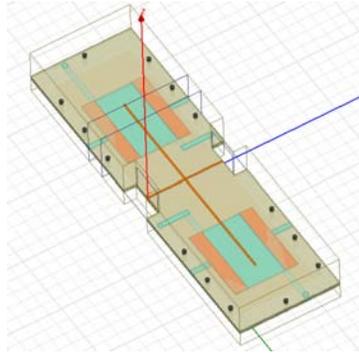


FIGURE 4.35 – Design sous HFSS du filtre DBR d'ordre 1

Le filtre DBR est constitué de la mise en parallèle de deux résonateurs, comme représenté sur la figure 4.36. Chaque résonateur crée un zéro de transmission de part et d'autre d'un pôle apparaissant par recombinaison constructive. Parmi les topologies planaires, le Dual Behavior Resonator (DBR) [94, 95] s'avère être bien adapté pour les résonateurs accordables passe-bande. En effet, il présente de nombreux avantages comme de bonnes performances électriques, une facilité de conception et une accordabilité importante, comme montré avec l'utilisation de MEMS [9, 93, 96, 97], de cristaux liquides [98] ou encore de varactors [99].

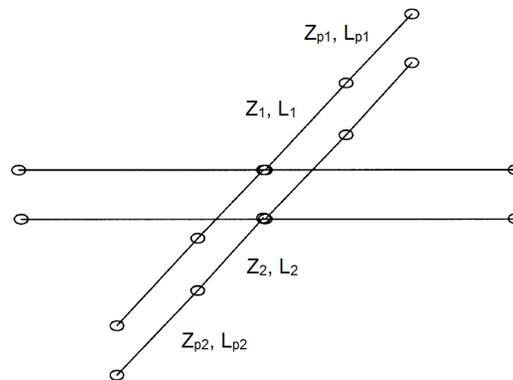


FIGURE 4.36 – Topologie Dual Band Resonator

Le zéro de transmission de chaque résonateur est fixé par l'équation (3.21) que l'on peut réécrire de la façon suivante :

$$\frac{Z_{pi}}{Z_i} = \tan(\gamma_{pi}l_{pi}) \tan(\gamma_i l_i)$$

On peut ainsi générer une excursion fréquentielle, en jouant sur la variation d'impédance  $Z_{pi}$  entre le cas plasma off et plasma on et/ou en jouant sur la variation de longueurs électriques  $\gamma_{pi}l_{pi}$  entre le cas plasma off et plasma on. La diminution de la permittivité relative de la couche plasma entre le cas plasma off ( $\epsilon_r = 1$ ) et le cas plasma on ( $\epsilon_r > 1$ ) engendre une diminution de la longueur électrique et une augmentation de l'impédance caractéristique, et par conséquent on génère un décalage fréquentielle vers le haut. On choisit ici de privilégier la variation de longueurs électriques entre le cas plasma off et on, en surdimensionner les longueurs physiques des résonateurs de façon à résonner sur le troisième harmonique.

Chaque résonateur se caractérise par une longueur de ligne  $L_i$  ( $i = 1$  ou  $2$ ) située au dessus d'un empilement de 6 couches de RG4003C et d'une longueur de ligne  $L_{pi}$  ( $i = 1$  ou  $2$ ) située au dessus de la couche dédiée à la zone plasma, soit 2 couches de RG4003C et une couche d'air de  $2mm$ . Le résonateur responsable du premier zéro de transmission, nommé plasma BF présente les mêmes dimensions que le résonateur en T réalisé précédemment ; soit  $L_2 = 45mm$  et  $L_{p2} = 45mm$ . Ce premier zéro de transmission, noté  $f_{BF}$  est ainsi situé à  $3GHz$  et représente la troisième harmonique du résonateur. Pour le deuxième zéro de transmission, noté  $f_{HF}$ , on choisit de dimensionner le deuxième résonateur, nommé par la suite plasma HF en conservant la même longueur de ligne située au dessus de la zone plasma  $L_{p1} = L_{p2} = 45mm$  de façon à conserver le potentiel d'excursion en fréquence dû à la présence d'une décharge plasma. On utilise une longueur  $L_1$  plus petite de façon à obtenir un deuxième zéro de transmission à  $3.5GHz$  ce qui nous donne  $L_2 = 33.5mm$ . La mise en vis à vis des deux résonateurs, génère souvent des couplages parasites qui décalent les fréquences de résonances. Pour les éviter, il est alors d'usage de séparer les deux stubs d'une ligne demi-onde [97], cependant la taille de l'enceinte de vide nous prive de cette solution. Pour les mêmes raisons que pour le résonateur en T, on choisit d'utiliser une largeur de ligne  $W$  identique le long des stubs et sur la ligne d'accès, soit  $W = 1.33mm$ . Ce choix implique que le contraste en permittivité sera donc la principale cause de l'excursion en fréquence, le contraste en impédance n'étant pas ici exploité. Le filtre DBR, ainsi dimensionné, est simulé sur HFSS sur la bande de  $2.8GHz$  à  $3.8GHz$ . Les zéros de transmission et le pôle de transmission obtenus sont :  $f_{BF} = 3.034GHz$ ,  $f_{HF} = 3.595GHz$ .

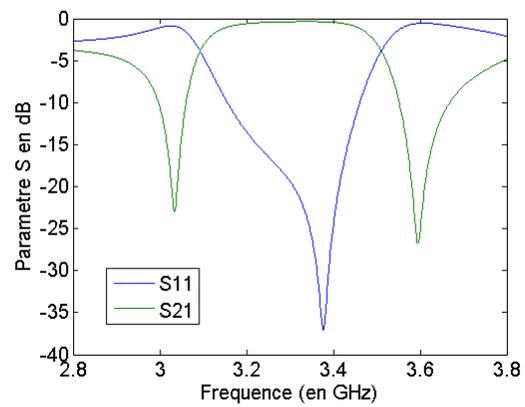


FIGURE 4.37 – Paramètres S des simulations HFSS dans le cas plasma off, en fast pour un sweep de  $2.8GHz$  à  $3.8GHz$  avec une fréquence de maillage à  $3.8GHz$

#### 4.4.2 Mesures avec décharge plasma

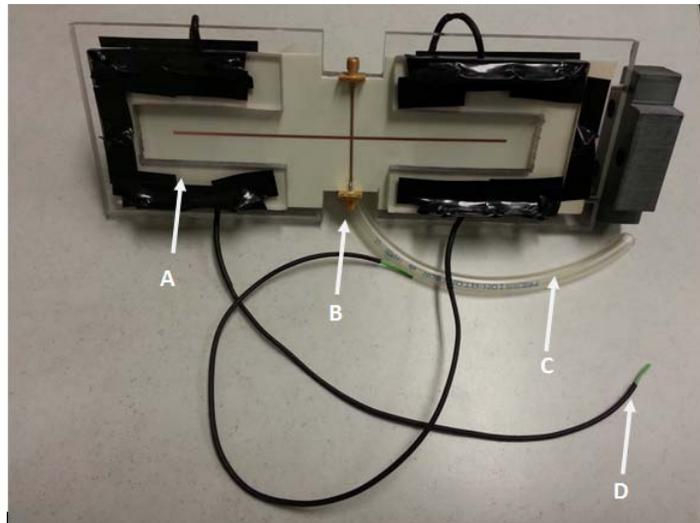


FIGURE 4.38 – Vue de devant du Filtre DBR : (A) couche de plexiglas (B) connectique SMA (C) tuyau relié à l'arrivée du flux de gaz (D) fil relié aux électrodes

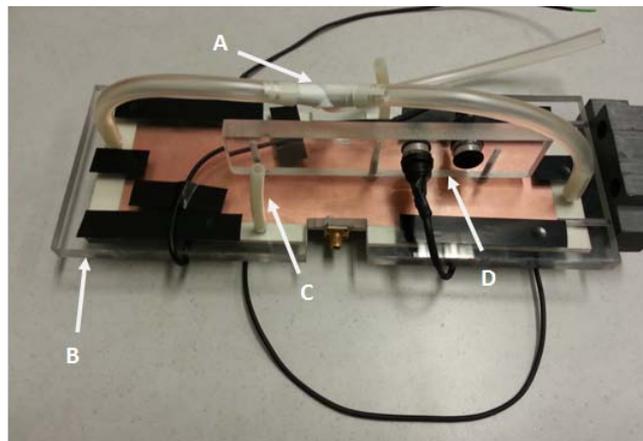


FIGURE 4.39 – Vue de derrière du Filtre DBR : (A) tuyau relié à l'arrivée du flux de gaz (B) couche de plexiglas (C) tuyau relié à la sortie du flux de gaz (D) fils reliés aux électrodes

Les mesures sur le filtre DBR sont faites en allumant successivement les décharges plasmas DC ; on allume d'abord uniquement la décharge plasma BF, puis on allume uniquement la décharge plasma HF et finalement on allume les deux décharges. Ces mesures sont réalisées avec du

Néon/Xénon 1% (classe industrielle) en flux continu pour trois pressions différentes ;  $P = 3Torr$ ,  $P = 5Torr$  et  $P = 10Torr$ . Pour chaque pression, on fera varier le courant  $I$ . L'ensemble des mesures effectuées est disponible en annexe E.

### Analyse sur la génération du plasma

Grâce au retour d'expérience pris avec les mesures du résonateur en T, en particulier les précautions en terme d'isolation du dispositif, les décharges plasmas se génèrent facilement dans la zone dédiée comme en attestent les figures 4.40, 4.41 et 4.42. On observe cependant toujours la présence d'un filament de couleur différente dans la décharge. On constate que les tensions de claquage pour les deux décharges plasma BF et HF sont très proches sur l'ensemble des mesures, ce qui sous entend que la pression au sein de la cavité est la même.

	Tension de claquage plasma BF	Tension de claquage plasma HF
$P = 3Torr, I = 1mA$	310V	320V
$P = 5Torr, I = 1mA$	279V	279V
$P = 10Torr, I = 1mA$	260V	260V



FIGURE 4.40 – Image de décharge plasma DC, "plasma B.F" allumé à  $P = 3Torr$

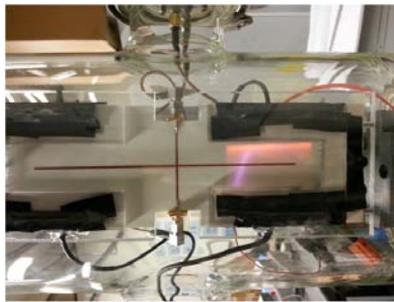


FIGURE 4.41 – Image de décharge plasma DC, "plasma H.F" allumé à  $P = 3Torr$

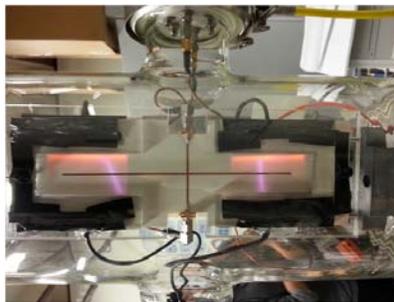


FIGURE 4.42 – Image de décharge plasma DC, "plasma B.F" et "plasma H.F" allumés à  $P = 3Torr$

## Analyse circuit

Ces mesures confirment qu'au delà de  $3GHz$ , on s'assure d'être après la fréquence de transition  $f_T$  du plasma et par conséquent le plasma se comporte en diélectrique. En effet, on obtient toujours des niveaux d'excursion vers le haut, témoin de la caractéristique diélectrique du plasma. En allumant la décharge plasma BF, on déplace le zéro de transmission BF vers le haut tandis que le zéro de transmission HF est très faiblement ou pas du tout modifié. De même en allumant la décharge plasma HF, on déplace le zéro de transmission HF vers le haut, tandis que le zéro de transmission BF est très faiblement ou pas du tout modifié. En allumant les deux décharges plasma, on déplace les deux zéros de transmission vers le haut. Le pôle de transmission, qui apparait par recombinaison constructive des deux pôles, est, comme attendu, toujours modifié, que l'on allume une des décharges ou les deux. Le maximum d'excursion du pôle de transmission s'observe lorsque les deux décharges sont allumées.

Le maximum d'excursion sur le zéro de transmission BF est de 0.6562%, obtenue avec  $P = 3Torr$   $I = 5mA$  avec la décharge plasma BF allumée uniquement (Figure 4.43). Le maximum d'excursion sur le zéro de transmission HF est de 0.8674%, obtenue avec  $P = 3Torr$   $I = 5mA$  avec la décharge plasma BF allumée uniquement (Figure 4.44).

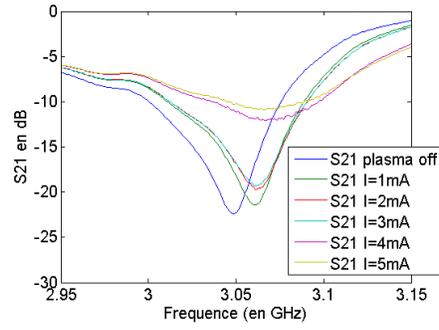


FIGURE 4.43 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{BF}$  pour  $P = 3Torr$

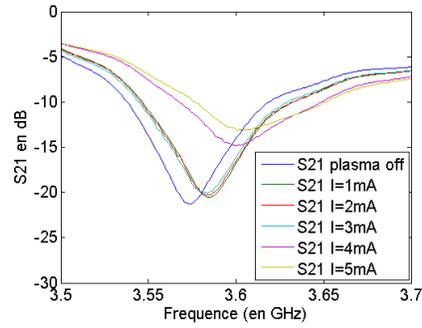


FIGURE 4.44 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{HF}$  pour  $P = 3Torr$

Globalement sur l'ensemble des mesures, on vérifie que les performances en terme d'excursion fréquentielle obtenues en allumant chacune des décharges plasmas BF ou HF seules, se cumulent lorsqu'on allume les deux décharges, le niveau de bruit se cumulant aussi. On attend dans ces conditions une excursion de l'ordre de 1% de la réponse fréquentielle.

$P = 3Torr, I = 4mA$	$f_{BF}$	$f_{HF}$
plasma off	3.048GHz	3.574GHz
plasma BF on Excursion	3.067GHz 0.6234%	
plasma HF on Excursion		3.601GHz 0.7555%
plasma BF et HF on Excursion	3.069GHz 0.6890%	3.602GHz 0.7834%

### Impact du filament sur la réponse électrique

Les décharges plasmas DC générées présentent toutes un filament dont la position n'est pas nécessairement fixe en fonction de la pression et du courant. On cherche dans cette partie à déterminer son éventuel impact sur la réponse électrique du filtre DBR d'ordre 1. Pour ce faire, on parvient à générer deux décharges plasmas DC au sein de la cavité "plasma HF" à la pression  $P = 2Torr$  et  $I = 5mA$  avec des positions du filament différentes, comme vu sur les figures 4.45 et 4.46. Les paramètres S issus de la mesure pour ces deux positions de filament sont représentés sur la figure 4.47. Les fréquences de résonances et les niveaux d'excursion fréquentielle pour chaque position du filament sont relevées dans le tableau suivant. On constate un écart significatif entre les deux positions du filament qui met en avant l'impact du filament sur la réponse électrique du filtre DBR d'ordre 1. En effet, on relève une excursion en fréquence de 1.3699% sur le zéro de transmission HF lorsque la filament est à la position 1 et une excursion en fréquence de 0.3355% sur le zéro de transmission HF lorsque le filament est à la position 2.

Filament	Plasma BF	Plasma HF
Position 1	off	$I = 5mA, 530V$
Position 2	off	$I = 5mA, 530V$

	$F_{BF}$	$F_{HF}$	
Plasma OFF	3.051GHz	3.577GHz	
Plasma HF ON position 1 Excursion	3.064GHz 0.4261%	3.626GHz 1.3699%	
Plasma HF ON position 2 Excursion	3.063GHz 0.3933%	0.3355%	3.589GHz

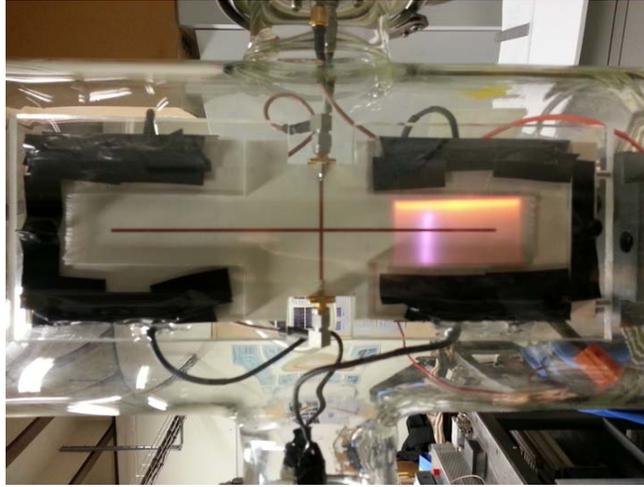


FIGURE 4.45 – Image de la position 1 du filament lors de la mesure avec décharge plasma DC à  $P = 2Torr$  et  $I = 5mA$

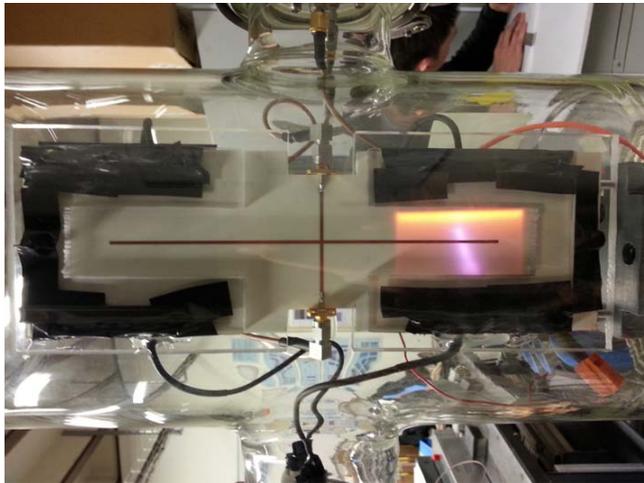


FIGURE 4.46 – Image de la position 2 du filament lors de la mesure avec décharge plasma DC à  $P = 2Torr$  et  $I = 5mA$

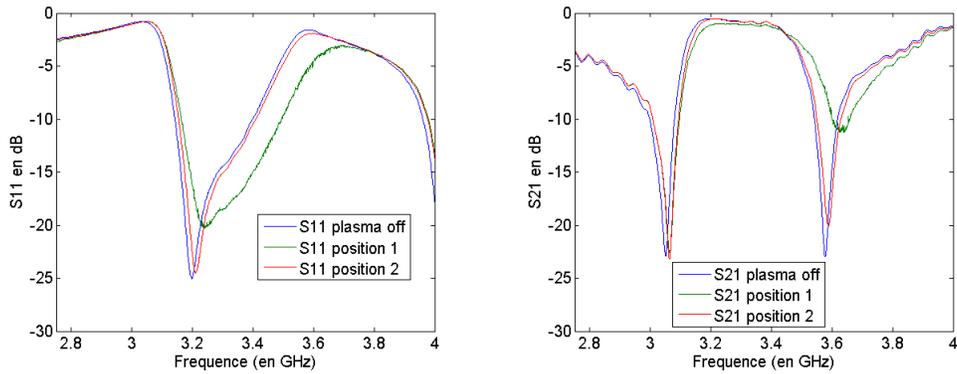


FIGURE 4.47 – Paramètres S mesurés lors du test sur l’impact du filament

De façon à expliquer l’impact du filament en fonction de sa position, on simule sur HFSS le filtre DBR réalisé, en première approximation en considérant le cas plasma OFF et on trace la cartographie du champs  $E$  au milieu de la couche dédiée à la décharge plasma DC, comme sur la figure 4.48. On constate que la position 1 du filament se situe au niveau d’un maximum du champs  $E$  et que la position 2 du filament se situe au niveau d’un minimum du champs  $E$ . On peut donc supposer que l’impact du filament en fonction de sa position s’explique par sa position vis à vis des maxima du champs  $E$ ; si le filament se situe proche d’un maximum du champs  $E$ , l’excursion en fréquence sera plus grande.

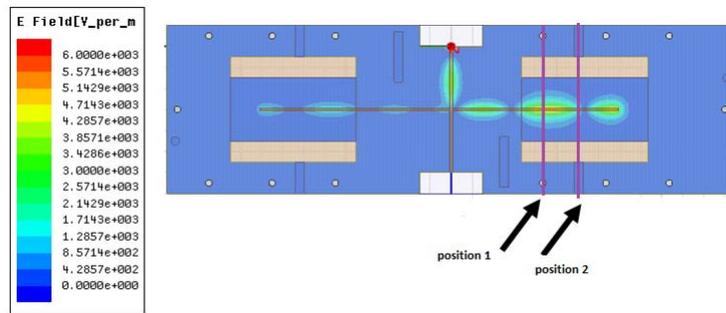


FIGURE 4.48 – Cartographie du champ  $E$  issu des simulations HFSS au milieu de la couche dédiée à la décharge plasma DC, à  $F = 3.577GHz$

### 4.4.3 Conclusion des mesures sur le filtre DBR

L'ensemble des mesures sur le filtre DBR, a été réalisé avec des plasmas stables dans le temps, grâce aux efforts d'isolation et d'étanchéité mis en œuvre sur le prototype du résonateur en T.

Le comportement du filtre DBR avec un niveau d'excursion sur les zéros de transmissions BF et HF est obtenu selon si on allume les zones plasmas respectives avec des niveaux d'excursions similaires à ceux obtenus précédemment.

On note également la présence sur tous les plasmas générés, d'un filament de couleur différente. On a pu tester dans ces mesures sur le filtre DBR, l'impact du filament sur la réponse RF du dispositif. Son impact n'est pas négligeable, en particulier si sa position correspond à celle d'un maximum de champs.

Une large gamme de plasma a été générée présentant des caractéristiques différentes comme la fréquence de transition  $f_t$  ou le niveau de pertes. Il en vient que l'exploitation du milieu plasma en diélectrique pour mettre en œuvre des excursions fréquentielles est viable mais très sensible. Des niveaux d'excursion proches de 1% ont été mesurés sur les zéros de transmission BF et HF. On constate que les plasmas intéressants se situent à des pressions faibles, soit des pressions inférieures ou égales à  $P = 10Torr$ , avec des courants ne dépassant pas  $I = 10mA$ . Au delà de ces valeurs, le niveau de bruit est trop important.

## 4.5 Mesure de la permittivité complexe du plasma

### 4.5.1 Estimation de la permittivité relative du plasma et de la densité électronique par retrosimulation avec HFSS du Filtre DBR

#### Estimation de la permittivité relative

En simulant sur HFSS le filtre DBR réalisé, avec un plasma de permittivité relative comprise entre 0.8 et 0.975 et en comparant les niveaux d'excursion obtenus par simulation et en mesure, on estime la permittivité relative du plasma ainsi que sa densité électronique. Pour cette étude, on considère les plasmas générés sur le filtre DBR aux pressions  $P = 5Torr$  avec un courant  $I = 2mA$  et aux pressions  $P = 3Torr$  avec un courant  $I = 4mA$ . On redonne ici les données de mesure :

#### Paramètres des décharges plasma DC générées à $P = 5Torr$ et $I = 2mA$

Plasma B.F	Plasma H.F
$P = 5Torr$ $I = 2mA$ 292V	OFF
OFF	$P = 5Torr$ $I = 2mA$ 300V
$P = 5Torr$ $I = 2mA$ 293V	$P = 5Torr$ $I = 2mA$ 300V

#### Fréquence de résonance et niveau d excursion mesuré à $P = 5Torr$ et $I = 2mA$

$P = 5Torr$ et $I = 2mA$	$F_{BF}$	$F_{HF}$
Plasma off	3.048GHz	3.574GHz
Plasma BF on Excursion	3.067GHz 0.6317%	
Plasma HF on Excursion		3.584GHz 0.2798%
Plasma BF et HF on Excursion	3.059GHz 0.3609%	3.579GHz 0.1399%

#### Paramètres des décharges plasma DC générés à $P = 3Torr$ et $I = 4mA$

Plasma B.F	Plasma H.F
$P = 3Torr$ $I = 4mA$ 404V	OFF
OFF	$P = 3Torr$ $I = 4mA$ 410V
$P = 3Torr$ $I = 4mA$ 412V	$P = 3Torr$ $I = 4mA$ 430V

#### Fréquence de résonance et niveau d excursion mesuré à $P = 3Torr$ et $I = 4mA$

$P = 3Torr$ $I = 4mA$	$F_{BF}$	$F_{HF}$
Plasma off	3.048GHz	3.574GHz
Plasma BF on Excursion	3.067GHz 0.6234%	
Plasma HF on Excursion		3.601GHz 0.7555%
Plasma BF et HF on Excursion	3.069GHz 0.6890%	3.602GHz 0.7834%

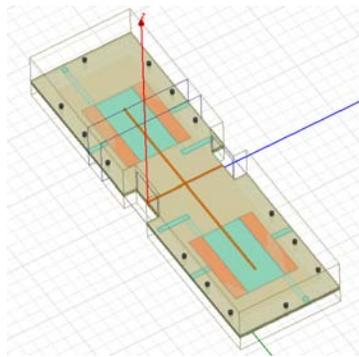


FIGURE 4.49 – Design sous HFSS du filtre DBR d'ordre 1

### Simulation HFSS sous air

Le filtre DBR est simulé sur HFSS avec un sweep sur la bande 2.75GHz à 4GHz avec un pas de 0.001GHz en fast à une fréquence de maillage de 4GHz avec un  $S$  de 0.01 et 2 passes minimum sous convergence.

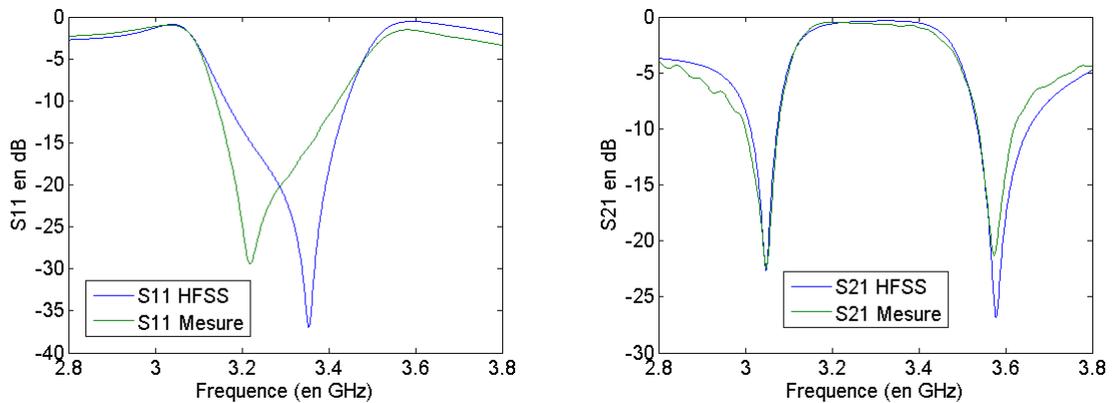


FIGURE 4.50 – Comparaison des paramètres S de simulation HFSS et des mesures sous air

	$F_{BF}$	$F_{HF}$
Mesure	3.048GHz	3.574GHz
HFSS	3.048GHz	3.578GHz

Afin de simuler de manière réaliste le plasma sur HFSS, il convient de considérer qu'il ne remplit pas tout l'espace dans la couche dédiée à la décharge. On prend ici une épaisseur de décharge plasma de 1.5mm, soit des gaps d'air d'épaisseur 250 $\mu$ m de part et d'autre de la couche plasma, comme représenté sur la figure 4.51.

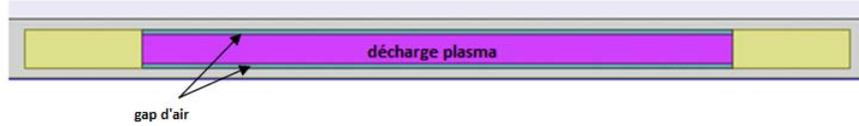


FIGURE 4.51 – Dimension de la couche plasma pour les simulations

On simule ainsi le filtre DBR d'ordre 1 en considérant un plasma de permittivité relative constant sur la bande de fréquence, allant de 0.8 à 0.975 avec un pas de 0.025. On choisit, dans un premier temps, un  $\tan \delta = 0.001$ , valeur non réaliste, mais on peut considérer que le niveau de pertes joue peu sur la valeur de la fréquence de résonance. En particulier parce qu'on ne joue pas sur un contraste d'impédance fort. On effectue ces simulations en considérant le plasma BF allumé puis le plasma HF allumé et enfin les deux allumés pour chaque valeur de permittivité. On calcule ensuite les niveaux d'excursion obtenus par chaque permittivité et chaque cas de plasma allumé.

#### Résultats des simulations HFSS, plasma BF on

Plasma BF on	$F_{BF}$
Plasma OFF	3.048GHz
$\epsilon_p = 0.975$ Excursion	3.05GHz 0.0656%
$\epsilon_p = 0.95$ Excursion	3.056GHz 0.2625%
$\epsilon_p = 0.925$ Excursion	3.062GHz 0.4593%
$\epsilon_p = 0.9$ Excursion	3.065GHz 0.5577%
$\epsilon_p = 0.875$ Excursion	3.073GHz 0.8202%
$\epsilon_p = 0.85$ Excursion	3.075GHz 0.8858%
$\epsilon_p = 0.825$ Excursion	3.078GHz 0.9843%
$\epsilon_p = 0.8$ Excursion	3.088GHz 1.3123%

### Résultats des simulations HFSS, plasma HF on

Plasma BF on	$F_{HF}$
Plasma OFF	3.578GHz
$\epsilon_p = 0.975$ Excursion	3.586GHz 0.2236%
$\epsilon_p = 0.95$ Excursion	3.593GHz 0.4192%
$\epsilon_p = 0.925$ Excursion	3.602GHz 0.6708%
$\epsilon_p = 0.9$ Excursion	3.61GHz 0.8944%
$\epsilon_p = 0.875$ Excursion	3.617GHz 1.0900%
$\epsilon_p = 0.85$ Excursion	3.627GHz 1.3695%
$\epsilon_p = 0.825$ Excursion	3.634GHz 1.5651%
$\epsilon_p = 0.8$ Excursion	3.645GHz 1.8726%

En comparant les valeurs d'excursion mesurées et les résultats de simulations, on peut estimer une valeur de permittivité plasma avec une précision de 0.025 pour chaque mesure effectuée.

### Retro simulation plasma BF on

$P = 5Torr, I = 2mA$	$F_{BF}$	$F_{HF}$
Excursion mesurée	0.6317%	0.1399%
Estimation permittivité plasma	0.875-0.9	x

$P = 3Torr, I = 4mA$	$F_{BF}$	$F_{HF}$
Excursion mesurée	0.6234%	0.1959%
Estimation permittivité plasma	0.875-0.9	x

### Retro simulation plasma HF on

$P = 5Torr, I = 2mA$	$F_{BF}$	$F_{HF}$
Excursion mesurée	0.2953%	0.2798%
Estimation permittivité plasma	x	0.975

$P = 3Torr, I = 4mA$	$F_{BF}$	$F_{HF}$
Excursion mesurée	0.3937%	0.7555%
Estimation permittivité plasma	x	0.9-0.925

### Estimation de la densité électronique

Dans cette partie, on souhaite associer à nos estimations sur la permittivité relative du plasma, une estimation de la densité électronique du plasma. A partir du modèle de Drude vu en 1.4.2, on peut calculer la partie réelle et imaginaire de la permittivité complexe du plasma en fonction de la fréquence de l'onde incidente, de la densité électronique  $n_e$  et de la fréquence de collision  $\nu$ . On calcule les différentes parties réelles et imaginaires que l'on obtient pour  $n_e = 10^9 cm^{-3}$ ,  $n_e = 5 \cdot 10^9 cm^{-3}$ ,  $n_e = 10^{10} cm^{-3}$ ,  $n_e = 1.5 \cdot 10^{10} cm^{-3}$  et  $n_e = 3 \cdot 10^{10} cm^{-3}$ , représenté sur la figure 4.52.

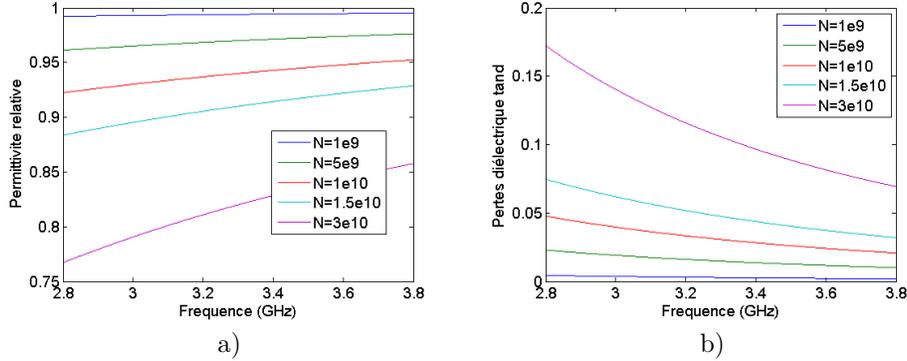


FIGURE 4.52 – Calcul de la permittivité relative en a) et des pertes diélectriques en b), du plasma à partir du modèle de Drude en fonction de la densité électronique

En superposant ces calculs aux valeurs estimées par rétro simulation précédemment, on peut faire une première estimation (on a considéré une fréquence de collision fixe pour les deux cas traités) de la valeur de densité électronique pour les deux plasmas générés à  $P = 5 Torr$ ,  $I = 2 mA$  et  $P = 3 Torr$ ,  $I = 4 mA$  comme sur la figure 4.53.

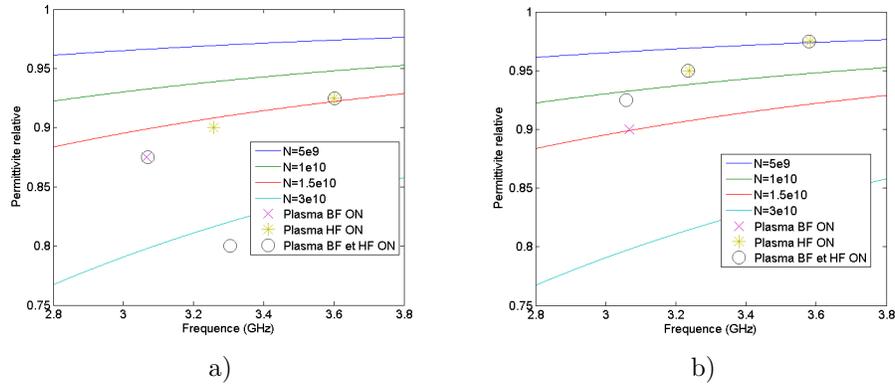


FIGURE 4.53 – Estimation de la densité électronique pour les plasmas générés à  $P = 3 Torr$ ,  $I = 4 mA$  en a) et  $P = 5 Torr$ ,  $I = 2 mA$  en b)

## Conclusion

On obtient des densités comprises entre  $n_e = 10^9 \text{cm}^{-3}$  et  $n_e = 10^{10} \text{cm}^{-3}$ . Ces valeurs sont classiques pour des décharges DC à ces pressions, ce qui conforte nos résultats. On constate un écart dans le comportement en fonction de la fréquence, entre les estimations faites par retro simulation et les calculs obtenus. On a une dynamique plus importante sur les estimations en fonction de la fréquence. La valeur de  $10^{10} \text{s}^{-1}$  peut être remise en question, de plus la fréquence de collision devrait être différente entre la mesure avec  $P = 3 \text{Torr}$ ,  $I = 4 \text{mA}$  et  $P = 5 \text{Torr}$ ,  $I = 2 \text{mA}$ . En incluant les pertes dans les retro simulations, on peut affiner les estimations sur la densité électronique et sur la fréquence collision.

# Chapitre 5

## Perspectives

### 5.1 Perspective sur les travaux de modélisation

Dans ce travail de thèse, on a effectué un modèle de ligne de transmission multicouche avec pertes, de ligne microruban et de ligne triplaque. Ce modèle aboutit au calcul des constantes de propagation et de l'impédance caractéristique dans le plan complexe. Ce même travail peut être effectué sur d'autres types de technologie planaire comme par exemple sur des lignes coplanaires.

### 5.2 Perspective d'un point de vue circuit RF

#### 5.2.1 Filtre DBR bande étroite

Le filtre DBR réalisé pour nos mesures était dimensionné dans le cas air pour avoir ces zéros de transmissions à 3 et 3.5GHz et son pôle de transmission à 3.25GHz. Les deux zéros de transmissions étaient volontairement espacés pour pouvoir mesurer la permittivité relative de la décharge plasma.

Pour la réalisation d'un filtre accordable, le choix d'une conception plus bande étroite paraît judicieux. En effet, en rapprochant ces deux zéros de transmission, on obtiendra des niveaux d'excursions similaires sur ces deux zéros et ainsi décaler la bande de façon plus nette. La permittivité relative de la décharge plasma est fonction de la fréquence et comme on l'a vu en mesure, on obtient des niveaux d'excursions différents sur les fréquences de résonances B.F et H.F, mais si ces fréquences de résonance sont proches et légèrement au dessus de la fréquence de transition du plasma  $f_t$ , on peut s'attendre à des décalages voisins.

En dimensionnant un filtre DBR ayant pour zéros de transmission 3 et 3.2GHz par exemple, on pourrait s'assurer d'obtenir des niveaux d'excursions similaires sur les deux zéros.

#### 5.2.2 Filtre DBR en jouant sur le contraste d'impédance

Lors de la mise en œuvre de filtre accordable DBR SIR, le niveau d'excursion du zéro de transmission est lié au contraste présent entre le cas plasma off et plasma on.

Considérons un résonateur SIR , c'est à dire un résonateur dont le stub présente un saut d'impédance, composé d'un premier tronçon de ligne en parallèle d'impédance  $Z_2$ , de longueur  $l_2$  et de constante de propagation  $\beta_2$  suivi d'un deuxième tronçon de ligne d'impédance  $Z_1$  et de longueur  $l_1$  terminé par un circuit ouvert, et de constante de propagation  $\beta_1$  comme représenté sur la figure 5.1.

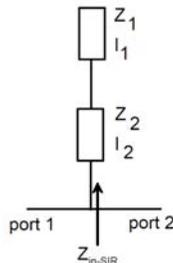


FIGURE 5.1 – Topologie d'un résonateur SIR [93]

On considère que le tronçon de ligne de longueur  $l_2$  et d'impédance caractéristique  $Z_2$  est réalisé sur un empilement de substrats classiques. Par conséquent, on considère  $Z_2$  et  $\beta_2$  fixes. On considère, en revanche que le tronçon de ligne d'impédance  $Z_1$ , de longueur  $l_1$  et de constante de propagation  $\beta_1$  est réalisé sur un empilement de substrats classiques et d'une couche centrale dans laquelle, on peut générer une décharge plasma. Par conséquent, on considère que  $Z_1$  et  $\beta_1$  prennent deux valeurs selon si le plasma est off ( $Z_{off,1}$  et  $\beta_{off,1}$ ) ou si le plasma est on ( $Z_{on,1}$  et  $\beta_{on,1}$ )

La fréquence du zéro est fixé par l'équation (3.21) que l'on peut réécrire de la façon suivante :

$$\frac{Z_1}{Z_2} = \tan(\beta_2 l_2) \tan(\beta_1 l_1)$$

Le niveau d'excursion est donc fonction du contraste entre les longueurs électriques  $\theta_{off,1} = \beta_{off,1} l_1$  et  $\theta_{on,1} = \beta_{on,1} l_1$  et du contraste entre les impédances caractéristiques  $Z_{off,1}$  et  $Z_{on,1}$ .

Dans les résonateurs et filtre mis en œuvre pour la caractérisation du milieu plasma, on a joué sur les contrastes en longueurs électriques, en utilisant des longueurs de ligne grandes pour maximiser le contraste sur les longueurs électriques. Sur le filtre DBR, les zéros de transmission sont volontairement surdimensionnés en prenant des longueurs électriques correspondant à la troisième harmonique, de façon à utiliser au maximum le contraste en longueurs électriques entre le cas plasma off et on.

On peut envisager utiliser davantage le contraste en impédance entre le cas plasma off  $\frac{Z_{off,1}}{Z_2}$  et on  $\frac{Z_{on,1}}{Z_2}$  pour gérer le niveau d'excursion. Dans cette optique, plus le rapport entre  $Z_1$  et  $Z_2$  est fort, plus la fréquence de résonance sera sensible aux variations de  $Z_1$  entre le cas plasma off et on. Ainsi, en utilisant des largeurs de stubs différentes  $w_1$  et  $w_2$  sur les deux tronçons de ligne, on augmente les rapports  $\frac{Z_{off,1}}{Z_2}$  et  $\frac{Z_{on,1}}{Z_2}$ , et on maximise le niveau d'excursion.

Dans [100], on simule sous HFSS, un filtre DBR d'ordre 1, représenté sur la figure 5.2, où on joue sur le saut d'impédance pour maximiser le niveau d'excursion. On choisit un rapport d'impédance  $\frac{Z_{off,1}}{Z_2}$  avec  $Z_{off,1} = 50$  et  $Z_2 = 100$ . Sur la technologie choisie, on obtient un contraste d'impédance  $Z = Z_{off,1} - Z_{on,1} = 2.7$ , et un contraste sur les longueurs électriques  $\theta = \theta_{off,1} - \theta_{on,1} = -2.2 \text{ deg}$ . On a utilisé un plasma issu du modèle de Drude avec une densité électronique  $n_e$  de  $7.2710^{10} \text{ cm}^{-3}$ , une fréquence plasma  $f_p$  de  $2.423 \text{ GHz}$  et une fréquence de collision de  $11.310^9 \text{ s}^{-1}$

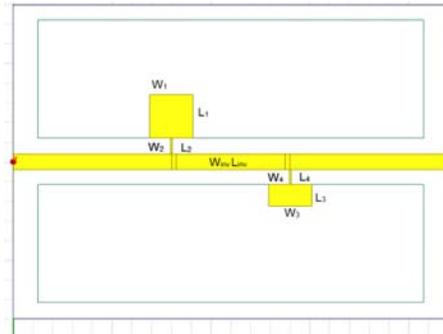


FIGURE 5.2 – Filtre DBR-SIR d'ordre 1 (vue de dessus). Dimensions :  $W_1 = 4,4 \text{ mm}$ ,  $L_1 = 4,4 \text{ mm}$ ,  $W_2 = 210 \mu\text{m}$ ,  $L_2 = 1,6 \text{ mm}$ ,  $W_3 = 4,4 \text{ mm}$ ,  $L_3 = 2,2 \text{ mm}$ ,  $W_4 = 210 \mu\text{m}$ ,  $L_4 = 1,5 \text{ mm}$ ,  $L_{inv} = 1,6 \text{ mm}$ ,  $W_{inv} = 11 \text{ mm}$

Les paramètres S obtenus sous HFSS, sont représentés sur la figure 5.3. Ces résultats démontrent une excursion en fréquence de l'ordre de 3% sur le zéro de transmission basse fréquence, une excursion de la fréquence centrale de 1,5% et une excursion du zéro de transmission haute fréquence de 1,4%.

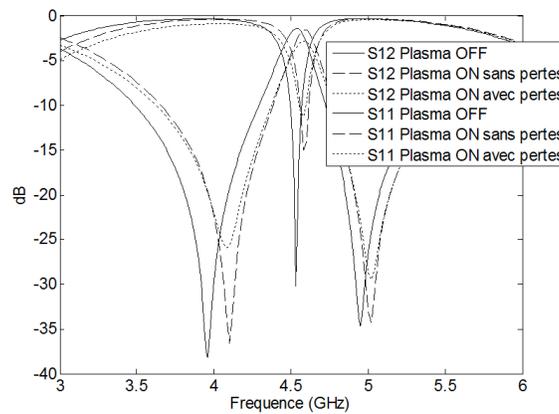


FIGURE 5.3 – Résultats de simulation HFSS d'un Filtre DBR-SIR d'ordre 1

On peut envisager de réaliser un tel dispositif, il conviendrait cependant de le redimensionner sur une bande de fréquence plus faible. En effet, le plasma considéré dans ces simulations n'est pas réaliste, les mesures plasmas réalisées semblent montrer que le potentiel en terme d'excursion est plus intéressant entre  $3GHz$  et  $4GHz$  par exemple.

## 5.3 Perspective sur la génération du plasma

### 5.3.1 Tester expérimentalement l'excitation RF au lieu de DC

L'utilisation d'une décharge DC avec la présence de deux électrodes séparées d'une distance  $d$  dans la couche dédiée au plasma, comme représenté sur la figure 5.4, présente l'avantage d'une simplicité de mise en œuvre, mais limite fortement le potentiel en terme d'excursion et d'accordabilité du milieu plasma au sein du dispositif hyperfréquences.

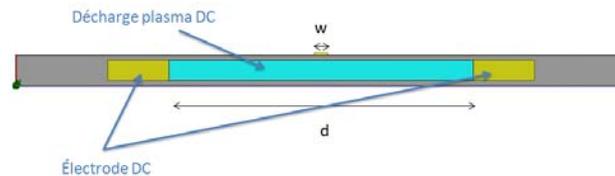


FIGURE 5.4 – Génération d'une décharge plasma DC au sein d'une ligne microruban multicouche

L'objectif étant de générer un plasma le plus homogène et stable, sur une largeur suffisamment grande sous le ruban pour que le contraste entre le cas plasma off et on soit le plus visible. L'utilisation d'électrode DC distante d'une distance  $d$  nous permet de générer d'une zone utile du plasma sur une distance plus faible, en particulier due à la présence de la lueur négative cathodique, qui a un impact visible et dégradant sur la réponse RF du signal, si elle est située trop proche du ruban, comme vu en 4.3.5. Ainsi la largeur de ligne ne peut pas être aussi grande que l'on veut. Par ailleurs, les électrodes ne peuvent pas être trop éloignées sinon on a des difficultés à générer un plasma.

La présence d'électrode en vis à vis dans la couche d'air nous limite sur la largeur de ligne  $w$  du stub et limite donc les potentialités en terme d'excursion, puisqu'il nous limite sur l'utilisation du contraste en impédance.

En utilisant une excitation RF à couplage inductif, comme représenté sur la figure 5.6, avec une bobine spirale, la largeur de ligne  $w$  du bout du stub n'est plus limitée par la présence des électrodes DC, et on augmente les potentialités en terme d'excursion des fréquences de résonance. Les bobines planaires peuvent, placées à différents endroits, créer cette excitation RF qu'il convient de tester et expérimenter. Sur la figure 5.6, la bobine est placée sur une des couches inférieures, on peut envisager d'intégrer la bobine au plan de masse ou de la placer sur la couche supérieure.

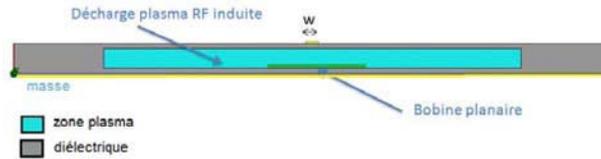


FIGURE 5.5 – Génération d’une décharge plasma à couplage inductif au sein d’une ligne microruban multicouche, vue de coupe

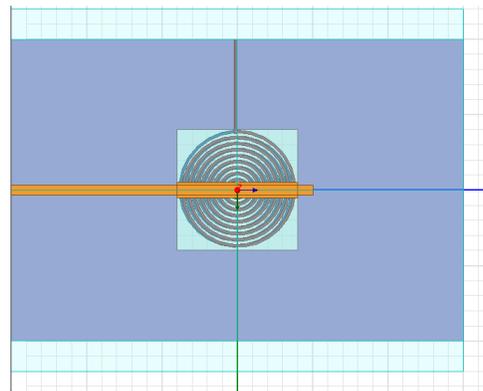


FIGURE 5.6 – Génération d’une décharge plasma à couplage inductif au sein d’une ligne microruban multicouche, vue de dessus

On peut envisager d’utiliser une alimentation RF  $13.56\text{MHz}$ . En alimentant la décharge plasma en RF, il faut s’assurer d’avoir une réponse stable du plasma dans le temps. Par ailleurs, selon la fréquence RF, la géométrie et la pression, il se peut que la densité électronique fluctue. Se posent également des questions plus pratiques, comme la disponibilité des alimentations et de connectiques adaptées, ainsi que des questions de sécurité puisqu’il faudrait "faradiser" notre dispositif expérimental.

### 5.3.2 Utiliser le plasma comme "mauvais conducteur"

Dans ce travail de thèse, on s’est intéressé à l’utilisation du plasma comme diélectrique et sur son potentiel en terme d’accordabilité dans des dispositifs hyperfréquences.

De nombreux dispositifs utilisant le plasma à l’état de conducteur sont envisageables sur des technologies planaires. Sur le résonateur et le filtre réalisé, le comportement conducteur se manifeste par une excursion fréquentielle vers les basses fréquences et une forte atténuation. En effet la couche de plasma introduite dans une couche centrale d’une ligne microruban se comportant comme un conducteur, joue le rôle d’un plan de masse flottant surélevé et augmente la permittivité effective de la structure, on passe à une structure ne comportant qu’une seule couche de substrat comme

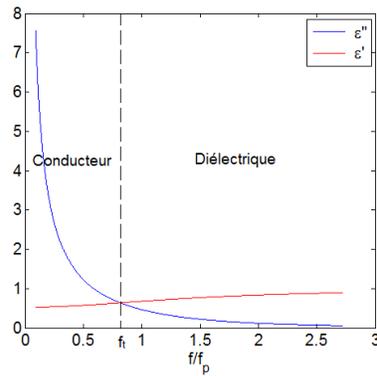


FIGURE 5.7 – Comportement d'un plasma de densité électronique  $n_e = 1,5 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$  avec une fréquence de collision  $\nu = 10^{10} \text{s}^{-1}$  en fonction de  $f/f_p$

représenté sur la figure 5.8. Cette augmentation de la permittivité effective se manifeste par une fréquence de résonance plus basse, comme sur la figure 5.9.



FIGURE 5.8 – Structure microruban multicouche avec plasma éteint à gauche, et plasma conducteur à droite

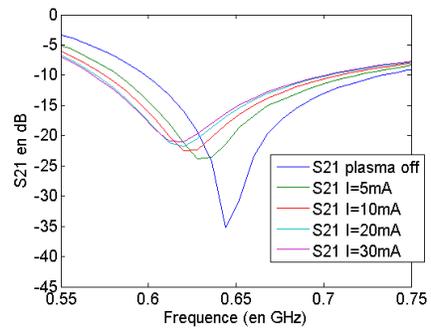


FIGURE 5.9 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r1}$  à  $P = 20 \text{Torr}$  avec du Néon/Xénon en flux continu

Le plasma se comporte comme un conducteur pour les fréquences situées sous la fréquence plasma  $f_p$  ou plus précisément sous la fréquence de transition  $f_t$ . Sur nos résonateurs, selon le gaz et la pression, le plasma se comporte en conducteur pour les fréquences de résonance les plus basses, en général  $F_{r1}$  et parfois jusqu'à  $F_{r2}$  et  $F_{r3}$ . On obtient par exemple une excursion de  $F_{r1}$  de  $-7.4534\%$  pour  $P = 20Torr$  et  $I = 40mA$ . Pour obtenir un comportement conducteur du plasma pour des fréquences plus élevées, il faudrait augmenter la pression, le courant et/ou la densité électronique. Utiliser un autre gaz que le Néon/Xénon, avec une fréquence de collision plus importante pourrait se montrer intéressant également pour la génération d'une décharge plasma se comportant comme un conducteur. L'utilisation en zone conductrice implique cependant beaucoup de pertes, il conviendrait donc de générer des zones plasmas plus localisées.

### 5.3.3 Travailler sur le filament pour l'éliminer ou en tirer profit

Sur l'ensemble des mesures effectuées, on a constaté la présence d'un filament au sein de la décharge plasma DC comme sur la figure 5.10. Comme montré en 4.4.2, le filament a un impact fort sur les résultats obtenus, notamment en fonction de sa position vis à vis des maxima de champs.

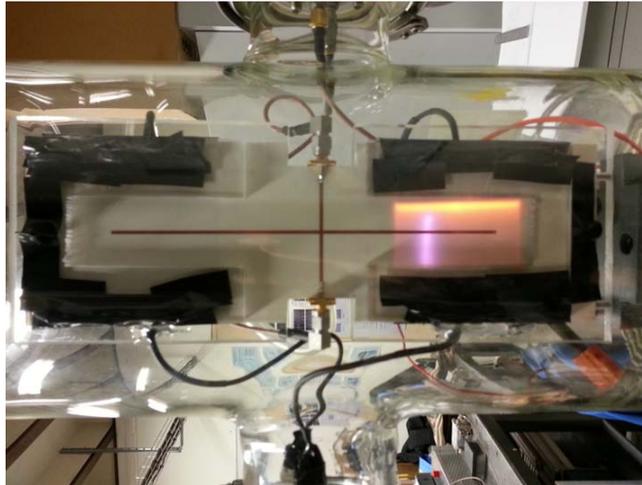


FIGURE 5.10 – Image de la position 1 du filament lors de la mesure avec décharge plasma DC à  $P = 2Torr$  et  $I = 5mA$  sur le filtre DBR

L'origine de ce filament ainsi que sa position restent à déterminer. On peut envisager plusieurs tests pour essayer de déterminer sa position, en cherchant à créer une zone plus proche entre les électrodes pour éventuellement forcer le filament à s'y positionner. Si cela est possible on peut envisager de l'utiliser dans la conception du filtre ou de le rendre transparent en le positionnant respectivement soit à des maxima du champs soit à des minimas.

# Conclusion Générale

Au cours de cette thèse, nous avons essayé de répondre à une problématique :

Le plasma peut-il être utilisé avec un comportement diélectrique afin de contrôler un dispositif accordable en technologie microruban multicouche ? Si oui, sous quelles conditions, et sinon, pour quelles raisons ?

Ces problématiques se positionnent au carrefour de disciplines bien distinctes :

- modélisation et caractérisation d'une ligne microruban multicouche
- la physique des plasmas
- la conception de dispositifs accordables en technologie planaire

Pour répondre à cette problématique, un modèle de ligne planaire multicouche dans le plan complexe, sur des technologies triplaque et microruban, a été développé. Un code basé sur la résolution par les schémas équivalents dans le plan complexe, nous permet un calcul rapide des paramètres électriques d'une ligne microruban multicouches ou triplaque multicouches. Notre modèle permet une bonne estimation de la permittivité effective  $\epsilon_{eff}$ , des pertes diélectriques  $\tan \epsilon_{eff}$  et de l'impédance caractéristique  $Z_c$ , sur toute une bande de fréquence comprise entre 0 et  $5GHz$ , avec un écart relatif entre nos résultats et les résultats issus de HFSS, compris entre 1% et 3%. Ce modèle nous permet de calculer rapidement, à partir d'une formulation analytique les gammes d'impédances de technologie planaire multicouche, sans devoir réaliser des simulations *full wave* coûteuses.

Ce modèle de ligne, nous permet également de caractériser la permittivité relative  $\epsilon_r$  d'une couche de substrat, à partir de la donnée mesurée de la permittivité effective  $\epsilon_{r,eff}$ . Deux méthodes de mesure de la permittivité effective, MTrace et MReso, vue au chapitre 3, ont été étudiées et validées sur des mesures simple couche. On obtient des résultats concluant pour la caractérisation d'un substrat AD1000, avec une précision de l'ordre de la tolérance constructeur avec la méthode MReso, et des résultats décevants et trop bruités avec la méthode MTrace. Une mise en oeuvre expérimentale, de caractérisation d'une décharge plasma DC, à partir la méthode MReso et de notre modèle de ligne a été réalisée. Un retour d'expérience a été effectué au niveau de la mise en oeuvre expérimentale de ces mesures avec décharge plasma, en particulier, au niveau de la génération stable et homogène d'un plasma DC entre deux électrodes distantes de  $d$ , au niveau de l'isolation des différentes parties métalliques du prototype. On a ainsi vérifié expérimentalement l'impact de la leur négative cathodique, qui présente une perturbation du signal RF propagé, si elle se trouve à moins de  $5cm$  du ruban conducteur ; elle n'a par contre pas d'influence pour la distance inter électrode  $d = 30mm$  utilisée sur nos mesures. On montre également l'impact du filament généré au sein de la décharge plasma DC. Son impact n'est pas négligeable, en particulier si sa position

correspond à celle d'un maximum de champs.

L'ensemble des mesures sur le résonateur en T et le filtre DBR, a été réalisé avec des plasmas stables dans le temps, grâce aux efforts d'isolation mis en œuvre sur les différents prototypes. On obtient bien une excursion fréquentielle sur le résonateur en T, en allumant la décharge plasma. De même, sur le filtre DBR, on obtient bien une excursion fréquentielle sur les zéros de transmissions BF et HF, selon si on allume les zones plasmas respectives, avec des niveaux d'excursions similaires à ceux obtenus précédemment. Une large gamme de plasma a été générée présentant des caractéristiques différentes comme la fréquence de transition  $f_t$  ou le niveau de pertes. Il en vient que l'exploitation du milieu plasma en diélectrique pour mettre en œuvre des excursions fréquentielles est viable mais très sensible. Des niveaux d'excursion proches de 1% ont été mesurés sur le résonateur en T. Des niveaux d'excursion proche de 1% ont été mesurés sur les zéros de transmission BF et HF. On constate que les plasmas intéressants se situent à des pressions faibles, soit des pressions inférieures ou égales à  $P = 10Torr$ , avec des courants ne dépassant pas  $I = 10mA$ . Au delà de ces valeurs, le niveau de bruit est trop important. La génération d'une décharge plasma sur un tronçon de ligne, au sein d'une technologie planaire multicouche, permet de réaliser une longueur de ligne électrique et une impédance variable, commandée en fonction de la pression  $P$  et du courant  $I$ .

Le travail de caractérisation de la permittivité relative de la couche plasma, nous permet également, en comparant nos résultats avec le modèle de Drude, d'estimer la densité électronique *moyenne* au sein de la décharge plasma DC, à partir de la réponse RF du dispositif sous test. Ces valeurs moyennes de la densité électronique et de permittivité relative de la couche plasma ne correspondent pas aux valeurs obtenues à partir du modèle de Drude, en considérant une couche homogène, ce qui justifie l'intérêt de notre protocole de caractérisation.

# Bibliographie

- [1] M. Lieberman and A. Lichtenberg. *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. New York : Wiley, 1994.
- [2] G G Lister. Low-pressure gas discharge modelling. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 25(12) :1649–1680, 1992.
- [3] J.R. Hollahan and A.T. Bell. *Techniques and Applications of Plasma Chemistry*. New York : Wiley, 1974.
- [4] M. Hirose. *Plasma-deposited films : kinetics of formation, composition, and microstructure*. Boca Raton, FL : Chemical Rubber Company, 1986.
- [5] P. Raizer Yu. *Gas Discharge Physics*. Berlin : Springer, 1991.
- [6] M.N. Shneider P. Raizer Yu and N. Yatsenko. *Radio-Frequency Capacitive Discharges*. Boca Raton, FL : Chemical Rubber Company, 1995.
- [7] D.E Anagnostou. A coplanar reconfigurable folded slot antenna without bias network for wlan applications. *Antennas and Wireless Propagation Letters, IEEE*, 8 :1057–1060, 2009.
- [8] J.-M.Kim Y.-K.Kim Y.Kwon S.Lee, J.-M.Kim. Millimeter-wave mems tunable low pass filter with reconfigurable series inductors and capacitive shunt switches. *Microwave and Wireless Components Letters, IEEE*, 15(10) :691–693, 2005.
- [9] Thanh Mai VU. *Contribution à la mise en oeuvre de fonctions accordables à MEMS RF en bande millimétrique sur silicium*. PhD thesis, Université Toulouse III, Paul Sabatier, 2010.
- [10] O.H. Karabey. Continuously polarisation reconfigurable antenna element by using liquid crystal based tunable coupled line. *Electronics Letters*, 48(3) :141–143, 2012.
- [11] F. Lazarakis-M. Pissas D. Stamopoulos E.S Angelopoulos K. Dangakis T. Zervos, A.A. Alexandridis. Design of a polarisation reconfigurable patch antenna using ferrimagnetic materials. *Microwaves, Antennas and Propagation, IET*, 6(2) :158–164, 2012.
- [12] V. Laur. *Contribution à la réalisation de circuits hyperfréquences reconfigurables à partir de couches minces ferroélectriques : des matériaux aux dispositifs*. PhD thesis, Université de Bretagne Occidentale, 2007.
- [13] H. Baudrand. *Introduction au calcul des éléments de circuits passifs en hyperfréquences*. Cépaduès, 2001.
- [14] H. Baudrand H. Aubert. *L électromagnétisme par les schémas équivalents*. Cépaduès, 2003.
- [15] O. Pigaglio N. Raveu. *Résolution de problèmes hautes fréquences par les schémas équivalents*. Cépaduès, 2012.

- [16] J. Lo. *Etude de la recon gurabilité d une structure à bande interdite électromagnétique (BIE) métallique par plasmas de décharge*. PhD thesis, Université Toulouse III, Paul Sabatier, 2012.
- [17] A. Grill. *Cold Plasma in Material Fabrication, From Fundamental to Applications*. IEEE Press, 1994.
- [18] J.J. Cuomo S.M. Rossnagel and W.D. Westwood. *Handbook of Plasma Processing Technology*. Park Ridge :Noyes, 1990.
- [19] A. Rutscher and H. Deutsch. *Wissensspeicher Plasmatechnik*. Leipzig : Fachbuchverlag, 1983.
- [20] H. Conrads and M. Schmidt. Plasma generation and plasma sources. *Plasma Sources Science and Technology*, 9(4) :441–454, 2000.
- [21] G. Francis. *The glow discharge at low pressure Handbuch der Physik vol VVII*. Berlin : Springer, 1983.
- [22] J Hopwood. Review of inductively coupled plasmas for plasma processing. *Plasma Sources Science and Technology*, 1(2) :109–116, 1992.
- [23] P. Drude. Zur elektronentheorie der metalle. *Annalen Der Physik*, page 566, 1974.
- [24] N.W. Ashcroft and N.D. Mermin. *Solid State Physic*. Cengage Learning, January 2, 1976.
- [25] D. M. Pozar. *Microwave Engineering 3rd ed*. New York : Wiley, 2005.
- [26] Catherine BERNOU. *Utilisation de structures resonantes en bandes pour la réalisation de capteurs. Application à la détection en milieux liquide et gazeux*. PhD thesis, Université de Bordeaux 1, 2001.
- [27] R. Garg K. C. Gupta and I. J. Bahl. *Microstrip Lines and Slotlines*. Artech House Microwave Library, 1979.
- [28] Harold A. Wheeler. Transmission-line properties of parallel wide strips by a conformal-mapping approximation. *I.E.E.E Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 12 :280–289, May 1964.
- [29] HAMMERSTAD and JENSEN. Accurate models for microstrip computer-aided design. *Microwave symposium Digest, 1980 IEEE MTT-S International*, pages 407–409, May 1980.
- [30] W. J. Getsinger. Microstrip dispersion model. *I.E.E.E Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 21 :34–39, January 1973.
- [31] M. V. Schneider. Microstrip dispersion. *I.E.E.E Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 20 :144–146, January 1972.
- [32] K. Atsuki E. Yamashita and T. Veda. An approximatic dispersion formula of microstripline for computer-aided design of microwave integrated circuit. *I.E.E.E Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 27 :1036–1038, December 1979.
- [33] M. Kobayashi. Important role of inflection frequency in the dispersive properties of microstrip line. *I.E.E.E Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 30 :2057–2059, Novembre 1982.
- [34] P. Pramanick and P. Bhartia. An accurate description of dispersion in microstrip. *Microwave Journal*, pages 89–96, December 1983.
- [35] M. Kirschning and R. H. Jansen. Accurate model for effective dielectric constant of microstrip with validity up to millimeter wave frequencies. *Electronics Letters*, 18(6) :272–273, March 1982.

- [36] P. Troughton. Measurement techniques in microstrip. *Electronics Letters*, 5(2) :25–26, January 1969.
- [37] E. J. Denlinger. A frequency dependent solution for microstrip transmission lines. *Microwave Theory and Techniques, IEEE*, 19(1) :30–39, January 1971.
- [38] S. Arnold. Dispersive effects in microstrip on alumina substrates. *Electronics Letters*, 5(26) :673–674, December 1969.
- [39] D. F. Michic K. Mehmet, M. K. McPhun. Simple resonator method for measuring dispersion of microstrip. *Electronics Letters*, 8(6) :165–166, March 1972.
- [40] R.P. Owens T. C. Edwards. 2-18-ghz dispersion measurements on 10-100-omega microstrip lines on sapphire. *Microwave Theory and Techniques, IEEE*, 24(8) :506–513, August 1976.
- [41] A. Gopinath C. Gupta, B. Easter. Some results on the end effects of microstriplines. *Microwave Theory and Techniques, IEEE*, 26(9) :649–652, September 1978.
- [42] T. Hirahata E. Yamashita, K. Atsuki. Microstrip dispersion in a wide-frequency range. *Microwave Theory and Techniques, IEEE*, 29(6) :610–611, June 1981.
- [43] J. B. Beyer S. Deibele. Measurements of microstrip effective relative permittivities. *Microwave Theory and Techniques, IEEE*, 35(5) :535–538, May 1987.
- [44] H. A. Atwater. Tests of microstrip dispersion formulas. *Microwave Theory and Techniques, IEEE*, 36(3) :619–621, March 1988.
- [45] AK. Verma and G.H. Sadr. Unified dispersion model for multilayer microstrip line. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 40(7) :1587–1591, Jul 1992.
- [46] J. Svacina. Analysis of multilayer microstrip lines by a conformal mapping method. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 40(4) :769–772, Apr 1992.
- [47] J. Svacina. A simple quasi-static determination of basic parameters of multilayer microstrip and coplanar waveguide. *Microwave and Guided Wave Letters, IEEE*, 2(10) :385–387, Oct 1992.
- [48] C.-N. Chang and J. F. Cheng. Hybrid quasistatic analysis of multilayer microstrip lines. *Microwaves, Antennas and Propagation, IEE Proceedings H*, 140(2) :79–83, Apr 1993.
- [49] Changhua Wan and A Hoorfar. Improved design equations for multilayer microstrip lines. *Microwave and Guided Wave Letters, IEEE*, 10(6) :223–224, Jun 2000.
- [50] P. Lowes, E. Korolkiewicz, and S. Scott. Frequency-dependent permittivity values of multilayer microstrip structures using quasistatic modelling. *Electronics Letters*, 31(8) :659–660, Apr 1995.
- [51] P. Singh and AK. Verma. Analysis of multilayer microstrip line of finite conductor thickness using quasi-static spectral domain analysis (sda) and single layer reduction (slr) method. In *India Conference (INDICON), 2011 Annual IEEE*, pages 1–4, Dec 2011.
- [52] P. Lowes, S. Scott, E. Korolkiewicz, and A Sambell. Quasistatic capacitance and frequency-dependent effective permittivity of multilayer microstrip patch antennas. *Microwaves, Antennas and Propagation, IEE Proceedings*, 145(1) :75–79, Feb 1998.
- [53] Y.J. Yoon and B. Kim. A new formula for effective dielectric constant in multi-dielectric layer microstrip structure. In *Electrical Performance of Electronic Packaging, 2000, IEEE Conference on.*, pages 163–167, 2000.

- [54] T.-N. Chang. Technical memorandum : Transverse modal analysis of multilayer microstrip transmission lines. *Microwaves, Antennas and Propagation, IEE Proceedings H*, 134(3) :324–326, June 1987.
- [55] Hung-Yuet Yee. Transverse modal analysis of printed circuit transmission lines. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 33(9) :808–816, Sep 1985.
- [56] A Farrar and AT. Adams. Multilayer microstrip transmission lines (short papers). *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 22(10) :889–891, Oct 1974.
- [57] M. Kobayashi and R. TERAKADO. General form of green’s function for multilayer microstrip line with rectangular side walls (letters). *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 24(9) :626–628, Sep 1976.
- [58] N.K. Das and David M. Pozar. A generalized spectral-domain green’s function for multilayer dielectric substrates with application to multilayer transmission lines. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 35(3) :326–335, Mar 1987.
- [59] G. Dural and M.I Aksun. Closed-form green’s functions for general sources and stratified media. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 43(7) :1545–1552, Jul 1995.
- [60] E.K.L. Yeung, J.C. Beal, and Y.M.M. Antar. Multilayer microstrip structure analysis with matched load simulation. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 43(1) :143–149, Jan 1995.
- [61] Feng Ling and Jian-Ming Jin. Fast electromagnetic modeling of multilayer microstrip antennas and circuits. In *Antennas, Propagation and EM Theory, 2000. Proceedings. ISAPE 2000. 5th International Symposium on*, pages 83–85, Aug 2000.
- [62] P. Ingelström A. Bondenson, T. Rylander. *Computational Electromagnetics, Texts in Applied Mathematics*. Springer, 2005.
- [63] R.F Harrington. *Field computation by moment methods*. Wiley-IEEE Press, 1993.
- [64] E. Yamashita. Variational method for the analysis of microstrip-like transmission lines. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 16(8) :529–535, Aug 1968.
- [65] E. Yamashita and R. Mittra. Variational method for the analysis of microstrip lines. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 16(4) :251–256, Apr 1968.
- [66] Jianming Jin. *The Finite Element Method in Electromagnetics*. Wiley-IEEE Press, 2002.
- [67] H.E. Green. The numerical solution of some important transmission-line problems. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 13(5) :676–692, Sep 1965.
- [68] D.W. Kammler. Calculation of characteristic admittances and coupling coefficients for strip transmission lines. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 16(11) :925–937, Nov 1968.
- [69] S. V. Judd, I Whiteley, R. J. Clowes, and D. C. Rickard. An analytical method for calculating microstrip transmission line parameters. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 18(2) :78–87, Feb 1970.
- [70] S. C. Hagness A. Taflove. *Computational Electrodynamics : The Finite-Difference Time-Domain Method, Third Edition*. Artech House, 2005.
- [71] W. B. Weir. Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies. *Proceedings of the IEEE*, 62(1) :33–36, January 1974.

- [72] N. K. Das, S. M. Voda, and D. M. Pozar. Two methods for the measurement of substrate dielectric constant. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech*, MTT-35(7) :636–642, July 1987.
- [73] D. Shimin. A new method for measuring dielectric constant using the resonant frequency of a patch antenna. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech*, MTT-34(9) :923–931, September 1986.
- [74] D. I. Amey and J. P. Curilla. Microwave properties of ceramic materials. In *Proc. 41st Electron. Comput. Tech. Conf*, page 267–272, May 1991.
- [75] J. C. Rautio. A proposed uniaxial anisotropic dielectric measurement technique. *IEEE MTT-S Int. Microw. Symp. Dig*, pages 59–62, February 2009.
- [76] D. Ghodgaonkar, Vasundara V. Varadan, and Vijayk V. Varadan. A free-space method for measurement of dielectric constants and loss tangents at microwave frequencies. *IEEE Trans. Instrumentation and measurements*, 37(3) :789–793, June 1989.
- [77] M. Yazdanpanahi, S. Bulja D. Mirshekar-Syahkal, R. James, and F. Aníbal Fernández S.E. Day. Planar transmission line method for measurement of dielectric constants of liquid crystals in 60ghz band. *Microwave Conference APMC*, page 341–344, 2009.
- [78] H. Yue, K. L. Virga, and J. L. Prince. Dielectric constant and loss tangent measurement using a stripline fixture. *IEEE Trans. Compon. Packag*, 21(11) :441–446, November 1998.
- [79] M.-Q. Lee and S. Nam. An accurate boradband measurement of substrate dielectric constant. *IEEE Microw. Guided Wave Lett*, 6(4) :168–170, April 1996.
- [80] Y. K. Verma and A. K. Verma. Accurate determination of dielectric constant of substrate materials using modified wolff model. *IEEE MTT-S Int. Microw. Symp. Dig*, 3 :1843–1846, 2000.
- [81] M. Yazdanpanahi, S. Bulja D. Mirshekar-Syahkal, R. James, and F. Aníbal Fernández S.E. Day. Measurement of dielectric constants of nematic liquid crystals at mm-wave frequencies using patch resonator. *IEEE Trans. Instrumentation and measurements*, 59 :3079–3085, December 2010.
- [82] H. G. Akhavan and D. Mirshekar-Syahkal. Slots antennas for measurement of properties of dielectrics at microwave frequencies. *IEEE Nat. Antennas Propag. Conf. Dig*, pages 8–11, 1999.
- [83] P. A. Bernard and J. M. Gautray. Measurement of dielectric constant using a microstrip ring resonator. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 39(3) :592–595, March 1991.
- [84] Nafaa M. Shebani, Bashir Moh. Khamoudi, and Ahmed S. Abul-kassem. Measurement of dielectric constant of some materials using planar technology. *Computer and Electrical Engineering ,ICCEE 09 Second International Conference*, 2 :352 – 356, December 2009.
- [85] Y. Kantor. Dielectric constant measurements using printed circuit techniques at microwave frequencies. *9th Electrotech. Conf. Dig*, 1 :101–105, May 1998.
- [86] S. Gruszczynski and M. Zaradny. A simple resonance method of measurement of dielectric constant of thin and intermediate thickness microwave laminates. *15th Int. Microw., Radar, Wireless Commun. Conf. Dig*, 1 :206–209, May 2004.
- [87] R. L. Peterson and R. F. Drayton. A cpw t-resonator technique for electrical characterization of microwave substrates. *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett*, 12(3) :90–92, March 2002.
- [88] E. L. Holzman. Wideband measurement of the dielectric constant of an FR4 substrate using a parallel-coupled microstrip resonator. *IEEE Tran. Microw. Theory Tech*, 54(7) :3127–3130, July 2006.

- [89] J. C. Rautio and B. J. Rautio. High accuracy broadband measurement of anisotropic dielectric constant using a shielded planar dual mode resonator. *74th ARFTG Microw. Meas. Conf. Syst. Modeling Meas. High Accuracy Verification*, pages 1–5, December 2009.
- [90] J. C. Rautio and S. Arvas. Measurement of planar substrate uniaxial anisotropy. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech*, 57(10) :2456–2463, October 2009.
- [91] C. Rautio, R. L. Carlson, B. J. Rautio, and S. Arvas. Shielded dual-mode microstrip resonator measurement of uniaxial anisotropy. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech*, 59, March 2011.
- [92] V. Sekar, W. J. Torke, S. Palermo, and K. Entesari. A novel approach for dielectric constant measurement using microwave oscillators. *Microwave Symposium Digest (MTT)*, pages 1–4, June 2011.
- [93] J.C Bohorquez. *Contribution à la conception de ltres recon gurables sur la base des technologies planaires et SIW*. PhD thesis, L’Ecole Nationale Supérieure des Télécommunication de Bretagne, Université de Bretagne Occidentale, 2007.
- [94] C. Person C. Quendo, E. Rius. Narrow bandpass filters using dual-behavior resonators. *IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques vol.51*, 3, Mars 2003.
- [95] C. Person C. Quendo, E. Rius. arrow bandpass filters using dual-behavior resonators (dbrs) based on stepped impedance stubs and differents-lenghts stubs. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques vol.52*, 3, Mars 2004.
- [96] E. Rius A. Pothier P. Blondy C. Champeaux J.C. Orlianges A. Catherinot G. Tanné C. Person F. Huret E. Fourn, C. Quendo. Bandwidth and central frequecy control on tunable bandpass filter by using mems cantilevers. *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, Juin 2003.
- [97] G. Prigent, T.M. Vu, and R. Plana. Synthesis for tunable dual behavior resonator. In *Microwave Conference, 2009. APMC 2009. Asia Paci c*, pages 123–126, Dec 2009.
- [98] J.F. Bernigaud, N. Martin, P. Laurent, C. Quendo, G. Tanne, B. Della, F. Huret, and Ph. Gelin. Liquid crystal tunable filter based on dbr topology. In *Microwave Conference, 2006. 36th European*, pages 368–371, Sept 2006.
- [99] J.F. Favenne E. Rius B. Potelon, C. Quendo. Etude d’un résonateur stop-bande accordable basé sur le concept dbr (dual behavior resonator). *Journée nationale micro-ondes 2013*, Mai 2013.
- [100] N. Raveu O. Chruszez, G. Prigent. Conception de filtre accordable avec plasma. *Journée nationale micro-ondes 2013*, Mai 2013.

# Liste de publications

## *Conférences nationales*

O. Chruszez, N. Raveu, G. Prigent "*Caractérisation de matériaux plasma pour la conception de fonctions hyperfréquences*", Journées Nationales Microondes 2011

O. Chruszez, N. Raveu, G. Prigent "*Conception de ltre accordable avec plasma*", Journées Nationales Microondes 2013

O. Chruszez, N. Raveu, G. Prigent, O. Pigaglio, T. Callegari "*Caractérisation d une décharge plasma DC générée sur une technologie microruban multicouche*", Journées Nationales Microondes 2015

## *Conférences internationales*

O. Chruszez, N. Raveu, G. Prigent, "*Characterization of plasma media for Microwave Device Design*", AMPERE 2011

## Annexe A

# Lien entre $(\alpha, \beta)$ et $(\epsilon_{r,eff}, \tan \delta_{eff})$

Imaginons que  $(\alpha, \beta)$  sont obtenus par la mesure, exprimons  $\epsilon_{r,eff}$  et  $\tan \delta_{eff}$  en fonction de  $\alpha$  et  $\beta$ .

Dans le cas d'un mode TEM ou quasi-TEM, on a :

$$\begin{aligned}\epsilon_{R,eff} &= \epsilon_{r,eff}(1 - j \tan \delta_{eff}) = \epsilon_{r,eff} - j \epsilon_{r,eff} \tan \delta_{eff} \\ \gamma &= \alpha + j\beta = j k_0 \sqrt{\epsilon_{R,eff}}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\gamma^2 &= (\alpha + j\beta)^2 = \alpha^2 - \beta^2 + 2j\alpha\beta \\ &= -k_0^2 \epsilon_{R,eff} \\ &= -k_0^2 (\epsilon_{r,eff} - j \epsilon_{r,eff} \tan \delta_{eff})\end{aligned}$$

On en déduit en isolant les parties réelle et imaginaire :

$$\begin{aligned}\alpha^2 - \beta^2 &= -k_0^2 \epsilon_{r,eff} \\ 2\alpha\beta &= k_0^2 \epsilon_{r,eff} \tan \delta_{eff}\end{aligned}$$

Soit

$$\epsilon_{r,eff} = \frac{\beta^2 - \alpha^2}{k_0^2} \tag{A.1}$$

$$\tan \delta_{eff} = \frac{2\alpha\beta}{\beta^2 - \alpha^2} \tag{A.2}$$

Vérifions dans le cas faibles pertes, que l'on retrouve les expressions usuelles [25], pour cela on passe à la limite lorsque  $\alpha$  tend vers 0 et on effectue le développement limité au premier ordre.

$$\begin{aligned}
\lim_{\rightarrow 0} \epsilon_{r,eff} &= \lim_{\rightarrow 0} \frac{\beta^2 - \alpha^2}{k_0^2} \\
&= \lim_{\rightarrow 0} \frac{\beta^2}{k_0^2} \left(1 - \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^2\right) \\
&= \frac{\beta^2}{k_0^2}
\end{aligned} \tag{A.3}$$

$$\begin{aligned}
\lim_{\rightarrow 0} \tan_{eff} &= \lim_{\rightarrow 0} \frac{2\alpha\beta}{\beta^2 - \alpha^2} \\
&= \lim_{\rightarrow 0} \frac{2\alpha\beta}{\beta^2(1 - (\frac{\alpha}{\beta})^2)} \\
&= \lim_{\rightarrow 0} \frac{2\alpha}{\beta} \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^2\right) \\
&= \frac{2\alpha}{\beta}
\end{aligned} \tag{A.4}$$

L'expression de  $\alpha$  et  $\beta$  en fonction de  $\epsilon_{r,eff}$  et  $\tan_{eff}$  se trouve en AnnexeA. Par la suite les composantes  $\alpha$  et  $\beta$  étant supposées connues, on peut déduire  $\epsilon_{r,eff}$  et  $\tan_{eff}$ .

Exprimons  $\alpha$  et  $\beta$  en fonction de  $\epsilon_{r,eff}$  et  $\tan_{eff}$ .

$$\begin{aligned}
\alpha^2 - \beta^2 &= -k_0^2 \epsilon_{r,eff} \\
2\alpha\beta &= k_0^2 \epsilon_{r,eff} \tan_{eff} \\
\alpha^2 - \beta^2 &= -k_0^2 \epsilon_{r,eff} \\
\alpha &= \frac{k_0^2 \epsilon_{r,eff} \tan_{eff}}{2} \\
\frac{k_0^4 \epsilon_{r,eff}^2 \tan^2_{eff}}{4} - \beta^2 &= -k_0^2 \epsilon_{r,eff} \\
\alpha &= \frac{k_0^2 \epsilon_{r,eff} \tan_{eff}}{2} \\
k_0^4 \epsilon_{r,eff}^2 \tan^2_{eff} - 4\beta^4 + 4k_0^2 \epsilon_{r,eff} \beta^2 &= 0 \\
\alpha &= \frac{k_0^2 \epsilon_{r,eff} \tan_{eff}}{2}
\end{aligned}$$

On a une équation du second degré avec  $X = \beta^2$  :

$$-4X^2 + 4k_0^2 \epsilon_{r,eff} X + k_0^4 \epsilon_{r,eff}^2 \tan^2_{eff} = 0$$

soit

$$\begin{aligned}
&= (4k_0^2 \epsilon_{r,eff})^2 + 16k_0^4 \epsilon_{r,eff}^2 \tan^2_{eff} \\
&= (4k_0^2 \epsilon_{r,eff})^2 (1 + \tan^2_{eff})
\end{aligned}$$

soit

$$X_i = \frac{k_0^2 \epsilon_{r,eff}}{2} (1 + \tan^2_{eff})$$

Avec  $\beta = \overline{(X_i)}$

$$\beta = k_0 \sqrt{\epsilon_{r,eff}} \frac{1 + \overline{1 + \tan^2_{eff}}}{2}$$

Physiquement  $\beta$  doit être positif et réel, donc.

$$\begin{aligned} \beta &= k_0 \sqrt{\epsilon_{r,eff}} \frac{1 + \sqrt{1 + \tan^2_{eff}}}{2} \\ \alpha &= \frac{k_0^2 \epsilon_{r,eff} \tan_{eff}}{2} \end{aligned}$$

$$\beta = k_0 \sqrt{\epsilon_{r,eff}} \frac{1 + \overline{1 + \tan^2_{eff}}}{2} \tag{A.5}$$

$$\alpha = \frac{k_0 \sqrt{\epsilon_{r,eff}} \tan_{eff}}{2 \frac{1 + \sqrt{1 + \tan^2_{eff}}}{2}} \tag{A.6}$$

## Annexe B

# Base modale $\vec{f}_n^\alpha$ et base bi-orthogonale associée $\vec{g}_n^\alpha$

On détaille dans cette annexe, la construction de la base modale  $\vec{f}_n^\alpha$  et sa base bi-orthogonale  $\vec{g}_n^\alpha$  d'un guide dont les parois latérales sont des plans métalliques infinis et parallèles. Les modes TM (Transverse Magnétique) sont obtenus à partir de  $H_z = 0$  avec  $E_z$  comme fonction génératrice et les modes TE (Tranverse Electrique) sont obtenus à partir de  $E_z = 0$  avec  $H_z$  comme fonction génératrice.

On a une invariance en  $y$  et en  $z$ , on pose  $\gamma_y$  et  $\gamma_z$  les constantes de propagation selon ces deux axes. On se place dans le plan  $(xOy)$ , comme représenté sur la figure B.1.

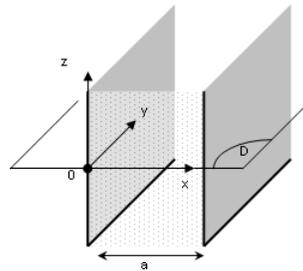


FIGURE B.1 – Plans métalliques infinis et parallèles

### Modes TM

Les conditions aux limites sont :  $E_z|_{x=0} = E_z|_{x=a} = 0$ . D'où :

$$E_z(x, y, z) = E_0 \sin\left(\frac{n\pi}{a}x\right)e^{-\gamma_y y}e^{-\gamma_z z}$$

Avec  $\gamma_z^2 = (\frac{n\pi}{a})^2 - \gamma_y^2 - k_0^2 \epsilon_r$ , le champ transverse s'écrit :

$$\vec{E}_T = \frac{-\gamma_z}{\gamma_z^2 + k_0^2 \epsilon_r} \text{ } {}_T E_z - \frac{j\omega\mu_0}{\gamma_z^2 + k_0^2 \epsilon_r} ( \text{ } {}_T H_z ) \quad \vec{z}$$

On déduit :

$$\vec{E}_T = E_0 \begin{pmatrix} \frac{n\pi}{a} \cos(\frac{n\pi}{a} x) e^{-y} e^{-z} \\ -\gamma_y \sin(\frac{n\pi}{a} x) e^{-y} e^{-z} \end{pmatrix}$$

### Modes TE

Les conditions aux limites sont :  $\frac{H_z}{x}|_{x=0} = \frac{H_z}{x}|_{x=a} = 0$ . D'où :

$$H_z(x, y, z) = H_0 \cos(\frac{n\pi}{a} x) e^{-y} e^{-z}$$

Avec  $\gamma_z^2 = (\frac{n\pi}{a})^2 - \gamma_y^2 - k_0^2 \epsilon_r$ , le champ transverse s'écrit :

$$\vec{H}_T = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_r}{\gamma_z^2 + k_0^2 \epsilon_r} ( \text{ } {}_T E_z ) \quad \vec{z} - \frac{\gamma_z}{\gamma_z^2 + k_0^2 \epsilon_r} \text{ } {}_T H_z$$

On déduit :

$$\vec{E}_T = E_0 \begin{pmatrix} \gamma_y \cos(\frac{n\pi}{a} x) e^{-y} e^{-z} \\ -\frac{n\pi}{a} \sin(\frac{n\pi}{a} x) e^{-y} e^{-z} \end{pmatrix}$$

### Orthogonalité de la base modale $\vec{f}_n^\alpha$

Soit la base modale  $\vec{f}_n^\alpha$  définie par les fonctions suivantes :

$$\vec{f}_n^{TE} = \begin{pmatrix} f_{n,x}^{TE} = \gamma_y \cos(\frac{n\pi x}{a}) \\ f_{n,z}^{TE} = -\frac{n\pi}{a} \sin(\frac{n\pi x}{a}) \end{pmatrix}$$

$$\vec{f}_n^{TM} = \begin{pmatrix} f_{n,x}^{TM} = \frac{n\pi}{a} \cos(\frac{n\pi x}{a}) \\ f_{n,z}^{TM} = -\gamma_y \sin(\frac{n\pi x}{a}) \end{pmatrix}$$

Vérification de l'orthogonalité :

Par construction, on a, pour  $n1 = n2$  :

$$\langle f_{n1}^{TE} | f_{n2}^{TM} \rangle = \langle f_{n1}^{TE} | f_{n2}^{TE} \rangle = \langle f_{n1}^{TM} | f_{n2}^{TM} \rangle = 0$$

Il reste à vérifier que  $\langle f_n^{TE} | f_n^{TM} \rangle = 0$

$$\begin{aligned} \langle f_n^{TE} | f_n^{TM} \rangle &= \int_0^a (f_n^{TE})(x) f_n^{TM}(x) dx \\ &= \int_0^a \left( \gamma_y \frac{n\pi}{a} \cos^2\left(\frac{n\pi x}{a}\right) + \left(\gamma_y \frac{n\pi}{a}\right) \sin^2\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \right) dx \\ &= \gamma_y + \gamma_y \end{aligned} \tag{B.1}$$

Il y a orthogonalité de la base modale des  $\vec{f}_n^\alpha$ , si et seulement si  $\gamma_y$  est imaginaire pur. Pour travailler dans le cas avec perte, soit  $\gamma_y$  complexe, il faut construire une base modale bi-orthogonale associée  $\vec{g}_n^\alpha$ .

### Orthogonalité de la base modale $\vec{f}_n^\alpha$ et de sa base bi-orthogonale $\vec{g}_n^\alpha$

Soit la base des  $\vec{f}_n^\alpha$  classique et sa base bi-orthogonale  $\vec{g}_n^\alpha$ .

$$\begin{aligned} \vec{f}_n^{TE} &= \begin{cases} f_{n,x}^{TE} = \gamma \cos\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \\ f_{n,z}^{TE} = -\frac{n\pi}{a} \sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \end{cases} \\ \vec{f}_n^{TM} &= \begin{cases} f_{n,x}^{TM} = \frac{n\pi}{a} \cos\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \\ f_{n,z}^{TM} = -\gamma \sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \end{cases} \\ \vec{g}_n^{TE} &= \begin{cases} g_{n,x}^{TE} = A_1 \cos\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \\ g_{n,z}^{TE} = A_2 \sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \end{cases} \\ \vec{g}_n^{TM} &= \begin{cases} g_{n,x}^{TM} = B_1 \cos\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \\ g_{n,z}^{TM} = B_2 \sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \end{cases} \end{aligned}$$

Avec  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $B_1$  et  $B_2$ , des coefficients devant vérifier l'orthogonalité.

Vérification de l'orthogonalité :

Par construction, on a, pour  $n1 = n2$  :

$$\langle g_{n1}^{TM} | f_{n2}^{TE} \rangle = \langle g_{n1}^{TE} | f_{n2}^{TM} \rangle = \langle g_{n1}^{TM} | f_{n2}^{TM} \rangle = \langle g_{n1}^{TE} | f_{n2}^{TE} \rangle = 0$$

Les coefficients  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $B_1$  et  $B_2$  doivent vérifier que :

$$\langle g_n^{TE} | f_n^{TM} \rangle = 0 \tag{B.2}$$

$$\langle g_n^{TM} | f_n^{TE} \rangle = 0 \tag{B.3}$$

De (B.2), on a :  $A_1 \frac{n\pi}{a} = A_2 \gamma_y$  et de (B.2) on a :  $B_1 \gamma_y = B_2 \frac{n\pi}{a}$ .  
On choisit :

$$\begin{aligned} A_1 &= \gamma \\ A_2 &= \frac{n\pi}{a} \\ B_1 &= -\frac{n\pi}{a} \\ B_2 &= -\gamma \end{aligned}$$

Soit la base des  $\vec{f}_n^\alpha$  classique et sa base bi-orthogonale  $\vec{g}_n^\alpha$ .

$$\begin{aligned} \vec{f}_n^{TE} &= \begin{aligned} f_{n,x}^{TE} &= \gamma \cos\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \\ f_{n,z}^{TE} &= -\frac{n\pi}{a} \sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \end{aligned} \\ \vec{f}_n^{TM} &= \begin{aligned} f_{n,x}^{TM} &= \frac{n\pi}{a} \cos\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \\ f_{n,z}^{TM} &= -\gamma \sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \end{aligned} \\ \vec{g}_n^{TE} &= \begin{aligned} g_{n,x}^{TE} &= \gamma \cos\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \\ g_{n,z}^{TE} &= \frac{n\pi}{a} \sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \end{aligned} \\ \vec{g}_n^{TM} &= \begin{aligned} g_{n,x}^{TM} &= -\frac{n\pi}{a} \cos\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \\ g_{n,z}^{TM} &= -\gamma \sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \end{aligned} \end{aligned}$$

Vérification de l'orthogonalité :

$$\begin{aligned} \langle g_n^{TM} | f_n^{TE} \rangle &= \int_0^a (g_n^{TM}) (x) f_n^{TE}(x) dx \\ &= \int_0^a -\frac{n\pi}{a} \gamma \cos^2\left(\frac{n\pi x}{a}\right) dx + \frac{n\pi}{a} \gamma \sin^2\left(\frac{n\pi x}{a}\right) dx \\ &= -\frac{n\pi}{a} \gamma \frac{a}{2} + \frac{n\pi}{a} \gamma \frac{a}{2} = 0 \end{aligned} \tag{B.4}$$

$$\begin{aligned} \langle g_n^{TE} | f_n^{TM} \rangle &= \int_0^a (g_n^{TE}) (x) f_n^{TM}(x) dx \\ &= \int_0^a \frac{n\pi}{a} \gamma \cos^2\left(\frac{n\pi x}{a}\right) dx - \frac{n\pi}{a} \gamma \sin^2\left(\frac{n\pi x}{a}\right) dx \\ &= \frac{n\pi}{a} \gamma \frac{a}{2} - \frac{n\pi}{a} \gamma \frac{a}{2} = 0 \end{aligned} \tag{B.5}$$

On vérifie bien l'orthogonalité de la base.

## Normalisation et Opérateur Admittance

Dans le cas où  $\gamma_y$  est imaginaire pur, on a vu que la base modale des  $\vec{f}_n^\alpha$  est orthogonale. On peut alors soit normaliser la base modale des  $\vec{f}_n^\alpha$  en utilisant des coefficients de normalisation, et dans ce cas l'opérateur admittance  $\hat{Y}$  est défini par :

$$\hat{Y} = \sum_{n,\alpha=TE,TM} \left| \vec{f}_n^\alpha \right\rangle Y_n^\alpha \left\langle \vec{f}_n^\alpha \right|$$

On peut également de choisir de normaliser au sein de l'opérateur admittance  $\hat{Y}$  en le définissant par :

$$\hat{Y} = \sum_{n,\alpha=TE,TM} \left| \vec{f}_n^\alpha \right\rangle \frac{Y_n^\alpha}{\langle \vec{f}_n^\alpha | \vec{f}_n^\alpha \rangle} \left\langle \vec{f}_n^\alpha \right|$$

Dans le cas où  $\gamma_y$  est complexe, on doit utiliser la base modale des  $\vec{f}_n^\alpha$  et sa base bi-orthogonale associée des  $\vec{g}_n^\alpha$  qui vérifie l'orthogonalité. De même on peut normaliser les bases des  $\vec{f}_n^\alpha$  et  $\vec{g}_n^\alpha$  en utilisant des coefficients de normalisation et en définissant l'opérateur admittance par :

$$\hat{Y} = \sum_{n,\alpha=TE,TM} \left| \vec{f}_n^\alpha \right\rangle Y_n^\alpha \langle \vec{g}_n^\alpha |$$

On peut également de choisir de normaliser au sein de l'opérateur admittance  $\hat{Y}$  en le définissant par :

$$\hat{Y} = \sum_{n,\alpha=TE,TM} \left| \vec{f}_n^\alpha \right\rangle \frac{Y_n^\alpha}{\langle \vec{g}_n^\alpha | \vec{f}_n^\alpha \rangle} \langle \vec{g}_n^\alpha | \quad (\text{B.6})$$

## Annexe C

# Prototypes simples couches

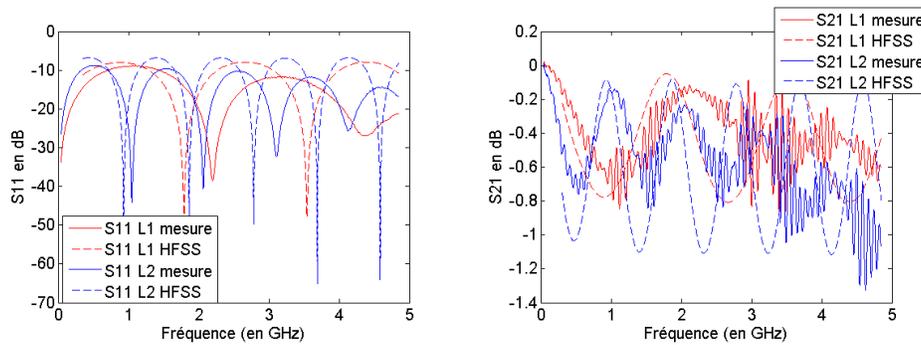


FIGURE C.1 – Paramètres S des longueurs  $L_1$  et  $L_2$  pour  $w_1 = 500\mu m$

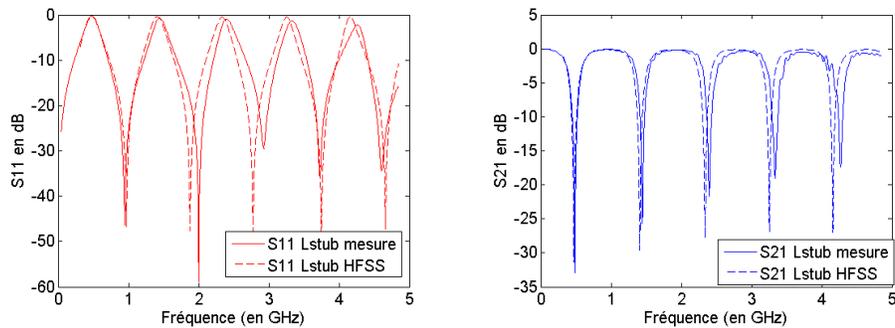


FIGURE C.2 – Paramètres S du résonateur en T pour  $w_1 = 500\mu m$

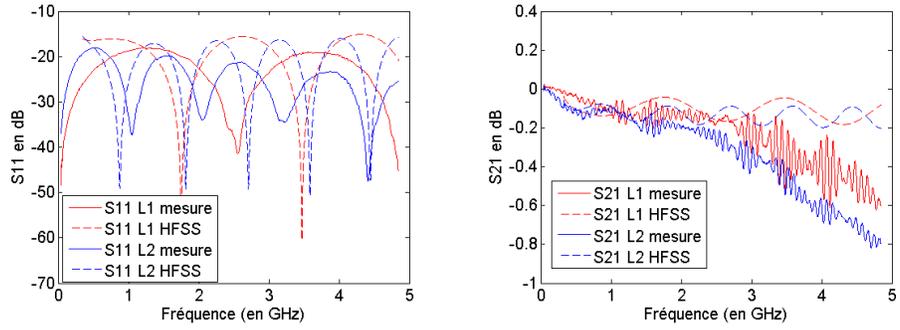


FIGURE C.3 – Paramètres S des longueurs  $L_1$  et  $L_2$  pour  $w_2 = 1mm$

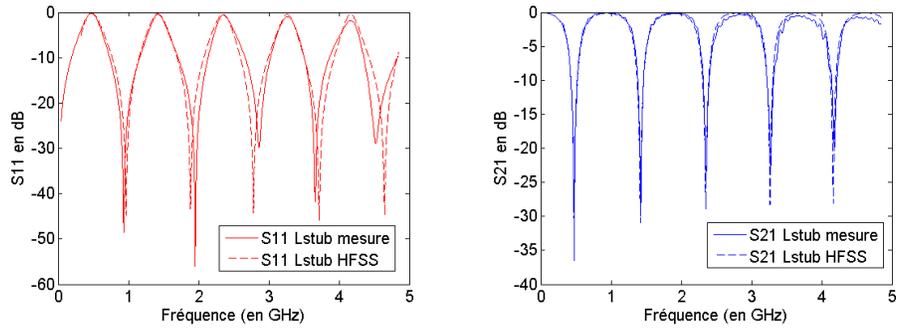


FIGURE C.4 – Paramètres S du résonateur en T pour  $w_2 = 1mm$

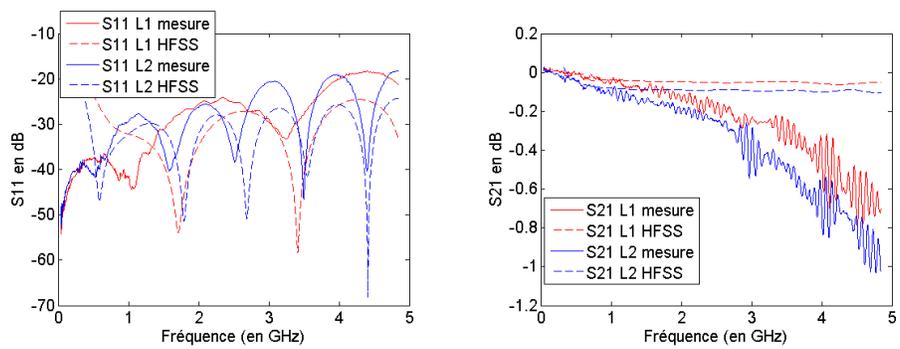


FIGURE C.5 – Paramètres S des longueurs  $L_1$  et  $L_2$  pour  $w_3 = 1.33mm$

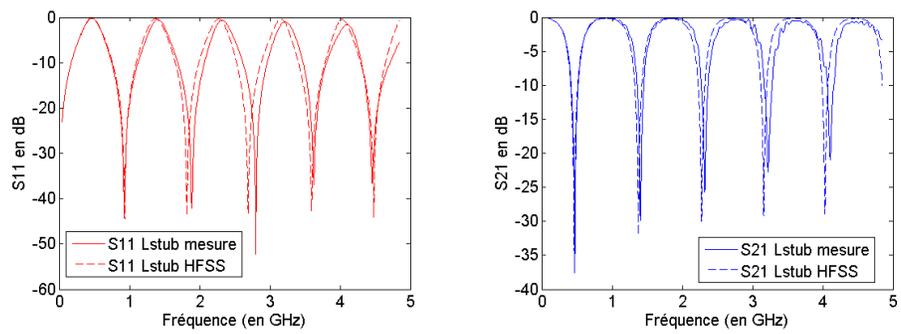


FIGURE C.6 – Paramètres S du résonateur en T pour  $w_3 = 1.33mm$

## Annexe D

# Mesure décharges plasma sur le résonateur en T

Préalablement, on effectue, à l'aide d'un kit TACTICAL, une calibration S.O.L.T (Short Open Load Through) sur deux ports, de l'analyseur de réseau vectoriel Agilent E5071C, en prenant en compte l'ensemble des câbles le reliant au résonateur en T. Il s'agit de câbles reliant l'analyseur de réseau vectoriel aux hublots de l'enceinte à vide avec connectique SMA, des DC block, protégeant l'analyseur de réseau vectoriel, de tensions supérieures à 35V utilisés pour alimenter la décharge plasma et enfin de câbles allant jusqu'aux ports d'accès SMA du résonateur en T.

On réalise le vide dans l'enceinte pour chaque mesure et entre chaque modification. Le niveau d'étanchéité nous permet d'obtenir, avec notre enceinte à vide, une pression de  $10^{-3}Torr$  au niveau de la bride.

Une mesure, nommée par la suite *plasma o* est réalisée, en présence du gaz utilisé, pour chaque version du prototype réalisée. Cette mesure sert de référence pour les différents calculs d'excursion fréquentielle. On constate des différences sur les fréquences de résonance de ces mesures *plasma o* qui s'expliquent par les modifications apportées successivement au résonateur en T.

Deux régimes de gaz seront employés dans nos mesures. Des mesures en *ux continu*, où on effectue une injection et un pompage du gaz en continu à pression constante et des mesures *en statique* se faisant en réglant la pression du gaz au sein de l'enceinte par injection et pompage jusqu'à ce que la pression voulue soit atteinte, puis on ferme le flux de gaz.

On fait une acquisition des paramètres S à partir de l'analyseur de réseau vectoriel en fichier s2p. On relève, ensuite à l'aide MATLAB les fréquences de résonance sur  $S_{21}$  pour chaque mesure effectuée et on calcule le niveau d'excursion fréquentielle  $\frac{F_{r,on}-F_{r,off}}{F_{r,off}}$  pour chaque résonance par rapport à la mesure *plasma o* réalisée le même jour. Lorsque la mesure est trop bruitée, on ne relève pas les fréquences de résonances (case vide).

## D.1 Prototype première version

### Paramètres des décharges plasma DC générées

Ces décharges plasma DC sont générés avec un courant de  $10mA$ , avec Néon/Xénon en flux continu.

Pression	Tension
$P = 9.76Torr$	$350V$
$P = 4.9Torr$	$500V$

### Fréquences de résonances et niveau d'excursion mesurés

	$F_{r1}$	$F_{r2}$	$F_{r3}$	$F_{r4}$	$F_{r5}$
plasma off	$642MHz$	$1.733GHz$	$2.982GHz$	$4.1GHz$	$5.304GHz$
$P = 9.76Torr$	<b><math>638MHz</math></b>	$1.728GHz$	$3.031GHz$	<b><math>4.22GHz</math></b>	$5.447GHz$
Excursion	<b><math>-0.6231\%</math></b>	$-0.2885\%$	$1.6432\%$	<b><math>2.9268\%</math></b>	$2.6961\%$
$P = 4.9Torr$	$655MHz$	$1.745GHz$	$3.045GHz$	$4.23GHz$	<b><math>5.479GHz</math></b>
Excursion	$2.0249\%$	$0.6924\%$	$2.1127\%$	$3.1707\%$	<b><math>3.2994\%</math></b>

### Commentaire

On a des difficultés à générer des plasmas stables avec cette première version du prototype. On a des claquages parasites avec le plan de masse, les fils reliés aux électrodes ou encore avec les écrous. On parvient, cependant, à générer une décharge au sein de la cavité, en flux continu avec du Néon/Xénon, pour une pression de  $P = 9.76Torr$ , avec un courant  $I = 10mA$  et une tension de  $350V$ . On maintient ce plasma, tout en diminuant graduellement la pression jusqu'à  $4.9Torr$ , en augmentant la tension jusqu'à  $500V$ .

On obtient des excursions fréquentielles allant jusqu'à  $2.9268\%$  au niveau de  $F_{r4}$  pour le plasma généré à  $P = 9.76Torr$  et jusqu'à  $3.2994\%$  au niveau de  $F_{r5}$  pour le plasma généré à  $P = 4.9Torr$ . Le plasma généré à  $P = 9.76Torr$  semble avoir une fréquence de transition  $f_t$  comprise entre  $F_{r2}$  et  $F_{r3}$ , tandis que le plasma généré à  $P = 4.9Torr$  se comporte toujours comme un diélectrique puisqu'on mesure des excursions fréquentielles vers le haut sur toutes les fréquences de résonance.

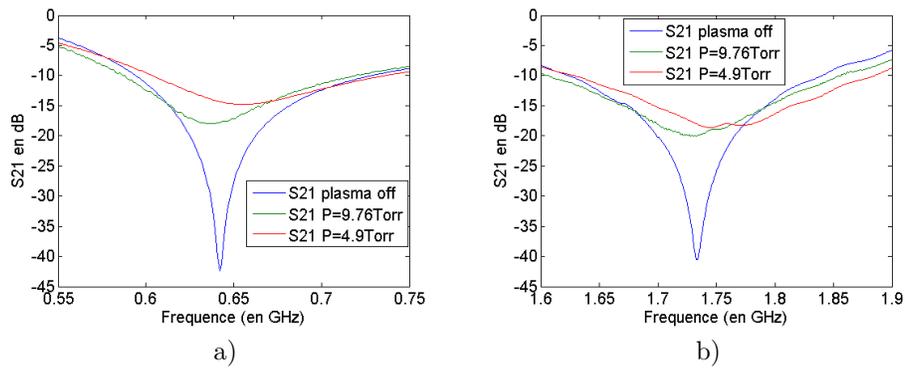


FIGURE D.1 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r1}$  a) et de  $F_{r2}$  b)

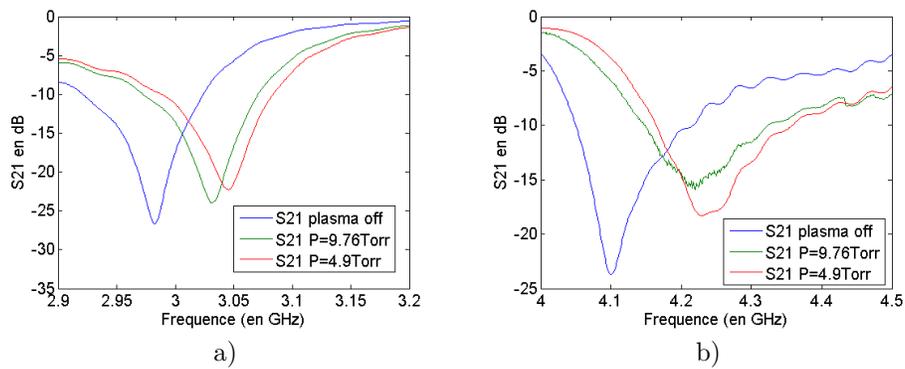


FIGURE D.2 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r3}$  a) et de  $F_{r4}$  b)

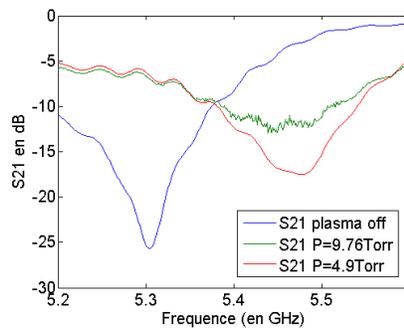


FIGURE D.3 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r5}$

## D.2 Prototype deuxième version

Afin d'améliorer l'isolation du résonateur ainsi que sa rigidité, on dépose des couches de plexiglas à l'arrière du résonateur, coté plan de masse, et au niveau des écrous de fixations. On blinde également les câbles reliés aux électrodes.

Toutes les mesures sont effectuées en prenant une distance inter-électrode  $d = 30mm$ . On teste différentes valeurs de pression,  $P = 5Torr$ ,  $P = 10Torr$ ,  $P = 20Torr$  et  $P = 50Torr$ . Pour chaque valeur de pression, on fait varier le courant et la tension aux bornes des électrodes.

## D.2.1 Mesure à $P = 5Torr$

### Paramètres des décharges plasma DC générées

Ces décharges plasma DC sont générés avec Néon/Xénon en flux continu.

Courant	Tension
$0.8mA$	$486V$
$1mA$	$517V$
$2mA$	$580V$
$3mA$	$862V$
$4mA$	$960V$
$5mA$	$1100V$

### Fréquences de résonances et niveau d excursion mesurés

	$F_{r1}$	$F_{r2}$	$F_{r3}$	$F_{r4}$	$F_{r5}$
plasma off	$644MHz$	$1.741GHz$	$3.005GHz$	$4.134GHz$	$5.351GHz$
$I = 0.8mA$	$636MHz$	$1.741GHz$	$3.005GHz$	$4.126GHz$	$5.343GHz$
Excursion	$-1.2422\%$	$0\%$	$0\%$	$-0.1935\%$	$-0.1495\%$
$I = 1mA$	$636MHz$	$1.741GHz$	$3.005GHz$	$4.126GHz$	$5.343GHz$
Excursion	$-1.2422\%$	$0\%$	$0\%$	$-0.1935\%$	$-0.1495\%$
$I = 2mA$	$628MHz$	$1.725GHz$	$3.013GHz$	$4.126GHz$	$5.335GHz$
Excursion	$-2.4845\%$	$-0.91\%$	$0.2662\%$	$-0.1935\%$	$-0.2990\%$
$I = 3mA$	$628MHz$	$1.723GHz$	$3.013GHz$	$4.166GHz$	$5.359GHz$
Excursion	$-2.4845\%$	$-1.033\%$	$0.2662\%$	$0.7741\%$	$0.1495\%$
$I = 4mA$	$628MHz$	$1.709GHz$		$4.134GHz$	$5.343GHz$
Excursion	$-2.4845\%$	$-1.8380\%$		$0\%$	$-0.1495\%$
$I = 5mA$	$628MHz$	$1.741GHz$		$4.166GHz$	$5.343GHz$
Excursion	$-2.4845\%$	$0\%$		$0.7741\%$	$-0.1495\%$

### Commentaire

En fixant la pression à  $P = 5Torr$ , on fait varier le courant de  $I = 0.8mA$  à  $I = 5mA$ , en augmentant la tension aux bornes des électrodes de  $486V$  à  $1100V$ . L'augmentation du courant se traduit par une plus forte intensité lumineuse de la lueur négative de la décharge plasma et une réponse électrique RF différente, en particulier au niveau des pertes qui s'accroissent. On obtient un maximum d'excursion fréquentielle de  $0.7741\%$ , pour  $I = 3mA$  et  $I = 5mA$ , au niveau de  $F_{r4}$ . On note que le plasma se comporte principalement comme un conducteur sur l'ensemble de ces mesures. Certaines résonances, particulièrement bruitées, n'ont pu être relevées.

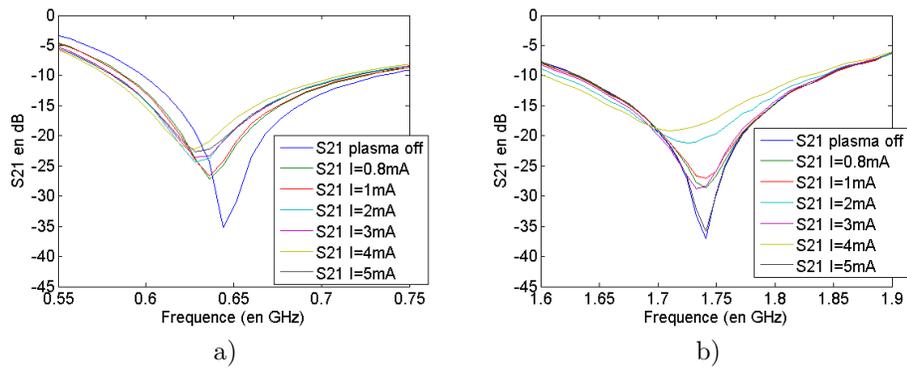


FIGURE D.4 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r1}$  a) et de  $F_{r2}$  b)

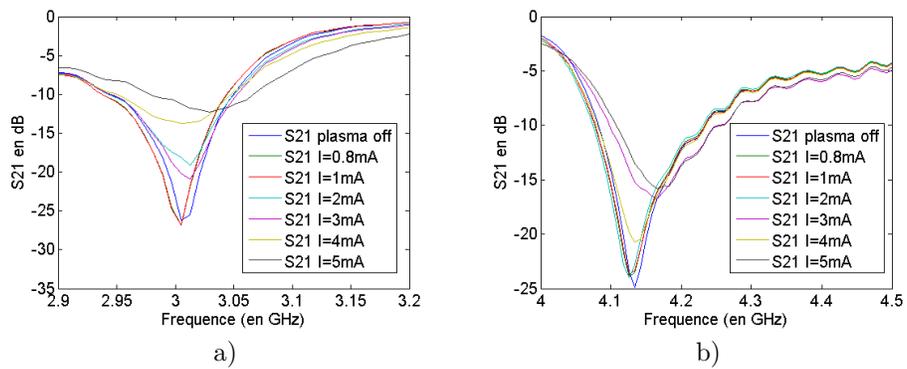


FIGURE D.5 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r3}$  a) et de  $F_{r4}$  b)

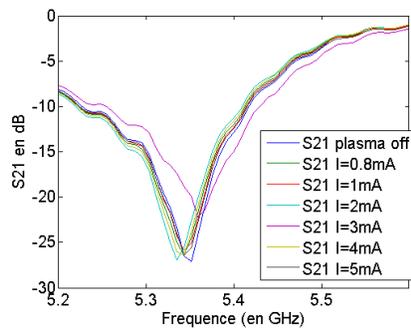


FIGURE D.6 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r5}$

## D.2.2 Mesure à $P = 10Torr$

### Paramètres des décharges plasma DC générées

Ces décharges plasma DC sont générés avec du Néon/Xénon en flux continu.

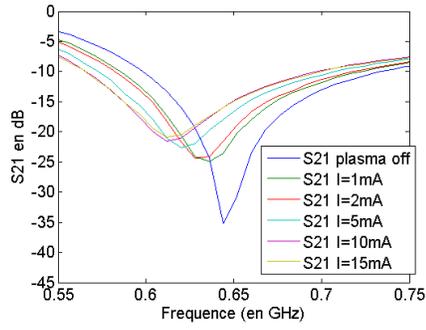
Courant	Tension
$1mA$	$382V$
$2mA$	$380V$
$5mA$	$426V$
$10mA$	$527V$
$15mA$	$795V$

### Fréquences de résonances et niveau d excursion mesurés

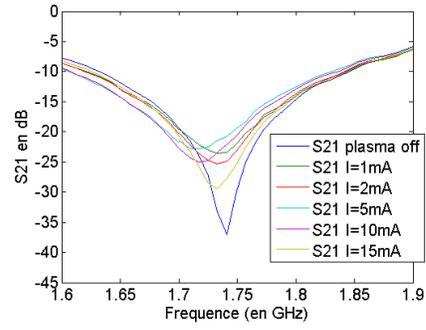
	$F_{r1}$	$F_{r2}$	$F_{r3}$	$F_{r4}$	$F_{r5}$
plasma off	$644MHz$	$1.741GHz$	$3.005GHz$	$4.134GHz$	$5.351GHz$
$I = 1mA$	$636MHz$	$1.733GHz$	$3.005GHz$	$4.126GHz$	$5.335GHz$
Excursion	$-1.2422\%$	$-0.4595\%$	$0\%$	$-0.1935\%$	$-0.2990\%$
$I = 2mA$	$628MHz$	$1.733GHz$	$3.005GHz$	$4.134GHz$	$5.351GHz$
Excursion	$-2.4845\%$	$-0.4595\%$	$0\%$	$0\%$	$0\%$
$I = 5mA$	$620MHz$	$1.709GHz$	$3.005GHz$	$4.134GHz$	$GHz$
Excursion	$-3.7267\%$	$-1.8380\%$	$0\%$	$0\%$	$\%$
$I = 10mA$	$612MHz$	$1.717GHz$	$2.997GHz$		
Excursion	$-4.9689\%$	$-1.3785\%$	$-0.2662\%$		
$I = 15mA$	$612MHz$	$1.733GHz$			
Excursion	$-4.9689\%$	$-0.4595\%$			

### Commentaire

En fixant la pression à  $P = 10Torr$ , on fait varier le courant de  $I = 1mA$  à  $I = 15mA$ , en augmentant la tension aux bornes des électrodes de  $382V$  à  $795V$ . L'augmentation du courant se traduit par une plus forte intensité lumineuse de la lueur négative de la décharge plasma et une réponse électrique RF différente, en particulier au niveau des pertes qui s'accroissent. On note que le plasma se comporte principalement comme un conducteur sur l'ensemble de ces mesures, les seules excursions vers le haut mesurées sont beaucoup trop bruitées pour être relevées. En augmentant la pression de  $P = 5Torr$  à  $P = 10Torr$ , on a accentué le caractère conducteur de la décharge plasma.

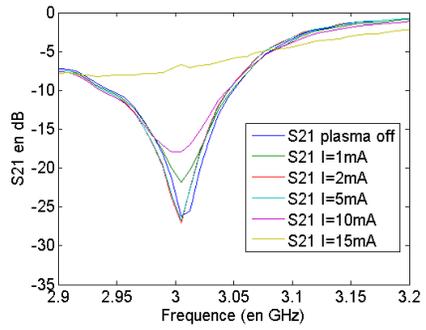


a)

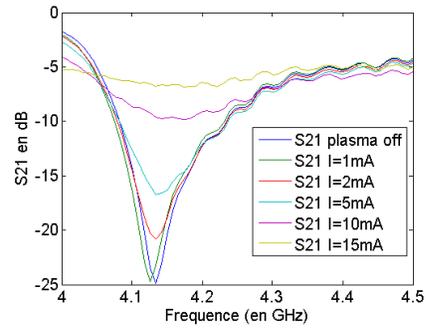


b)

FIGURE D.7 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r1}$  a) et de  $F_{r2}$  b)



a)



b)

FIGURE D.8 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r3}$  a) et de  $F_{r4}$  b)

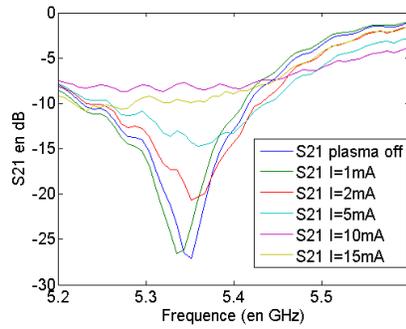


FIGURE D.9 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r5}$

### D.2.3 Mesure à $P = 20Torr$

#### Paramètres des décharges plasma DC générées

Ces décharges plasma DC sont générés avec Néon/Xénon en flux continu.

Courant	Tension
$2mA$	$325V$
$3mA$	$321V$
$10mA$	$335V$
$20mA$	$382V$
$30mA$	$422V$
$40mA$	$431V$

#### Fréquences de résonances et niveau d excursion mesurés

	$F_{r1}$	$F_{r2}$	$F_{r3}$	$F_{r4}$	$F_{r5}$
plasma off	$644MHz$	$1.741GHz$	$3.005GHz$	$4.134GHz$	$5.351GHz$
$I = 2mA$	$636MHz$	$1.741GHz$	$3.013GHz$	$4.142GHz$	$5.351GHz$
Excursion	$-1.2422\%$	$0\%$	$0.2662\%$	$0.1935\%$	$0\%$
$I = 3mA$	$628MHz$	$1.741GHz$			$5.351GHz$
Excursion	$-2.4845\%$	$0\%$			$0\%$
$I = 10mA$	$620MHz$	$1.741GHz$			$5.351GHz$
Excursion	$-3.7267\%$	$0\%$			$0\%$
$I = 20mA$	$612MHz$	$1.725GHz$	$2.981GHz$		
Excursion	$-4.9689\%$	$-0.9190\%$	$-0.7987\%$		
$I = 30mA$	$604MHz$	$1.717GHz$	$2.989GHz$		
Excursion	$-6.2112\%$	$-1.3785\%$	$-0.5324\%$		
$I = 40mA$	$596MHz$		$3.013GHz$	$4.142GHz$	
Excursion	$-7.4534\%$		$0.2662\%$	$0.1935\%$	

#### Commentaire

En fixant la pression à  $P = 20Torr$ , on fait varier le courant de  $I = 2mA$  à  $I = 40mA$ , en augmentant la tension aux bornes des électrodes de  $325V$  à  $431V$ . L'augmentation du courant se traduit par une plus forte intensité lumineuse de la lueur négative de la décharge plasma et par une réponse électrique RF différente, en particulier au niveau des pertes qui s'accroissent. On note que le plasma se comporte principalement comme un conducteur sur l'ensemble de ces mesures, les seules excursions vers le haut mesurées sont beaucoup trop bruitées pour être relevées. En augmentant la pression, on a accentué le caractère conducteur de la décharge plasma au niveau des basses fréquences et ajouté une forte accentuation de l'excursion en négatif.

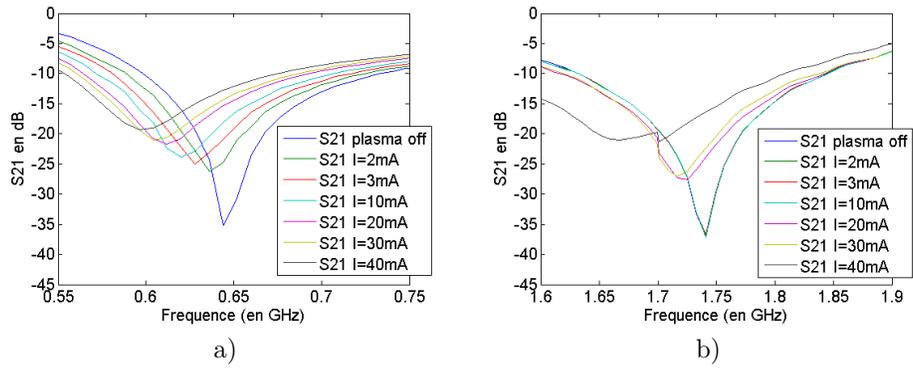


FIGURE D.10 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r1}$  a) et de  $F_{r2}$  b)

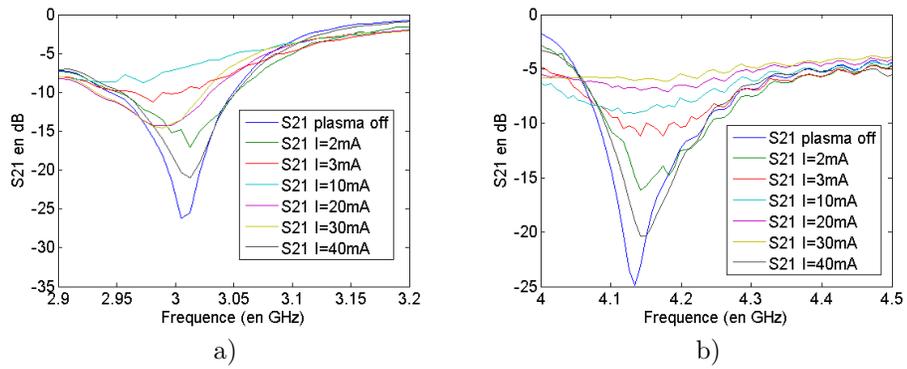


FIGURE D.11 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r3}$  a) et de  $F_{r4}$  b)

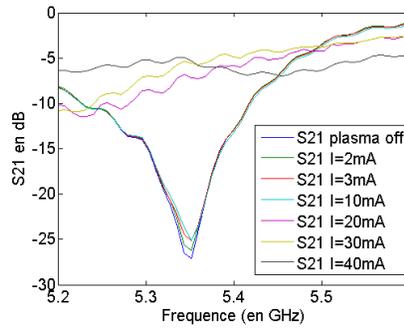


FIGURE D.12 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r5}$

## D.2.4 Mesure à $P = 50Torr$

### Paramètres des décharges plasma DC générées

Ces décharges plasma DC sont générés avec Néon/Xénon en flux continu.

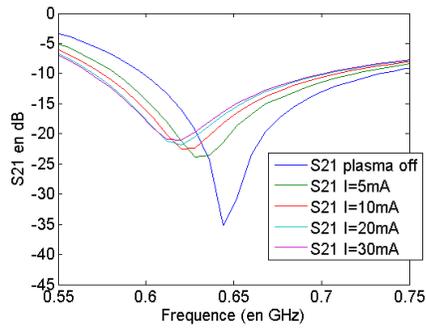
Courant	Tension
$5mA$	$301V$
$10mA$	$297V$
$20mA$	$326V$
$30mA$	$312V$

### Fréquences de résonances et niveau d excursion mesurés

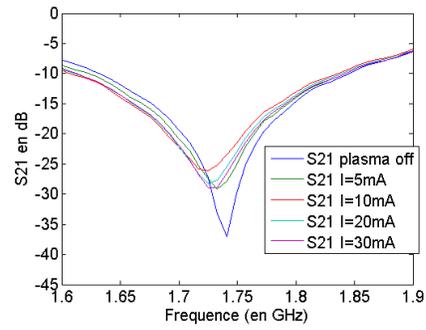
	$F_{r1}$	$F_{r2}$	$F_{r3}$
plasma off	$644MHz$	$1.741GHz$	$3.005GHz$
$I = 5mA$	$628MHz$	$1.733GHz$	$3.005GHz$
Excursion	$-2.4845\%$	$-0.4595\%$	$0\%$
$I = 10mA$	$620MHz$	$1.725GHz$	$3.005GHz$
Excursion	$-3.7267\%$	$-0.9190\%$	$0\%$
$I = 20mA$	$620MHz$	$1.725GHz$	$2.997GHz$
Excursion	$-3.7267\%$	$-0.9190\%$	$-0.2662\%$
$I = 30mA$	$620MHz$	$1.725GHz$	$2.989GHz$
Excursion	$-3.7267\%$	$-0.9190\%$	$-0.5324\%$

### Commentaire

En fixant la pression à  $P = 50Torr$ , on fait varier le courant de  $I = 5mA$  à  $I = 30mA$ , en augmentant la tension aux bornes des électrodes de  $301V$  à  $312V$ . L'augmentation du courant se traduit par une plus forte intensité lumineuse de la lueur négative de la décharge plasma et par une réponse électrique RF différente, en particulier au niveau des pertes qui s'accroissent. On note que le plasma se comporte principalement comme un conducteur sur l'ensemble de ces mesures. En augmentant la pression, on a accentué le caractère conducteur de la décharge plasma au niveau des basses fréquences et ajouté une forte accentuation de l'excursion en négatif. A partir de  $F_{r4}$ , le niveau de pertes et de bruit sont trop importants pour relever les fréquences de résonance.

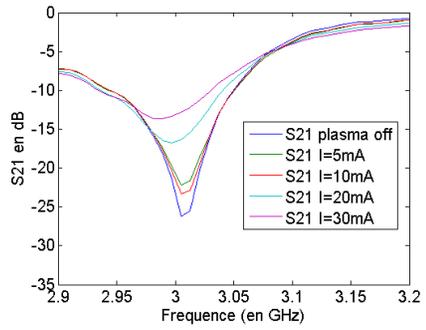


a)

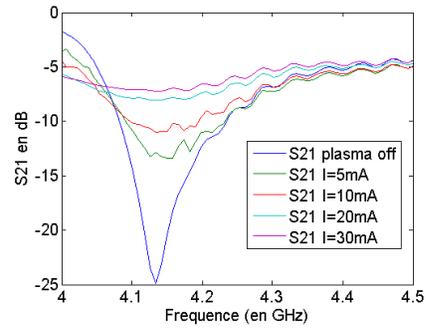


b)

FIGURE D.13 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r1}$  a) et de  $F_{r2}$  b)



a)



b)

FIGURE D.14 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r3}$  a) et de  $F_{r4}$  b)

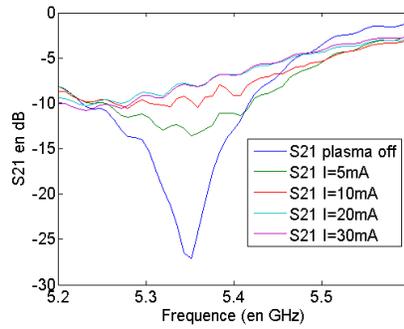


FIGURE D.15 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r5}$

### D.3 Prototype troisième version

Sur cette version du prototype, on améliore encore la tenue mécanique en ajoutant des couches de plexiglas juste au dessus des électrodes, de façon à éliminer les petits gaps d'air présent au dessus des électrodes. Par ailleurs, ayant obtenu des résultats assez différents sur les deux premières mesures, on cherche ici à effectuer des mesures similaires pour  $d = 30mm$  et mettre en évidence les éventuels problèmes de reproductibilité.

On réalise des mesures pour  $d = 30mm$  uniquement pour des pressions avec du Néon/Xénon 1% (classe industrielle) pour des pressions  $P = 3Torr$ ,  $P = 5Torr$  et  $P = 10Torr$ , puis avec de l'hélium (classe 5.0) pour des pressions allant de  $P = 3Torr$  à  $P = 20Torr$ . On effectue ces mesures selon deux régimes de gaz, que l'on souhaite comparer : le régime en flux continu (utilisé jusqu'à présent) et le régime statique.

### D.3.1 Mesure à $P = 3Torr$

#### Paramètres des décharges plasma DC générées en Flux continu

Ces décharges plasma DC sont générés avec Néon/Xénon en flux continu.

Courant	Tension
$1.5mA$	$752V$
$2mA$	$796V$

#### Fréquences de résonances et niveau d excursion mesurés

	$F_{r1}$	$F_{r2}$	$F_{r3}$	$F_{r4}$	$F_{r5}$
plasma off	$644MHz$	$1.731GHz$	$2.986GHz$	$4.106GHz$	$5.302GHz$
$I = 1.5mA$	$638MHz$	$1.731GHz$	$2.984GHz$	$4.111GHz$	$5.305GHz$
Excursion	$-0.9317\%$	$0\%$	$-0.0670\%$	$0.1218\%$	$0.0566\%$
$I = 2mA$	$636MHz$	$1.731GHz$	$2.984GHz$	$4.112GHz$	$5.307GHz$
Excursion	$-1.2422\%$	$0\%$	$-0.0670\%$	$0.1461\%$	$0.0943\%$

#### Commentaire

On parvient sur cette version du prototype à générer des décharges plasmas DC au sein de la cavité, en flux continu avec du Néon/Xénon, à la pression  $P = 3Torr$ . On fait varier le courant de  $I = 1.5mA$  à  $I = 2mA$ , en augmentant la tension aux bornes des électrodes de  $752V$  à  $796V$ . L'augmentation du courant se traduit par une plus forte intensité lumineuse de la lueur négative de la décharge plasma ainsi que par une réponse électrique RF différente, en particulier au niveau des pertes qui s'accroissent. On obtient un maximum d'excursion de fréquentielle, au niveau de  $F_{r4}$ , de  $0.1218\%$  pour  $I = 1.5mA$  et de  $0.1461\%$  pour  $I = 2mA$ , ce qui reste faible. On peut estimer une fréquence de transition  $f_t$  située entre  $F_{r3}$  et  $F_{r4}$  pour  $I = 1.5mA$  et  $I = 2mA$ .

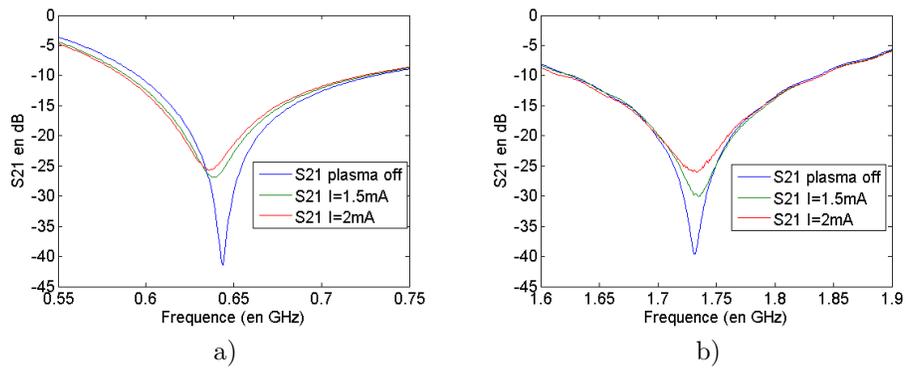


FIGURE D.16 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r1}$  a) et de  $F_{r2}$  b)

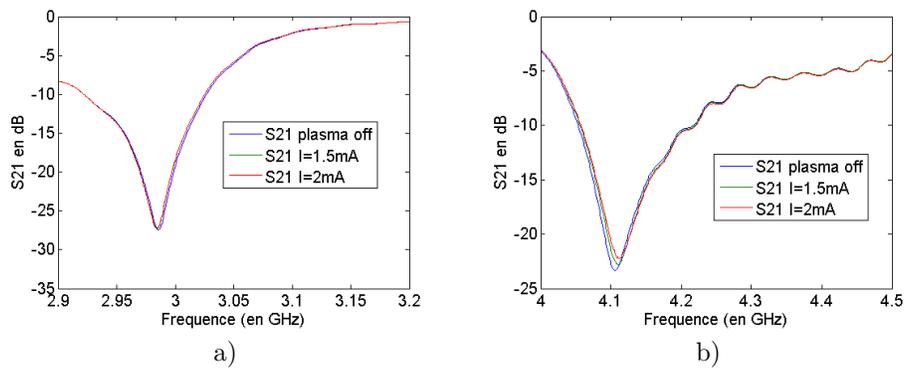


FIGURE D.17 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r3}$  a) et de  $F_{r4}$  b)

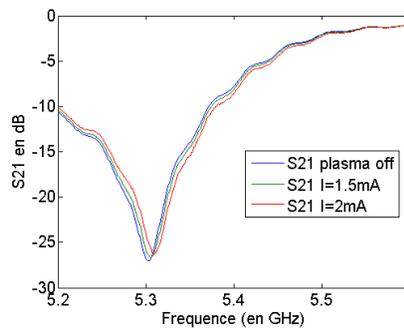


FIGURE D.18 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r5}$

## Paramètres des décharges plasma DC générées en statique

Ces décharges plasma DC sont générés avec Néon/Xénon en régime statique.

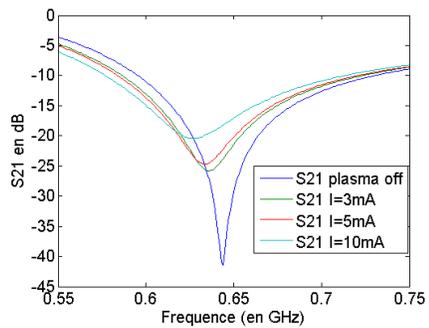
Courant	Tension
$3mA$	$800V$
$5mA$	$875V$
$10mA$	$1054V$

## Fréquences de résonances et niveau d excursion mesurés

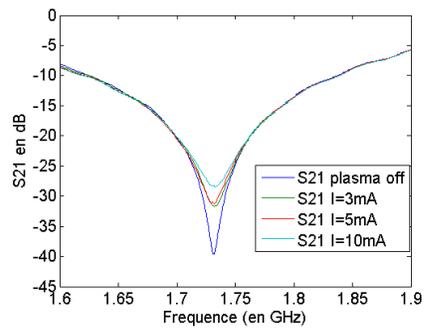
	$F_{r1}$	$F_{r2}$	$F_{r3}$	$F_{r4}$	$F_{r5}$
plasma off	$644MHz$	$1.731GHz$	$2.986GHz$	$4.106GHz$	$5.302GHz$
$I = 3mA$	$636MHz$	$1.732GHz$	$2.987GHz$	$4.117GHz$	$5.306GHz$
Excursion	$-1.2422\%$	$0.0578\%$	$0.0335\%$	$0.2679\%$	$0.0754\%$
$I = 5mA$	$633MHz$	$1.732GHz$	$2.99GHz$	$4.126GHz$	$5.307GHz$
Excursion	$-1.7081\%$	$0.0578\%$	$0.1340\%$	$0.4871\%$	$0.0943\%$
$I = 10mA$	$627MHz$	$1.733GHz$	$3.003GHz$	$4.148GHz$	$5.314GHz$
Excursion	$-2.6398\%$	$0.1155\%$	$0.5693\%$	$1.0229\%$	$0.2263\%$

## Commentaire

On génère, en régime statique, avec du Néon/Xénon, des décharges plasma DC au sein de la cavité à la pression  $P = 3Torr$ . On fait varier le courant de  $I = 3mA$  à  $I = 10mA$ , en augmentant la tension aux bornes des électrodes de  $800V$  à  $1054V$ . L'augmentation du courant se traduit par une plus forte intensité lumineuse de la lueur négative de la décharge plasma et une réponse électrique RF différente, en particulier au niveau des pertes qui s'accroissent. On obtient un maximum d'excursion de fréquentielle, au niveau de  $F_{r4}$ , de  $1.0229\%$  pour  $I = 10mA$ . On peut estimer une fréquence de transition  $f_t$  située entre  $F_{r1}$  et  $F_{r2}$  pour l'ensemble des valeurs de courants mesurés.

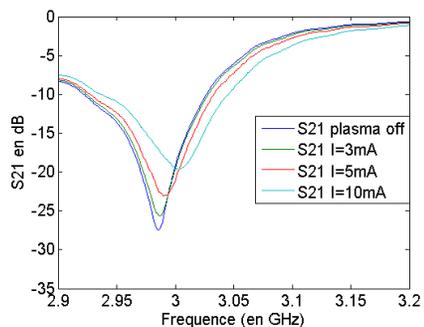


a)

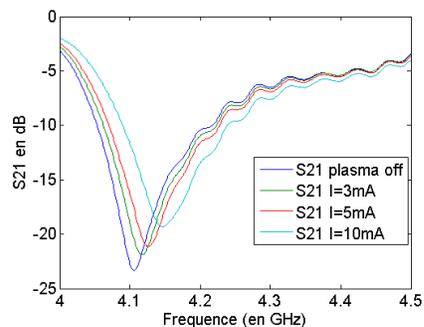


b)

FIGURE D.19 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r1}$  a) et de  $F_{r2}$  b)



a)



b)

FIGURE D.20 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r3}$  a) et de  $F_{r4}$  b)

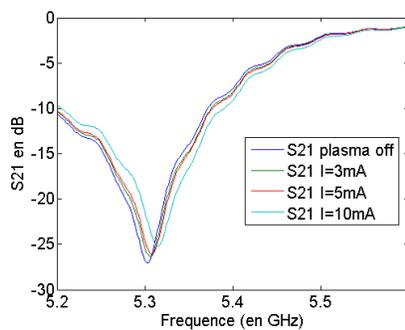


FIGURE D.21 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r5}$

### D.3.2 Mesure à $P = 5Torr$

#### Paramètres des décharges plasma DC générées en Flux continu

Ces décharges plasma DC sont générés avec Néon/Xénon en flux continu.

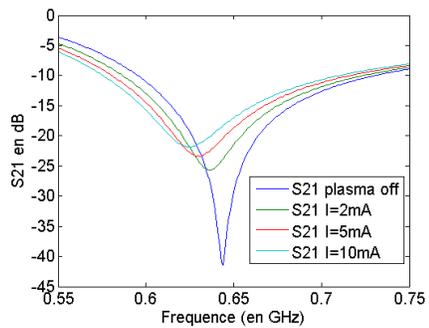
Courant	Tension
$2mA$	$507V$
$5mA$	$650V$
$10mA$	$825V$

#### Fréquences de résonances et niveau d excursion mesurés

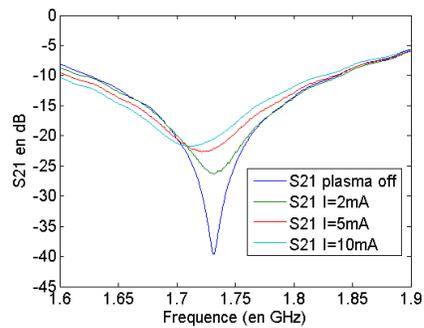
	$F_{r1}$	$F_{r2}$	$F_{r3}$	$F_{r4}$	$F_{r5}$
plasma off	$644MHz$	$1.731GHz$	$2.986GHz$	$4.106GHz$	$5.302GHz$
$I = 2mA$	$636MHz$	$1.732GHz$	$2.986GHz$	$4.11GHz$	$5.309GHz$
Excursion	$-1.2422\%$	$0.0578\%$	$0\%$	$0.0974\%$	$0.1320\%$
$I = 5mA$	$631MHz$	$1.724GHz$	$2.986GHz$	$4.119GHz$	$5.319GHz$
Excursion	$-2.0186\%$	$-0.4044\%$	$0\%$	$0.3166\%$	$0.3206\%$
$I = 10mA$	$625MHz$	$1.711GHz$	$2.986GHz$	$4.127GHz$	
Excursion	$-2.9503\%$	$-1.1554\%$	$0\%$	$0.5114\%$	

#### Commentaire

On génère des décharges plasmas DC au sein de la cavité, en flux continu avec du Néon/Xénon, à la pression  $P = 5Torr$ . On fait varier le courant de  $I = 2mA$  à  $I = 10mA$ , en augmentant la tension aux bornes des électrodes de  $507V$  à  $825V$ . L'augmentation du courant se traduit par une plus forte intensité lumineuse de la lueur négative de la décharge plasma et par une réponse électrique RF différente, en particulier au niveau de pertes qui s'accroissent. On obtient un maximum d'excursion de fréquentielle, au niveau de  $F_{r4}$ , de  $0.5114\%$  pour  $I = 10mA$ . On peut estimer une fréquence de transition  $f_t$  située entre  $F_{r2}$  et  $F_{r3}$  pour l'ensemble des valeurs de courants mesurés.

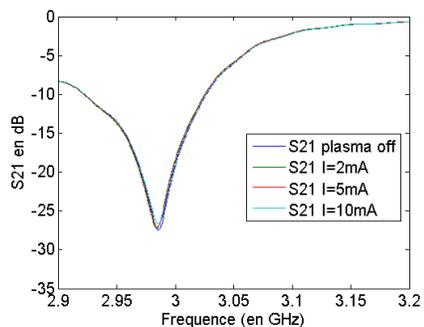


a)

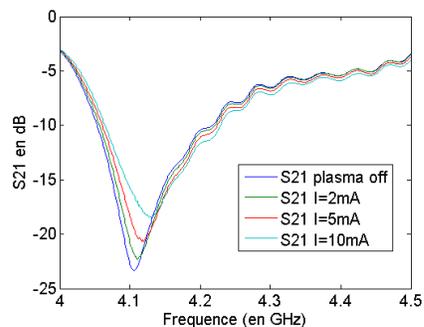


b)

FIGURE D.22 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r1}$  a) et de  $F_{r2}$  b)



a)



b)

FIGURE D.23 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r3}$  a) et de  $F_{r4}$  b)

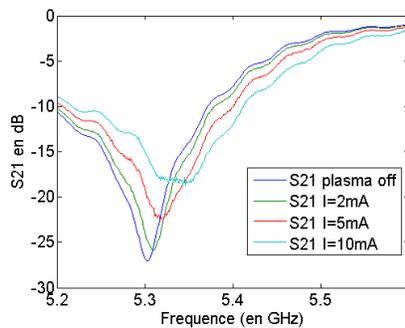


FIGURE D.24 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r5}$

## Paramètres des décharges plasma DC générées en statique

Ces décharges plasma DC sont générés avec Néon/Xénon en régime statique.

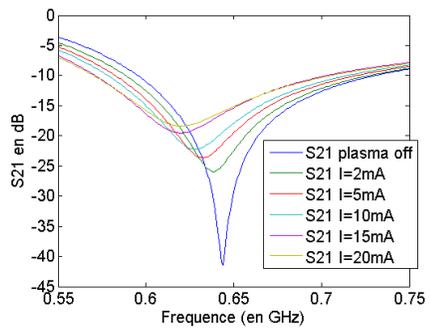
Courant	Tension
$2mA$	$518V$
$5mA$	$578V$
$10mA$	$700V$
$15mA$	$817V$
$20mA$	$943V$

## Fréquences de résonances et niveau d'excursion mesurés

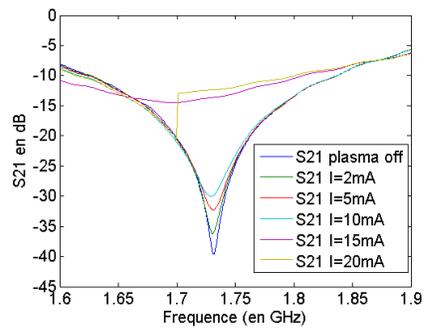
	$F_{r1}$	$F_{r2}$	$F_{r3}$	$F_{r4}$	$F_{r5}$
plasma off	$644MHz$	$1.731GHz$	$2.986GHz$	$4.106GHz$	$5.302GHz$
$I = 2mA$	$639MHz$	$1.731GHz$	$2.987GHz$	$4.114GHz$	$5.303GHz$
Excursion	$-0.7764\%$	$0\%$	$0.0335\%$	$0.1948\%$	$0.0189\%$
$I = 5mA$	$633MHz$	$1.731GHz$	$2.991GHz$	$4.127GHz$	$5.308GHz$
Excursion	$-1.7081\%$	$0\%$	$0.1674\%$	$0.5114\%$	$0.1132\%$
$I = 10mA$	$629MHz$	$1.729GHz$	$3GHz$	$4.151GHz$	$5.314GHz$
Excursion	$-2.3292\%$	$-0.1155\%$	$0.4689\%$	$1.0960\%$	$0.2263\%$
$I = 15mA$	$619MHz$			$4.127GHz$	$5.307GHz$
Excursion	$-3.8820\%$			$0.5114\%$	$0.0943\%$
$I = 20mA$	$620MHz$			$4.134GHz$	$5.312GHz$
Excursion	$-3.7267\%$			$0.6819\%$	$0.1886\%$

## Commentaire

On génère, en régime statique, avec du Néon/Xénon, des décharges plasma DC au sein de la cavité à la pression  $P = 5.26Torr$ . On fait varier le courant de  $I = 2mA$  à  $I = 20mA$ , en augmentant la tension aux bornes des électrodes de  $518V$  à  $943V$ . L'augmentation du courant se traduit par une plus forte intensité lumineuse de la lueur négative de la décharge plasma et par une réponse électrique RF différente, en particulier au niveau des pertes qui s'accroissent. On obtient un maximum d'excursion de frérentielle, au niveau de  $F_{r4}$ , de  $1.0960\%$  pour  $I = 10mA$ . On peut estimer une fréquence de transition  $f_t$  située entre  $F_{r2}$  et  $F_{r3}$  pour l'ensemble des valeurs de courants mesurés. Notons que bien que les paramètres de décharges plasma (le courant  $I$  et la tension aux bornes des électrodes  $E$ ) soient proches entre les mesures effectués en flux continu et en statique, la réponse électrique RF diffère sensiblement, ce qui soulève une indétermination des conditions d'excitations au sein de la cavité.

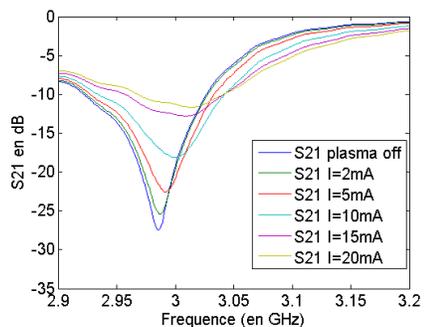


a)

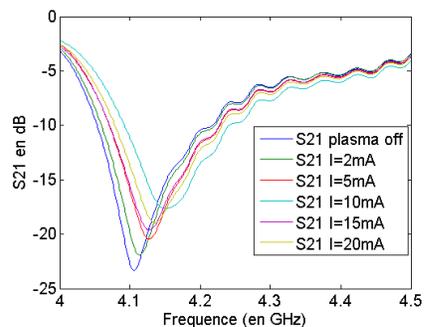


b)

FIGURE D.25 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r1}$  a) et de  $F_{r2}$  b)



a)



b)

FIGURE D.26 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r3}$  a) et de  $F_{r4}$  b)

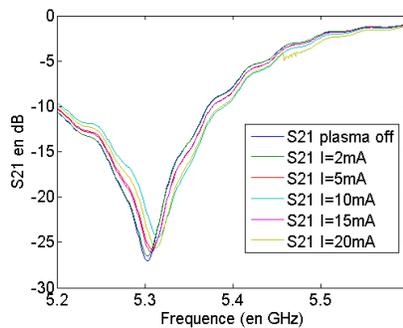


FIGURE D.27 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r5}$

### D.3.3 Mesure à $P = 10Torr$

#### Paramètres des décharges plasma DC générées en Flux continu

Ces décharges plasma DC sont générés avec Néon/Xénon en flux continu.

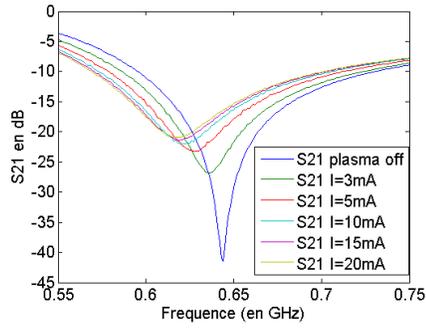
Courant	Tension
$3mA$	$421V$
$5mA$	$442V$
$10mA$	$544V$
$15mA$	$614V$
$20mA$	$669V$

#### Fréquences de résonances et niveau d excursion mesurés

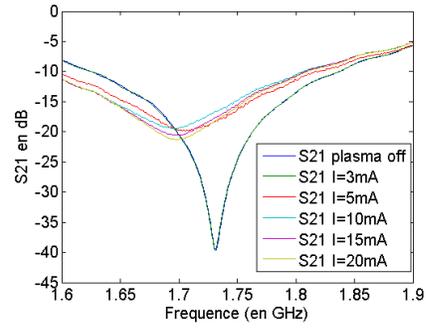
	$F_{r1}$	$F_{r2}$	$F_{r3}$	$F_{r4}$	$F_{r5}$
plasma off	$644MHz$	$1.731GHz$	$2.986GHz$	$4.106GHz$	$5.302GHz$
$I = 3mA$	$636MHz$	$1.731GHz$		$4.129GHz$	$5.302GHz$
Excursion	$-1.2422\%$	$0\%$		$0.5602\%$	$0\%$
$I = 5mA$	$628MHz$	$1.706GHz$		$4.115GHz$	$5.302GHz$
Excursion	$-2.4845\%$	$-1.4443\%$		$0.2192\%$	$0\%$
$I = 10mA$	$621MHz$	$1.694GHz$		$4.114GHz$	$5.302GHz$
Excursion	$-3.5714\%$	$-2.1375\%$		$0.1948\%$	$0\%$
$I = 15mA$	$619MHz$	$1.698GHz$	$2.984GHz$	$4.111GHz$	
Excursion	$-3.8820\%$	$-1.9064\%$	$-0.0670\%$	$0.1218\%$	
$I = 20mA$	$617MHz$	$1.699GHz$	$2.983GHz$	$4.126GHz$	
Excursion	$-4.1925\%$	$-1.8486\%$	$-0.1005\%$	$0.4871\%$	

#### Commentaire

On génère des décharges plasmas DC au sein de la cavité, en flux continu avec du Néon/Xénon, à la pression  $P = 10Torr$ . On fait varier le courant de  $I = 3mA$  à  $I = 20mA$ , en augmentant la tension aux bornes des électrodes de  $421V$  à  $669V$ . L'augmentation du courant se traduit par une plus forte intensité lumineuse de la lueur négative de la décharge plasma et par une réponse électrique RF différente, en particulier au niveau des pertes qui s'accroissent. On obtient un maximum d'excursion de fréquentielle, au niveau de  $F_{r4}$ , de  $0.5602\%$  pour  $I = 3mA$ . On peut estimer une fréquence de transition  $f_t$  située entre  $F_{r3}$  et  $F_{r4}$  pour l'ensemble des valeurs de courants mesurés. Le niveau de pertes et de bruit sont parfois trop importants pour relever les fréquences de résonance.

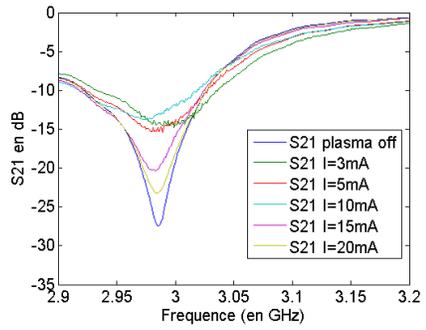


a)

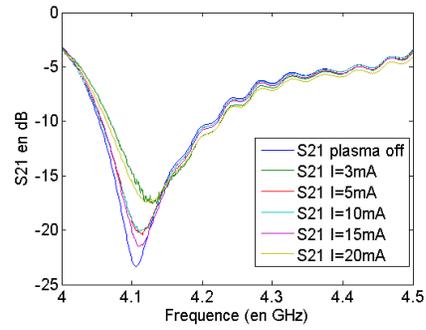


b)

FIGURE D.28 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r1}$  a) et de  $F_{r2}$  b)



a)



b)

FIGURE D.29 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r3}$  a) et de  $F_{r4}$  b)

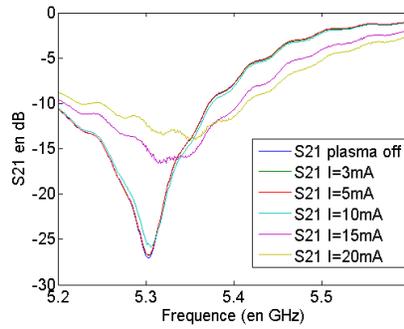


FIGURE D.30 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r5}$

## Paramètres des décharges plasma DC générées en Statique

Ces décharges plasma DC sont générés avec Néon/Xénon en régime statique.

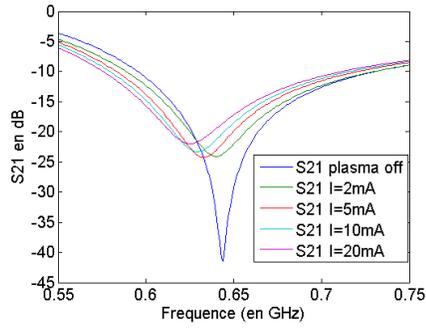
Courant	Tension
$2mA$	$436V$
$5mA$	$450V$
$10mA$	$509V$
$20mA$	$654V$

## Fréquences de résonances et niveau d excursion mesurés

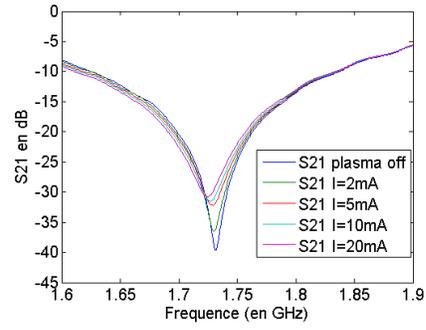
	$F_{r1}$	$F_{r2}$	$F_{r3}$	$F_{r4}$	$F_{r5}$
plasma off	$644MHz$	$1.731GHz$	$2.986GHz$	$4.106GHz$	$5.302GHz$
$I = 2mA$	$639MHz$	$1.73GHz$	$2.987GHz$	$4.115GHz$	$5.303GHz$
Excursion	$-0.7764\%$	$-0.0578\%$	$0.0335\%$	$0.2192\%$	$0.0189\%$
$I = 5mA$	$633MHz$	$1.729GHz$	$2.991GHz$		$5.311GHz$
Excursion	$-1.7081\%$	$-0.1155\%$	$0.1674\%$		$0.1697\%$
$I = 10mA$	$629MHz$	$1.727GHz$			$5.318GHz$
Excursion	$-2.3292\%$	$-0.2311\%$			$0.3018\%$
$I = 20mA$	$624MHz$	$1.724GHz$			
Excursion	$-3.1056\%$	$-0.4044\%$			

## Commentaire

On génère, en régime statique, avec du Néon/Xénon, des décharges plasma DC au sein de la cavité à la pression  $P = 10Torr$ . On fait varier le courant de  $I = 2mA$  à  $I = 20mA$ , en augmentant la tension aux bornes des électrodes de  $436V$  à  $654V$ . L'augmentation du courant se traduit par une plus forte intensité lumineuse de la lueur négative de la décharge plasma et par une réponse électrique RF différente, en particulier au niveau des pertes qui s'accroissent. On obtient un maximum d'excursion de fréquentielle, au niveau de  $F_{r5}$ , de  $0.3018\%$  pour  $I = 10mA$ . On peut estimer une fréquence de transition  $f_t$  située entre  $F_{r2}$  et  $F_{r3}$  pour l'ensemble des valeurs de courants mesurés. Notons que bien que les paramètres de décharges plasma (le courant  $I$  et la tension aux bornes des électrodes  $E$ ) soient proches entre les mesures effectuées en flux continu et en statique, la réponse électrique RF diffère sensiblement, ce qui soulève une indétermination des conditions d'excitations au sein de la cavité.

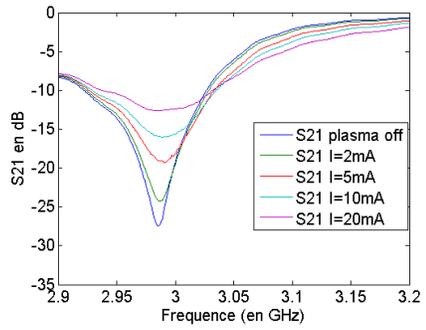


a)

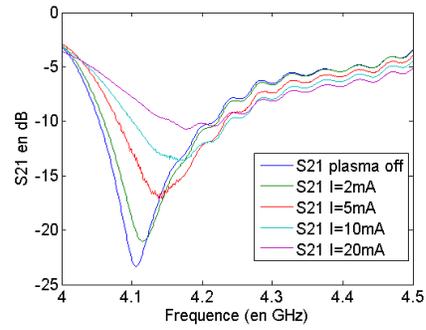


b)

FIGURE D.31 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r1}$  a) et de  $F_{r2}$  b)



a)



b)

FIGURE D.32 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r3}$  a) et de  $F_{r4}$  b)

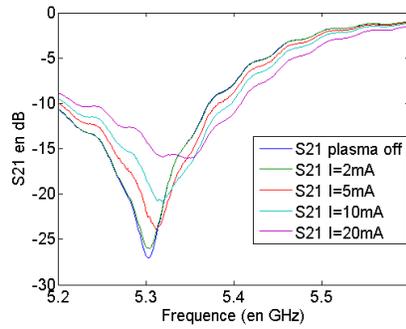


FIGURE D.33 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r5}$

### D.3.4 Mesure en statique avec de l'hélium

#### Paramètres des décharges plasma DC générées en régime statique

Ces décharges plasma DC sont générés avec de l'hélium en régime statique.

Pression	Courant	Tension
$P = 10Torr$	$5mA$	$725V$
$P = 10Torr$	$10mA$	$940V$
$P = 3Torr$	$5mA$	$1090V$
$P = 7Torr$	$2mA$	$747V$
$P = 7Torr$	$5mA$	$859V$
$P = 7Torr$	$10mA$	$1028V$

#### Fréquences de résonances et niveau d'excursion mesurés

	$F_{r1}$	$F_{r2}$	$F_{r3}$	$F_{r4}$	$F_{r5}$
plasma off	$644MHz$	$1.731GHz$	$2.986GHz$	$4.106GHz$	$5.302GHz$
$P = 10Torr, I = 5mA$ Excursion	$632MHz$ $-1.8634\%$	$1.726GHz$ $-0.2889\%$	$2.984GHz$ $-0.0670\%$	$4.115GHz$ $0.2192\%$	
$P = 10Torr, I = 10mA$ Excursion					
$P = 3Torr, I = 5mA$ Excursion					
$P = 7Torr, I = 2mA$ Excursion	$640MHz$ $-0.6211\%$	$1.732GHz$ $0.0578\%$	$2.987GHz$ $0.0335\%$	$4.108GHz$ $0.0487\%$	$5.298GHz$ $-0.0754\%$
$P = 7Torr, I = 5mA$ Excursion	$629MHz$ $-2.3292\%$	$1.73GHz$ $-0.0578\%$	$2.992GHz$ $0.2009\%$	$4.114GHz$ $0.1948\%$	$5.303GHz$ $0.0189\%$
$P = 7Torr, I = 10mA$ Excursion				$4.145GHz$ $0.9498\%$	$5.318GHz$ $0.3018\%$

#### Commentaire

On génère, en régime statique, avec de l'hélium (classe 5), des décharges plasma DC au sein de la cavité à des pressions allant de  $P = 3Torr$  à  $P = 10Torr$ . On fait varier le courant, en augmentant la tension aux bornes des électrodes. L'augmentation du courant se traduit par une plus forte intensité lumineuse de la lueur négative de la décharge plasma et par une réponse électrique RF différente, en particulier au niveau de pertes qui s'accroissent. On obtient un maximum d'excursion de fréquentielle, au niveau de  $F_{r4}$ , de  $0.9498\%$  pour  $P = 7Torr, I = 10mA$ . L'hélium disposant d'une fréquence de collision plus importante que le Néon/Xénon, on constate comme attendu que les niveaux de bruit et de pertes sont plus importants avec l'hélium. Sur la majeure partie des mesures réalisées, le niveau de bruit et de pertes sont trop importants pour relever les fréquences de résonance.

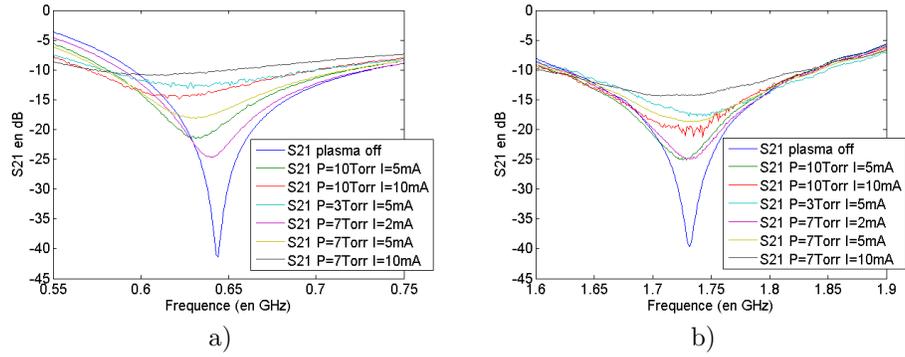


FIGURE D.34 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r1}$  a) et de  $F_{r2}$  b)

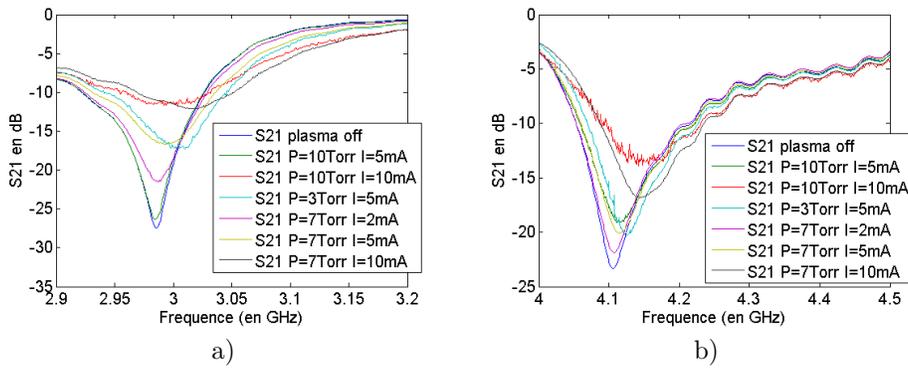


FIGURE D.35 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r3}$  a) et de  $F_{r4}$  b)

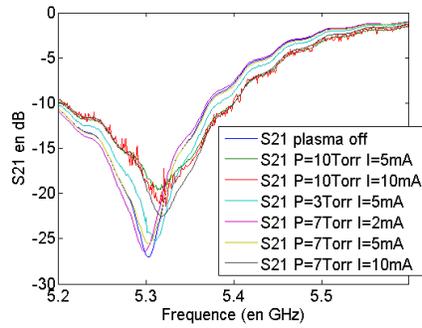


FIGURE D.36 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r5}$

### D.3.5 Mesure à $P = 20Torr$ en statique avec de l'hélium

#### Paramètres des décharges plasma DC générées en régime statique

Ces décharges plasma DC sont générés avec de l'hélium en régime statique.

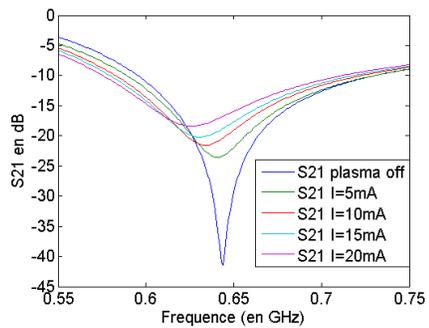
Courant	Tension
$5mA$	$E = 672V$
$10mA$	$E = 700V$
$15mA$	$E = 767V$
$20mA$	$E = 825V$

#### Fréquences de résonances et niveau d'excursion mesurés

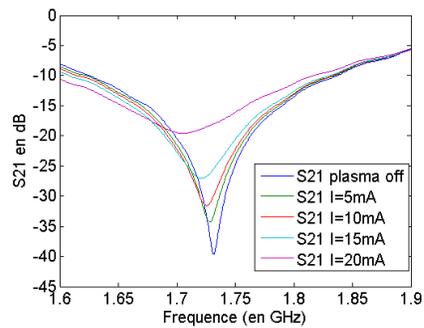
	$F_{r1}$	$F_{r2}$	$F_{r3}$	$F_{r4}$	$F_{r5}$
plasma off	$644MHz$	$1.731GHz$	$2.986GHz$	$4.106GHz$	$5.302GHz$
$I = 5mA$	$640MHz$	$1.728GHz$	$2.984GHz$	$4.12GHz$	$5.307GHz$
Excursion	$-0.6211\%$	$-0.1733\%$	$-0.0670\%$	$0.3410\%$	$0.0943\%$
$I = 10mA$	$634MHz$	$1.725GHz$	$2.982GHz$		$5.31GHz$
Excursion	$-1.5528\%$	$-0.3466\%$	$-0.1340\%$		$0.1509\%$
$I = 15mA$	$630MHz$	$1.721GHz$	$2.984GHz$		
Excursion	$-2.1739\%$	$-0.5777\%$	$-0.0670\%$		
$I = 20mA$	$626MHz$	$1.705GHz$	$2.981GHz$	$4.11GHz$	$5.311GHz$
Excursion	$-2.7950\%$	$-1.5020\%$	$-0.1674\%$	$0.0974\%$	$0.1697\%$

#### Commentaire

On génère, en régime statique, avec de l'hélium (classe 5), des décharges plasma DC au sein de la cavité, pour  $P = 20Torr$ . On fait varier le courant de  $I = 5mA$  à  $I = 20mA$ , en augmentant la tension aux bornes des électrodes de  $672V$  à  $825V$ . L'augmentation du courant se traduit par une plus forte intensité lumineuse de la lueur négative de la décharge plasma et par une réponse électrique RF différente, en particulier au niveau de pertes qui s'accroissent. On obtient un maximum d'excursion de fréquentielle, au niveau de  $F_{r4}$ , de  $0.341\%$  pour  $I = 5mA$ . L'hélium disposant d'une fréquence de collision plus importante que le Néon/Xénon, on constate comme attendu que les niveaux de bruit et de pertes sont plus importants avec l'hélium. On peut estimer une fréquence de transition  $f_t$  située entre  $F_{r3}$  et  $F_{r4}$  pour l'ensemble des valeurs de courants mesurés.

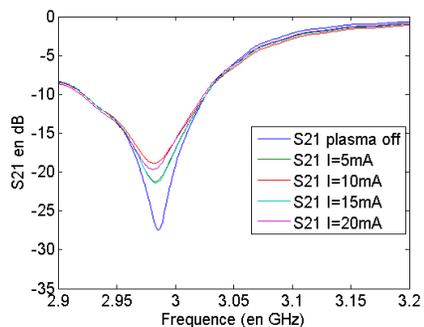


a)

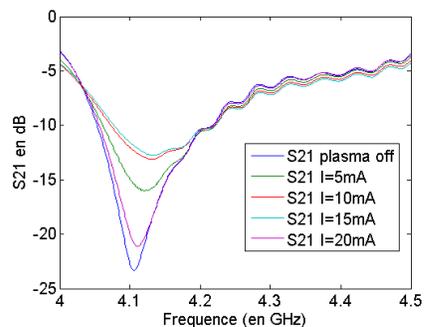


b)

FIGURE D.37 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r1}$  a) et de  $F_{r2}$  b)



a)



b)

FIGURE D.38 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r3}$  a) et de  $F_{r4}$  b)

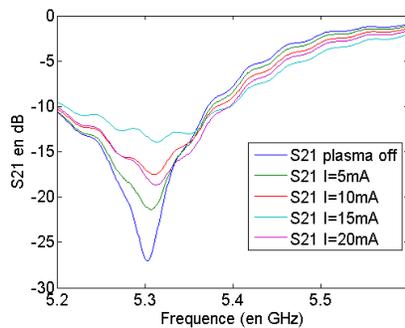


FIGURE D.39 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r5}$

## D.4 Prototype quatrième version

### Paramètres des décharges plasma DC générées en Flux continu

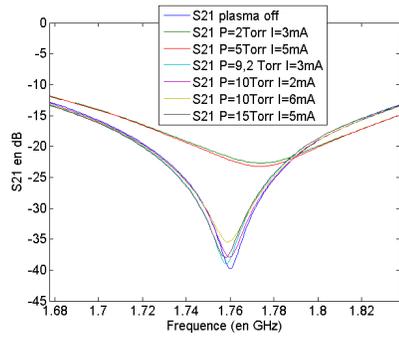
Ces décharges plasma DC sont générés avec Néon/Xénon en flux continu.

Pression	Courant	Tension
$P = 2Torr$	$I = 3mA$	$E = 1027V$
$P = 5Torr$	$I = 5mA$	$E = 550V$
$P = 9.2Torr$	$I = 3mA$	$E = 351V$
$P = 10Torr$	$I = 2mA$	$E = 328V$
$P = 10Torr$	$I = 6mA$	$E = 332V$
$P = 15Torr$	$I = 5mA$	$E = 315V$

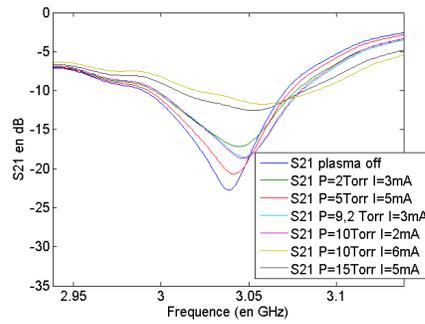
### Fréquences de résonances et niveau d excursion mesurés

	$F_{r2}$	$F_{r3}$	$F_{r4}$	$F_{r5}$
plasma off	1.7595GHz	3.0382GHz	4.1623GHz	5.3504GHz
$P = 2Torr, I = 3mA$	1.7745GHz	3.0442GHz	4.1813GHz	5.3604GHz
Excursion	0.8525%	0.1975%	0.4565%	0.1869%
$P = 5Torr, I = 5mA$	1.7745GHz	3.0412GHz	4.1623GHz	5.3574GHz
Excursion	0.8525%	0.0987%	0%	0.1308%
$P = 9.2Torr, I = 3mA$	1.7595GHz	3.0462GHz	4.1823GHz	5.3474GHz
Excursion	0%	0.2633%	0.4805%	-0.0561%
$P = 10Torr, I = 2mA$	1.7595GHz	3.0462GHz	4.1613GHz	5.3514GHz
Excursion	0%	0.2633%	-0.0240%	0.0187%
$P = 10Torr, I = 6mA$	1.7595GHz	3.0552GHz		
Excursion	0%	0.5595%		
$P = 15Torr, I = 5mA$	1.7585GHz	3.0522GHz	4.1813GHz	5.3494GHz
Excursion	-0.0568%	0.4608%	0.4565%	-0.0187%

**Commentaire** Sur cette version du prototype, on a doublé l'épaisseur de la cavité plasma, passant de 1mm à 2mm. On génère des décharges plasma DC, en flux continu avec du Néon/Xénon, pour des pressions allant de  $P = 2Torr$  à  $P = 15Torr$ . On fait varier le courant, en augmentant la tension aux bornes des électrodes. Dû au changement de l'épaisseur de la cavité plasma, on obtient des résultats différents des précédentes versions du prototype, en particulier concernant la fréquence de transition  $f_t$ . On obtient un maximum d'excursion fréquentielle, au niveau de  $F_{r2}$ , de 0.8525% pour  $P = 2Torr, I = 3mA$ .

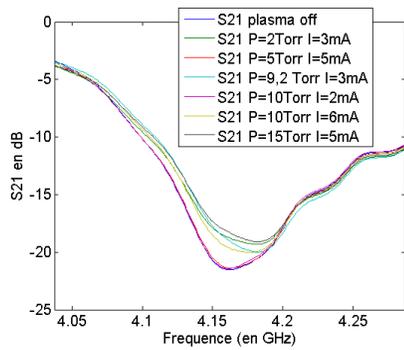


a)

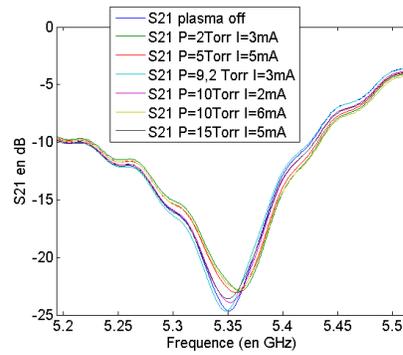


b)

FIGURE D.40 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r2}$  a) et de  $F_{r3}$  b)



a)



b)

FIGURE D.41 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{r4}$  a) et de  $F_{r5}$  b)

## Annexe E

# Mesure décharges plasma sur le ltre DBR d'ordre 1

De façon similaire aux mesures sur le résonateur en T, on effectue, à l'aide d'un kit TACTICAL, une calibration S.O.L.T (Short Open Load Through) sur deux ports, de l'analyseur de réseau vectoriel Agilent E5071C, en prenant en compte l'ensemble des câbles le reliant au filtre DBR d'ordre 1. Il s'agit de câbles reliant l'analyseur de réseau vectoriel aux hublots de l'enceinte à vide avec connectique SMA, des DC block, protégeant l'analyseur de réseau vectoriel, de tensions supérieures à 35V utilisés pour alimenter la décharge plasma et enfin de câbles allant jusqu'aux ports d'accès SMA du filtre DBR d'ordre 1.

On réalise le vide dans l'enceinte pour chaque mesure et entre chaque modification. Le niveau d'étanchéité nous permet d'obtenir, avec notre enceinte à vide, une pression de  $10^{-3}Torr$  au niveau de la bride. Une mesure, nommée par la suite *plasma o* est réalisée, en présence du gaz utilisé, pour chaque version du prototype réalisée. Cette mesure sert de référence pour les différents calculs d'excursion fréquentielle.

On fait une acquisition des paramètres S à partir de l'analyseur de réseau vectoriel en fichier s2p. On relève, ensuite à l'aide MATLAB les fréquences de résonance sur  $S_{21}$  pour chaque mesure effectuée et on calcule le niveau d'excursion fréquentielle pour chaque résonance par rapport à la mesure *plasma o* réalisée le même jour.

Les mesures sur le filtre DBR sont faites en allumant successivement les décharges plasmas DC ; on allume d'abord uniquement la décharge plasma BF , puis on allume uniquement la décharge plasma H.F et finalement on allume les deux décharges.

Ces mesures sont réalisées avec du Néon/Xénon 1% (classe industrielle) en flux continu pour trois pressions différentes dans un premier temps ;  $P = 3Torr$ ,  $P = 5Torr$  et  $P = 10Torr$ . Pour chaque pression, on fera varier le courant  $I$ . On réalise d'autre mesures sur le filtre DBR d'ordre 1, mais sur des pressions plus faibles ;  $P = 3Torr$  et  $P = 1.16Torr$ .

## E.1 Mesure à $P = 5Torr$ en Flux continu avec du Néon/Xénon

### E.1.1 Décharge plasma DC B.F ON

Paramètres des décharges plasma DC générées

Plasma B.F	Plasma H.F
$I = 1mA$ $E = 285V$	OFF
$I = 2mA$ $E = 292V$	OFF
$I = 3mA$ $E = 313V$	OFF

Fréquences de résonances et niveau d'excursion mesurés

	$F_{BF}$	$F_c$	$F_{HF}$
Plasma off	3.048GHz	3.219GHz	3.574GHz
$I = 1mA$	3.063GHz	3.236GHz	3.579GHz
Excursion	0.5003%	0.5281%	0.1399%
$I = 2mA$	3.067GHz	3.241GHz	3.579GHz
Excursion	0.6317%	0.6834%	0.1399%
$I = 3mA$	3.068GHz	3.256GHz	3.579GHz
Excursion	0.6562%	1.1494%	0.1399%

#### Commentaire

On parvient sur le filtre DBR à générer des décharges plasmas DC stable, au sein de la cavité, en flux continu avec du Néon/Xénon, à la pression  $P = 5Torr$ . On fait varier le courant de  $I = 1mA$  à  $I = 3mA$ , en augmentant la tension aux bornes des électrodes de 285V à 313V. L'augmentation du courant se traduit par une plus forte intensité lumineuse de la lueur négative de la décharge plasma et par une réponse électrique RF différente, en particulier au niveau des pertes qui s'accroissent, et au niveau de l'excursion fréquentielle de  $F_{BF}$  qui augmente. Ces mesures confirment qu'au delà de 3GHz, on s'assure d'être après la fréquence de transition  $f_T$  du plasma et par conséquent le plasma se comporte en diélectrique. En allumant la décharge plasma BF, on déplace le zéro de transmission BF et le pôle de transmission de  $F_c$  vers le haut, tandis que le zéro de transmission HF est très faiblement ou pas du tout modifié. On obtient un maximum d'excursion de fréquentielle, au niveau de  $F_{BF}$ , de 0.6562% pour  $I = 3mA$ , et au niveau de  $F_c$ , de 1.1494% pour  $I = 3mA$ .

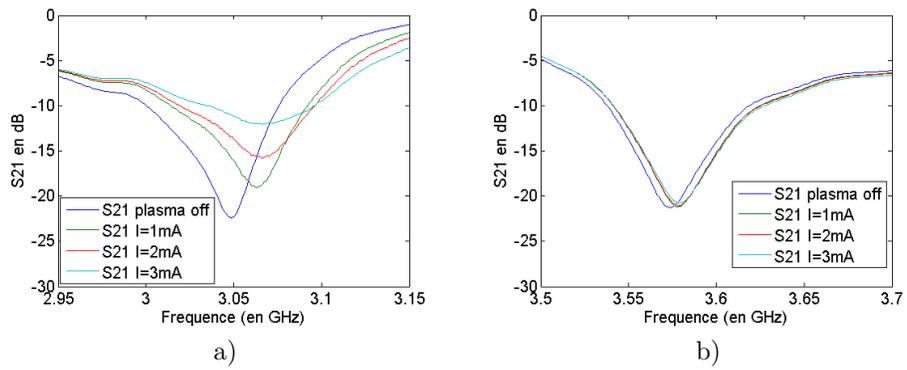


FIGURE E.1 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{BF}$  a) et de  $F_{HF}$  b)

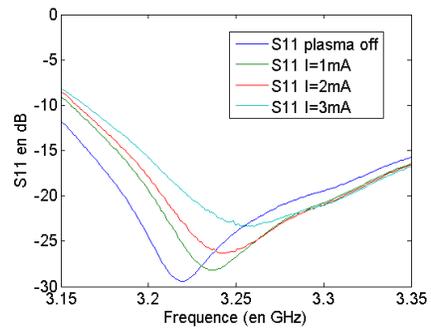


FIGURE E.2 – Paramètre  $S_{11}$  au niveau de  $F_c$

## E.1.2 Décharge plasma DC H.F ON

### Paramètres des décharges plasma DC générées

Plasma B.F	Plasma H.F
OFF	$I = 1mA$ $E = 290V$
OFF	$I = 2mA$ $E = 300V$
OFF	$I = 3mA$ $E = 310V$

### Fréquences de résonances et niveau d excursion mesurés

	$F_{BF}$	$F_c$	$F_{HF}$
Plasma off	3.048GHz	3.219GHz	3.574GHz
$I = 1mA$	3.057GHz	3.229GHz	3.59GHz
Excursion	0.2953%	0.3107%	0.4477%
$I = 2mA$	3.057GHz	3.238GHz	3.584GHz
Excursion	0.2953%	0.5902%	0.2798%
$I = 3mA$	3.057GHz		
Excursion	0.2953%		

### Commentaire

On parvient sur le filtre DBR à générer des décharges plasmas DC stable, au sein de la cavité, en flux continu avec du Néon/Xénon, à la pression  $P = 5Torr$ . On fait varier le courant de  $I = 1mA$  à  $I = 3mA$ , en augmentant la tension aux bornes des électrodes de 290V à 310V. L'augmentation du courant se traduit par une plus forte intensité lumineuse de la lueur négative de la décharge plasma et par une réponse électrique RF différente, en particulier au niveau des pertes qui s'accroissent, et au niveau de l'excursion fréquentielle de  $F_{HF}$  qui diminue. Ces mesures confirment qu'au delà de 3GHz, on s'assure d'être après la fréquence de transition  $f_T$  du plasma et par conséquent le plasma se comporte en diélectrique. En allumant la décharge plasma HF, on déplace le zéro de transmission HF et le pôle de transmission de  $F_c$  vers le haut, tandis que le zéro de transmission BF est très faiblement ou pas du tout modifié. On obtient un maximum d'excursion de fréquentielle, au niveau de  $F_{HF}$ , de 0.4477% pour  $I = 1mA$ , et au niveau de  $F_c$ , de 0.5902% pour  $I = 2mA$ .

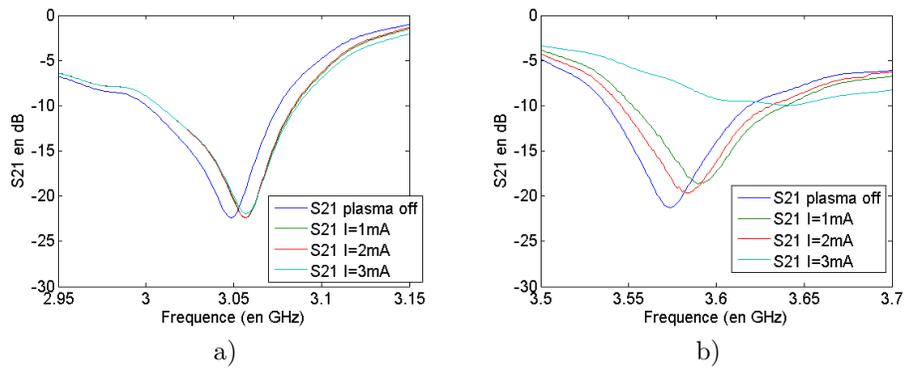


FIGURE E.3 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{BF}$  a) et de  $F_{HF}$  b)

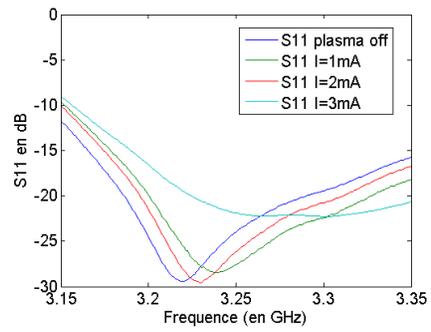


FIGURE E.4 – Paramètre  $S_{11}$  au niveau de  $F_c$

### E.1.3 Décharge plasma DC B.F et H.F ON

#### Paramètres des décharges plasma DC générées

Plasma B.F	Plasma H.F
$I = 1mA$ $E = 279V$	$I = 1mA$ $E = 279V$
$I = 2mA$ $E = 293V$	$I = 2mA$ $E = 300V$
$I = 3mA$ $E = 313V$	$I = 3mA$ $E = 310V$

#### Fréquences de résonances et niveau d'excursion mesurés

	$F_{BF}$	$F_c$	$F_{HF}$
Plasma off	3.048GHz	3.219GHz	3.574GHz
$I = 1mA$	3.059GHz	3.231GHz	3.584GHz
Excursion	0.3609%	0.3728%	0.2798%
$I = 2mA$	3.059GHz	3.235GHz	3.579GHz
Excursion	0.3609%	0.4970%	0.1399%
$I = 3mA$	3.068GHz		
Excursion	0.6562%		

#### Commentaire

On parvient sur le filtre DBR à générer des décharges plasmas DC stable, au sein de la cavité, en flux continu avec du Néon/Xénon, à la pression  $P = 5Torr$ . On fait varier le courant de  $I = 1mA$  à  $I = 3mA$ , en augmentant la tension aux bornes des électrodes de 279V à 313V. L'augmentation du courant se traduit par une plus forte intensité lumineuse de la lueur négative de la décharge plasma et par une réponse électrique RF différente, en particulier au niveau des pertes qui s'accroissent. Ces mesures confirment qu'au delà de 3GHz, on s'assure d'être après la fréquence de transition  $f_T$  du plasma et par conséquent le plasma se comporte en diélectrique. En allumant les deux décharges plasma, on déplace les deux zéros de transmission vers le haut. Le pôle de transmission, qui apparaît par recombinaison constructive des deux pôles, est d'autant plus modifié. On obtient un maximum d'excursion de fréquentielle, au niveau de  $F_{BF}$ , de 0.3609% pour  $I = 1mA$ , au niveau de  $F_c$ , de 0.3728% pour  $I = 1mA$  et au niveau de  $F_{HF}$ , de 0.2798% pour  $I = 1mA$ .

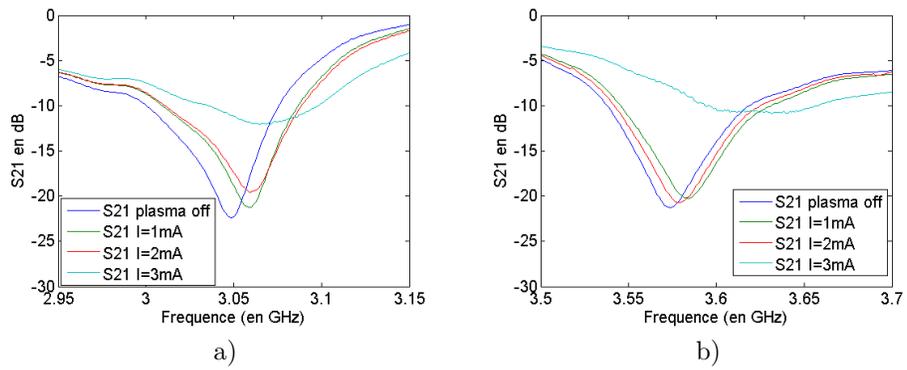


FIGURE E.5 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{BF}$  a) et de  $F_{HF}$  b)

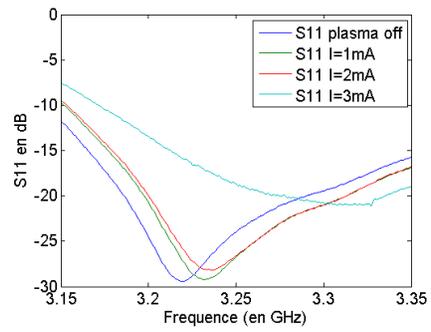


FIGURE E.6 – Paramètre  $S_{11}$  au niveau de  $F_c$

## E.2 Mesure à $P = 3Torr$ en Flux continu avec du Néon/Xénon

### E.2.1 Décharge plasma DC B.F ON

Paramètres des décharges plasma DC générées

Plasma B.F	Plasma H.F
$I = 1mA$ $E = 300V$	OFF
$I = 2mA$ $E = 335V$	OFF
$I = 3mA$ $E = 365V$	OFF
$I = 4mA$ $E = 404V$	OFF
$I = 5mA$ $E = 434V$	OFF

Fréquences de résonances et niveau d'excursion mesurés

	$F_{BF}$	$F_c$	$F_{HF}$
Plasma off	3.048GHz	3.219GHz	3.574GHz
$I = 1mA$	3.06GHz	3.231GHz	3.581GHz
Excursion	0.3937%	0.3728%	0.1959%
$I = 2mA$	3.061GHz	3.234GHz	3.581GHz
Excursion	0.4265%	0.4660%	0.1959%
$I = 3mA$	3.062GHz	3.234GHz	3.581GHz
Excursion	0.4593%	0.4660%	0.1959%
$I = 4mA$	3.067GHz	3.255GHz	3.581GHz
Excursion	0.6234%	1.1184%	0.1959%
$I = 5mA$	3.07GHz	3.257GHz	3.581GHz
Excursion	0.7218%	1.1805%	0.1959%

#### Commentaire

On parvient sur le filtre DBR à générer des décharges plasmas DC stable, au sein de la cavité, en flux continu avec du Néon/Xénon, à la pression  $P = 3Torr$ . On fait varier le courant de  $I = 1mA$  à  $I = 5mA$ , en augmentant la tension aux bornes des électrodes de 300V à 434V. L'augmentation du courant se traduit par une plus forte intensité lumineuse de la lueur négative de la décharge plasma et par une réponse électrique RF différente, en particulier au niveau des pertes qui s'accroissent, et au niveau de l'excursion fréquentielle de  $F_{BF}$  qui augmente. Ces mesures confirment qu'au delà de 3GHz, on s'assure d'être après la fréquence de transition  $f_T$  du plasma et par conséquent le plasma se comporte en diélectrique. En allumant la décharge plasma BF, on déplace le zéro de transmission BF et le pôle de transmission de  $F_c$  vers le haut, tandis que le zéro de transmission HF est très faiblement ou pas du tout modifié. On obtient un maximum d'excursion de fréquentielle, au niveau de  $F_{BF}$ , de 0.7218% pour  $I = 5mA$ , et au niveau de  $F_c$ , de 1.1805% pour  $I = 5mA$ .

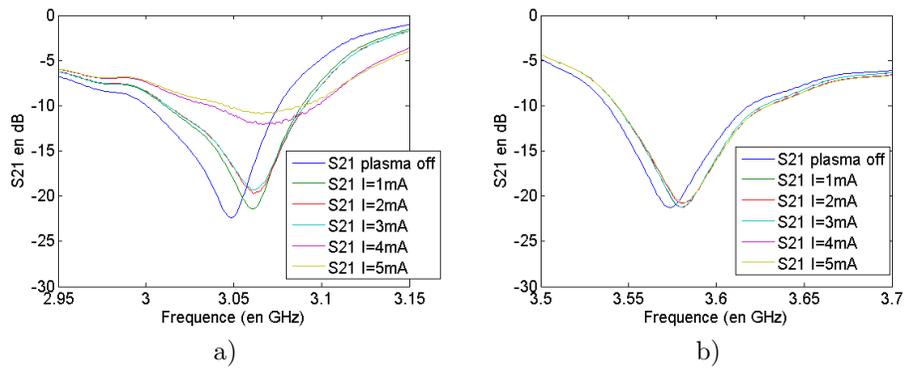


FIGURE E.7 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{BF}$  a) et de  $F_{HF}$  b)

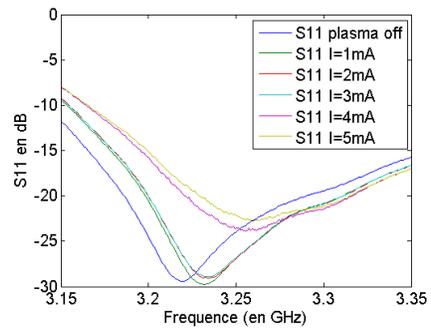


FIGURE E.8 – Paramètre  $S_{11}$  au niveau de  $F_c$

## E.2.2 Décharge plasma DC H.F ON

### Paramètres des décharges plasma DC générées

Plasma B.F	Plasma H.F
OFF	$I = 1mA$ $E = 310V$
OFF	$I = 2mA$ $E = 330V$
OFF	$I = 3mA$ $E = 382V$
OFF	$I = 4mA$ $E = 410V$
OFF	$I = 5mA$ $E = 450V$

### Fréquences de résonances et niveau d excursion mesurés

	$F_{BF}$	$F_c$	$F_{HF}$
Plasma off	3.048GHz	3.219GHz	3.574GHz
$I = 1mA$	3.059GHz	3.231GHz	3.584GHz
Excursion	0.3609%	0.3728%	0.2798%
$I = 2mA$	3.059GHz	3.231GHz	3.584GHz
Excursion	0.3609%	0.3728%	0.2798%
$I = 3mA$	3.059GHz	3.231GHz	3.584GHz
Excursion	0.3609%	0.3728%	0.2798%
$I = 4mA$	3.06GHz	3.257GHz	3.601GHz
Excursion	0.3937%	1.1805%	0.7555%
$I = 5mA$	3.06GHz	3.261GHz	3.605GHz
Excursion	0.3937%	1.3048%	0.8674%

### Commentaire

On parvient sur le filtre DBR à générer des décharges plasmas DC stable, au sein de la cavité, en flux continu avec du Néon/Xénon, à la pression  $P = 5Torr$ . On fait varier le courant de  $I = 1mA$  à  $I = 5mA$ , en augmentant la tension aux bornes des électrodes de 310V à 450V. L'augmentation du courant se traduit par une plus forte intensité lumineuse de la lueur négative de la décharge plasma et par une réponse électrique RF différente, en particulier au niveau des pertes qui s'accroissent, et au niveau de l'excursion fréquentielle de  $F_{HF}$  qui augmente. Ces mesures confirment qu'au delà de 3GHz, on s'assure d'être après la fréquence de transition  $f_T$  du plasma et par conséquent le plasma se comporte en diélectrique. En allumant la décharge plasma HF, on déplace le zéro de transmission HF et le pôle de transmission de  $F_c$  vers le haut, tandis que le zéro de transmission BF est très faiblement ou pas du tout modifié. On obtient un maximum d'excursion de fréquentielle, au niveau de  $F_{HF}$ , de 0.8674% pour  $I = 5mA$ , et au niveau de  $F_c$ , de 1.3048% pour  $I = 5mA$ .

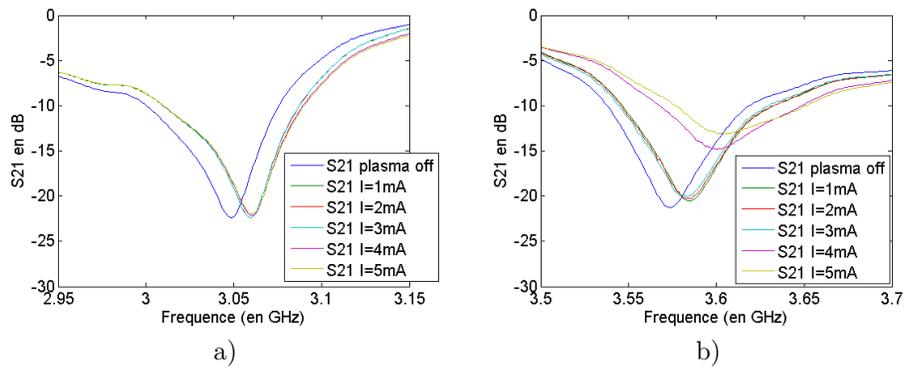


FIGURE E.9 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{BF}$  a) et de  $F_{HF}$  b)

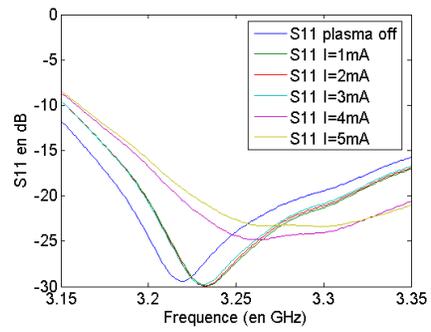


FIGURE E.10 – Paramètre  $S_{11}$  au niveau de  $F_c$

### E.2.3 Décharge plasma DC B.F et H.F ON

#### Paramètres des décharges plasma DC générées

Plasma B.F	Plasma H.F
$I = 1mA$ $E = 310V$	$I = 1mA$ $E = 320V$
$I = 2mA$ $E = 341V$	$I = 2mA$ $E = 347V$
$I = 3mA$ $E = 374V$	$I = 3mA$ $E = 385V$
$I = 4mA$ $E = 412V$	$I = 4mA$ $E = 430V$
$I = 5mA$ $E = 441V$	$I = 5mA$ $E = 470V$

#### Fréquences de résonances et niveau d'excursion mesurés

	$F_{BF}$	$F_c$	$F_{HF}$
Plasma off	3.048GHz	3.219GHz	3.574GHz
$I = 1mA$	3.06GHz	3.235GHz	3.585GHz
Excursion	0.3937%	0.4970%	0.3078%
$I = 2mA$	3.062GHz	3.237GHz	3.585GHz
Excursion	0.4593%	0.5592%	0.3078%
$I = 3mA$	3.062GHz	3.235GHz	3.587GHz
Excursion	0.4593%	0.4970%	0.3637%
$I = 4mA$	3.069GHz	3.304GHz	3.602GHz
Excursion	0.6890%	2.6406%	0.7834%
$I = 5mA$		3.311GHz	3.605GHz
Excursion		2.8580%	0.8674%

#### Commentaire

On parvient sur le filtre DBR à générer des décharges plasmas DC stable, au sein de la cavité, en flux continu avec du Néon/Xénon, à la pression  $P = 3Torr$ . On fait varier le courant de  $I = 1mA$  à  $I = 3mA$ , en augmentant la tension aux bornes des électrodes de 310V à 441V. L'augmentation du courant se traduit par une plus forte intensité lumineuse de la lueur négative de la décharge plasma et par une réponse électrique RF différente, en particulier au niveau des pertes qui s'accroissent. Ces mesures confirment qu'au delà de 3GHz, on s'assure d'être après la fréquence de transition  $f_T$  du plasma et par conséquent le plasma se comporte en diélectrique. En allumant les deux décharges plasma, on déplace les deux zéros de transmission vers le haut. Le pôle de transmission, qui apparait par recombinaison constructive des deux pôles, est d'autant plus modifié. On obtient un maximum d'excursion de fréquentielle, au niveau de  $F_{BF}$ , de 0.6890% pour  $I = 4mA$ , au niveau de  $F_c$ , de 2.6406% pour  $I = 4mA$  et au niveau de  $F_{HF}$ , de 0.7834% pour  $I = 4mA$ .

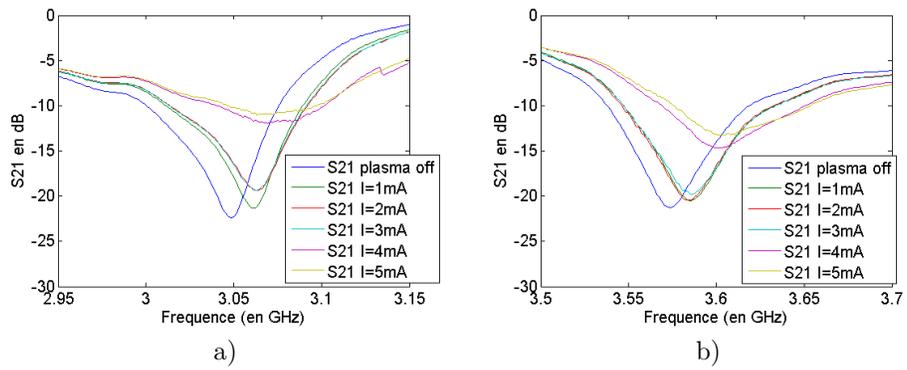


FIGURE E.11 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{BF}$  a) et de  $F_{HF}$  b)

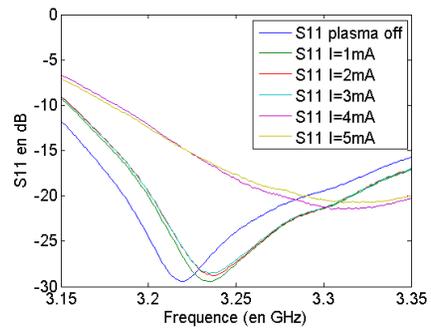


FIGURE E.12 – Paramètre  $S_{11}$  au niveau de  $F_c$

## E.3 Mesure à $P = 10Torr$ en Flux continu avec du Néon/Xénon

### E.3.1 Décharge plasma DC B.F ON

Paramètres des décharges plasma DC générées

Plasma B.F	Plasma H.F
$I = 1mA$ $E = 250V$	OFF
$I = 3mA$ $E = 260V$	OFF
$I = 5mA$ $E = 283V$	OFF

Fréquences de résonances et niveau d'excursion mesurés

	$F_{BF}$	$F_c$	$F_{HF}$
Plasma off	3.048GHz	3.219GHz	3.574GHz
$I = 1mA$	3.055GHz	3.223GHz	3.578GHz
Excursion	0.2297%	0.1243%	0.1119%
$I = 3mA$	3.054GHz	3.223GHz	3.578GHz
Excursion	0.1969%	0.1243%	0.1119%
$I = 5mA$		3.226GHz	3.578GHz
Excursion		0.2175%	0.1119%

#### Commentaire

On parvient sur le filtre DBR à générer des décharges plasmas DC stable, au sein de la cavité, en flux continu avec du Néon/Xénon, à la pression  $P = 10Torr$ . On fait varier le courant de  $I = 1mA$  à  $I = 3mA$ , en augmentant la tension aux bornes des électrodes de 250V à 283V. L'augmentation du courant se traduit par une plus forte intensité lumineuse de la lueur négative de la décharge plasma et par une réponse électrique RF différente, en particulier au niveau des pertes qui s'accroissent, et au niveau de l'excursion fréquentielle de  $F_{BF}$  qui diminue. Ces mesures confirment qu'au delà de 3GHz, on s'assure d'être après la fréquence de transition  $f_T$  du plasma et par conséquent le plasma se comporte en diélectrique. En allumant la décharge plasma BF, on déplace le zéro de transmission BF et le pôle de transmission de  $F_c$  vers le haut, tandis que le zéro de transmission HF est très faiblement ou pas du tout modifié. On obtient un maximum d'excursion de fréquentielle, au niveau de  $F_{BF}$ , de 0.2297% pour  $I = 1mA$ , et au niveau de  $F_c$ , de 0.1243% pour  $I = 1mA$ .

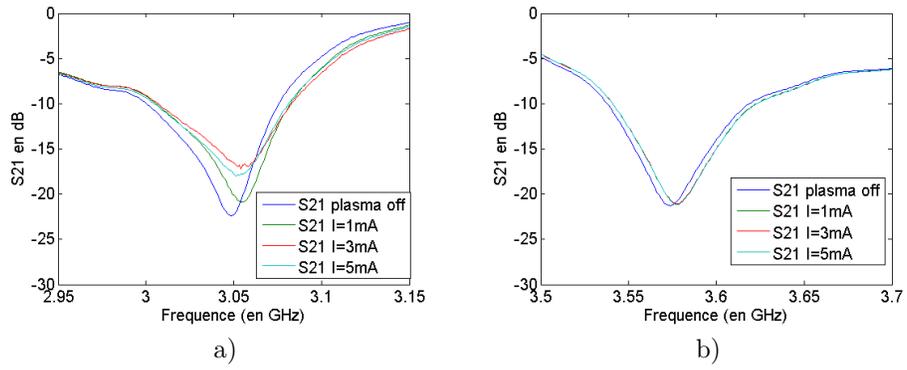


FIGURE E.13 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{BF}$  a) et de  $F_{HF}$  b)

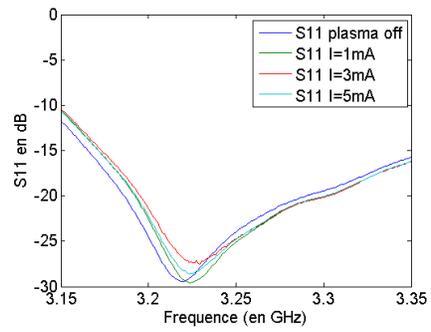


FIGURE E.14 – Paramètre  $S_{11}$  au niveau de  $F_c$

### E.3.2 Décharge plasma DC H.F ON

#### Paramètres des décharges plasma DC générées

Plasma B.F	Plasma H.F
OFF	$I = 1mA$ $E = 250V$
OFF	$I = 3mA$ $E = 260V$
OFF	$I = 5mA$ $E = 270V$

#### Fréquences de résonances et niveau d excursion mesurés

	$F_{BF}$	$F_c$	$F_{HF}$
Plasma off	3.048GHz	3.219GHz	3.574GHz
$I = 1mA$	3.052GHz	3.228GHz	3.587GHz
Excursion	0.1312%	0.2796%	0.3637%
$I = 3mA$	3.052GHz	3.222GHz	3.587GHz
Excursion	0.1312%	0.0932%	0.3637%
$I = 5mA$	3.052GHz		
Excursion	0.1312%		

#### Commentaire

On parvient sur le filtre DBR à générer des décharges plasmas DC stable, au sein de la cavité, en flux continu avec du Néon/Xénon, à la pression  $P = 10Torr$ . On fait varier le courant de  $I = 1mA$  à  $I = 5mA$ , en augmentant la tension aux bornes des électrodes de 250V à 270V. L'augmentation du courant se traduit par une plus forte intensité lumineuse de la lueur négative de la décharge plasma et par une réponse électrique RF différente, en particulier au niveau des pertes qui s'accroissent, et au niveau de l'excursion fréquentielle de  $F_{HF}$  qui diminue. Ces mesures confirment qu'au delà de 3GHz, on s'assure d'être après la fréquence de transition  $f_T$  du plasma et par conséquent le plasma se comporte en diélectrique. En allumant la décharge plasma HF, on déplace le zéro de transmission HF et le pôle de transmission de  $F_c$  vers le haut, tandis que le zéro de transmission BF est très faiblement ou pas du tout modifié. On obtient un maximum d'excursion de fréquentielle, au niveau de  $F_{HF}$ , de 0.3637% pour  $I = 1mA$ , et au niveau de  $F_c$ , de 0.2796% pour  $I = 1mA$ .

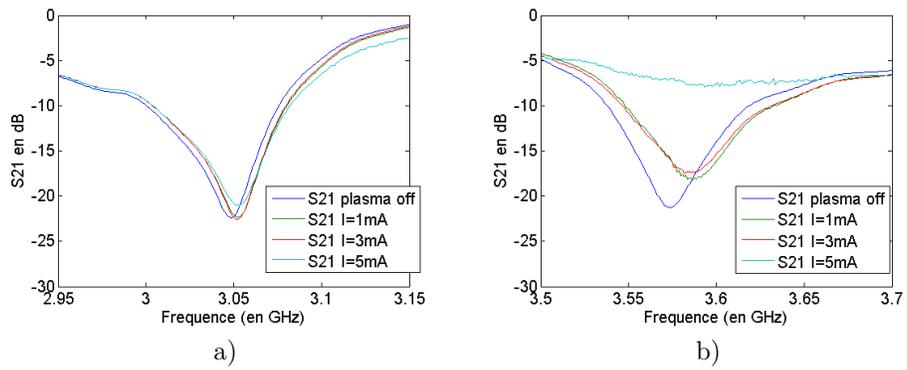


FIGURE E.15 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{BF}$  a) et de  $F_{HF}$  b)

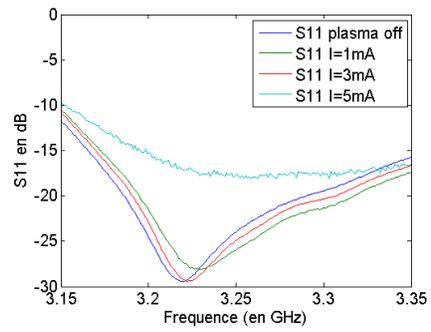


FIGURE E.16 – Paramètre  $S_{11}$  au niveau de  $F_c$

### E.3.3 Décharge plasma DC B.F et H.F ON

#### Paramètres des décharges plasma DC générées

Plasma B.F	Plasma H.F
$I = 1.1mA$ $E = 260V$	$I = 1.1mA$ $E = 260V$
$I = 2mA$ $E = 263V$	$I = 2mA$ $E = 263V$
$I = 3mA$ $E = 266V$	$I = 3mA$ $E = 266V$
$I = 4mA$ $E = 274V$	$I = 4mA$ $E = 274V$
$I = 5mA$ $E = 286V$	$I = 5mA$ $E = 286V$
$I = 7mA$ $E = 305V$	$I = 7mA$ $E = 305V$

#### Fréquences de résonances et niveau d excursion mesurés

	$F_{BF}$	$F_c$	$F_{HF}$
Plasma off	3.048GHz	3.219GHz	3.574GHz
$I = 1.1mA$	3.054GHz	3.227GHz	3.58GHz
Excursion	0.1969%	0.2485%	0.1679%
$I = 2mA$	3.053GHz	3.231GHz	3.582GHz
Excursion	0.1640%	0.3728%	0.2238%
$I = 3mA$	3.054GHz	3.229GHz	3.582GHz
Excursion	0.1969%	0.3107%	0.2238%
$I = 4mA$	3.055GHz		
Excursion	0.2297%		
$I = 5mA$	3.056GHz		
Excursion	0.2625%		
$I = 7mA$	3.05GHz		
Excursion	0.0656%		

#### Commentaire

On parvient sur le filtre DBR à générer des décharges plasmas DC stable, au sein de la cavité, en flux continu avec du Néon/Xénon, à la pression  $P = 10Torr$ . On fait varier le courant de  $I = 1mA$  à  $I = 7mA$ , en augmentant la tension aux bornes des électrodes de 260V à 305V. L'augmentation du courant se traduit par une plus forte intensité lumineuse de la lueur négative de la décharge plasma et par une réponse électrique RF différente, en particulier au niveau des pertes qui s'accroissent. Ces mesures confirment qu'au delà de 3GHz, on s'assure d'être après la fréquence de transition  $f_T$  du plasma et par conséquent le plasma se comporte en diélectrique. En allumant les deux décharges plasma, on déplace les deux zéros de transmission vers le haut. Le pôle de transmission, qui apparait par recombinaison constructive des deux pôles, est d'autant plus modifié. On obtient un maximum d'excursion de fréquentielle, au niveau de  $F_{BF}$ , de 0.1640% pour  $I = 2mA$ , au niveau de  $F_c$ , de 0.3728% pour  $I = 2mA$  et au niveau de  $F_{HF}$ , de 0.2238% pour  $I = 2mA$ .

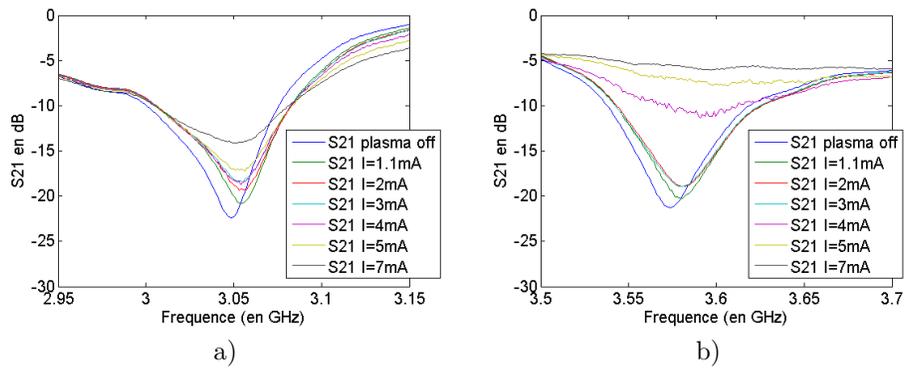


FIGURE E.17 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{BF}$  a) et de  $F_{HF}$  b)

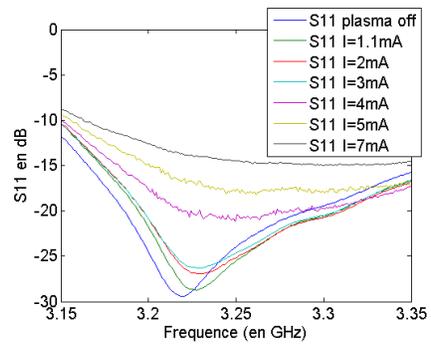


FIGURE E.18 – Paramètre  $S_{11}$  au niveau de  $F_c$

## E.4 Mesure numéro 2 à $P = 3Torr$ en Flux continu avec du Néon/Xénon

Paramètres des décharges plasma DC générées

Plasma B.F	Plasma H.F
$I = 1mA$ $E = 309V$	OFF
$I = 1mA$ $E = 309V$	$I = 1mA$ $E = 309V$
OFF	$I = 1mA$ $E = 309V$

Fréquences de résonances et niveau d excursion mesurés

	$F_{BF}$	$F_c$	$F_{HF}$
Plasma off	3.051GHz	3.197GHz	3.577GHz
Plasma B.F ON	3.071GHz	3.219GHz	3.584GHz
Excursion	0.6555%	0.6881%	0.1957%
Plasma B.F et HF ON	3.071GHz	3.222GHz	3.593GHz
Excursion	0.6555%	0.7820%	
Plasma H.F ON	3.061GHz	3.216GHz	3.593GHz
Excursion	0.3278%	0.5943%	0.4473%

### Commentaire

On parvient sur le filtre DBR à générer des décharges plasmas DC stable, au sein de la cavité, en flux continu avec du Néon/Xénon, à la pression  $P = 3Torr$  et un courant de  $I = 1mA$ . Ces mesures confirment qu'au delà de 3GHz, on s'assure d'être après la fréquence de transition  $f_T$  du plasma et par conséquent le plasma se comporte en diélectrique. En allumant la décharge plasma BF, on déplace le zéro de transmission BF et le pôle de transmission de  $F_c$  vers le haut, tandis que le zéro de transmission HF est très faiblement ou pas du tout modifié. En allumant les deux décharges plasma, on déplace les deux zéros de transmission vers le haut. Le pôle de transmission, qui apparait par recombinaison constructive des deux pôles, est d'autant plus modifié. On obtient un maximum d'excursion de fréquentielle, au niveau de  $F_{BF}$ , de 0.6555%, au niveau de  $F_c$ , de 0.7820% et au niveau de  $F_{HF}$ , de 0.4473%.

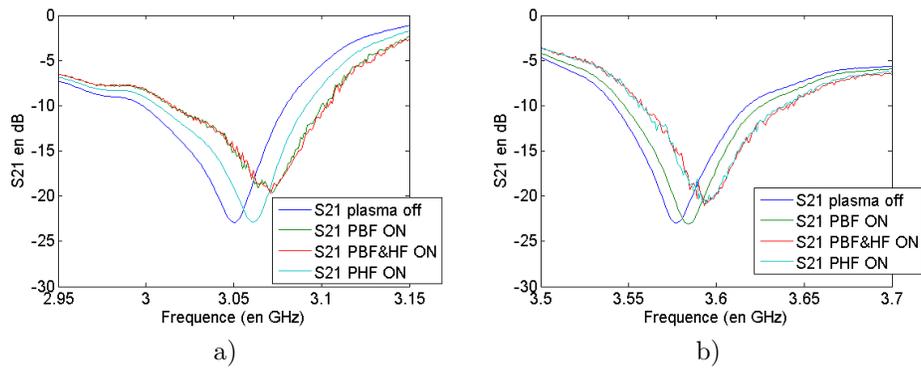


FIGURE E.19 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{BF}$  a) et de  $F_{HF}$  b)

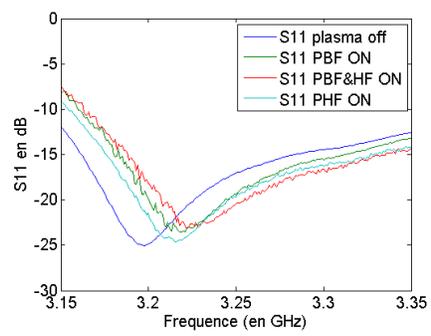


FIGURE E.20 – Paramètre  $S_{11}$  au niveau de  $F_c$

## E.5 Mesure à $P = 1.16Torr$ en Flux continu avec du Néon/Xénon

### Paramètres des décharges plasma DC générées

Plasma B.F	Plasma H.F
$I = 5mA$ $E = 650V$	OFF
$I = 4mA$ $E = 590V$	$I = 4mA$ $E = 640V$
OFF	$I = 4.8mA$ $E = 750V$

### Fréquences de résonances et niveau d excursion mesurés

	$F_{BF}$	$F_c$	$F_{HF}$
Plasma off	3.051GHz	3.197GHz	3.577GHz
Plasma B.F ON	3.088GHz	3.24GHz	3.584GHz
Excursion	1.2127%	1.3450%	0.1957%
Plasma B.F et HF ON	3.081GHz	3.257GHz	3.604GHz
Excursion	0.9833%	1.8768%	0.7548%
Plasma H.F ON	3.081GHz	3.228GHz	3.618GHz
Excursion	0.2622%	0.9697%	1.1462%

### Commentaire

On parvient sur le filtre DBR à générer des décharges plasmas DC stable, au sein de la cavité, en flux continu avec du Néon/Xénon, à la pression  $P1.16Torr$  et un courant de  $I = 5mA$ . Ces mesures confirment qu'au delà de  $3GHz$ , on s'assure d'être après la fréquence de transition  $f_T$  du plasma et par conséquent le plasma se comporte en diélectrique. En allumant la décharge plasma BF, on déplace le zéro de transmission BF et le pôle de transmission de  $F_c$  vers le haut, tandis que le zéro de transmission HF est très faiblement ou pas du tout modifié. En allumant les deux décharges plasma, on déplace les deux zéros de transmission vers le haut. Le pôle de transmission, qui apparait par recombinaison constructive des deux pôles, est d'autant plus modifié. On obtient un maximum d'excursion de fréquentielle, au niveau de  $F_{BF}$ , de 0.9833%, au niveau de  $F_c$ , de 1.8768% et au niveau de  $F_{HF}$ , de 0.7548%.

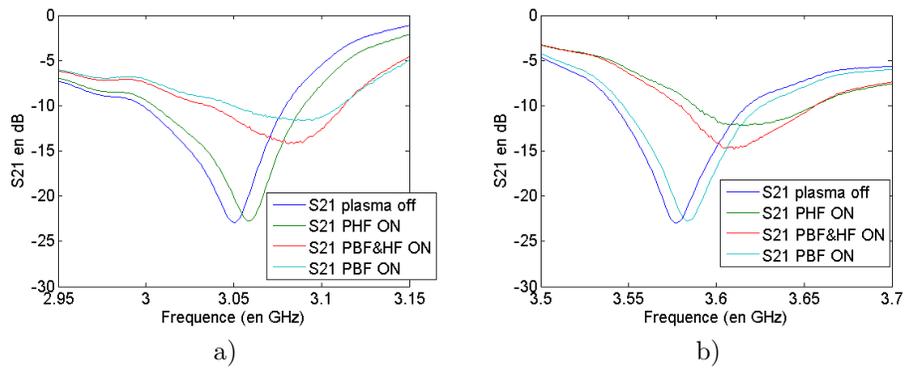


FIGURE E.21 – Paramètre  $S_{21}$  au niveau de  $F_{BF}$  a) et de  $F_{HF}$  b)

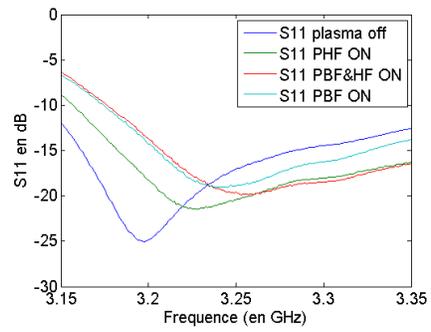


FIGURE E.22 – Paramètre  $S_{11}$  au niveau de  $F_c$

## **Caractérisation de matériau plasma pour la conception de fonctions hyperfréquences**

**Auteur :** Olivier CHRUSZEZ

**Directeurs de thèse :** Gaëtan PRIGENT, Nathalie RAVEU

**Mots Clés :** physique des plasmas, reconfigurabilité, méthode modale, filtre, caractérisation, micro-ondes, technologie planaire multicouche

### **Résumé :**

Afin de mettre à profit les propriétés des plasmas pour développer des fonctions hyperfréquences originales, le milieu plasma doit d'abord être caractérisé dans cette gamme de fréquence car son expansion et sa densité, supposée homogène, sont des paramètres mal maîtrisés.

Une méthode de mesure de la constante diélectrique du plasma a donc été développée pour déterminer une permittivité relative complexe moyenne dans les conditions d'utilisation et d'excitation. A partir d'un modèle basé sur une méthode modale, et de la mesure de fréquence de résonance d'un résonateur, on caractérise un milieu plasma (permittivité, fréquence de coupure plasma) généré au sein d'une ligne microruban multicouches.

Cette thèse, à l'intersection entre deux disciplines, plasmas et micro-ondes, valide l'utilisation de plasma localisé au sein d'une technologie planaire multicouches pour dimensionner des lignes d'impédance et/ou longueur de ligne variables. Elle met également en avant les difficultés rencontrées en termes de réalisation, pour générer des plasmas reproductibles et stables.

## **Characterization of plasma media for the design of hyperfrequency functions**

**Author :** Olivier CHRUSZEZ

**Supervisor :** Gaëtan PRIGENT, Nathalie RAVEU

**Keywords :** plasma physics, microwave, multilayer planar technology, reconfigurability, modal methods, characterization

### **Abstract :**

In order to take profits of the plasma properties to develop new hyperfrequency functions, the plasma media must be first characterize in this frequency range because his expansion and density, supposed homogeneous, are parameters not well known.

A method of measurement of the plasma's dielectric constant have been developed to determine an average relative complexe permittivity in the condition of use and excitation. From this method based on a modal method, and from the measurement of the resonant frequency, we can characterize the plasma media (permittivity, cut-off frequency of the plasma) generated within a multilayer microstrip line.

This thesis, which verge on the junction between two major fields : microwaves and plasma physics, allowed us to ascertain on the local use of plasma media within multilayer planar technology, in order to design lines with variable impedance and/or variable electrical length. It also highlights on the major difficulties with the generation of stable and reproductible plasma.