

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, Electromagnétisme et Optoélectronique (MEMO)

Présentée et soutenue par :

ALMUSTAFA Mohamad

le : jeudi 25 juillet 2013

Titre :

Modélisation des micro-plasmas, conception des circuits micro-ondes,
Coupleur Directionnel Hybride pour Mesures et des applications en
Télécommunication

Ecole doctorale :

Génie Electrique, Electronique et Télécommunications (GEET)

Unité de recherche :

Laplace/ENSEEIH

Directeur(s) de Thèse :

Jacques DAVID

Tân-Hoa VUONG

Rapporteurs :

Tan-Phu VUONG

Féthi CHOUBANI

Membre(s) du jury :

Tan-Phu VUONG

Féthi CHOUBANI

Jacques DAVID

Tân-Hoa VUONG

Mohamed BOUSSALEM

Jun-Wu TAO (invité)

CETTE THESE EST DEDIEE A LA MEMOIRE DE MON
FRERE

MUSTAFA

Remerciements

Thèse soutenue -Dieu merci-, il est temps pour moi d'écrire ces quelques lignes de remerciements qui viendront clore ma thèse au laboratoire Laplace.

Mes plus profonds remerciements vont aller en premier à mes parents. Tout au long de mon cursus, ils m'ont toujours soutenu, encouragé et aidé. Ils ont su me donner toutes les chances pour réussir. Qu'ils trouvent, dans la réalisation de ce travail, l'aboutissement de leurs efforts ainsi que l'expression de ma plus affectueuse gratitude.

Je voudrais remercier mon frère Ghazy, l'ange gardien qui protège et surveille mes parents.

Ma femme, Wafaa, mon amour éternel, qui m'a supporté jusqu'au bout et que je dois remercier infiniment.

Mes sœurs, mes frères et ma grande famille que je remercie pour leur soutien.

Je tiens à remercier mes professeurs à l'université de Damas ainsi que mes professeurs de master MEMO à l'ENSEEIH.

Du plus profond de mon cœur, je remercie Mr. Jacques DAVID d'avoir bien voulu diriger mes travaux de Doctorat et de partager une partie de son expérience dans le domaine et j'apprécie énormément le temps qu'il m'a consacré.

Un grand merci à mon co-directeur de thèse, Mr. Tân-Hoa VUONG, pour son soutien et ses efforts durant cette thèse.

Je remercie Mr. Tân-Phu VUONG et Mr. Féthi CHOUBANI pour avoir accepté d'être des rapporteurs de ma thèse. Je suis reconnaissant à Mr. CHOUBANI de m'avoir donné une grande partie de son temps pour la réussite de ma thèse ainsi à Mr. VUONG pour ses commentaires qui ont permis d'améliorer mon rapport.

Je voudrais remercier messieurs les membres de jury, Mr. Mohamad BOUSSALEM, Mr. Hervé AUBERT, Mr. Junwu TAO et Mr. Jérôme SOKOLOFF d'avoir accepté être des membres de jury.

Un grand merci à Mr. Olivier PASCAL, le chef de notre équipe pour avoir organisé régulièrement des séminaires pour pouvoir présenter les travaux aux membres de l'équipe et d'avoir l'opportunité de discuter avec eux.

J'aimerais remercier Mr. Jérôme SOKOLOFF pour les excellentes discussions scientifiques que nous avons eues particulièrement durant les présentations de mes travaux pendant les séminaires.

Je remercie Mr. Olivier SIMONIN le président de l'INP de Toulouse, le responsable de notre laboratoire LAPLACE, Mr. Maurice Fadel ainsi que Mme. Maria DAVID, la directrice de l'école doctorale GEET, pour leurs soutiens et leurs suivis.

Je voudrais remercier Mr. Amine JAAFAR et Mr. Abdelmadjid DJERMOUN pour leurs conseils et leurs aides pour la préparation finale de la soutenance.

Je tiens à remercier en particulier mes amis, avec qui j'ai partagé des moments inoubliables dans ce laboratoire, Ahmad ISMAIL AL HZZOURY, Adnane HAMIAZ, Rania OUBAID, Mounira KAZEDRI-HAMIAZ et Jalal AL ROUMY.

Je voudrais remercier mes amis Yaser ALSELK et Adel MIRI pour m'avoir soutenu durant cette thèse comme des frères.

Mon fils, Youssef, mes filles, Chame et Zina, je les embrasse chaleureusement.

Table des Matières

Table des Matières	v
Liste des Figures	ix
Liste des Tableaux	xiv
Résumé	xv
Abstract	xvi
Introduction Générale	xvii
1 État de l'Art	1
1.1 Introduction	1
1.2 État de l'Art	2
2 Physique des Plasmas	5
2.1 Degré d'ionisation d'un gaz ionisé	5
2.2 Oscillation d'un plasma	6
2.3 Propagation des ondes électromagnétiques dans un plasma	9
2.4 Impédance et diagramme de dispersion d'un milieu plasma	11
2.5 Réflexion des ondes électromagnétiques par un milieu plasma	14
2.6 Pertes par collisions dans les plasmas	16
2.7 Paramètres des plasmas pour la modélisation numérique	17
2.7.1 Mobilité électronique	17
3 Circuits microrubans et les canaux plasmas	20
3.1 Introduction	20
3.2 Canal plasma formant une jonction en T	20
3.3 Électrodes de décharge électrique	22
3.3.1 Signaux de décharge	24
3.3.2 Tension d'amorçage (sparking voltage)	25
3.3.3 Relation entre le courant de décharge et l'atténuation	26
3.4 Circuit équivalent de la décharge électrique (à 100 Pa)	26
3.5 Isolation des parties RF et des parties DC dans le prototype utilisé	27
3.5.1 Résultats des simulations	28

Table des Matières

3.5.2	Interprétation des Résultats Obtenus	30
3.6	<i>Effet de la Tension de Polarisation sur un Micro-Canal Plasma</i>	31
3.7	<i>Circuit Microruban avec deux Micro-Canaux Plasmas</i>	32
3.8	<i>Jonction Plasma en T comportant un Angle Droit</i>	35
3.9	<i>Multi Jonctions en T plasma Placées à Angle Droit</i>	37
4	Commutateurs Plasmas avec des Circuits Imprimés	40
4.1	<i>Introduction</i>	40
4.2	<i>Modélisation des Micro- Plasmas Planaires par des Éléments Localisés</i>	41
4.2.1	Proposition d'un Premier Prototype à un Seul "Gap"	41
4.2.2	Second Prototype Proposé avec un Résonateur à Double-Gap	45
4.2.3	Montage du Troisième Prototype	47
4.2.4	Quatrième Type de Montage Utilisant la Décharge d'une Cathode Creuse	51
4.3	<i>Modélisation Numérique des Micro-Canaux Plasmas Planaires</i>	55
4.3.1	Effet de la Densité d'Électrons sur le Modèle de Plasma	56
4.4	<i>Commutateur Plasma en Guide d'Onde</i>	59
4.4.1	Description du Modèle	59
4.4.2	Densité d'Électrons et Transmission	59
4.5	<i>Conclusion</i>	61
5	Estimation des Paramètres d'un Plasma	63
5.1	<i>Estimation de la Permittivité d'un Plasma par la Technique de Perturbation d'une Cavité Résonnante</i>	63
5.1.1	Étude Théorique pour Déterminer la Permittivité Complexe d'un Plasma	63
5.1.2	Théorie pour la Détermination de la Conductivité d'un Matériau	65
5.1.3	Mesure de la Permittivité et de la Conductivité d'un Plasma en Utilisant des Cavités Résonnantes à Guide d'Onde Rectangulaire	65
5.1.4	Conception de la Cavité Résonnante Rectangulaire	67
5.1.5	Fabrication d'une Cavité Résonnante à Guide d'Onde Rectangulaire	71
5.1.6	Utilisation de HFSS Field Calculator pour Évaluer le Facteur de Qualité d'une Cavité Métallique Quelconque	72
5.2	<i>Mesure des Paramètres d'un Plasma à l'Aide d'une Cavité SIW</i>	76
5.2.1	Introduction	76
5.2.2	Théorie de CPT pour SIW	76
5.2.3	Simulation d'un Tube du Plasma avec la Technologie CPT-SIW	77
5.3	<i>Mesure des Paramètres d'un Plasma à l'Aide de Deux Antennes Dipôles</i>	78
5.3.1	Résultats de Simulation avec un Seul Dipôle	80
5.3.2	Résultats de Simulation avec deux Dipôles et un Tube Plasma	82
5.4	<i>Méthode Itérative pour Évaluer la Permittivité d'un Plasma</i>	84
5.4.1	Ondes Électromagnétiques Cylindriques	84
5.4.2	Diffraction due à un Obstacle Cylindrique de Plasma Placé dans un Guide d'Onde Rectangulaire	86
5.4.3	Champs EM dans le Guide et dans le Tube Plasma	87
5.5	<i>Méthode Variationnelle pour Évaluer la Permittivité d'un Plasma</i>	93
5.5.1	Circuit Électrique Équivalent d'un Tube Plasma	94

5.6	<i>Méthode Transmission/Réflexion pour Déterminer la Permittivité d'un Plasma</i>	96
5.6.1	<i>Théorie de la Méthode Transmission/Réflexion</i>	96
6	Coupleur Directif Hybride pour des Mesures en Plasma	104
6.1	<i>Introduction</i>	104
6.2	<i>Analyse du Couplage entre un Guide d'Onde Rectangulaire et une Ligne Microruban</i>	105
6.2.1	<i>Couplage dû à une Ouverture Circulaire entre deux Guides Croisés</i>	106
6.3	<i>Coupleur Directif Hybride Comportant Plusieurs Ouvertures sur un même Axe</i>	114
6.4	<i>Coupleur Directif Hybride Comportant Plusieurs Ouvertures sur des Axes Croisés</i>	116
	Conclusion Générale	118
	Bibliographies	119
7	Annexe A : Calcul de l'Impédance Caractéristiques des Lignes de Transmission Complexes à l'Aide de HFSS Field Calculator	127
7.1	<i>Calcul de Z_0 des Lignes Triplaque</i>	127
7.1.1	<i>Calcul de la Tension Électrique (v)</i>	128
7.1.2	<i>Calcul du Courant (i)</i>	129
7.1.3	<i>Calcul de l'Énergie Magnétique (W_m)</i>	130
7.1.4	<i>Calcul de l'Énergie Électrique (W_e)</i>	130
7.1.5	<i>Calcul de la Capacitance (C)</i>	131
7.1.6	<i>Calcul de l'Inductance (L)</i>	131
7.1.7	<i>Calcul de l'Impédance Caractéristique (Z_0)</i>	131
7.1.8	<i>Résultats et Comparaison</i>	132
7.2	<i>Lignes de Transmission Hyperfréquences en Utilisant des Conducteurs de Section Droite Circulaire et Rectangulaire</i>	135
7.2.1	<i>Modèle Théorique</i>	135
7.2.2	<i>Résultats de simulation en fonction des données théoriques</i>	136
7.2.3	<i>Calcul étape-par-étape dans HFSS</i>	137
7.2.4	<i>Création du modèle</i>	137
7.2.5	<i>Conditions aux limites</i>	139
7.2.6	<i>Analyse</i>	139
7.2.7	<i>Calcul de Z_0 à l'aide de l'outil HFSS</i>	140
7.3	<i>Calcul du Facteur de Qualité d'une Cavité Résonnante à l'Aide de l'Outil HFSS Field Calculator</i>	141
7.3.1	<i>Description de la Structure</i>	141
7.3.2	<i>Pertes Métalliques</i>	142
7.3.3	<i>Calcul de l'énergie électrique dans la cavité (U_e)</i>	143
7.3.4	<i>Calcul de la puissance dissipée à cause des pertes métalliques (W_L)</i>	144
7.3.5	<i>Calcul de (Q_d)</i>	145
7.3.6	<i>Calcul de (Q_c)</i>	145
7.3.7	<i>Calcul de (Q)</i>	145
7.3.8	<i>Résultats de la simulation</i>	146
8	Annexe B : Génération d'une Bibliothèque des Composantes Sphériques des Champs Electromagnétiques dans Ansoft HFSS	147
8.1	<i>Introduction</i>	147

Table des Matières

8.2	<i>Diagramme de Flux du Calcul Sphérique</i>	149
8.3	<i>Code du Calcul Sphérique dans HFSS</i>	150
9	Annexe C : Génération d'une Bibliothèque des Composantes Cylindriques des Champs Electromagnétiques dans Ansoft HFSS	157
9.1	<i>Introduction</i>	157
9.2	<i>Diagramme de Flux</i>	158
9.3	<i>Code du Calcul Cylindrique dans HFSS</i>	160

Liste des Figures

Figure 2-1 Exemples de la dépendance de la concentration électronique en fonction de l'altitude dans l'ionosphère. Les courbes continues sont pour le mois de juin et les courbes en pointillé pour Janvier. R est le nombre de taches solaires. $R = 100$ est typique d'une année à proximité des taches solaires maximales et $R = 10$ d'une année près du minimum de taches solaires [25].	6
Figure 2-2 Couche plasma tridimensionnelle, la région chargée positivement est constituée d'atomes qui ont perdu un électron tandis que la région chargée négativement possède un excès d'électrons.	7
Figure 2-3 Onde électromagnétique plane en mouvement selon l'axe z , direction positive, avec une vitesse de la lumière dans l'espace libre, le champ électrique situé dans le plan xz et le champ magnétique oscille dans le plan yz .	12
Figure 2-4 Diagramme de dispersion d'un milieu plasma et la possibilité d'extraire graphiquement la vitesse de phase et celle de groupe pour une fréquence donnée.	13
Figure 2-5 Réflexion des ondes électromagnétiques par du plasma. L'augmentation de la densité d'électrons est représentée par l'encombrement des lignes horizontales. Le faisceau est retourné au voisinage de l'endroit où la densité d'électrons atteint la valeur critique de la fréquence d'onde donnée.	14
Figure 2-6 Réflexion sur l'interface séparant l'espace libre et un plasma. Incidence normale à une interface entre l'espace libre et un milieu ionisé (plasma), pour une fréquence de plasma donnée.	15
Figure 2-7 Variation de la vitesse de dérive en fonction de la pression et de l'intensité du champ électrique appliquées pour: a) Néon, b) Hélium, c) Argon, et d) Air. [12].	18
Figure 3-1 Schéma-bloc du montage de mesure permettant de créer un canal plasma avec un circuit microrubande et tester son influence sur la transmission.	21
Figure 3-2 Illustration tridimensionnelle du "gap" à ligne microruban monté sur un substrat FR4 avec le potentiel électrique dans ce gap.	21
Figure 3-3 Simulation de la répartition de potentiel électrique unidimensionnel le long d'un gap microruban de largeur 1 mm en utilisant CST Studio (ligne pointillée) et COMSOL (ligne en continue).	22
Figure 3-4 Dispositif expérimental pour créer une jonction plasma en T avec le parcours courant continu et celui concernant les signaux micro-ondes [19].	23
Figure 3-5 Unité principale microruban de décharge pour une jonction plasma en T.	23
Figure 3-6 Chronogramme des signaux de décharge lorsque la tension anodique $V_a = -50$ V, V_k est la tension continue de la cathode, I_c et I_a sont les courants de décharge et S_{21} est le coefficient de transmission direct [19].	24
Figure 3-7 Chronogramme des signaux de décharge lorsque la tension anodique $V_c = 0$, V_k est la tension continue de la cathode, I_c et I_a sont les courants de décharge et S_{21} est le coefficient de transmission direct [19].	25
Figure 3-8 Tensions d'amorçage (Conducteur-Cathode) et (Anode-Cathode) pour le dispositif montré sur la Figure 3-4, lorsque l'anode et le conducteur sont connectés à la masse[19].	25
Figure 3-9 Dessin d'une micro-décharge et du simple circuit électrique équivalent.	27
Figure 3-10 Schéma de simulation pour déterminer la résistance du plasma et le déphasage provoqué par le plasma en utilisant QUCS.	28
Figure 3-11 Impédance d'un micro-canal plasma vue à partir de la ligne de transmission.	30
Figure 3-12 Schéma final d'un modèle de jonction plasma en T.	31
Figure 3-13 Courbes des résultats expérimentaux [34] ; transmission et courants de décharges en fonction de la tension de polarisation.	32
Figure 3-14 Schéma de simulation avec QUCS représentant un dispositif microruban avec deux "T-Jonctions".	33
Figure 3-15 Relation entre la pression p et le courant de décharge I_c .	33
Figure 3-16 Circuit électrique avec "deux T-Jonctions plasmas" étudié à $f = 2.45$ GHz.	34

■ Liste des Figures

Figure 3-17	Distance de 10mm représente $\lambda_g/2$ à la fréquence $f=11$ GHz et elle représente la distance entre les deux "T-Junctions plasmas".	35
Figure 3-18	Atténuation du courant de décharge I_c pour une T-Junction plasma (a) et pour deux T-Junctions plasmas (b) [35].	35
Figure 3-19	Dispositif expérimental [34], avec le conducteur microruban et les trois électrodes de décharge.	36
Figure 3-20	Résultats expérimentaux pour les courants de décharge (I_c , I_a), et la transmission [34].	36
Figure 3-21	Description d'un circuit microruban associé à l'architecture de deux jonctions en T plasma à angle droit (Lay-out).	37
Figure 4-1	Montage montrant le 1 ^{er} prototype afin d'étudier l'effet d'un commutateur plasma dans circuit imprimé micro-ondes sur Alumine avec zoom sur la zone de décharge.	42
Figure 4-2	Gap rempli avec du plasma avec une illustration des positions des filtres passe-haut et celles passe-bas avec la zone de décharge sur le substrat en Alumine.	43
Figure 4-3	Schéma bloc représentant les éléments utilisés pour décrire le passage du courant de décharge et du signal hyperfréquence.	44
Figure 4-4	Influence de la largeur de gap sur les pertes d'insertion pour une ligne microruban de 50Ω et un substrat d'Alumine indiqué dans la section précédente.	44
Figure 4-5	"Layout" du résonateur hyperfréquence à double-gap plasma qui peut fonctionner comme un commutateur hyperfréquence avec les connexions nécessaires pour l'alimentation à courant continu et les entrée et sortie hyperfréquence.	45
Figure 4-6	Coefficient de transmission en dB en fonction de la fréquence obtenu par la simulation en utilisant <i>Agilent ADS</i> (ligne pointillée) et par les mesures (en trait plein). Dans le cas où les deux gaps ne contiennent pas de plasma.	46
Figure 4-7	Coefficient de transmission S_{21} en fonction de la fréquence obtenu par la simulation en utilisant <i>Agilent ADS</i> (ligne pointillée) et par les mesures (en trait plein) dans le cas où les deux gaps sont remplis avec du plasma.	47
Figure 4-8	Dispositif expérimental pour créer deux micro-canaux plasmas avec les parcours des courants continus et des signaux hyperfréquences [19].	48
Figure 4-9	Chronogramme des signaux de décharge montrant la tension sur la Cathode, les courants de décharge, les signaux radiofréquences d'entrée et de sortie.	49
Figure 4-10	Circuit électrique équivalent des trois gaps microruban lorsqu'ils sont remplis par du plasma avec les connexions d'entrée et de sortie radiofréquence.	50
Figure 4-11	Illustration tridimensionnelle d'un gap microruban rempli par du plasma montrant le trajet du signal radiofréquence au travers de la zone plasma.	51
Figure 4-12	Dispositif expérimental pour créer une zone de décharge à l'aide de la technique de décharge à cathode creuse avec un simple circuit microruban[20].	52
Figure 4-13	Images de la décharge locale à cathode creuse pour trois valeurs différentes du courant de décharge 1 mA, 6 mA, 10 mA.	52
Figure 4-14	Transmittance mesurée à 3 GHz en fonction du courant de décharge.	53
Figure 4-15	Variation de la transmittance avec la fréquence.	54
Figure 4-16	Évolution temporelle des signaux de décharge de la tension de cathode, du courant de décharge et de la transmittance.	55
Figure 4-17	Circuit microruban avec le gap de décharge en illustration 3D. Avec un zoom sur la zone de décharge afin de montrer ses dimensions.	56
Figure 4-18	Variation de la transmission en fonction de la fréquence pour quatre valeurs de la densité d'électrons avec un signal hyperfréquence le long d'une ligne microruban 50Ω et au travers d'un gap de 3 mm. (Simulation par <i>CST Studio</i>).	57
Figure 4-19	Simulation de l'amplitude du champ électrique transverse au milieu du substrat pour la ligne microruban étudié pour deux valeurs de la densité d'électrons; a) : $n_e = 1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, et b) : $n_e = 1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.	58

Figure 4-20 Diagramme 2D d'un dispositif à guide d'onde rectangulaire afin de générer un plasma hyperfréquence.....	59
Figure 4-21 Densité d'électrons en m^{-3} et son influence sur la transmission en fonction du temps, résultat obtenu par COMSOL.....	60
Figure 4-22 Densité d'électrons par $1/m^3$ dans le tube d'argon en fonction du temps.....	60
Figure 4-23 Densité d'électrons dans le tube plasma et le long d'un axe central.....	61
Figure 5-1 Schéma expérimental pour tracer la transmittance S_{21} de la cavité rectangulaire placée entre deux guides d'onde rectangulaires.....	66
Figure 5-2 Dispositif expérimental pour la mesure de la permittivité complexe du plasma.....	66
Figure 5-3 Différents cas pour le couplage avec une cavité à guide d'onde rectangulaire en utilisant : A) des sondes électriques, B) des sondes magnétiques, C) des iris aux deux extrémités, D) des iris dans les deux parois en haut et en bas.[78]	67
Figure 5-4 Courbe de résonance de la cavité en bande X proposée pour le mode TE_{101} avec un zoom sur la zone intéressante afin d'en déduire le facteur de qualité.....	69
Figure 5-5 Illustration tridimensionnelle de la cavité bande X étudiée dont les dimensions sont $a = 22.86$ mm, $b = 10.16$ mm et de l'intensité du courant de surface reparti sur les parois de cette cavité.....	70
Figure 5-6 Cavité rectangulaire résonnante de type $WR340$, alimentée par deux lignes de type coaxial, avec comparaison de la transmission en utilisant <i>Ansoft HFSS</i> et <i>CST Microwave Studio</i>	73
Figure 5-7 La transmission du guide d'onde connecté à la cavité résonnante dans la bande D montrant les valeurs propres (Eigen values). Obtenues par <i>CST</i>	74
Figure 5-8 Champ électrique obtenu par la simulation pour la cavité résonnante avec une longueur de $3\lambda_g$	75
Figure 5-9 Réponse fréquentielle de la cavité résonnante sans plasma (droite), et avec du plasma (gauche). 75	
Figure 5-10 Illustration sur les deux courbes de la transmission de la cavité résonnante avec et sans plasma permettant de mieux visualiser l'ensemble des fréquences nécessaires pour calculer les deux valeurs du facteur de qualité.....	76
Figure 5-11 Cavité de type SIW avec ses dimensions et en illustration l'espace entre les vias métalliques et leur diamètre.....	77
Figure 5-12 Champ électrique obtenu par simulation (<i>HFSS</i>) dans la cavité SIW montrant les positions possibles pour insérer le tube plasma dans cette cavité.....	78
Figure 5-13 Configuration du dispositif comportant deux antennes dipôles et un tube plasma dans une configuration qui permet de mesurer les paramètres du plasma à distance. (a) : Vue tridimensionnelle. (b): Projection dans le plan xz.....	79
Figure 5-14 Antenne dipôle avec un schéma électrique simple d'alimentation. Présentation des résultats de simulation pour l'impédance d'entrée (amplitude, partie imaginaire, et partie réelle) autour de la fréquence 2.45 GHz.....	81
Figure 5-15 Le coefficient de réflexion présenté sur le digramme de Smith pour le dipôle présenté pour la bande de fréquence 1.5-3.5 GHz.....	82
Figure 5-16 Variation de la transmission entre les deux antennes en fonction de l'angle de rotation pour deux espacements : 2λ et 5λ	83
Figure 5-17 Système des coordonnées cylindriques pour l'étude de la diffraction par un tube plasma de longueur l	84
Figure 5-18 Guide d'onde rectangulaire avec un tube cylindrique en verre rempli avec du plasma. (a) Vue de dessus: possibilité de voir les trois régions virtuelles du guide. (b) Vue de face : dimensions de l'ouverture du guide avec les diamètres du tube diélectrique et du plasma.....	86
Figure 5-19 Amplitude du coefficient de réflexion ρ en fonction de la permittivité équivalente présentée par le plasma modélisé par un cylindre de diamètre d dans un guide d'onde rectangulaire [99].....	92
Figure 5-20 Amplitude du coefficient de réflexion ρ liée à un tube cylindrique rempli par un plasma homogène dans un guide d'onde rectangulaire (comparaison des résultats théorique et expérimentaux), selon la référence [99].....	93
Figure 5-21 Section droite du guide d'onde rectangulaire $WR340$ avec les dimensions du tube plasma.....	94

■ Liste des Figures

Figure 5-22	Circuit électrique équivalent représentant le tube plasma étudié au niveau de la discontinuité T.94	
Figure 5-23	Modules en dB des coefficients de réflexion et de transmission d'un signal hyperfréquence à une fréquence de 2.45 GHz dans le guide d'onde contenant un tube diélectrique de permittivité ϵ_r . Comparaison des résultats théoriques avec les résultats obtenus avec <i>HFSS</i>).	95
Figure 5-24	Amplitude en dB des coefficient de réflexion et de transmission d'un signal hyperfréquence à 2.45 GHz dans le guide d'onde avec le tube plasma dont la densité d'électron n_e est variable. Résultats théorique versus les résultats obtenus avec <i>HFSS</i> .	96
Figure 5-25	Ondes électromagnétiques sur la ligne de transmission : transmise à travers et réfléchie par la discontinuité plasma.	97
Figure 5-26	Détermination de la permittivité d'un échantillon de PTFE en fonction de la fréquence à l'aide de la méthode de Nicolson-Ross-Weir [104].	100
Figure 5-27	Échantillon de plasma modélisé sous forme d'un tube cylindrique inséré entre deux tronçons des lignes cylindriques afin d'en évaluer la permittivité.	101
Figure 5-28	Schéma montrant la méthode pour calculer la matrice de diffraction d'une discontinuité à partir de la matrice de diffraction totale de la discontinuité et les deux tronçons.	101
Figure 5-29	Détermination de la permittivité de la discontinuité à l'aide d'un tronçon de 7 mm en prenant les résultats de <i>HFSS</i> et de <i>CST</i> .	102
Figure 6-1	Diagramme schématique représentant les éléments principaux d'un coupleur directif avec ses quatre portes.	104
Figure 6-2	Ligne de transmission à parois parallèles équivalente à la ligne microruban ayant la même hauteur de substrat.	106
Figure 6-3	Impédance caractéristique dans le cas quasi-statique pour une ligne microruban décrite sur la Figure 6-2 et ayant la même impédance que la ligne équivalente en fonction de W/h et de T/h .	107
Figure 6-4	Permittivité effective dans le cas quasi-statique pour une ligne microruban en fonction de W/h et de T/h pour trois substrats différents.	108
Figure 6-5	Permittivité effective d'une ligne microruban en fonction de la fréquence, de la permittivité du substrat et du rapport W/h .	110
Figure 6-6	Guide d'onde principal (<i>RWG</i>) et le guide secondaire (microruban) avec ouverture de couplage et un angle de rotation entre leurs axes.	112
Figure 6-7	Couplage et directivité d'un coupleur directif hybride à une seule ouverture de couplage lorsque les axes des guides sont confondus.	113
Figure 6-8	Illustration tridimensionnelle d'un coupleur directif hybride avec deux ouvertures et les emplacements des quatre portes.	114
Figure 6-9	Couplage et directivité pour le coupleur directif hybride à deux ouvertures de couplage pour une configuration optimale correspondant à la fréquence de 2.45 GHz.	115
Figure 6-10	Illustration tridimensionnelle coupleur directif hybride à deux ouvertures dans une position où les lignes de transmission sont croisées, (a) une élimination d'une partie du substrat a été faite afin de visualiser l'emplacement des ouvertures en dessous des rubans. (b) Le lay-out du circuit imprimé avec les longueurs utilisées.	116
Figure 6-11	Couplage et directivité pour le coupleur directif hybride à deux ouvertures de couplage, dont les lignes de transmission sont croisées, pour une configuration optimale correspondant à la fréquence de 2.45 GHz.	117
Figure 7-1	(a) : Ligne de transmission triplaque (stripline) avec les dimensions du conducteur central (strip) et du substrat. (b) : illustration de la ligne de transmission avec les chemins de l'intégral courant, I_{line} et celle qui sert à calculer la tension électrique, V_{line} .	127
Figure 7-2	Dessin tridimensionnel de la ligne triplaque afin de montrer sa longueur D et le domaine de l'intégrale volumique.	128
Figure 7-3	Interface <i>HFSS Field Calculator</i> et les 4 étapes nécessaires à faire afin de calculer la tension électrique (v) entre les deux conducteurs, i.e., entre les deux points $p1$ et $p2$.	129

Figure 7-4	(i) : courant électrique en Ampères, (v) : tension électrique en Volts, (W_e, W_m) : énergie électrique et magnétique en Joules, (C, L) : la capacitance et l'inductance de longueur de la ligne de transmission triplaques pour une épaisseur de conducteur t égale à $1 \mu\text{m}$.	133
Figure 7-5	Section droite d'une ligne de transmission hyperfréquence (Rectangular Slab-Line), dans laquelle ϵ_r est la constante diélectrique remplissant l'intérieur de la ligne.	135
Figure 7-6	Résultats graphiques de simulation à l'aide de l'outil <i>HFSS Field Calculator</i> comparés aux données théoriques*.	136
Figure 7-7	Variables pour la discription de la ligne de transmission choisie.	137
Figure 7-8	Création du conducteur central avec ses paramètres.	137
Figure 7-9	Création du guide avec ses paramètres.	138
Figure 7-10	Interface graphique permettant d'effectuer l'opération booléenne de soustraction.	139
Figure 7-11	Conditions aux limites de la structure (a). Excitation des portes (b).	139
Figure 7-12	Cavité en guide rectangulaire connecté à un guide d'onde rectangulaire de type <i>WR90</i> .	141
Figure 7-13	Réflexion et transmission du filtre passe-bande.	142
Figure 7-14	(W_L) : Puissance dissipée à cause des pertes métalliques, (U_e) : Energie électrique dans la cavité, (Q_c) : Facteur de qualité associé aux pertes métalliques, (Q_d) : Facteur de qualité associé aux pertes diélectriques, (Q) : Facteur de qualité.	146
Figure 8-1	(a) : Système de coordonnées sphériques. (b) : les trois vecteurs unitaires dans le point d'observation m .	147
Figure 8-2	Diagramme de flux à utiliser dans <i>HFSS</i> afin de trouver les trois composantes vectorielles du champ électrique dans un système des coordonnées sphériques.	149
Figure 9-1	(a) : Système des coordonnées cylindrique. (b) : les trois vecteurs unitaires dans le point d'observation m .	157
Figure 9-2	Diagramme de flux à suivre dans <i>HFSS</i> afin de trouver les trois composantes vectorielles du champ électrique dans le système des coordonnées cylindriques.	158
Figure 9-3	Charge électrique simulée par <i>HFSS</i> en fonction de la phase.	159
Figure 9-4	Comparaison des résultats théoriques et la simulation pour l'amplitude de la composante radiale du champ électrique.	160

Liste des Tableaux

Tableau 2-1 Valeurs estimées pour la mobilité électronique, pour la fréquence de collision, pour la conductivité et pour la longueur moyenne de parcours libre [12].	17
Tableau 3-1 Variations des valeurs des courants de décharge en fonction de la pression avec les valeurs de la tension d'amorçage nécessaires lorsque ($f=11.1$ GHz, $V_c = 0$, $V_a = -50$ V).	26
Tableau 3-2 Calcul de la résistance plasma et de la longueur de ligne en fonction de la pression avec $f = 11.1$ GHz et $V_a = -50$ V.	28
Tableau 3-3 Calcul de la résistance plasma et de la longueur de ligne en admettant que le plasma est un couple de R_{pl} en série avec une ligne de transmission idéale de longueur l , la pression étant variable ($f = 11.1$ GHz, $V_a = -50$ V).	29
Tableau 3-4 À partir de la longueur de la ligne l , on détermine la capacitance du plasma en calculant θ , l'angle de déphasage.	29
Tableau 3-5 Résultats finaux d'une jonction plasma en T (R_{pl} , C_p) en fonction de la pression.	30
Tableau 3-6 Tension de polarisation, courants de décharge, tension de Cathode, la transmission et la valeur calculée de R_{pl} [19].	31
Tableau 3-7 Résultats numériques [19] pour le cas deux "T-Jonctions plasma" en fonction de la pression, le courant I_c , la transmission, et l'atténuation.	34
Tableau 3-8 Résultats de calcul et de simulation pour déterminer R_{pl} et C_{pl} pour chaque zone plasma (cas de deux "T-Jonctions plasmas").	34
Tableau 3-9 Résultats expérimentaux numériques d'après la Figure 3-19, concernant les courants de décharge (I_c , I_a), la transmission et l'atténuation [19, 35].	37
Tableau 4-1 Longueurs en mm des tronçons microrubans du circuit résonateur hyperfréquence à double-gap.	45
Tableau 4-2 Valeurs du paramètre intermédiaire A selon le gaz utilisé pour calculer la valeur de la fréquence de collision d'un plasma.	55
Tableau 5-1 Opérations à faire dans l'application <i>HFSS field Calculator</i> et les valeurs affichés par le logiciel avec leurs types scalaires et vectoriels.	68
Tableau 5-2 Dimensionnement mécanique des cavités à guide d'onde rectangulaire dans les bandes S-, C-, et X-.	71
Tableau 5-3 Fréquence de résonance et facteur de qualité des résonateurs à guide d'onde rectangulaire.	71
Tableau 5-4 Paramètres de conception du porte échantillon.	72
Tableau 5-5 Comparaison des valeurs de résonance de la cavité rectangulaire théoriques et en utilisant CST, <i>HFSS</i> .	74
Tableau 5-6 Fréquences de résonance de la cavité résonante, les autres fréquences correspondant à -3 dB, avec les valeurs correspondantes du facteur de qualité.	75
Tableau 5-7 Positions des centres des deux dipôles et du tube plasma et leurs directions dans le système de coordonnées cartésiennes.	79
Tableau 5-8 Résultats du calcul de la permittivité et des pertes diélectriques pour le FR4 à partir de la matrice de diffraction obtenue par <i>HFSS</i> et par <i>CST</i> .	102
Tableau 7-1 Valeurs des marqueurs m1 à m7.	132
Tableau 7-2 Valeurs de Z_0 en fonction de l'épaisseur t .	133
Tableau 7-3 Résultats de simulation à l'aide de l'outil <i>HFSS Field Calculator</i> en fonction des données théoriques*.	136
Tableau 7-4 Conductivité, effet de peau et résistivité de surface des métaux courants.	143

Résumé

L'intégration des nouveaux éléments basés sur la physique des plasmas dans le domaine des circuits et des systèmes micro-ondes est l'objectif de ce travail. En profitant de ses caractéristiques électromagnétiques des plasmas et en jouant sur leur architecture, on développe des micro-commutateurs micro-ondes et d'autres circuits radio et hyperfréquences en technologies microrubans ou en guide d'onde...

La simulation de la propagation des ondes électromagnétiques dans un plasma et les études de l'interaction entre un plasma et les ondes électromagnétiques nécessite la connaissance des paramètres fondamentaux du plasma comme la permittivité. C'est pour cela qu'on étudie aussi les mesures plasmas par différents techniques comme la transmission/réflexion des ondes électromagnétiques, la perturbation des cavités résonnantes, ...

Un schéma électrique équivalent modélisant un micro-commutateur hyperfréquence en plasma, est obtenu grâce aux mesures de courants de décharge électrique, à la rétro-simulation et aux techniques de modélisation numérique.

Un coupleur directif hybride compact est utilisé pour les mesures plasmas en assurant la protection du matériel et de l'équipement de mesure des signaux d'un plasma.

Mots Clés

Micro-Commutateurs Plasmas, Circuit Planaires, Radio et Hyperfréquences, Mesure Plasma, Antennes Plasma, Modélisation des Plasmas, Coupleurs Directifs Hybrides.

Abstract

Integration of new plasma-based elements for RF and microwave circuits and systems is the goal of this work. Taking advantage of electromagnetic characteristics of plasmas and playing on their architecture, we develop microwave micro-switches and other RF and microwave circuits by different technologies such as microstrip, waveguide circuits.

The simulation of the propagation of electromagnetic waves in plasma and studying the interaction between plasma and electromagnetic waves require a pre-knowledge of its basic intrinsic parameters such as permittivity for that we also study measures and plasma different techniques like transmission/reflection of an electromagnetic waves, cavity perturbation technique...

An equivalent electrical circuit modeling the plasma will be used for modeling microwave micro-switches. It is obtained by measurements of electric discharge currents, the reverse CAD simulation and numerical modeling techniques.

A compact hybrid directional coupler is used to measure plasma and to protect test equipment from dangerous signals of the electrical discharge.

Key Words

Plasma Micro-Switches, Printed Board Circuits (PCB), RF/ Microwave, Plasma Measurement, Plasma Antennas, Plasma Modeling, Hybrid Directional Couplers.

Introduction Générale

Les études de plasma sont apparues tôt, vers les années 60, mais leurs études dans les domaines radio et hyperfréquences sont restées concentrées sur les applications du Radar. Après un état de l'art sur le plasma et des principales applications dans les domaines de l'électronique et des circuits imprimés.

On introduit dans le 2^{ème} chapitre les équations principales concernant la physique des plasmas. Un ensemble d'équations nécessaire afin de construire un modèle du plasma, le modèle remplace un plasma par une autre matière avec une permittivité et une conductivité effectives équivalentes. La relation de dispersion d'un plasma est aussi abordée ainsi que la propagation de s onde s électromagnétique dans un plasma, la transmission et la réflexion conduisent à l'effet majeur de la fréquence de plasma sur son comportement face aux ondes électromagnétiques.

Dans la 2^{ème} partie, on montre des applications plasma-hyperfréquence d'un ou plusieurs interrupteurs pour les circuits imprimés micro-ondes comportants des micro zones plasmas. Ce sont des interrupteurs qui peuvent servir dans les systèmes à impulsions, comme le Radar par exemple. On montre également dans cette partie une approche basée sur les mesures des paramètres de décharge électrique et sur la rétro-simulation afin de trouver un schéma électrique équivalent pour des micro zones plasmas dans les circuits imprimés. Deux types d'interrupteurs plasmas sont cités selon leur emplacement par rapport au signal radio ou hyperfréquences; en parallèle, dans le 3^{ème} chapitre et en série dans le 4^{ème} chapitre. La simulation des différents types de structure plasma-hyperfréquence dans COMSOL MULTIPHISICS est très efficace, car elle prend en compte tous les paramètres d'un plasma en ajoutant l'avantage de pouvoir réaliser des simulations 1D, 2D et 3D dans les domaines temporel et fréquentiel.

La troisième partie contient des techniques de mesures hyperfréquences afin d'estimer les paramètres principaux d'un plasma comme la densité d'électrons et la fréquence de collision. On utilise la technique de la perturbation des cavités résonnantes de type guide d'onde ainsi que de type SIW. On présente aussi une technique de mesures qui consiste à l'utiliser deux antennes et un tube plasma; c'est une technique de mesures à distance des paramètres plasmas. Des méthodes numériques sont aussi utilisées afin de simuler un plasma et de détecter ses caractéristiques (méthodes itérative et variationnelle). Une autre technique basée sur la transmission et la réflexion des ondes électromagnétiques dans les lignes de transmission est aussi présentée à cet effet.

La décharge électrique est considérée comme un type de danger qui pourrait endommager les circuits micro-ondes imprimés. Autrement dit, l'intégration des plasmas et des circuits imprimés est très dangereuse pour les appareils de mesures. On présente une solution efficace basée sur l'utilisation d'un nouveau coupleur directif hybride. Ce coupleur est capable d'assembler de ux familles différentes de circuits hyperfréquences et leur niveau de puissance. Il rassemble un guide d'onde, qui peut être connecté sans danger à une source de

plasma, et un circuit microruban qui est connecté à son tour aux appareils de mesures sans risque pour les équipements.

Chapitre

1

État de l'Art

1.1 Introduction

Dans notre environnement quotidien nous observons la matière sous forme solide, liquide ou gazeuse. Cependant, ces trois états de la matière, que l'on trouve à la surface de la Terre et des autres planètes, ne sont pas typiques de l'univers dans son ensemble. Plus de 99 % de la matière dans l'univers existe en tant que "quatrième état de la matière", un plasma. Les plasmas sont une catégorie particulière de gaz qui comprend un grand nombre d'électrons, d'atomes et de molécules ionisés ainsi que des atomes et des molécules neutres qui sont présents dans un gaz normal. Un milieu tel qu'un plasma rassemble donc une collection ionisée de particules positives et des charges négatives qui peut se comporter comme un conducteur solide (métal) et qui peut souvent être décrit en utilisant des formulations développées pour les liquides. La différence la plus importante entre un plasma et un gaz normal est le fait que les interactions coulombiennes mutuelles entre les particules chargées sont importantes dans la dynamique d'un plasma et on ne peut pas les négliger. Un plasma peut être créé par l'agitation des particules. Lorsqu'un gaz neutre est porté à une température suffisamment élevée, ou lorsqu'il est soumis à un champ électrique d'intensité suffisante, les atomes et les molécules du gaz peuvent être ionisés. L'ionisation des gaz peut également être produite par l'illumination avec une lumière ultraviolette ou des rayons X, en bombardant la substance avec des électrons et des ions énergétiques ainsi que par d'autres moyens. Durant les années 1920, I. Langmuir et ses collègues [1, 2] ont montré que les oscillations caractéristiques électriques de très haute fréquence peuvent exister dans un gaz ionisé qui est neutre ou quasi-neutre, et ils ont introduit les termes du plasma et des oscillations de plasma dans la reconnaissance du fait que ces oscillations ressemblaient à celles des substances gélatineuses. Lorsqu'un gaz ionisé est soumis à un champ électrique statique, les porteurs de charge sont rapidement redistribués de manière à ce que la majorité du gaz soit à l'abri du champ, d'une manière assez similaire à la redistribution de la charge qui se produit dans un conducteur métallique placé dans un champ électrique, impliquant un champ électrique nul partout à l'intérieur. Un plasma est souvent désigné comme le quatrième état de la matière parce qu'il a des propriétés profondément différentes de celles des matériaux gazeux, liquides et solides. Tous les états de la matière représentent différents degrés d'organisation

correspondant à certaines valeurs d'énergie de liaison. À l'état solide, la quantité la plus importante est l'énergie de liaison des molécules dans un cristal. Si l'énergie cinétique moyenne d'une molécule est supérieure à l'énergie de liaison (typiquement une petite fraction d'un électron-volt), la structure cristalline se décompose, soit dans un liquide ou directement dans un gaz. De la même façon, une certaine énergie cinétique minimale est nécessaire pour casser les liaisons des forces de van der Waals pour changer un liquide en un gaz [3, 4]. Pour passer dans son quatrième état, l'énergie cinétique par particule doit dépasser le potentiel d'ionisation des atomes (typiquement quelques électrons-volts). Les premiers travaux sont portés sur la décharge électrique afin de produire des étincelles électriques par le frottement en rotation d'une grande sphère en soufre contre un tissu [5], production d'étincelles en exploitant l'électricité atmosphérique dans des expériences plutôt dangereuses [6], l'étude des traces derrière une décharge électrique dans un milieu diélectrique [7]. Crookes [8] a publié les résultats de ses investigations sur les décharges à basse pression et a déclaré : "*Ces phénomènes révèlent à la science physique un nouveau monde, un monde où la matière peut exister dans un quatrième état*". Une période riche en découvertes menées par Langmuir qui a inventé le mot plasma en 1929 et qui continue en tant que domaine le plus fascinant de la physique jusqu'à présent.

1.2 État de l'Art

Au cours de ces dernières années une attention considérable a été axée sur la théorie de la propagation des ondes EM dans un plasma. L'intérêt a été stimulé par des applications aux problèmes actuels dans les communications radio, la radio astronomie, et la fusion thermonucléaire contrôlée. Par exemple, la théorie EM a été invoquée pour expliquer des phénomènes tels que la propagation des ondes radio dans l'ionosphère, une propagation des ondes radio cosmiques dans l'atmosphère solaire, dans les nébuleuses, et dans l'espace interstellaire et interplanétaire, de la réflexion des ondes radio dans les traînées de météore et de l'enveloppe de gaz ionisé qui entoure un vaisseau spatial.

Durant les années 1920, Langmuir et ses collègues ont montré que les caractéristiques des oscillations électriques à très haute fréquence peuvent exister dans un gaz ionisé. Ils ont introduit les termes plasma et oscillations de plasma en reconnaissance du fait que ces oscillations ressemblaient à celles de matières gélatineuse [2].

Dans le domaine des communications radios, en 1961, Budden [9] a étudié les couches de l'atmosphère et leurs effets sur la propagation des ondes radio. Ces travaux s'appuient sur des théories mathématiques qui sont aujourd'hui encore largement utilisées dans ce domaine. L'année suivante, Guinzburg a réalisé une revue [10] classique qui s'intéresse à la propagation des ondes électromagnétiques à travers un plasma ainsi que la réflexion.

Stix [11] a effectué un travail pionnier dans la physique des plasmas, et a écrit le premier traitement mathématique des champs électromagnétiques avec plasma en 1962. Il a travaillé aussi pour le projet Matterhorn, une étude secrète américaine de la fusion nucléaire, et a développé la bobine Stix pour contenir des gaz qui ont été chauffés à de très hautes températures solaires à l'aide d'ondes électromagnétiques.

Raizer [12] s'est basé sur des données expérimentales permettant essentiellement de modéliser des électrodes dans l'état gazeux, il fournit des données de références pour les calculs des plasmas et surtout pour le calcul numérique; il donne des estimations pour les paramètres typiques d'un plasma. Les types principaux des décharges ont aussi abordés les phénomènes : "breakdown", "glow", "arc", "spark", "corona", radio fréquences, micro-ondes et optiques. L'interaction entre les électrons du plasma et des champs électrostatiques et électromagnétiques. La génération de plasma à faible température et des applications à haute puissance des lasers à gaz ont été traités en détail.

Lieberman et Lichtenberg [13] ont profondément couvert les principes fondamentaux de la physique et de la chimie des plasmas ainsi que le traitement des matériaux avec plasmas.

Les antennes plasmas représentent une partie très importante dans l'étude des plasmas et sa physique, Borg et ses collègues [14] ont vu qu'une colonne de plasma peut remplacer des éléments métalliques dans les antennes RF. Le plasma offre une solution alternative intéressante pour remplacer des éléments métalliques pour une grande variété d'applications de type antenne radiofréquence. Ce type d'antennes peut fournir jusqu'à 50% d'efficacité au niveau du diagramme de rayonnement. La distribution du courant sur l'antenne peut être contrôlée par la densité du plasma. Les colonnes de plasma peuvent être utilisées à la place des éléments métalliques dans les antennes de communication.

Moisan [15] a étudié la production de plasma en utilisant des plasmas à onde de surface; les décharges micro-ondes ont été largement étudiés à la fois théoriquement et expérimentalement. Il a étudié aussi l'évanouissement des ondes radiofréquences et micro-ondes lors de la propagation au travers d'une couche plasma, il a apporté également des modèles qu'on peut utiliser comme la relation de la dispersion* d'un plasma.

Weng [16] a proposé avec son équipe d'utiliser le plasma comme un conducteur dynamique avec des antennes radiofréquences pour les applications du radar. Ils ont montré qu'une antenne plasma peut produire des structures à section-équivalente-radar faible comparées avec les autres types d'antennes conventionnelles.

Wang, G. Zhao, Y. Xu, Z. Liang, and J. Xu, [17] se sont intéressés à la propagation des ondes de surface le long d'une colonne de plasma à deux dimensions et les diagrammes de rayonnement en champ lointain sont étudiés dans l'approximation colonne mince. La phase et l'atténuation des ondes électromagnétiques ont été calculées pour différents types du plasma. La longueur de la colonne de plasma et ses paramètres modifient le diagramme de rayonnement montrant que les diagrammes de rayonnement sont contrôlables par des éléments changeant la longueur du plasma et d'autres paramètres en comparaison avec l'antenne monopôle métallique. Ceci est très utile pour l'optimisation de la conception d'une antenne plasma.

L'électrodynamique d'une onde à la fréquence de 2,45 GHz dans un guide d'onde circulaire contenant partiellement du plasma a été simulé par Yu et Tatarinov[18]. À cet effet, les

* Le constant diélectrique du plasma et sa relation avec la fréquence.

équations de Maxwell dépendant du temps sont résolues numériquement en 2D. La distribution de l'énergie micro-onde absorbée dans le guide varie en fonction de la densité d'électrons du plasma.

Le plasma planaire a été proposé pour être intégré avec les circuits microrubans afin de contrôler la propagation de sondes électromagnétiques à travers ce type de circuit, étude menée par Sakai et Tachibana[19]. Les canaux plasmas et les jonctions plasmas en T sont étudiés aussi. Ils ont montré le rôle du plasma remplissant un gap microstrip dans différentes situations. Ils ont déduit la résistance de plasma planaire. L'utilisation de plasma pour fournir des éléments dynamiques micro-ondes qui peuvent servir pour contrôler la propagation de ondes électromagnétiques à travers des lignes microrubans. La valeur de la densité d'électrons a été calculée grâce à une approche simple en s'appuyant sur la mesure de la résistance d'un volume 3D du plasma.

L'utilisation des plasmas afin de créer des commutateurs radiofréquences et micro-ondes a été étudiée par Ouyang et ses collègues [20], La décharge dans une cathode-creuse a été utilisée pour créer un plasma remplissant un gap dans une ligne microruban pour évaluer l'efficacité de commutation de ce système qui fonctionne comme un commutateur dynamique. Cette efficacité est déduite en déterminant la transmission en présence de plasma et par une ligne microruban sans "gap" par une rétro-simulation.

Sakai, Hashimoto, Hatano[21] ont utilisé un dispositif composé de trois électrodes coplanaires pour contrôler le courant de décharge d'un plasma dans un circuit imprimé microruban. Ce courant passe entre deux électrodes et la troisième sert au contrôle de la valeur de ce courant. Le mécanisme de régulation du courant dépend de la distance entre les électrodes, de la pression du gaz et de la distorsion du potentiel (en 3D).

Une configuration tétrode plate[22] pour le contrôle d'une décharge pulsée coplanaire par potentiel en 2D a été étudiée expérimentalement. Une paire d'électrodes génère une décharge coplanaire et deux autres électrodes jouent les rôles de commutation et de commande de la décharge actuelle en modifiant leur potentiel électrique.

L'équipe de Noguchi[23] a montré la possibilité de réaliser une distribution spatiale de la densité électronique et de la température d'électrons d'une micro-décharge plasma pour une cellule d'affichage plasma.

Chapitre

2

Physique des Plasmas

2.1 Degré d'Ionisation d'un Gaz Ionisé

Il s'avère [12, 24] qu'un très faible degré d'ionisation pour un gaz est suffisant pour que ce gaz présente des propriétés électromagnétiques comme un plasma, un gaz atteint une conductivité électrique de près de la moitié de sa valeur maximale possible à environ 0.1% d'ionisation et présente une conductivité parfaitement égale à celle d'un gaz ionisé complètement avec une ionisation de 1%. Le degré d'ionisation d'un gaz par définition est

$$\alpha = \frac{n_e}{n_e + n_0} \quad (2.1)$$

où n_e est la densité des électrons libres dans l'unité de volume du gaz ionisé et n_0 est la densité des molécules neutres dans l'unité de volume du gaz ionisé. Par exemple, le degré d'ionisation du Néon dans un tube fluorescent, $\alpha \sim 10^{-5}$ avec $n_0 = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. En pratique, pour un gaz faiblement ionisé ($\alpha < 10^{-4}$) tandis que ($\alpha > 10^{-4}$) correspond à un gaz fortement ionisé.

Le soleil et les étoiles sont assez chauds pour considérer qu'ils sont presque totalement ionisés avec des densités énormes, $n_e \approx 10^{27} \text{ cm}^{-3}$, le gaz interstellaire est suffisamment clairsemé pour être presque totalement ionisé par le rayonnement stellaire. À partir d'environ 60 km d'altitude, le soleil illumine notre atmosphère avec une gamme de radiations, et l'énergie dans la partie ultraviolette du spectre est absorbée par les gaz de l'atmosphère. Un nombre important de molécules d'air et des atomes reçoivent suffisamment d'énergie pour devenir ionisés. Les électrons libres et les ions positifs résultants constituent l'ionosphère. La densité d'ionisation maximale se produit dans l'ionosphère à environ 350 km d'altitude, comme indiqué sur la Figure 2-1.

Avec $n_e = 10^6 \text{ cm}^{-3}$, à cette altitude-là, la densité des neutres $n_0 \approx 3.3 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, et le degré d'ionisation par conséquent est $\sim 3 \times 10^{-3}$. À des altitudes encore plus élevées, la densité de l'air est suffisamment faible pour qu'il soit presque totalement ionisé, et les mouvements des particules chargées sont dominés par le champ magnétique de la terre dans une région connue sous le nom de magnétosphère.

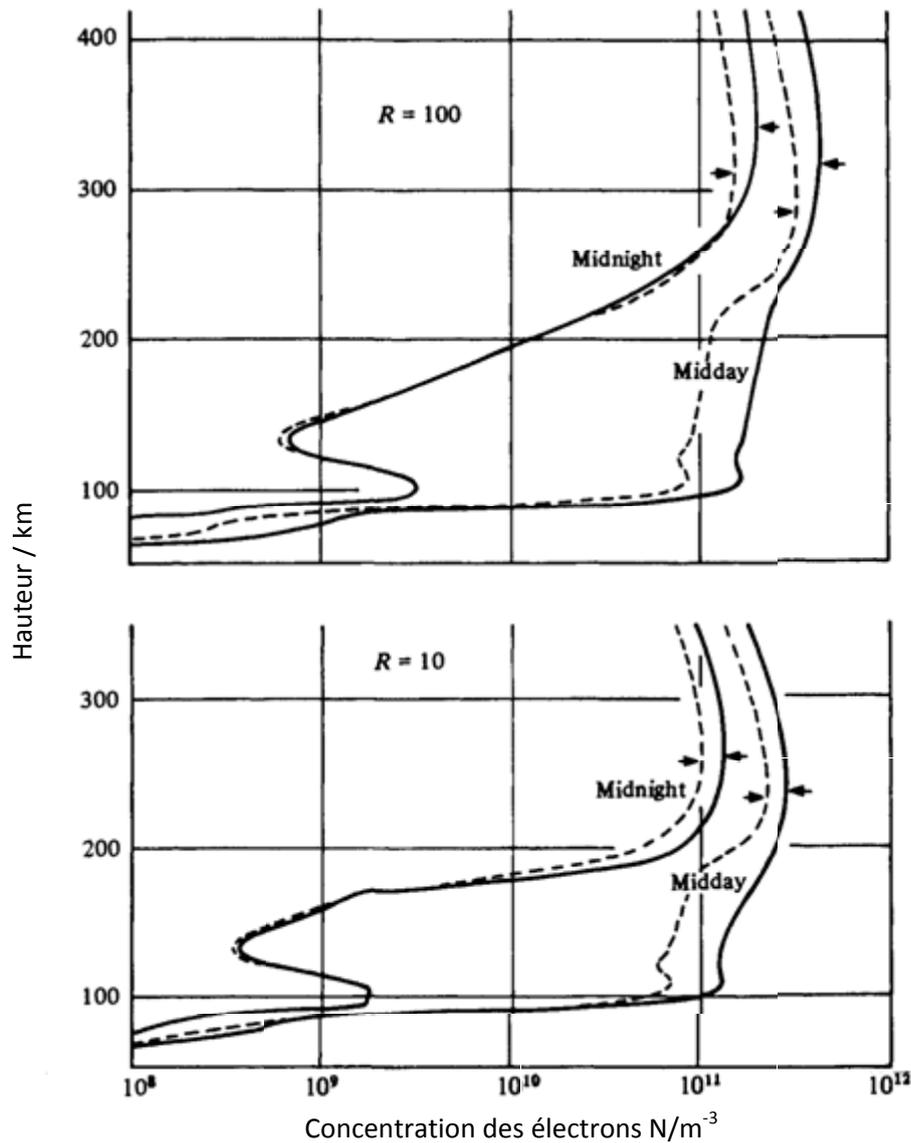


Figure 2-1 Exemples de la dépendance de la concentration électronique en fonction de l'altitude dans l'ionosphère. Les courbes continues sont pour le mois de juin et les courbes en pointillé pour Janvier. R est le nombre de taches solaires. $R = 100$ est typique d'une année à proximité des taches solaires maximales et $R = 10$ d'une année proche du minimum de taches solaires [25].

2.2 Oscillation d'un Plasma

Considérons un plasma en régime stationnaire avec un état initial où le nombre des électrons est égal au nombre des ions et au nombre des atomes $n_e = n_0 = n$, i.e., un plasma équilibré. Nous perturbons maintenant ce système en transférant un groupe d'électrons d'une région donnée de l'espace vers une région voisine (supposé pour simplifier comme une couche unidimensionnelle), laissant derrière une charge positive (i.e., les ions), comme le montre la Figure 2-2. Cette séparation de charge locale donne lieu à un champ électrique qui exerce une force sur les électrons et les ions. Comme les électrons sont beaucoup plus légers que les ions, ils réagissent plus rapidement au champ électrique de sorte que le mouvement des ions peut être négligé. Le champ électrique agit pour réduire la séparation de charges en attirant les

électrons vers leurs emplacements initiaux. Les électrons sont ainsi accélérés par le champ électrique vers leurs positions initiales. Cependant, à mesure qu'ils vont acquérir de l'énergie cinétique dans ce processus, leur inertie les porte au-delà de leurs positions neutres. Le plasma redevient non neutre, et encore un champ électrique est créé maintenant dans la direction opposée à celle représentée sur la Figure 2-2 pour retarder leur mouvement. Maintenant, les électrons sont accélérés vers la droite et ils passent devant leurs positions d'équilibre en raison de leur inertie, et une fois de plus le déplacement de charge représenté dans la Figure 2-2 est mis en place. En l'absence de tout amortissement (par exemple, en raison de collisions des électrons avec des ions ou d'autres électrons), ce mouvement oscillatoire se poursuit dans les plasmas, l'amortissement de collision peut être négligé, de sorte que toute légère perturbation du système conduit à l'oscillation que nous venons de décrire.

Nous allons maintenant examiner la fréquence de cette oscillation, ou la durée de temps pendant laquelle les électrons se déplacent d'une extrémité à l'autre. La force du champ électrique de rétablissement dépend de la quantité de la charge déplacée, par conséquent de la charge électronique q , et de la densité ou le nombre d'électrons par unité de volume. L'inertie de l'exposition de particules dépend de leur masse, la fréquence d'oscillation doit aussi dépendre de la masse de l'électron. La fréquence pour laquelle les électrons déplacés oscillent dans un plasma est appelée la fréquence de plasma.

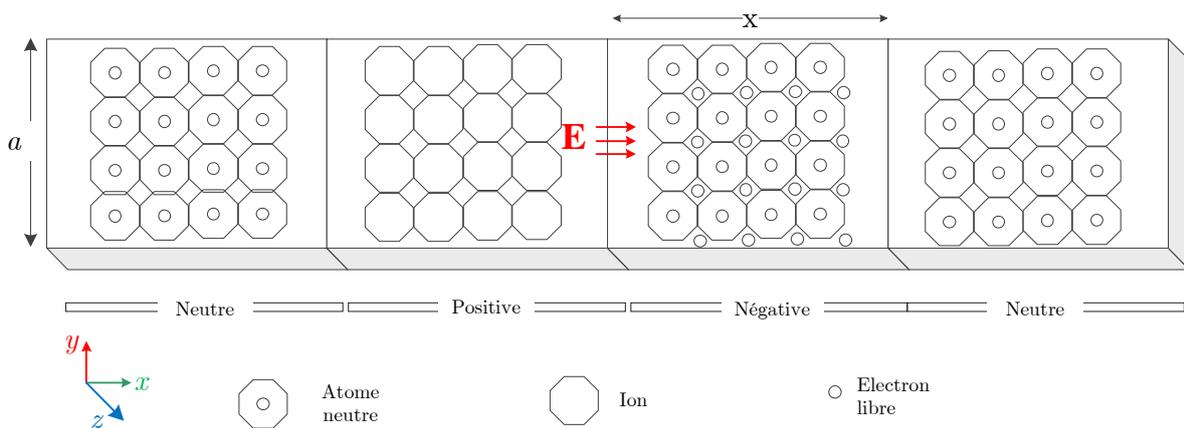


Figure 2-2 Couche plasma tridimensionnelle, la région positivement chargée est constituée d'atomes qui ont perdu un électron tandis que la région négativement chargée possède un excès d'électrons.

Afin de déterminer la fréquence de plasma ω_p , on doit partir de l'équation de Lorentz*

$$\mathbf{F}_{elec} + \mathbf{F}_{mag} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) = m \frac{d\mathbf{v}}{dt} \tag{2.2}$$

Qui exprime la force magnétique et celle électrique pour une charge q , le champ électrique est \mathbf{E} , \mathbf{v} représente la vitesse vectorielle de cette particule chargée et \mathbf{B} représente le flux magnétique.

* Les caractères en gras réfèrent aux valeurs vectorielles.

Nous pouvons déterminer ω_p en utilisant l'équation du mouvement (2.2) pour un seul électron en présence d'un champ électrique seulement selon la direction x , i.e., $\mathbf{E} = x Ex$.

Nous allons calculer par la loi de Gauss la charge Q due au déplacement x sur la Figure 2-2. On prend un cube de dimensions $(a \times x \times z)$, nous avons :

$$\oint_s \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = \frac{Q}{\epsilon_0}$$

Si la densité d'électrons est n_e , on a $Q = AxN_e q$, où A représente la section droite du cube (normal à x), il vient :

$$\begin{aligned} \oint_s \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} &= -a\Delta z E_x \\ &= \frac{Q}{\epsilon_0} = \frac{a \Delta z n_e q}{\epsilon_0} \Rightarrow E_x = -\frac{x n_e q}{\epsilon_0} \end{aligned}$$

Selon l'équation du mouvement dans l'espace d'une particule chargée dans un champ électromagnétique [26] :

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{n_e q}{\epsilon_0} x = 0 \Rightarrow \frac{d^2 x}{dt^2} + \omega_p^2 x = 0 \quad (2.3)$$

Dans lequel $\omega_p \equiv \sqrt{\frac{n_e q^2}{m \epsilon_0}}$ donne la fréquence de plasma.

L'équation (2.3) est une équation différentielle du deuxième degré. Elle possède une solution de la forme suivante :

$$x = C_1 \sin(\omega_p t) + C_2 \cos(\omega_p t) \quad (2.4)$$

C_1 et C_2 sont des constantes déterminées par les conditions aux limites. L'équation (2.4) décrit le déplacement en x pour des oscillations libres d'un volume de plasma. C'est la fréquence naturelle de l'oscillation plasma. Si un champ externe est appliqué sur une couche de plasma, il y aura d'autres fréquences et l'équation (2.4) permet de les déterminer.

La fréquence d'oscillation d'un plasma dépend de la quantité totale d'électrons déplacés correspondant à une charge totale de $n_e q$, qui détermine l'amplitude du champ électrique. La dépendance à la masse m est également prévue. Dans les plasmas typiques de laboratoire, la valeur de ω_p est dans la gamme des hyperfréquences. Par exemple, pour un plasma avec une densité électronique $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $f_p = 9 \text{ GHz}$. Dans l'ionosphère de la Terre, où la densité maximale typique d'électrons libres est entre $\sim 10^{10}$ et 10^{12} cm^{-3} , la fréquence plasma sera par conséquent comprise entre ~ 1 et 10 MHz .

ϵ_0, q, m étant des constantes, on peut écrire :

$$f_p \approx 9 \sqrt{n_e} \quad (2.5)$$

où il apparaît que la fréquence de plasma est liée directement à la densité d'électron n_e .

2.3 Propagation des Ondes Électromagnétiques dans un Plasma

Considérons une onde électromagnétique plane harmonique dont la fréquence f se propage dans un milieu plasma. La force de Lorentz sur une particule chargée (électron ou ion) se déplaçant avec une vitesse \mathbf{v} est donnée par l'équation du mouvement de la particule :

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q\mathbf{E} + \mu_0 q \mathbf{v} \times \mathbf{H} \quad (2.6)$$

Où m est la masse de la particule, q est sa charge électrique, et \mathbf{E} et \mathbf{H} sont les intensités instantanées du champ électrique et magnétique respectivement. Les intensités sont reliées par l'impédance intrinsèque du milieu plasma $\eta_p = E/H$, qui est supérieure à celle de l'espace libre η_0 ; i.e., $E/H > \eta_0$.

On sait que la force magnétique exercée sur la particule est :

$$\mathbf{F}_m = q\mu_0 \mathbf{v} \times \mathbf{H} \quad (2.7)$$

Et que la force électrique exercée sur la particule est :

$$\mathbf{F}_e = q\mathbf{E} \quad (2.8)$$

Et le rapport entre la force électrique et la force magnétique est donné par :

$$\left| \frac{\mathbf{F}_e}{\mathbf{F}_m} \right| = \mu_0 \left| \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{H}}{\mathbf{E}} \right|$$

Ce rapport est très inférieur à l'unité puisque

$$\frac{\mu_0 |\mathbf{v} \times \mathbf{H}|}{E} \leq \frac{\mu_0 v H}{E} < \frac{\mu_0 v}{\eta_0} = \frac{v}{c} \ll 1, \text{ en considérant le sinus de l'angle entre } \mathbf{v} \text{ et } \mathbf{H} \text{ et que } \eta_p > \eta_0.$$

Ce qui veut dire que $\mathbf{F}_e \gg \mathbf{F}_m$, et cela permet de négliger la force magnétique et on trouve par conséquent que l'équation (2.6) peut être écrite sous la forme :

$$j\omega m \mathbf{v} = q\mathbf{E} \quad (2.9)$$

Cette équation est appelée l'équation de mouvement d'une particule, $\omega = 2\pi f$ est la fréquence angulaire de l'onde étudiée.

Le résultat du mouvement des particules chargées est un courant de convection dans un milieu gazeux raréfié (où $\sigma = 0$). Ce courant électrique n'est gouverné par la loi d'Ohm comme par exemple les faisceaux des électrons dans un tube cathodique et aussi comme le mouvement violent des particules chargées dans un coup de foudre. La densité du courant de convection est :

$$\mathbf{J} = \rho \mathbf{v} \quad (2.10)$$

Où \mathbf{v} représente la vitesse vectorielle des particules chargées et ρ est la densité volumique de ces particules. On sait que $\rho = n_e q$, étant donné que n_e est la concentration des particules (nombre de particules dans l'unité de volume) et que q est la charge élémentaire d'une particule. En insérant (2.9) dans (2.10), on obtient :

$$\mathbf{J} = n_e q \mathbf{v} = -\frac{j}{\omega m} n_e q^2 \mathbf{E} \quad (2.11)$$

Et la loi d'Ampère devient :

$$\nabla \times \mathbf{H} = \underbrace{n_e q \mathbf{v}}_{\text{courant de conduction}} + \underbrace{j\omega \varepsilon_0 \mathbf{E}}_{\text{courant de déplacement}} = \mathbf{J} + j\omega \varepsilon_0 \mathbf{E} = j\omega \varepsilon_0 \left(1 - \frac{n_e q^2}{\omega^2 \varepsilon_0 m} \right) \mathbf{E} = j\omega \varepsilon_p \mathbf{E} \quad (2.12)$$

On voit que la permittivité équivalente d'un milieu plasma ε_p est une grandeur inférieure à ε_0 et que l'influence de la présence des particules chargées dans un gaz ionisé peut être considérée de point de vue électromagnétique en prenant ε_p au lieu de ε_0 . C'est-à-dire, du point de vue de l'électromagnétisme, on peut considérer un plasma comme une matière solide et appliquer les équations de Maxwell. D'ailleurs, la masse d'une particule chargée apparaît dans le dénominateur de ε_p ce qui signifie que seule la masse de l'électron doit être prise en compte sachant que la masse d'un Ion est la plus importante. La contribution des ions dans cette permittivité équivalente est négligeable. Considérant m la masse d'un électron, q est la charge et n_e est la concentration d'électrons libres dans le gaz ionisé, la permittivité effective d'un plasma peut s'écrire :

$$\varepsilon_p = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{f_p^2}{f^2} \right) \quad (2.13)$$

où f_p est la fréquence de plasma qui est donnée par :

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{Nq^2}{\varepsilon_0 m}} \quad (2.14)$$

Ce paramètre est très important pour la modélisation du plasma et il dépend directement de la densité d'électrons n_e . C'est-à-dire, après le remplacement des valeurs connues de la charge de l'électron $q = -e$, de sa masse $m = m_e = 9.1094 \times 10^{-31}$ kg et de ε_0 , l'expression devient :

$$f_p = 9\sqrt{n_e} \quad \text{où } n_e \text{ en m}^{-3}; f_p \text{ en Hz} \quad (2.15)$$

À partir de l'équation d'ondes électromagnétique [27] on a :

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \beta^2 \mathbf{E} = 0$$

dans laquelle $\beta = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_p} = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0 (1 - \omega_p^2 / \omega^2)}$ est la constante de propagation.

Dans le cas d'une onde électromagnétique plane $\mathbf{E} = \mathbf{x} E_x$, on a

$$\frac{d^2 E_x}{dz^2} + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_p E_x = 0$$

Cette équation a une solution de la forme :

$$E_x(z) = C_1 e^{-j\omega t} + C_2 e^{j\omega t}$$

C_1 et C_2 sont des constantes à déterminer grâce aux conditions aux limites. En adoptant la notation $X = (\omega_p/\omega)^2$, il vient :

$$E_x(z) = C_1 e^{-j\omega z \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0 (1-X)}} + C_2 e^{j\omega z \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0 (1-X)}} \quad (2.16)$$

Nous allons voir que pour déterminer les caractéristiques physiques d'un milieu plasma, il faut parler de la constante de phase β d'une onde électromagnétique plane qui pénètre ce milieu. En plus, le champ électromagnétique oblige les électrons à se déplacer, ce qui génère un courant dans le plasma, ce courant électromagnétique influence à son tour l'onde plane en fonction de la fréquence de plasma ω_p et la fréquence de l'onde plane elle-même ω . Suite à cette interaction, la constante de phase β doit être examinée.

$\beta = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0 (1-X)}$. Pour $X < 1$, ou $\omega > \omega_p$, la constante de phase est réelle et l'onde plane peut se propager dans le milieu plasma comme dans d'autres milieux diélectriques. Lorsque $X = 1$, $\beta = 0$, et l'onde cesse de propager. Ce comportement nous rappelle le guide d'onde et on peut dire que ω_p représente la fréquence critique de propagation, dite fréquence de coupure de plasma. Dans le troisième cas, lorsque $X > 1$, où $\omega < \omega_p$, on trouve que β est imaginaire et il n'y a pas de propagation dans le milieu plasma. Dans ce cas on peut écrire l'équation (2.16) sous la forme :

$$E_x(z) = C_1 e^{-\omega z \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0 (X-1)}} + C_2 e^{\omega z \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0 (X-1)}} \quad (2.17)$$

Qui est une onde évanescente s'atténuant exponentiellement avec la distance.

2.4 Impédance et Diagramme de Dispersion d'un Milieu Plasma

Comme nous avons vu un plasma peut être considéré comme un diélectrique dont la permittivité ε_p a été donnée par l'équation (2.13).

D'une manière similaire, l'impédance intrinsèque d'un milieu plasma sera :

$$\eta_p = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_{eff}}} = \frac{\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}}{\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}} \quad (2.18)$$

Par conséquent, le champ magnétique résultant, relié à l'équation (2.16), sera :

$$H_y(z) = \frac{C_1}{\eta_p} e^{-j\omega z \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0 (1-X)}} + \frac{C_2}{\eta_p} e^{j\omega z \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0 (1-X)}} \quad (2.19)$$

Notons que lorsque $\omega > \omega_p$, l'impédance η_p est purement réelle, et les champs électrique \mathbf{E} et magnétique \mathbf{H} sont en phase, voir Figure 2-3, et leur produit représente une valeur réelle. Autrement dit, la valeur moyenne dans le temps pour l'énergie correspondant au flux est réelle.

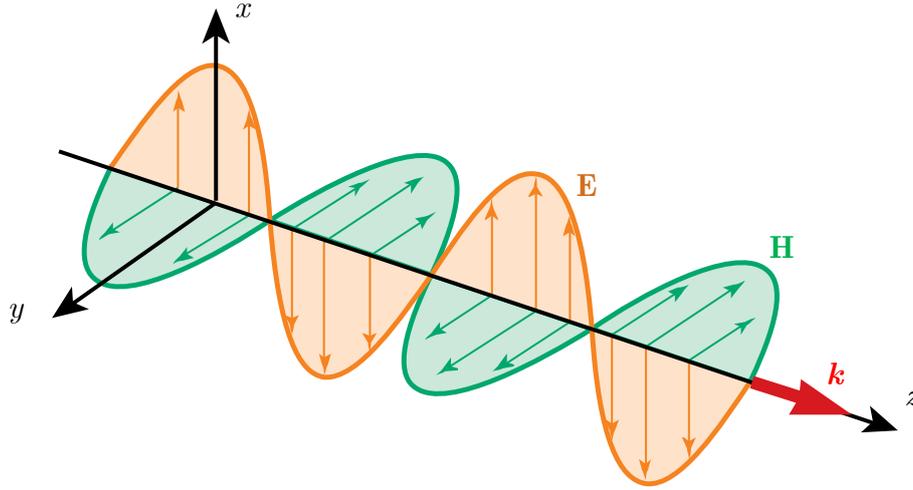


Figure 2-3 Onde électromagnétique plane en mouvement selon l'axe z , direction positive, avec une vitesse de la lumière dans l'espace libre, le champ électrique situé dans le plan xz et le champ magnétique oscille dans le plan yz .

Mais lorsque $\omega < \omega_p$, l'onde électromagnétique n'est pas propagative, mais évanescente, et on peut déduire à partir de l'équation (2.18) que l'impédance plasma est une valeur imaginaire. Il n'y a pas de flux d'énergie électromagnétique et les champs électrique \mathbf{E} et magnétique \mathbf{H} sont en quadrature de phase, i.e., il y a déphasage de 90° .

En considérant une onde électromagnétique qui se propage dans la direction $+z$, et $\omega > \omega_p$, les champs électrique et magnétique réels sont :

$$\mathbf{E}(z, t) = \hat{\mathbf{x}}C_1 \cos[\omega t - z\omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0(1-X)}] \quad (2.20)$$

$$\mathbf{H}(z, t) = \hat{\mathbf{y}} \frac{C_1\sqrt{1-X}}{\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}} \cos[\omega t - z\omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0(1-X)}] \quad (2.21)$$

Dans le cas où C_1 a une valeur réelle, et la valeur crête du champ électrique \mathbf{E} est $E_0 = C_1$, dépendante de l'amplitude du champ magnétique sera aussi dépendante de la fréquence (selon l'équation (2.21)). L'impédance d'un milieu plasma est élevée au voisinage de la fréquence de coupure ω_p . Autrement dit, pour $\omega = \omega_p$, le plasma réagit comme un circuit ouvert. Pour les fréquences supérieures à la fréquence de coupure, i.e., $\omega \gg \omega_p$, nous aurons $\eta_0^2 = \mu_0/\varepsilon_0$, et le plasma réagira dans ce cas comme l'espace libre. Du point de vue du flux d'énergie, pour une onde plane qui illumine un milieu plasma non magnétique, la densité du flux d'énergie moyen (vecteur de Poynting) est :

$$\mathbf{S}_{av} = \hat{\mathbf{z}} \frac{E_0^2}{2\eta_p} = \hat{\mathbf{z}} \frac{E_0^2}{2\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}} \sqrt{1-\omega_p^2/\omega^2} \quad (2.22)$$

La vitesse de phase pour cette onde dans un milieu plasma est

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} = \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2\mu_0\varepsilon_0(1-\omega_p^2/\omega^2)}} = \frac{c}{\sqrt{1-\omega_p^2/\omega^2}} \quad (2.23)$$

Où c représente la vitesse de la lumière dans l'espace libre. Ainsi, nous voyons que la vibration des électrons dans les régions ionisées donne une vitesse de phase supérieure à celle de la vitesse de la lumière dans l'espace libre. La vitesse de groupe est

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = c\sqrt{1 - \omega_p^2 / \omega^2} \tag{2.24}$$

On remarque que $v_p v_g = c^2$, comme dans le cas d'un guide d'onde.

La relation entre ω et β , appelée relation de dispersion, permet de calculer la vitesse de groupe dans le cas de la propagation d'un paquet d'ondes à travers un milieu plasma. Cette vitesse est égale à la vitesse de phase lorsque ω et β sont proportionnels, c'est-à-dire lorsqu'il n'y a pas de dispersion; c'est le cas du vide pour lequel $\omega = \beta c$; $v_p = v_g = c$.

La relation qui exprime la dispersion [28, 29] d'un milieu plasma peut être écrite à partir de l'équation (2.23) comme :

$$\beta = \omega\sqrt{\mu\epsilon_0}\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2} \tag{2.25}$$

Le diagramme de dispersion pour un milieu plasma est présenté sur la Figure 2-4, qui donne β en fonction de ω , c'est une hyperbole dont le minimum donne précisément la pulsation critique de ce milieu plasma ω_p .

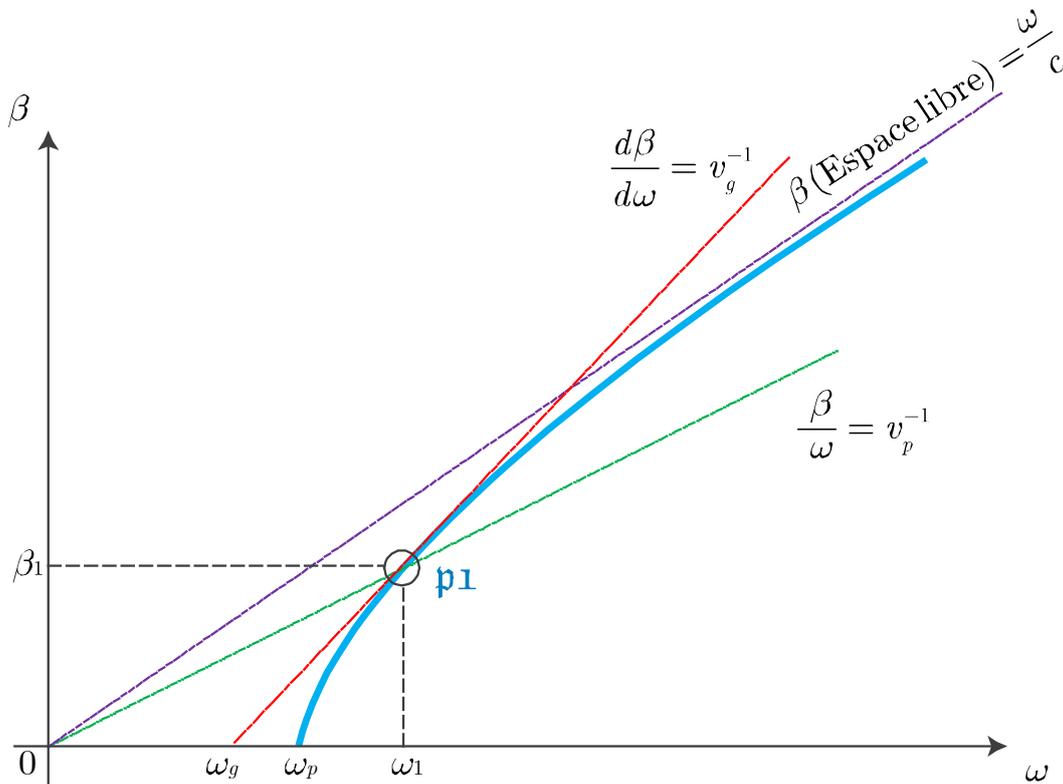


Figure 2-4 Diagramme de dispersion d'un milieu plasma montrant la possibilité d'extraire graphiquement la vitesse de phase et celle de groupe pour une fréquence donnée.

Cette diagramme illustre graphiquement que la constante de phase β est nulle lorsque la fréquence est inférieure à la fréquence de coupure de plasma ω_p . La vitesse de phase est l'inverse de la pente de la ligne qui passe de l'origine 0 et par un point p_1 , correspondant à une fréquence choisie ω_1 ; i.e., $v_p^{-1} = (\beta_1 - 0) / (\omega_1 - 0)$. Alors que la vitesse de groupe est lisible à partir de ce diagramme en considérant l'inverse de la pente au point p_1 ; i.e., $v_g^{-1} =$

$(\beta_1 - 0)/(\omega_1 - \omega_g)$. Les deux vitesses convergent vers la vitesse de la lumière dans le vide lorsque $\omega \gg \omega_p$. On constate aussi que la vitesse de phase dans les milieux plasmas est toujours \geq à la vitesse de la lumière dans le vide c , mais v_g , la vitesse de groupe, est toujours \leq à c et on constate que $v_p v_g = c^2$ est toujours valable.

Un milieu plasma se présente comme d'autres milieux normaux et pas comme les métamatériaux [30, 31]. Ce qui confirme que les plasmas se comportent comme l'espace libre pour les fréquences beaucoup plus grandes que ω_p .

2.5 Réflexion des Ondes Électromagnétique par un Milieu Plasma

Supposons qu'une onde plane arrive sur une interface plane qui sépare l'espace libre, considéré comme le milieu d'incidence, et un milieu plasma (voir Figure 2-5). La densité d'électrons augmente selon l'axe z normale aux couches.

Les ondes radio arrivent à partir d'une station sur la terre vers les couches de l'atmosphère. Afin de profiter de ces couches ionisées comme réflecteur, la fréquence d'onde électromagnétique doit rester inférieure à la fréquence de plasma des couches. Autrement dit, on imagine que chaque couche a une valeur de densité d'électrons n_e . Une fois que la densité d'électrons a atteint sa valeur critique, l'onde radio se réfléchit vers la terre.

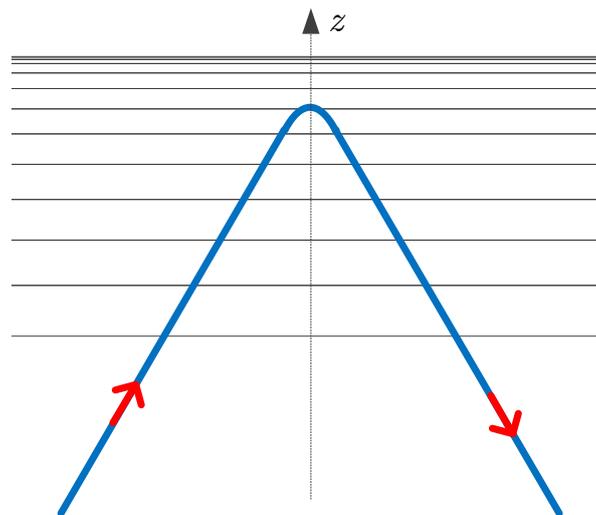


Figure 2-5 Réflexion des ondes électromagnétiques par du plasma. L'augmentation de la densité d'électrons est représentée par l'encombrement des lignes horizontales. Le faisceau est retourné au voisinage de l'endroit où la densité d'électrons atteint la valeur critique de la fréquence d'onde donnée.

Comme nous l'avons dit, la densité d'électrons dans l'ionosphère augmente progressivement avec l'altitude donc l'interface n'est pas une seule interface nette entre deux milieux. C'est ce type de réflexion des ondes radio sur l'ionosphère qui rend les communications radio à longue portée possible, avec une réflexion qui se produit lorsque ω est inférieure à ω_p . Pour l'ionosphère, la valeur crête de f_p est approximativement de 10 MHz, ainsi, les ondes correspondant aux fréquences de radiodiffusion AM sont réfléchies par la couche ionosphérique conductrice. Les micro-ondes, les ondes de la télévision et des signaux de radio

FM sont généralement supérieures à 40 MHz, et sont donc facilement transmises par la couche conductrice avec une réflexion ionosphérique négligeable.

Pour illustrer le concept de base de réflexion totale sur une telle interface, nous considérons une interface nette unique entre l'espace libre et une région ionisée (caractérisé par la fréquence de plasma ω_p) comme illustré sur la Figure 2-6.

En supposant que l'onde incidente à une fréquence ω soit normale à l'interface, que le premier milieu est l'espace libre, et que la région ionisée se comporte comme un diélectrique à constante diélectrique $\epsilon_p = \epsilon_0 \sqrt{1 - \omega_p^2 / \omega^2}$, les coefficients de réflexion et de transmission sont similaires à ceux de deux diélectriques conventionnels, i.e.,

$$\Gamma = \frac{\sqrt{\epsilon_1} - \sqrt{\epsilon_2}}{\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2}} = \frac{\sqrt{\epsilon_0} - \sqrt{\epsilon_0(1 - \omega_p^2 / \omega^2)}}{\sqrt{\epsilon_0} + \sqrt{\epsilon_0(1 - \omega_p^2 / \omega^2)}} = \frac{\omega - \sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}}{\omega + \sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}} \quad (2.26)$$

$$T = \frac{2\sqrt{\epsilon_1}}{\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2}} = \frac{2\omega}{\omega + \sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}} \quad (2.27)$$

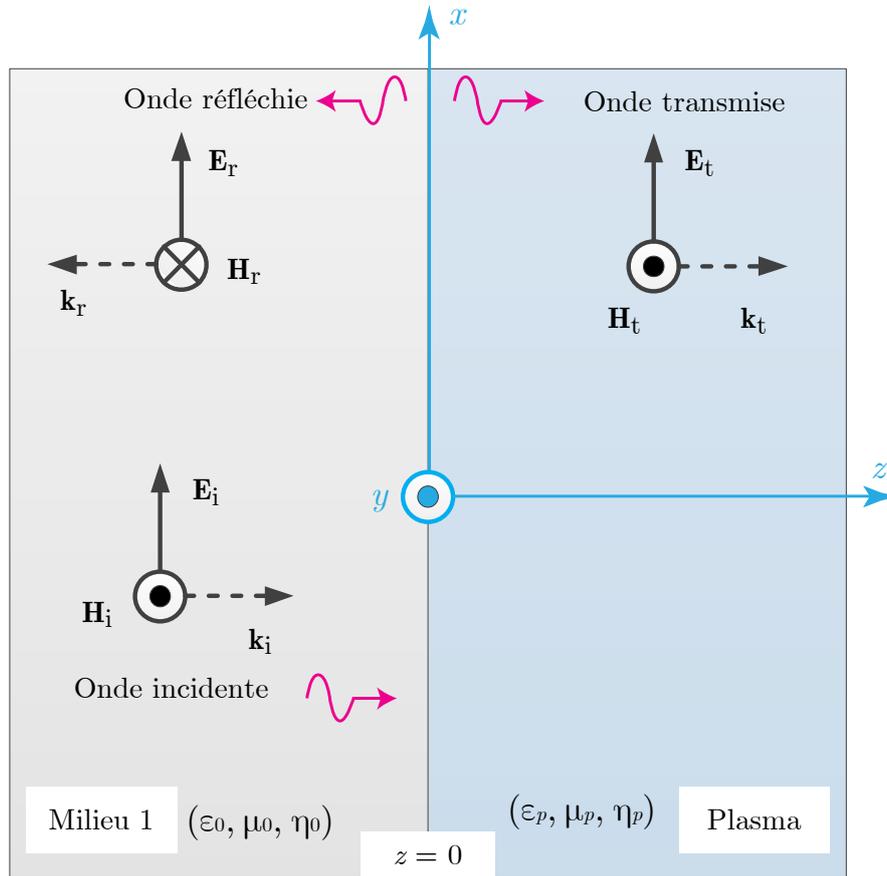


Figure 2-6 Réflexion sur l'interface séparant l'espace libre et un plasma. Incidence normale à une interface entre l'espace libre et un milieu ionisé (plasma), caractérisé par une fréquence de plasma.

Pour $\omega > \omega_p$, on constate que le coefficient de réflexion Γ et le coefficient de transmission T sont des valeurs réelles et représentent des portions de l'énergie incidente.

D'ailleurs, lorsque $\omega < \omega_p$, Γ devient imaginaire, et dans ce cas on peut dire que :

$$\Gamma = \frac{\omega - j\sqrt{\omega_p^2 - \omega^2}}{\omega + j\sqrt{\omega_p^2 - \omega^2}} = 1e^{j\phi} \quad (2.28)$$

On peut dire qu'une onde électromagnétique arrivait de l'espace libre et rencontrant un milieu plasma avec $\omega < \omega_p$ est totalement réfléchi en fonction du cas de l'incidence oblique ou normale. Et l'amplitude de l'onde réfléchi est égal à celui de l'onde incidente mais les deux ondes sont déphasées de Φ_Γ dépendant de la fréquence selon l'équation (2.28).

Notons aussi que le coefficient de transmission T devient complexe, et l'onde transmise par conséquent est évanescente et n'est pas en phase avec l'onde incidente. Elle disparaît rapidement selon l'axe z , et elle n'apporte pas d'énergie réelle et l'impédance intrinsèque du plasma dans ce cas, $\omega < \omega_p$, est imaginaire pur. Par conséquent les champs électrique \mathbf{E} et magnétique \mathbf{H} dans le milieu ionisé sont déphasés de 90° .

2.6 Pertes par Collisions dans les Plasmas

En pratique, une certaine puissance électromagnétique est toujours perdue dans un plasma, car les électrons sont fréquemment en collision avec les molécules de gaz, avec les ions, et avec d'autres électrons. Ces collisions provoquent la perte d'une partie de la puissance électromagnétique en chaleur. Pour $\omega > \omega_p$, les pertes de collisions atténuent l'onde avec la distance. De plus, pour $\omega < \omega_p$, les pertes dues aux collisions conduisent à une réflexion partielle au lieu d'une réflexion totale.

Les effets des collisions peuvent être pris en compte en incluant un nouveau terme correspondant à la force de frottement dans l'équation du mouvement (2.6), tel que :

$$q\mathbf{E} = j\omega m\mathbf{v} + m\nu_m\mathbf{v} = j\omega m\left(1 - j\frac{\nu_m}{\omega}\right)\mathbf{v} \quad (2.29)$$

où ν_m représente la fréquence de collision par seconde.

Une fois le terme de collisions pris en compte, on peut encore une fois éliminer \mathbf{v} de l'équation (2.12), et nous obtenons :

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon_0\mathbf{E} + \frac{n_e q^2 \mathbf{E}}{j\omega m\left(1 - j\frac{\nu_m}{\omega}\right)} \quad (2.30)$$

ensuite :

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon_0\left(1 - \frac{X}{1 - jZ}\right)\mathbf{E} \quad (2.31)$$

où $X = (\omega_p/\omega)^2$ et $Z = \nu_m/\omega$ sont des grandeurs sans dimension. Et la permittivité du plasma sera :

$$\epsilon_p = \epsilon_0\left(1 - \frac{X}{1 - jZ}\right) = \epsilon'_{eff} - j\epsilon''_{eff} \quad (2.32)$$

La partie imaginaire de la permittivité ϵ_{eff}'' représente les pertes de l'onde électromagnétique dans un tel milieu.

2.7 Paramètres des Plasmas pour la Modélisation Numérique

2.7.1 Mobilité électronique

C'est le rapport de la vitesse de dérive v_d d'une particule chargée, un électron en général, sur le champ électrique excitant le gaz, i.e., $\mu_e = v_d / E$. On peut dire aussi que la mobilité électronique est :

$$\mu_e = \frac{e}{mv_m} = \frac{1.76 \times 10^{15}}{v_m} \text{ en } \frac{\text{cm}^2}{\text{V.s}} = \frac{v_d}{E} \quad (2.33)$$

Tableau 2-1 Valeurs estimées pour la mobilité électroniques, pour la fréquence de collision, pour la conductivité et pour la longueur moyenne de parcours libre [12].

Gaz	$\mu_e p$ $10^6 \frac{\text{cm}^2 \cdot \text{Torr}}{\text{V.s}}$	$v_m p$ $10^9 \text{s}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$	$\sigma p / n_e$ $10^{-13} \frac{\text{Torr} \cdot \text{cm}^2}{\text{Ohm}}$	Plage de E / p $\frac{\text{V}}{\text{cm} \cdot \text{Torr}}$	l_p $10^{-2} \text{cm} \cdot \text{Torr}$
He	0.86	2.0	1.4	0.6-10	6
Ne	1.5	1.2	2.4	0.4-2	12
Ar	0.33	5.3	0.53	1-13	3
H2	0.37	4.8	0.58	4-30	2
N2	0.42	4.2	0.67	2-50	3
Air	0.45	3.9	0.72	4-50	3
CO2	1.1	1.8	1.8	3-30	3
CO	0.31	5.7	0.5	5-30	2

L'énergie moyenne des électrons dépend de l'intensité du champ électrique appliqué E . La vitesse de dérive n'est pas strictement une fonction linéaire avec E . Cependant, pour les études théoriques de décharge et pour simplifier, on peut considérer que la l'équation (2.33) est une relation linéaire; on considère que la mobilité μ_e est une constante. Nous avons dans le Tableau 2-1 des valeurs choisies pour la mobilité qui peuvent servir dans la modélisation numérique des plasmas.

La fréquence de collision ν_m est proportionnelle à la densité d'électrons n_e , autrement dit elle est proportionnelle à la pression p . Lorsque la fréquence est constante, la mobilité électronique et la vitesse de dérive v_d sont proportionnels à E/p . Le spectre d'énergie et l'énergie d'électrons moyenne dépendent de E et de p simultanément et de manière non indépendante. D'ailleurs, la vitesse de dérive est une fonction invariante avec le rapport E/p .

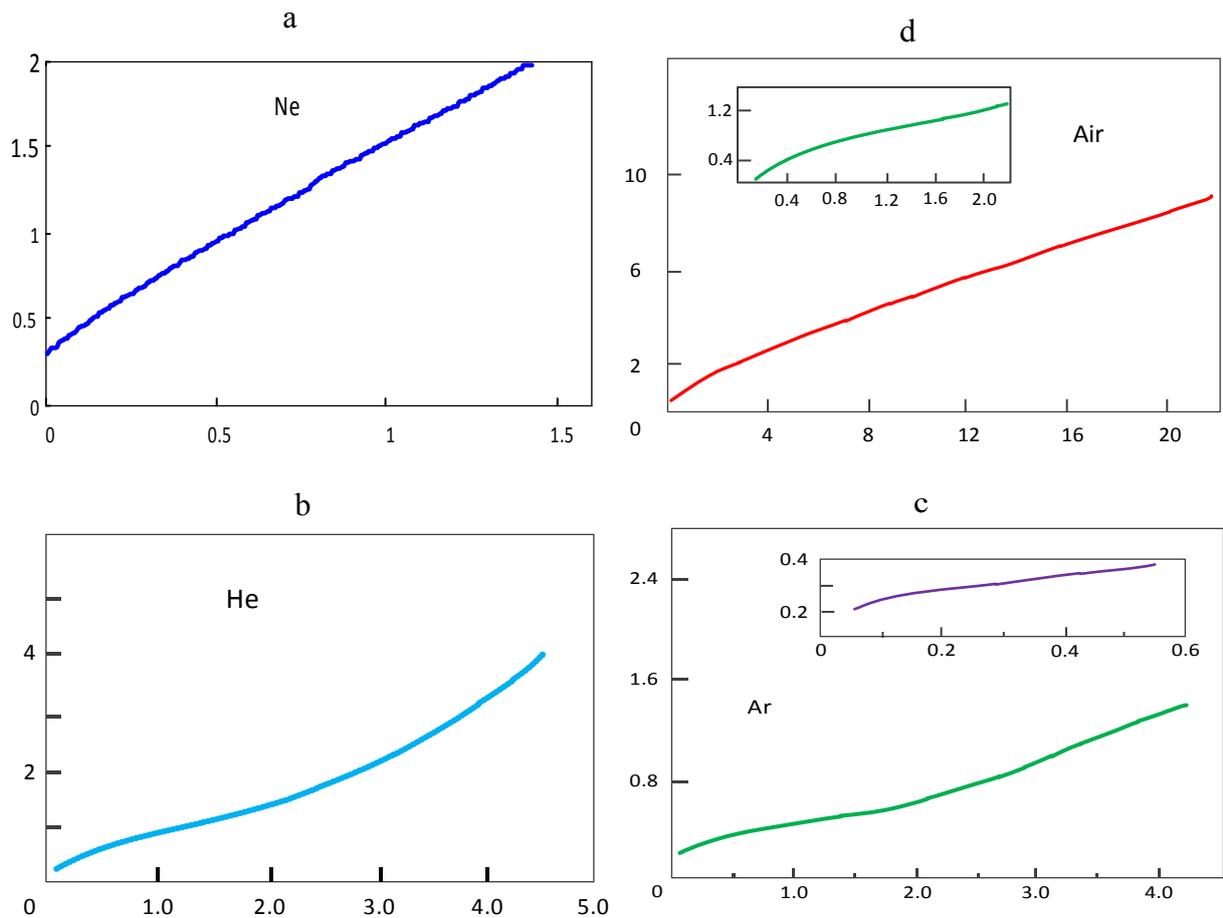


Figure 2-7 Variation de la vitesse de dérive en fonction de la pression et de l'intensité de champ électrique appliquées pour quelques gaz : a) Néon, b) Hélium, c) Argon, et d) Air. [12]

On trouve dans la Figure 2-7 des courbes qui représentent l'effet de pression ainsi que de l'intensité du champ électrique sur la vitesse de dérive pour quatre gaz proposés, le Néon (a), l'Hélium (b), l'Argon (c), et l'Air (d).

Pour les quatre cas proposés l'axe vertical représente la vitesse de dérive d'un électron; v_d en 10^6 cm/s et l'axe horizontal r représente le rapport E/p en V/cm.Torr. Il est évident que l'augmentation du nombre de particules chargées, c'est-à-dire l'augmentation de la pression p , provoque une diminution de la vitesse de dérive v_d , et que l'augmentation de l'intensité du champ électrique appliqué augmente cette vitesse.

Circuits Microrubans et les Canaux Plasmas

3.1 Introduction

Une décharge plasma qui n'abime pas le circuit microruban peut servir à créer des éléments avec des fonctionnalités dynamiques. L'ajout d'éléments localisés ou de s éléments distribués micro-ondes à un c ircuit microruban peut servir à créer de nouveaux dispositifs comme les résonateurs, coupl eurs, filtres, Un plasma i ntégré av ec un circuit microruban (circuit imprimé) peut changer la réponse fréquentielle et temporelle de ce circuit. Le changement des caractéristiques physiques d'un plasma (par exe mple, la pr ession, le type de gaz utilisé, la vitesse de flux, le champ électrique qui crée ce plasma, etc.), peuvent modifier cette réponse fréquentielle e t t mporelle, ce qui permet d'intégrer un tel él ément da ns l e do maine de s circuits imprimés et trouver un bon modèle. On présente plusieurs prototypes permettant de démontrer l'intérêt des plasmas associés avec les circuits imprimés microrubans.

3.2 Canal Plasma Formant une Jonction en T

Un générateur de Type Agilent Technologie, 83 624B, a été utilisé [19] pour générer une onde hyperfréquence dont la fréquence est dans la plage [1,12] GHz. Ce générateur est connecté à un a mplificateur de signal j usqu'à 3 W. L a Figure 3 -1 montre l e schéma-bloc du m ontage réalisé a fin de te ster l'interaction entre un circuit imprimé s ur un substrat tel que le verre époxy (FR4) et une décharge plasma.

Dans ce sc héma, il y a de ux filtres passe-haut (H.P.F) qui s ervent à pr otéger l e c oupleur directif au niveau de la sortie et l'amplificateur au niveau de l'entrée. Les signaux de décharge sont considérés comme un danger sur les dispositifs voisins, la température émise par cette décharge e ndommagerait le substrat et les autr es pa rties du montage. Alors, Il e st indispensable de trouver un moyen pour les protéger.

Pour protéger le substrat, il faut ici vérifier la tension de claquage du substrat utilisé ; le FR4 peut s upporter jusqu'à 40 kV pour une é paisseur de 1.53 m m [32]. La va leur maximale constatée d'après la simulation du champ électrique est de 20 kV/m ce qui nous assure qu'on est en dessous de la tension de claquage. La tension de claquage est l'aptitude d'un matériau isolant à ré sister a u p assage d' un courant é lectrique d isruptif pr oduit p ar un e te nsion électrique. Il dépend d'un grand nombre de facteurs liés à la matière telle que la composition

chimique, structure de la molécule, le degré d'humidité, la propreté, l'épaisseur, la rugosité de surface et le vieillissement de la matière.

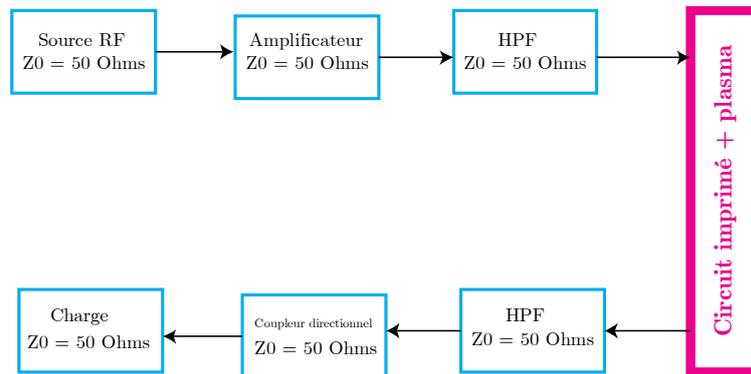


Figure 3-1 Schéma-bloc du montage de mesure permettant de créer un canal plasma avec un circuit microruban et de tester son influence sur la transmission.

Pour un substrat FR4 dont l'épaisseur est 1.53 mm et pour une ligne microruban de largeur 3 mm; impédance caractéristique de 50 Ohms [33]. La répartition du potentiel électrique est illustrée sur la Figure 3-2 pour un gap de largeur de 1mm et une tension de 250 V appliqué sur l'Anode et 0 V sur la Cathode.

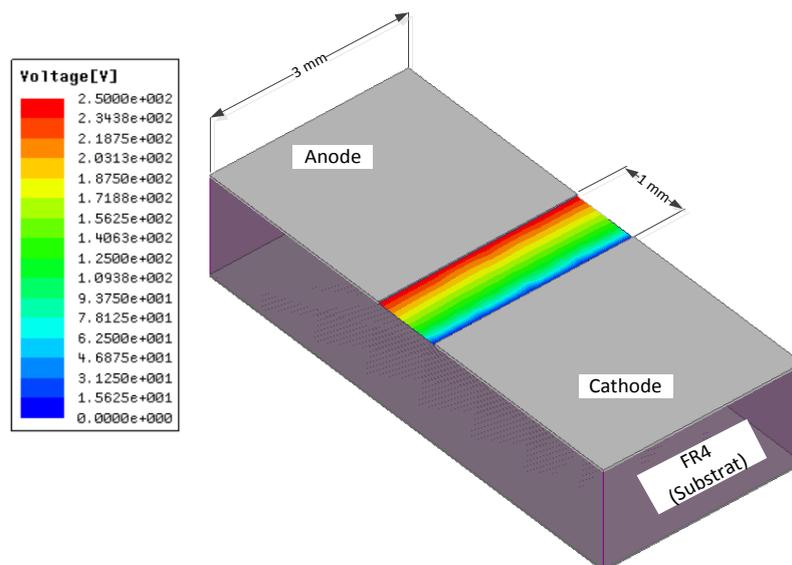


Figure 3-2 Illustration tridimensionnelle du "gap" à ligne microruban monté sur un substrat FR4 avec le potentiel électrique dans ce gap.

Cette répartition est linéaire lorsqu'on considère que la largeur du gap est infinie selon l'équation de Laplace [29], et cette répartition selon la simulation est présentée par la Figure 3-3 où on constate que l'allure presque linéaire est confirmée par COMSOL et par CST Studio.

Le circuit montrant le circuit microruban avec le gap est illustré sur la Figure 3-2 avec une illustration de la distribution du potentiel électrique dans le gap qui a presque une allure linéaire.

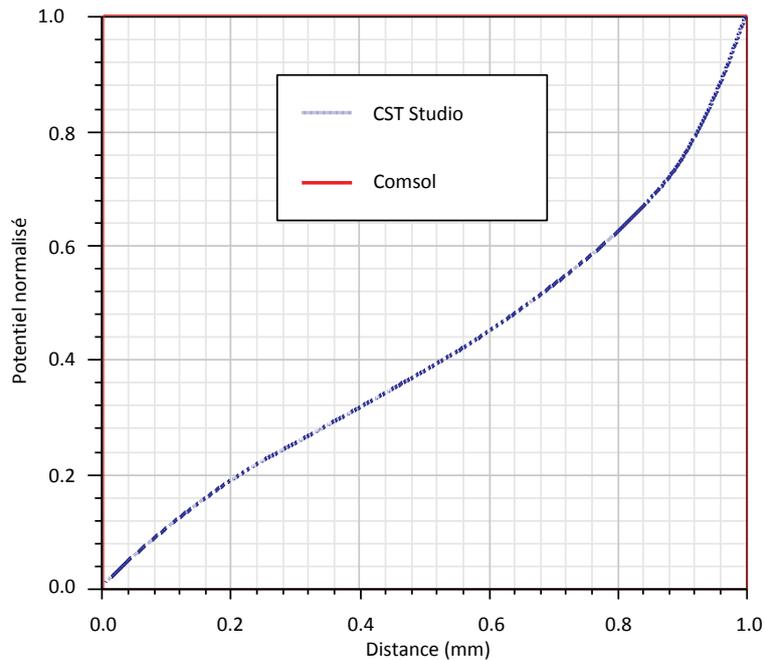


Figure 3-3 Simulation de la répartition de potentiel électrique unidimensionnel le long d'un gap microruban de largeur 1 mm en utilisant CST Studio (ligne pointillée) et COMSOL (ligne en continue).

3.3 Électrodes de Décharge Électrique

Des électrodes de type microruban ont été utilisées afin de créer la décharge électrique au-dessus du substrat FR4. Le circuit de décharge électrique est illustré par la Figure 3-4 qui montre la connexion de l'Anode ainsi que de la Cathode. La Cathode est connectée à une source en tension modulée V_k donnant une impulsion carrée négative en tension à l'aide d'une résistance de protection $R_b = 2 \text{ k}\Omega$.

L'anode est connectée à une source de tension continue V_a . Pour mesurer les courants électriques de décharge I_c et I_a , et pour séparer les composantes du courant continu et des courants hyperfréquences*, on a utilisé deux filtres passe-haut qui peuvent être des condensateurs de 470 pF.

Les dimensions du circuit de décharge sont montrées sur la Figure 3-5. Il est évident qu'il existe deux gaps; un entre le conducteur principal microruban et la cathode de dimensions $2 \times 3 \text{ mm}$ et un autre qui se trouve entre l'Anode et la Cathode de dimensions $0.2 \times 2 \text{ mm}$.

* L'ampèremètre est connecté à la ligne microruban à l'aide d'une ligne de transmission de longueur de $\lambda/4$ qui assure la séparation DC-AC parce qu'un signal RF est bloqué par cette ligne $\lambda/4$ alors que le signal continue ne subit pas de pertes.

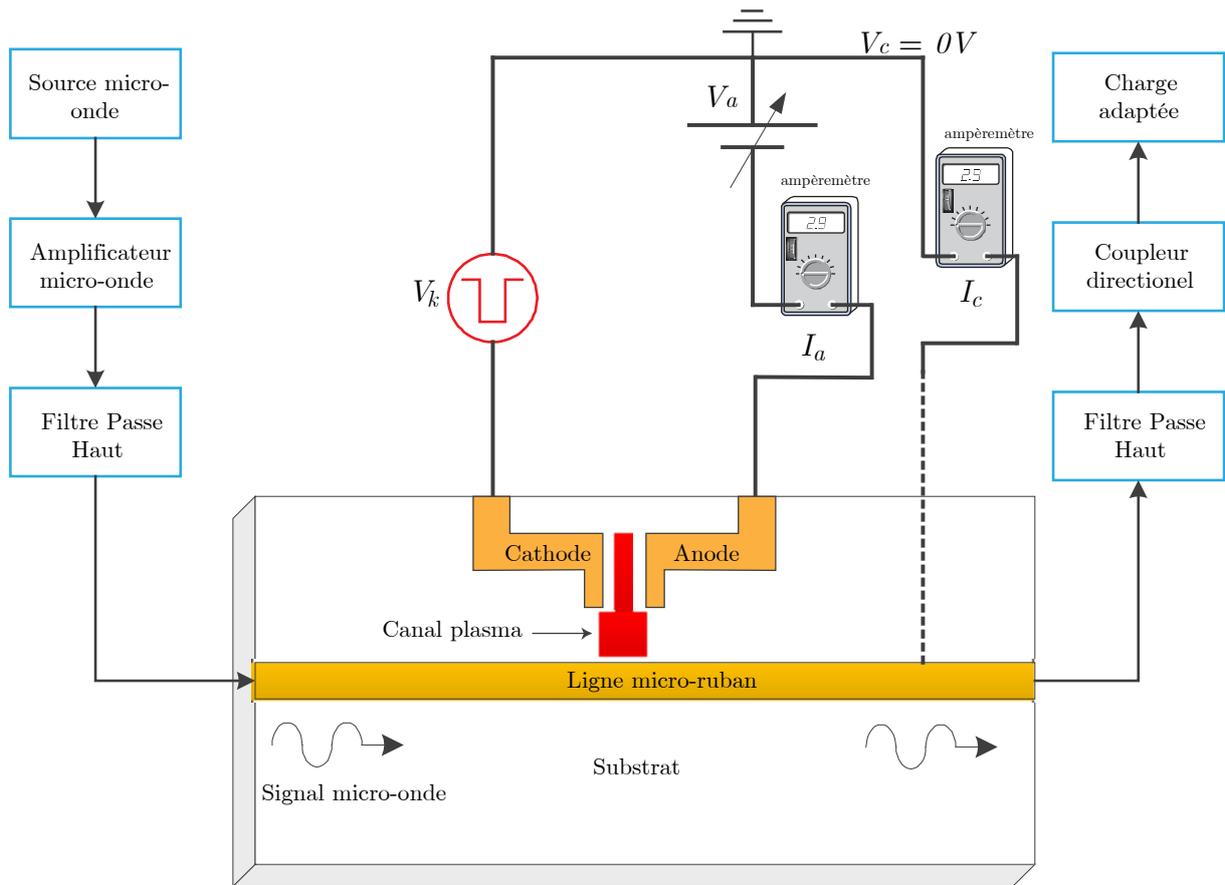


Figure 3-4 Dispositif expérimental pour créer une jonction plasma en T avec le parcours courant continu et celui concernant les signaux micro-ondes [19].

Les dimensions des gaps ont été choisies de manière que la densité de courant de décharge I_c puisse modifier la résistance de cette jonction tout en prenant en compte l'effet de la pression du gaz utilisé dans la chambre de décharge.

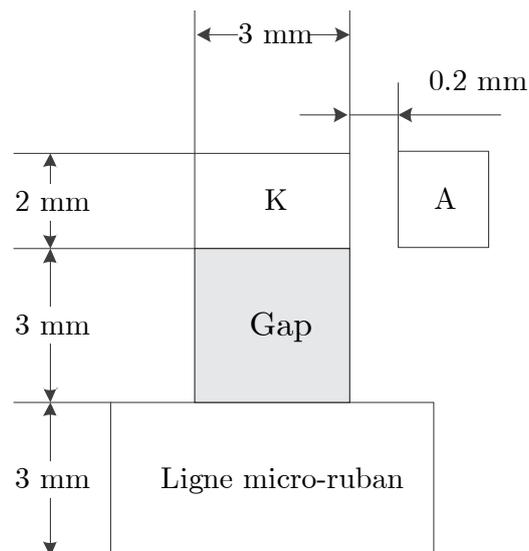


Figure 3-5 Unité principale microruban de décharge pour une jonction plasma en T.

3.3.1 Signaux de Décharge

Nous allons voir les signaux de décharge électriques et leurs courants de décharge qui passent à travers le conducteur principal I_c et à travers de l'Anode en respectant la tension électrique appliquée sur la Cathode V_k .

- En prenant $V_a = -50$ V et $V_c = 0$ V, le courant I_a apparaît avant I_c . Le signal de la transmission d'une onde électromagnétique de fréquence 11.1 GHz commence à diminuer simultanément au passage du courant de conducteur I_c . On peut remarquer d'après la Figure 3-6 que la forme du signal de transmission est similaire à la forme du courant de décharge I_c .
- En prenant $V_a = -20$ V et $V_c = 0$ V, Le courant de décharge I_a se sature après un certain temps, tandis que l'autre courant I_c , ne passe pas; il n'y a pas de "T-Junction" et le signal de transmission est toujours constant sauf une petite différence correspondant à I_a , voir la Figure 3-7.

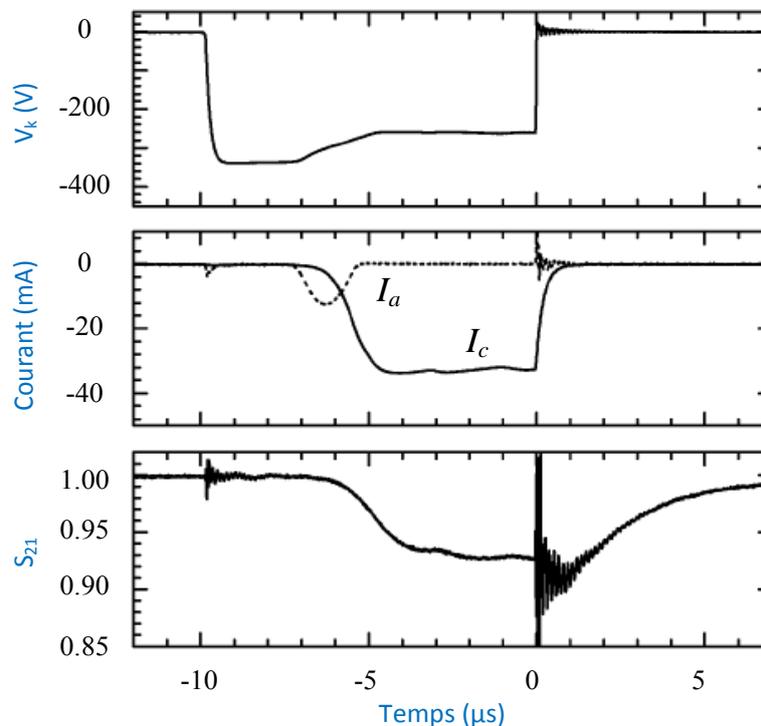


Figure 3-6 Chronogramme des signaux de décharge pour une tension anodique V_a égale à -50 V, V_k est la tension continue de la cathode, I_c et I_a sont les courants de décharge et S_{21} est le coefficient de transmission direct [19].

On trouve d'après les cas de V_a cités ci-dessus que pour former une jonction plasma en T, il faut que la différence de tension entre la Cathode et le conducteur principal soit plus grande que celle entre la Cathode et l'Anode.

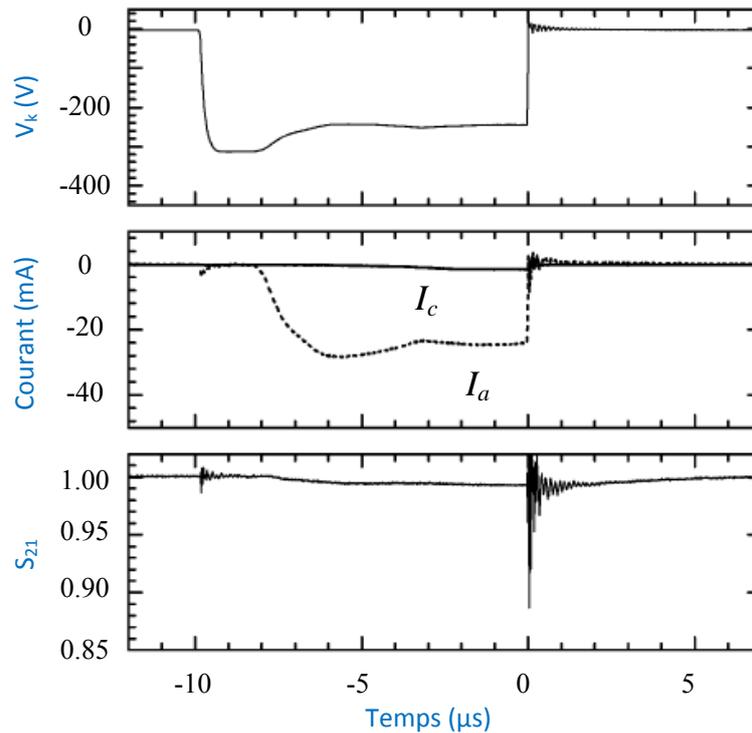


Figure 3-7 Chronogramme des signaux de décharge lorsque la tension anodique V_c est nulle, V_k est la tension continue de la cathode, I_c et I_a sont les courants de décharge et S_{21} est le coefficient de transmission direct [19].

3.3.2 Tension d'Amorçage (Sparking Voltage)

C'est la tension d'allumage entre la Cathode et le conducteur principal ou celle entre l'Anode et la Cathode. Autrement dit, il y a une tension d'amorçage V_s qui concerne l'Anode et la Cathode d'un côté, et il y a une autre qui concerne l'Anode et la Cathode d'un autre côté. En général, cette tension dépend de la pression du gaz utilisé d'une part et de la tension de polarisation V_a d'autre part. À l'aide des résultats expérimentaux [19], on présente la tension d'amorçage.

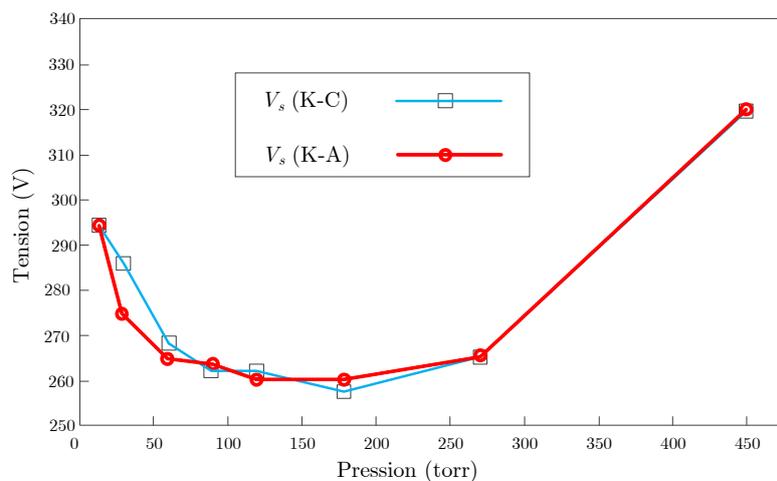


Figure 3-8 Tensions d'amorçage (Conducteur-Cathode) et (Anode-Cathode) pour le dispositif montré sur la Figure 3-4, lorsque l'anode et le conducteur sont connectés à la masse[19].

Les valeurs de la tension d'amorçage sont illustrées graphiquement sur la Figure 3-8, et on voit que dans ce cas, lorsque le conducteur et l'Anode sont connectés à la masse, les deux tensions sont presque analogues lorsqu'on change la pression de gaz de 10 torrs jusqu'à 450 torrs. Une différence pour la tension d'amorçage est constatée au dessus d'une pression de 25 torrs.

3.3.3 Relation entre le Courant de Décharge et l'Atténuation

L'atténuation d'une onde à 11.1 GHz est reliée au courant de décharge I_c . En prenant le montage illustré sur la Figure 3-4, on a pris les mesures cinq fois en changeant la pression et en ajustant à chaque fois la tension de décharge V_s ; c'est la tension de décharge entre la Cathode et le conducteur : V_s (K-C), de sorte que $V_k = -(|V_s|+20)$ volts.

Pour bien illustrer cette relation, le Tableau 3-1 contient les valeurs de l'atténuation constatées dans le cas d'une jonction plasma-en-T. Les valeurs de la transmission S_{21} obtenues par la mesure ont été utilisées comme référence lors de la simulation afin de déterminer le circuit équivalent relatif à chaque pression.

Tableau 3-1 Variations des valeurs des courants de décharge en fonction de la pression avec les valeurs de la tension d'amorçage nécessaires lorsque ($f=11.1$ GHz, $V_c = 0$, $V_a = -50$ V). [19]

p (torrs)	30	60	90	120	180
V_s (V)	286	268	262	262	258
I_a (mA)	1.4	3.4	8.9	12.8	16.4
V_k (V)	-306	-288	-282	-282	-278
I_c (mA)	6.1	16.0	26.8	34.5	42.3
S_{21}	0.980	0.971	0.946	0.930	0.913

3.4 Circuit Équivalent de la Décharge Électrique (à 100 Pa)

La décharge sous haute pression telle que la pression atmosphérique de l'ordre de 100 Pa présente beaucoup d'applications dans l'industrie des semi-conducteurs (gravure à plasma). On voit sur la Figure 3-9.a un prototype basique et simple pour montrer la formation d'un canal plasma sur l'effet du champ électrique appliqué entre les deux électrodes. Ce plasma est constitué d'un grand nombre des filaments plasma à courte durée. Un filament plasma appelé micro-canal qui possède normalement la forme d'un cylindre dont le diamètre est de l'ordre de 100 μ m. Le micro-canal plasma s'élargit après des électrodes et le plasma se forme une couche de plasma surfacique. Un circuit électrique équivalent simple de cette décharge est présenté sur la partie droite de cette figure.

Lorsque la valeur du champ électrique dépasse la tension de claquage, le micro commutateur va se fermer et un courant de décharge va passer à travers la résistance de plasma R_p . Cette résistance va rapidement changer sa valeur avec le temps.

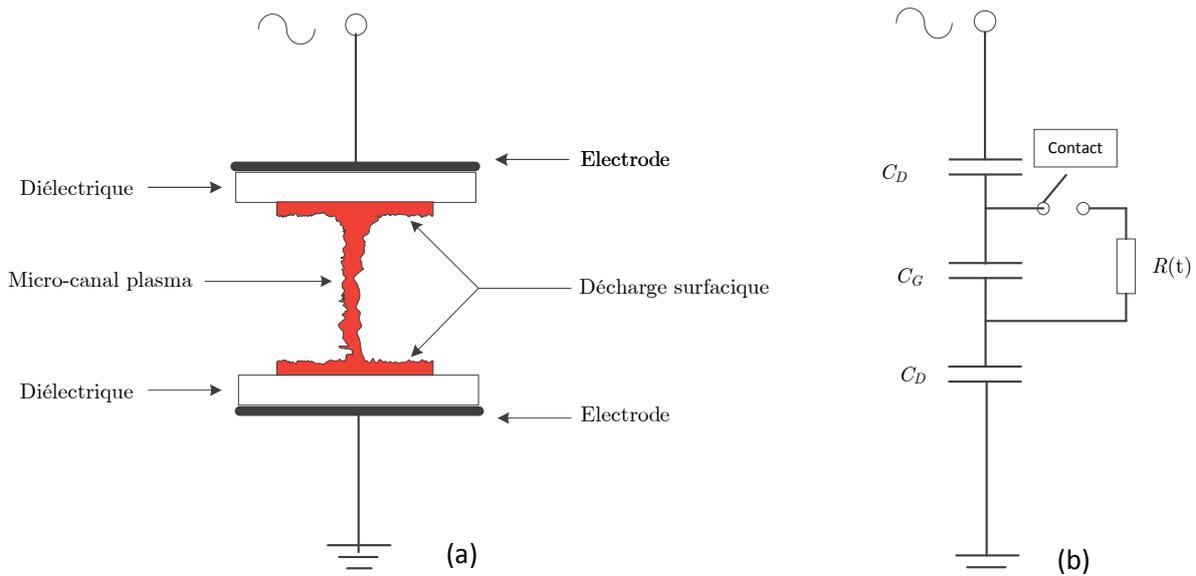


Figure 3-9 Dessin d'une micro-décharge et du simple circuit électrique équivalent.

D'après les résultats expérimentaux donnés par la référence [19], on fait la simulation afin de trouver un modèle électrique qui peut remplacer le plasma. Les éléments de circuit étant dépendants de la pression, de la tension de la Cathode, de la tension de l'Anode, etc....

3.5 Isolation des Parties RF et des Parties DC dans le Prototype Utilisé

Dans la Figure 3-10, Il faut choisir la valeur de la bobine L de sorte que $(1/\omega L) \gg 50$ Ohms; le signal de décharge passe à travers le conducteur et ensuite il continue à travers la bobine, ce qui permet de mesurer la valeur du courant de décharge I_c , en prenant $L = 80 \mu\text{H}$.

Par ailleurs, on remplacera les filtres passe-haut, montrés dans le schéma bloc représenté sur la Figure 3-10, par des capacitances C . Pour que cette capacitance bloque le signal de polarisation, la valeur de $(1/\omega C)$ doit être très petite devant la valeur de 50 Ohms et pour cela on choisit $C = 70 \text{ nF}$.

Pendant cette étude on a travaillé sur 2 fréquences principales, $f=2 \text{ MHz}$ pour un gap plasma et $f = 11.1 \text{ GHz}$ pour "T-Junction". Les valeurs choisies de L et de C satisfont les conditions suivantes $(1/\omega L) \gg 50 \text{ Ohms}$ et $(1/\omega C) \ll 50 \text{ Ohms}$. Dans ces conditions l'atténuation maximale égale à presque 9 % pour une pression de 180 torrs.

En effet, on a six résultats; six valeurs de la transmission et six valeurs de courant de décharge I_c . On cherche à trouver l'équivalent de la zone plasma de manière à satisfaire l'atténuation relative et la valeur du courant qui passe à travers le microruban I_c .

Après avoir réalisé la simulation, les résultats donnent une résistance en série avec un microruban similaire au conducteur de même largeur W avec les autres caractéristiques du substrat. Il reste à déterminer les paramètres manquants : la résistance R_{pl} et la longueur du microruban l .

Pour chaque pression, un couple de résultats est déterminé qui donne R_{pl} et l . Par exemple, à la pression de 180 torrs, on peut remplacer la zone plasma par :

- une résistance $R_{pl} = 4.572$ kOhms en série avec un microruban de longueur $l = 1.061$ mm.
- une résistance $R_{pl} = 4.572$ kOhms en série avec un microruban de longueur $l = 4.571$ mm.

Afin de déterminer la résistance R_{pl} , on prend une boucle de Kirchhoff ce qui conduit à :

$$R_{pl} = \frac{V_k - I_c \cdot r_b}{I_c} \quad (3.1)$$

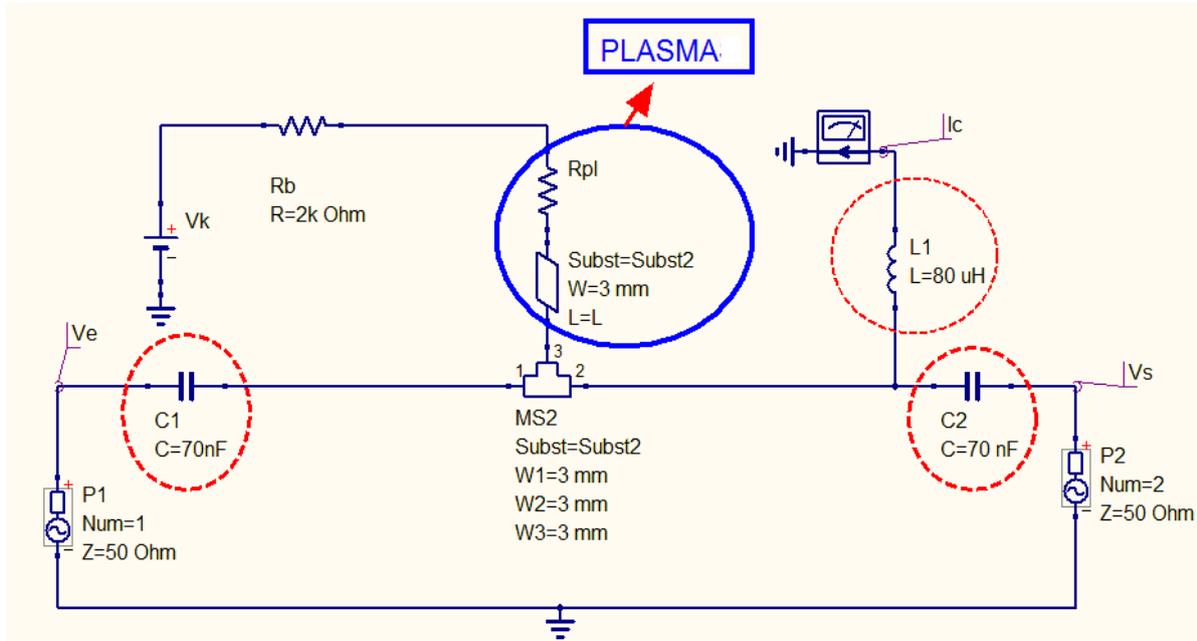


Figure 3-10 Schéma de simulation pour déterminer la résistance et le déphasage créés par le plasma en utilisant QUCS*.

Nous pouvons remarquer que pour une valeur de V_k , la tension de la cathode, est choisie de sorte que $V_k = -(|V_s| + 20)$ Volts avec V_s la tension de décharge entre la cathode et le conducteur (K-C).

3.5.1 Résultats de la Simulation

Le Tableau 3-2 illustre les résultats en prenant les deux premières solutions, afin d'éviter des lignes de transmissions de longueurs trop grandes.

On a trouvé l'équivalent de la zone plasma en faisant varier la pression et en maintenant la tension de polarisation $V_a = 50$ V. Autrement dit, on a déterminé la zone plasma pour chaque pression donnée. Mais maintenant on va répéter notre étude en faisant varier la tension de polarisation V_a et pour une même pression $p = 180$ torrs.

Tableau 3-2 Calcul de la résistance plasma et de la longueur de ligne en fonction de la pression avec $f = 11.1$ GHz et $V_a = -50$ V.

Pression (torrs)	1 ^{ère} solution		2 nd solution	
	R_{pl} (kOhms)	l (μ m)	R_{pl} (kOhms)	l (mm)

* QuiteUniversal Circuit Simulator (QUCS) est un logiciel open source de simulation de circuits électroniques et en particulier des circuits hyperfréquences.

30	48.164	41.7	48.164	5.800
60	16.000	450	16.000	5.285
90	8.522	1020	8.522	4.694
120	6.174	1224	6.174	4.490
180	4.572	1408	4.572	4.326

En remplaçant la section microruban dont la longueur l est calculée par la simulation, et à partir des résultats montrés dans le Tableau 3-3, on peut déterminer exactement $Z_p = R_p + j X_p$. Afin d'effectuer ce la, un microruban idéal sera utilisé. Il est défini de manière que son impédance caractéristique $Z_c = 50$ Ohms à la fréquence étudiée $f = 11.1$ GHz. En utilisant l'outil "LINCALC" d'Agilent ADS ou QUCS, on trouve les caractéristiques d'une ligne microruban sans pertes avec une permittivité diélectrique ϵ_r égale à 4.32, une épaisseur du conducteur $T = 35$ μ m, une épaisseur du substrat $H = 1.53$ mm et une largeur $W = 3.23$ mm. Les résultats obtenus sont montrés par le Tableau 3-4.

Tableau 3-3 Calcul de la résistance plasma et de la longueur de ligne en admettant que le plasma est un couple de R_{pl} en série avec une ligne de transmission idéale de longueur l , la pression étant variable ($f = 11.1$ GHz, $V_c = 0$, $V_a = -50$ V).

p (torrs)	$f = 11.1$ GHz, $V_c = 0$, $V_a = -50$ V. QUCS jonction en T idéale			
	1 ^{ère} solution		2 nd solution	
	R_{pl} (kOhms)	l (μ m)	R_{pl} (kOhms)	l (mm)
30	48.164	83	48.164	5.429
60	16.000	450	16.000	5.082
90	8.522	1000	8.522	4.580
120	6.174	1224	6.174	4.400
180	4.572	1380	4.572	4.250

À la fréquence $f = 11.1$ GHz, et dans le cas d'un microruban idéal, la permittivité diélectrique effective ϵ_{eff} égale à 3.605 et la longueur d'onde guidée est égale à $\lambda_g = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon_{eff}}$ avec

$$\lambda_g = \frac{3 \times 10^8 / 11.1 \times 10^9}{\sqrt{3.605}} = 14.235 \text{ mm.}$$

Tableau 3-4 À partir de la longueur de la ligne l , on détermine la capacitance du plasma en calculant θ , l'angle de déphasage.

p (torrs)	30	60	90	120	180
R_{pl} (k Ohms)	48.164	16.000	8.522	6.174	4.572
l (μ m)	83	450	1000	1224	1380
θ (de)	2.1	11.4	25.3	31	34.9
C (ff)	7.8	1.4	0.6	0.5	0.4

L'angle de déphasage créée par notre microruban idéal est donné par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta = \frac{2 \times \pi \times k}{\lambda_g} \\ k = \frac{\omega}{v} \\ v = \frac{c}{\epsilon_{eff}} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{le nombre d'onde} \\ \text{la vitesse de phase} \end{array}$$

3.5.2 Interprétation des Résultats Obtenus

Quand on vérifie la validité de nos résultats, on trouve qu'ils ne sont pas rigoureusement exacts, bien que la valeur de R_{pl} soit absolument correcte parce que cela concerne le courant de décharge I_c dont le circuit électrique DC est montré par la Figure 3-10. L'emplacement proposé pour la capacitance C_{pl} ne peut pas changer la valeur de la transmission en changeant C_{pl} (d'après la simulation). Donc, on est obligé de modifier l'emplacement de C_{pl} de sorte que la capacitance soit dans une situation sensible du point de vue RF. Autrement dit, il faut que le changement de C_{pl} modifie la valeur de S_{21} .

Pour pouvoir imaginer une autre possibilité pour connecter C_{pl} par rapport à R_{pl} , il faut trouver une autre façon qu'en série ou qu'en parallèle. En revenant à la Figure 3-10, il est possible de modifier S_{21} facilement en faisant varier la longueur de la ligne de transmission l . Lorsqu'on modifie l , on peut voir que l'impédance de l'entrée de cette ligne chargée par $(R_{pl} + r_b)$ varie entre une valeur de l'ordre de quelques Ω jusqu'à quelques $k\Omega$, ce qui nous permet de modifier S_{21} , comme indiqué par la Figure 3-11.

Tableau 3-5 Résultats finaux d'une jonction plasma en T (R_{pl} , C_p) en fonction de la pression.

p (torrs)	30.000	60.000	90.000	120.000	180.000
R_{pl} (kOhms)	48.164	16.000	8.522	6.174	4.572
C_{pl} (pF)	0.594	0.716	0.968	1.114	1.260

Le schéma équivalent d'une jonction plasma en T est montré sur la Figure 3-12 qui assure que:

- Les valeurs du courant continu de décharge I_c soient bonnes.
- La valeur de la transmission S_{21} est variable avec C_{pl} , Z_{line} de ce schéma est toujours dans la plage de quelque Ω à quelque $k\Omega$.

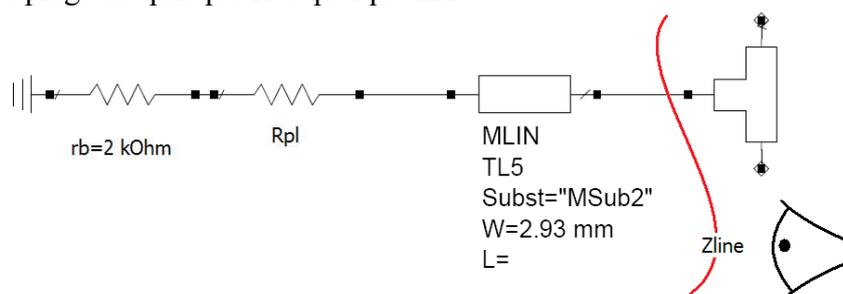


Figure 3-11 Impédance d'un micro-canal plasma vu à partir de la ligne de transmission.

Maintenant, et après avoir justifié notre proposition d'un schéma pour la jonction plasma-en-T de la Figure 3-12, il reste à donner les bonnes valeurs à C_{pl} . Les résultats sont illustrés sur le Tableau 3-5.

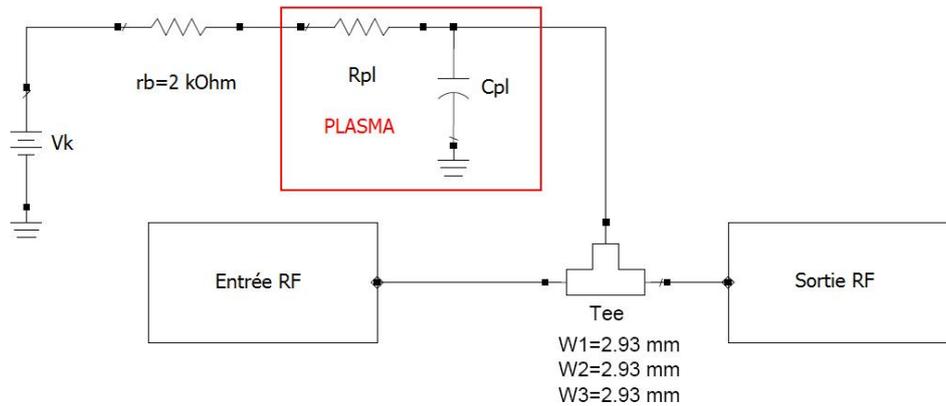


Figure 3-12 Schéma final d'un modèle de jonction plasma en T.

3.6 Effet de la Tension de Polarisation sur un Micro-Canal Plasma

En maintenant la valeur de pression $p = 180$ torrs et en faisant varier la tension de polarisation V_a , on voit les comportements du courant de l'anode, du courant de la cathode et de la transmission. Cette transmission varie avec V_a .

Tableau 3-6 Tension de polarisation, courants de décharge, tension de Cathode, la transmission et la valeur calculée de R_{pl} [19].

V_a (V)	-50	-40	-30	-20	0	20
I_a (mA)	12.5	20.7	26.7	25.9	24.1	24.2
V_k (V)	-270	-260	-250	-240	-220	-200
I_c (mA)	33.6	30.7	20.5	1.6	0.4	0.3
R_{pl} (kOhms)	6.036	6.469	10.195	148	548	664.7
S_{21}	0.926	0.935	0.958	0.992	0.991	0.992

L'effet de la pression sur les courants de décharge et leur effet sur le passage des signaux RF est présenté expérimentalement [19] via les valeurs illustrées dans le Tableau 3-6.

Ici, la structure expérimentale est toujours la Figure 3-4. On a toujours le signal électromagnétique propagé à travers le conducteur à la fréquence $f = 11.1$ GHz. La tension de l'impulsion appliquée sur la cathode est ajustée de sorte que $V_k = V_a - 220$. Lorsque la valeur de la tension V_a est négative, V_k devient plus importante, la valeur du courant de décharge I_c augmente, et une réduction de la transmission est observée. Cette réduction de la transmission est une indication qu'il y a une "T-Jonction". L'augmentation de la tension de polarisation provoque graduellement une réduction de I_c et soudainement il commence notablement à diminuer pour V_a plus grand (plus que $-20V$) et en même temps, le courant I_a augmente jusqu'à une zone de saturation. Il est clair que la valeur d'atténuation obtenue est faible, parce que la densité électronique du plasma est relativement petite par rapport à celle d'un conducteur réel. La tension de polarisation V_a permet d'obtenir un canal plasma entre le conducteur et la cathode, pour cela il faut que la différence de tension entre le conducteur et la cathode soit plus grande que celle qui existe entre l'anode et la cathode.

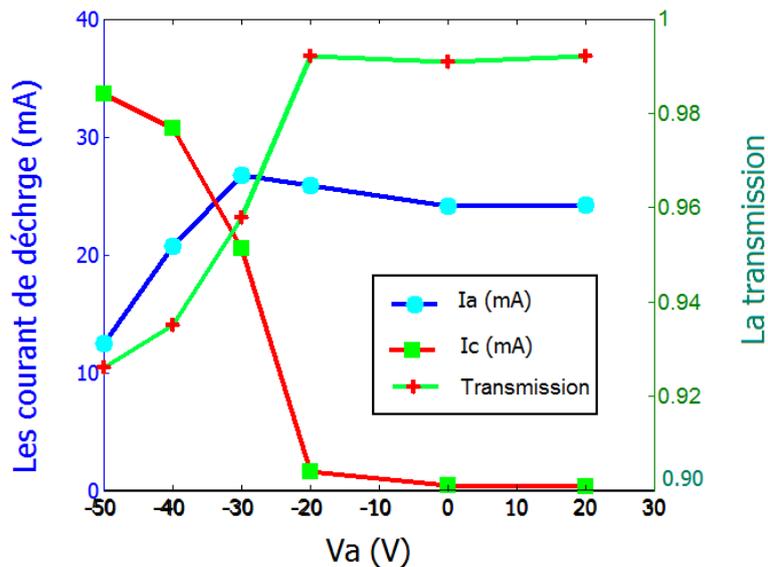


Figure 3-13 Courbes des résultats expérimentaux [34] ; transmission et courants de décharges en fonction de la tension de polarisation.

3.7 Circuit Microruban avec deux Micro-Canaux Plasmas

Le courant I_c qui passe avec cette pression est de 16 mA. Dans ce cas, nous avons l'influence des deux canaux plasma séparés par une distance de 10 mm. L'atténuation due aux canaux plasmas est donnée pour trois pressions distinctes [19]. On va remplacer chaque zone plasma par un circuit électrique équivalent (une résistance avec un microruban en série). La valeur d'atténuation nous permet de déterminer cette résistance et la longueur du microruban. Le microruban qui remplace la zone plasma possède les mêmes caractéristiques que le microruban principal (ϵ_r , W , t , h , ...). Le paramètre intermédiaire est dérivé à partir de l'atténuation sur lequel on se base pendant la simulation est la transmission S_{21} .

Après ce la, on commence par déterminer la résistance de la zone plasma en utilisant l'équation(3.1). Pour chaque pression, nous avons des valeurs connues pour V_k , on choisit V_k supérieure à la tension de décharge de 20 volts et pour le courant du conducteur I_c . La Figure 3-14 nous montre le circuit utilisé pour réaliser la simulation. Les deux zones plasmas sont mises en série avec deux ampèremètres qui permettent la visualisation du courant I_c qui passe au travers du conducteur. Afin de séparer le courant de polarisation I_c des circuits d'entrée et de sortie, on utilise les 2 capacitances $C = 70$ nF comme des filtres "passe haut" (H.P.F). Par ailleurs, la bobine ($L=80\mu\text{H}$) sert à assurer le passage du courant de décharge et elle se comporte comme celle de l'entrée. Les résultats sont montrés dans la Figure 3-13. Ici, la distance entre les deux "T-Junctions plasmas" est de 10 mm, ce qui représente $\lambda_g/2$ à la fréquence $f=8$ GHz.

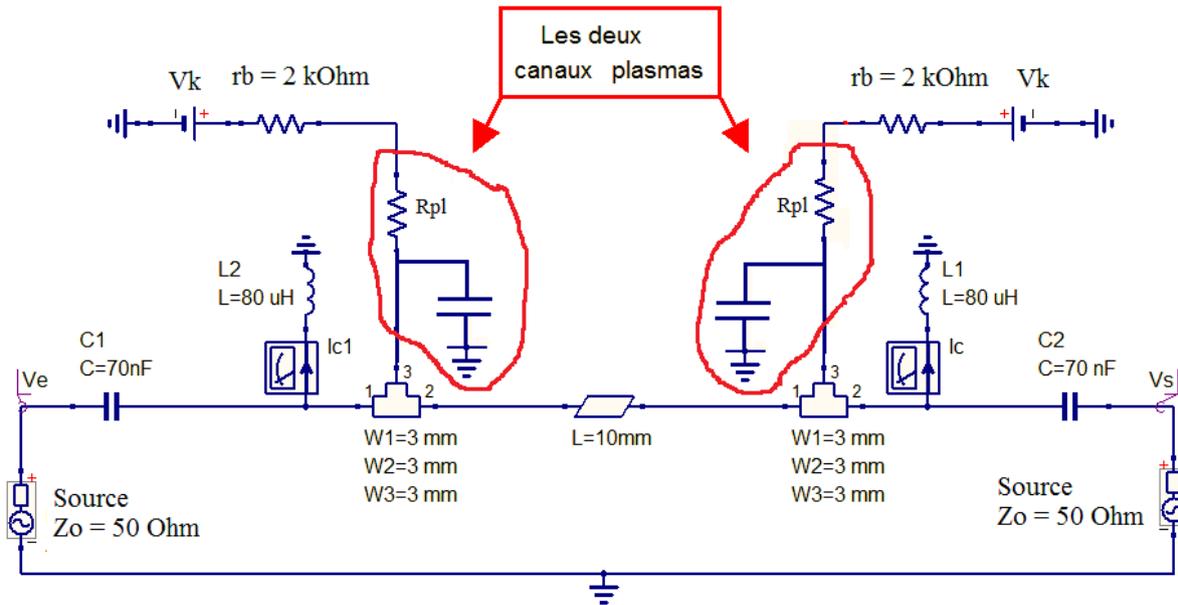


Figure 3-14 Schéma de simulation avec QUCS représentant un dispositif microruban comportant deux "T-Junctions".

Malheureusement, dans la référence [19] utilisée pour réaliser d'une analyse d'extraction des paramètres à partir de ses résultats de simulation de l'atténuation créée par ces deux "T-Junctions", une seule valeur de pression est donnée et correspond au couple p, I_c , $p = 60$ torrs et $I_c = 16$ mA.

Afin d'extraire les autres couples p et I_c , on trace la courbe qui relie p avec I_c en se basant sur les valeurs du Tableau 3-1. Et à partir de la Figure 3-15, on trouve la dépendance du courant de décharge en fonction de la pression.

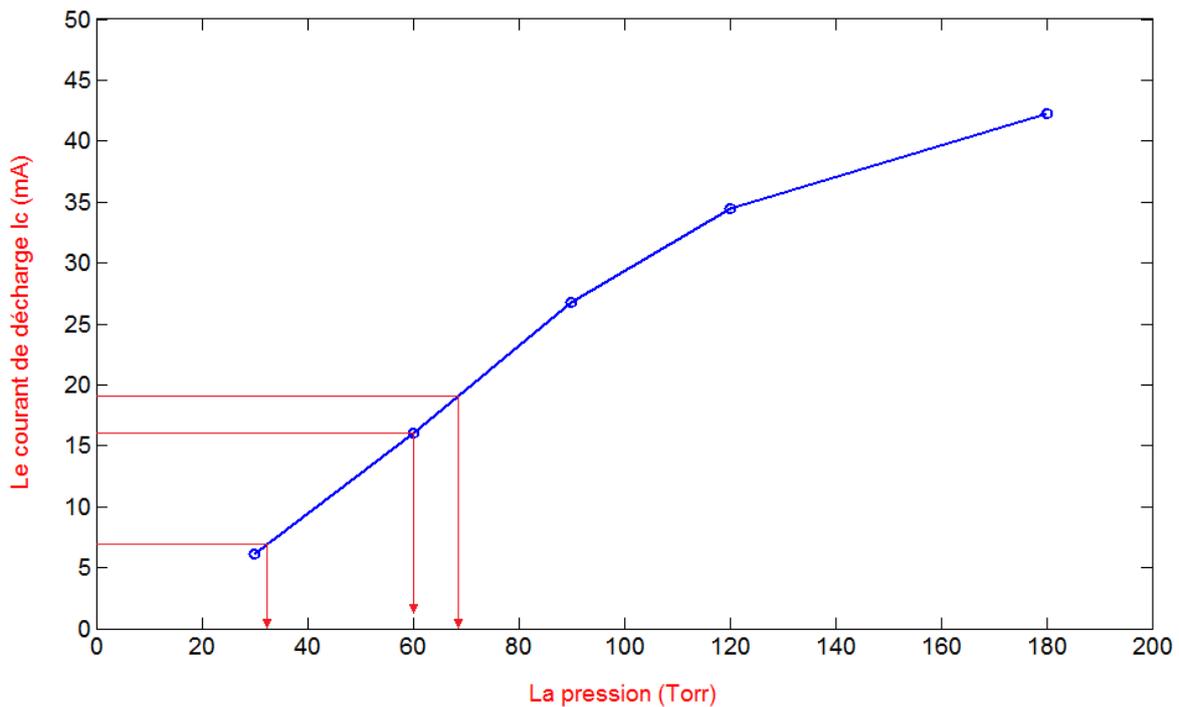


Figure 3-15 Relation entre la pression p et le courant de décharge I_c .

Maintenant, on peut ajouter les valeurs de pression au Tableau 3-6, ce qui donnera le Tableau 3-7. On continue notre simulation afin de trouver le schéma équivalent du plasma aux deux pressions restantes, 32 et 68 torrs et avec deux "T-Junctions". Le circuit électrique permettant de réaliser cette optimisation est représentée par la Figure 3-16, est obtenu ainsi avec ADS que par QUCS.

Tableau 3-7 Résultats numériques [19] pour le cas deux "T-Junctions plasma" en fonction de la pression, le courant I_c , la transmission, et l'atténuation.

p (torrs)	32	60	68
V_k (V)	-313	-288	-300
I_c (mA)	6.9	16.0	19.1
S_{21}	0.978	0.963	0.957
Atténuation	0.044	0.072	0.085

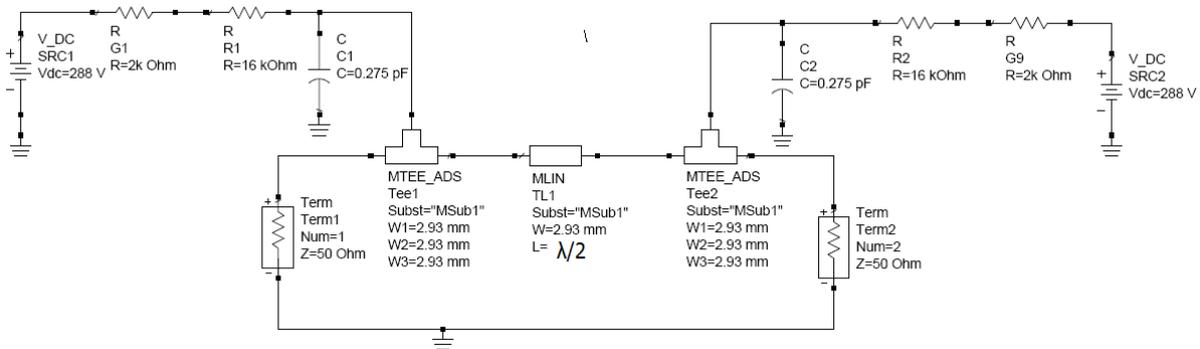


Figure 3-16 Circuit électrique avec "deux T-Jonctions plasmas" étudié à $f = 2.45$ GHz.

En prenant une largeur de conducteur W égale à 2.93 mm correspondant à $Z_c = 50 \Omega$, la simulation permet de déterminer la résistance et la capacitance du plasma. Les résultats sont montrés dans le Tableau 3-8.

Tableau 3-8 Résultats de calcul et de simulation pour déterminer R_{pl} et C_{pl} pour chaque zone plasma (cas de deux "T-Jonctions plasmas").

p (torrs)	R_{pl} (k Ohms)	C_{pl} (pF)
32	43.362	0.1
60	16.000	0.275
68	13.707	0.31

Pour le Tableau 3-8, on a deux T-Jonctions espacées d'une distance de 10mm correspondant à $\lambda_g/2$ à la fréquence 8 GHz, comme indiqué dans la Figure 3-17.

Il faut noter que le courant I_c indiqué dans le Tableau 3-7 est le courant de décharge d'une seule T-Junction.

Lorsqu'on fait la comparaison entre l'atténuation d'une "T-Junction" et l'atténuation de deux T-Jonctions, on trouve que la deuxième est bien plus grande, comme indiqué sur la Figure 3-18. D'après cette figure, l'atténuation augmente quand le courant de décharge augmente,

autrement dit qu'and la pression augmente. On remarque qu'à la pression de 60 Torr, l'atténuation de deux "T-Junctions" plasma est devenue 2.5 fois plus grande.

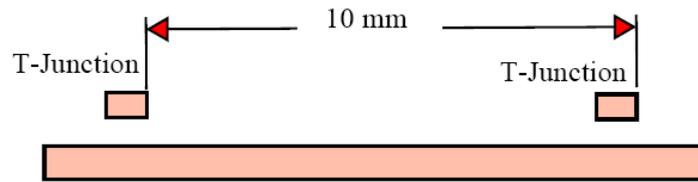


Figure 3-17 Distance de 10 cm entre les deux T-Junctions plasmas représentant $\lambda_g/2$ à la fréquence $f=11$ GHz

Il ne faut pas oublier le rôle de la pression qui modifie la densité d'électrons n_e et donc qui intervient indirectement dans la relation de la fréquence de plasma; $\omega_p = 9000\sqrt{n_e}$. Lorsque la fréquence de fonctionnement est proche de ω_p , l'atténuation atteinte est maximale parce qu'à cette fréquence le plasma se comporte comme un conducteur.

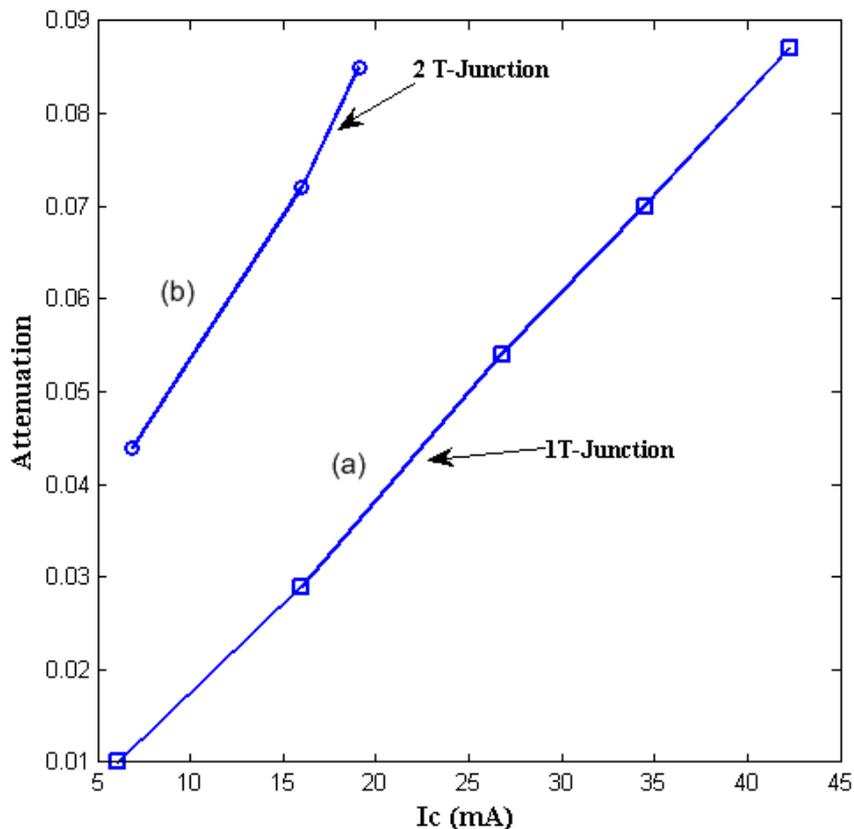


Figure 3-18 Atténuation du courant de décharge I_c pour une T-Junction plasma (a) et pour deux T-Junctions plasmas (b) [35].

3.8 Jonction Plasma en T comportant un Angle Droit

À la place de la ligne de transmission directe utilisée précédemment, on utilise une autre ligne à angle droit avec un "T-Junction" plasma pour augmenter l'atténuation ou modifier la profondeur de modulation.

La Figure 3-19 montre le schéma expérimental de la structure rapportée dans [34]. Les configurations et les caractéristiques de la structure microruban utilisées sont les mêmes citées dans la Figure 3-2.

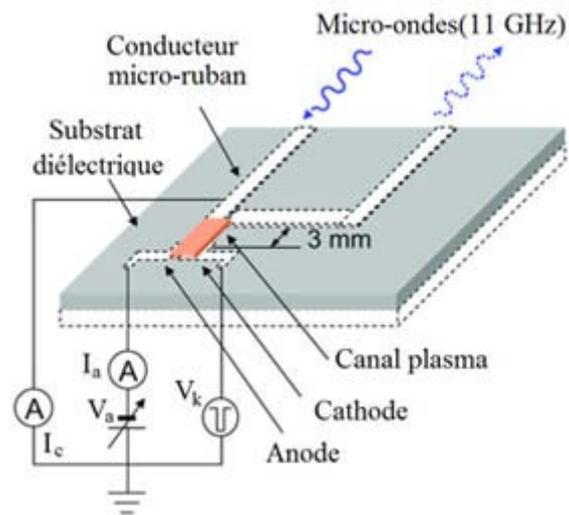


Figure 3-19 Dispositif expérimental [34], avec le conducteur microruban et les trois électrodes de décharge.

Pour la conception, on a considéré que notre plage de fréquence est comprise entre 8 GHz et 12 GHz ce qui correspond à la structure microruban de largeur W de 3.26 mm, une épaisseur de substrat diélectrique h de 1.53 mm, et une permittivité diélectrique relative ϵ_r de 4.32.

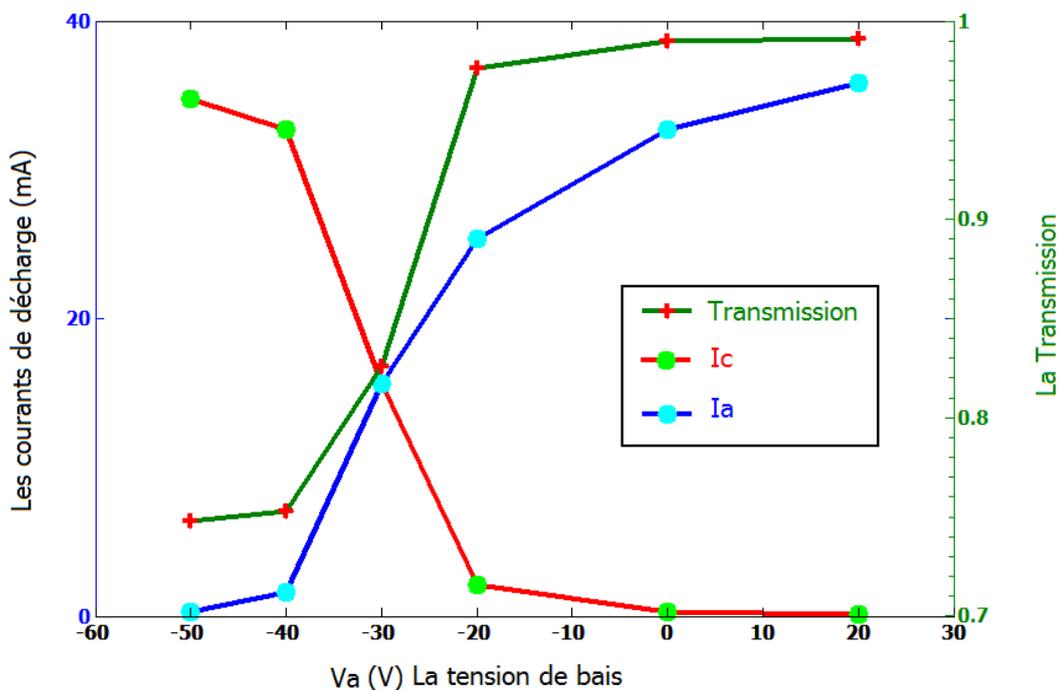


Figure 3-20 Résultats expérimentaux pour les courants de décharge (I_c , I_a), et la transmission [34].

Un signal est injecté à l'entrée et le signal de sortie sur une charge de 50 Ohms ont mesuré. Un ensemble constitué par une cathode et une anode avec un gap de 0.2 mm entre elles est placé à une distance de 3 mm à partir de l'angle droit de la ligne de transmission.

Tableau 3-9 Résultats expérimentaux numériques d'après la Figure 3-19, concernant les courants de décharge (I_c , I_a), la transmission et l'atténuation [19, 35].

$p = 120 \text{ torrs}, V_k = -340 \text{ V}$				
V_a (V)	I_c (mA)	I_a (mA)	Transmission	Atténuation
-50	34.8	0.3	0.748	0.252
-40	32.7	1.6	0.753	0.247
-30	15.6	15.6	0.826	0.174
-20	2.1	25.4	0.976	0.024
0	0.3	32.7	0.990	0.010
20	0.1	35.8	0.991	0.009

Lorsqu'on a rempli de gaz Néon à la pression de 120 torrs et qu'on applique une impulsion négative suffisante ($V_k = -340 \text{ V}$) sur la cathode, les résultats expérimentaux [34] sont illustrés par le Tableau 3-9. Le courant I_c , qui donne lieu à une jonction plasma en T, a clairement une forme similaire à la forme de l'atténuation comme il est illustré par la Figure 3-20. Par conséquent, la tension de polarisation V_a doit être suffisamment négative (inférieure à -20V) pour former un canal plasma entre le conducteur et la cathode. Une valeur d'atténuation plus élevée d'environ 25% est atteinte. C'est parce que les micro-ondes dans cette plage de fréquence tendent à continuer tout droit. Ces résultats montrent que la "T-Jonction" modifie la propagation des ondes électromagnétiques.

3.9 Multi Jonctions en T plasma Placées à Angle Droit

L'utilisation de plusieurs jonctions en T plasma à angle droit permet d'atteindre une valeur d'atténuation plus élevée. La Figure 3-21 montre deux jonctions en T plasma de ce type.

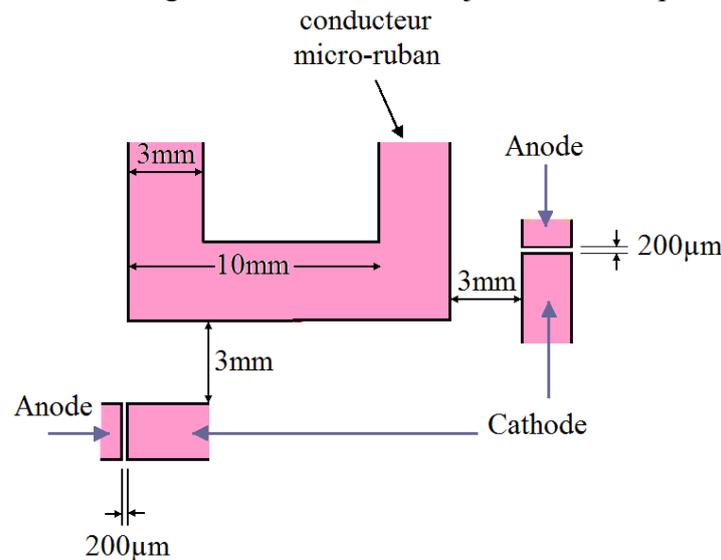


Figure 3-21 Description d'un circuit microruban associé à l'architecture de deux jonctions en T plasma à angle droit (Implantation des lignes du micro-circuit).

La valeur maximale atteinte en ce cas est de 35% pour une onde électromagnétique à 11 GHz. Le pas entre deux "T-Junctions" consécutives est 10 mm, qui représente $\lambda_g/2$ à la fréquence $f = 8$ GHz.

Pour atteindre le point d'atténuation maximal, il faut satisfaire deux conditions :

- La fréquence de l'onde propagée doit correspondre avec le pas (ici, 10 mm).
- La densité électronique de plasma doit être proche de la condition de $\omega = \omega_p$.

De plus, lorsqu'il y a trois "T-Junctions" placées à angle droit successivement à la distance égale à 10mm, on trouve une valeur d'atténuation de 45%.

On peut remplacer les deux zones plasma montrées par la Figure 3-21 en utilisant le circuit équivalent de plasma. Ce type de "T-Junction" dynamique peut être très utile et efficace pour faire fonctionner des dispositifs micro-ondes comme des interrupteurs, des modulateurs ou des filtres.

Commutateurs Plasmas avec des Circuits Imprimés

4.1 Introduction

Un plasma peut servir comme un conducteur [14, 36-38] ou bien comme un absorbeur électromagnétique [19, 38] pour les ondes radiofréquences ou hyperfréquences. Les systèmes micro-ondes et leurs applications utilisent des dispositifs connus comme ceux qui sont basés sur les diodes PIN [39-41] ou sur les circuits MEMS [42-44]. On étudie théoriquement et pratiquement des décharges électriques dans les systèmes micro-ondes et comment réaliser un commutateur hyperfréquences à micro-canaux plasmas. Les électrodes de décharge seront intégrées dans le circuit et seront considérées comme une partie de lui-même, on peut voir aussi l'intérêt d'utiliser ce type de circuits. On peut utiliser un ou plusieurs gaps en fonction du taux d'isolation demandé, i.e., amélioration de l'isolation du circuit en tant qu'un circuit de commutation. L'interaction entre le plasma et les ondes électromagnétiques est observée à travers la variation des caractéristiques physiques de plasmas lorsqu'on change la fréquence des ondes émises [19, 35]. Un paramètre très important d'un plasma est sa conductivité qui détermine l'état électrique du plasma pour une fréquence donnée, autrement dit, ce paramètre détermine si un plasma réagit comme un matériau conducteur ou bien comme un matériau diélectrique. Le gaz utilisé est l'argon sous une faible pression d'environ 120 Torr. En mesurant le courant de décharge qui passe à travers la zone de plasma, la valeur de la résistance du plasma peut être déduite et une valeur sûre a été trouvée pour la fréquence de 2.45 GHz. Pour obtenir la valeur de la capacitance du plasma, on utilise les valeurs expérimentales des paramètres de diffraction à la fréquence concernée dans un processus de rétro simulation où la valeur de la capacitance est modifiée afin de trouver la même valeur de transmission obtenue par les mesures.

Une micro zone de décharge montée sur un circuit imprimé micro-ondes peut être modélisée de deux manières différentes. D'abord, par une méthode analogique qui dépend des mesures du courant de décharge et du coefficient de transmission pour former un modèle électrique équivalent. La deuxième méthode se base sur le modèle du plasma donné par Drude [12, 45]. Certaines fonctionnalités de ces deux méthodes sont mentionnées pour voir la différence entre elles et nous trouvons que la 2^{ème} méthode permet d'étudier des structures complexes de

plasma et de réaliser des simulations numériques en utilisant différentes méthodes telles que la méthode des éléments finis [29, 46, 47] ou bien d'autres méthodes numériques [48, 49]. Nous présentons aussi l'effet de la densité d'électrons de plasma pour contrôler la propagation des ondes électromagnétiques dans les deux cas, à travers le coefficient de transmission et à travers la simulation de champs électromagnétiques. Le plasma joue un rôle de matériau contrôlable face aux ondes électromagnétiques, c'est pour cela il peut être utilisé comme un réflecteur dans la conception d'antennes intelligentes [50], ou pour des applications de blindage électromagnétiques pour bloquer des signaux indésirables [51] et en général pour les antennes plasma [52-54].

4.2 Modélisation des Micro- Plasmas Planaires par des Éléments Localisés

Dans cette rubrique, deux circuits hyperfréquences imprimés sont présentés pour voir l'effet d'une décharge planaire sur la propagation des signaux hyperfréquences à travers de ux circuits, et d'en extraire ensuite un schéma électrique équivalent pour le plasma.

4.2.1 Proposition d'un Premier Prototype à un Seul Gap

Un simple circuit microruban proposé est construit sur un substrat d'alumine avec une constante diélectrique $\epsilon_r = 9.8$, une épaisseur $h = 0.635$ mm, et une largeur du conducteur $W = 0.635$ mm, ce qui correspond à une valeur de l'impédance caractéristique $Z_0 = 50$ Ohms [55, 56].

Une photo du circuit réalisé est donnée sur la Figure 4-1, où un gap a été fait au milieu du conducteur microruban, ce gap ensuite va être rempli avec du plasma et le signal hyperfréquence va passer au travers de la ligne microruban.

La création du plasma nécessite d'installer une anode et une cathode, elles sont situées sur le même substrat et fabriquées avec des tronçons microrubans. Ce circuit a été mis dans une cloche et le gaz utilisé est gaz rare, l'Argon sous une basse pression de 120 torrs. Une tension de décharge DC a été appliquée entre les deux électrodes. Lorsque sa valeur est suffisante pour ioniser le gaz à l'intérieur du gap microruban, le plasma va occuper cette zone. Par conséquent, le signal hyperfréquence trouve un moyen pour passer de l'entrée vers la sortie en passant à travers la ligne microruban et son gap rempli avec du plasma.

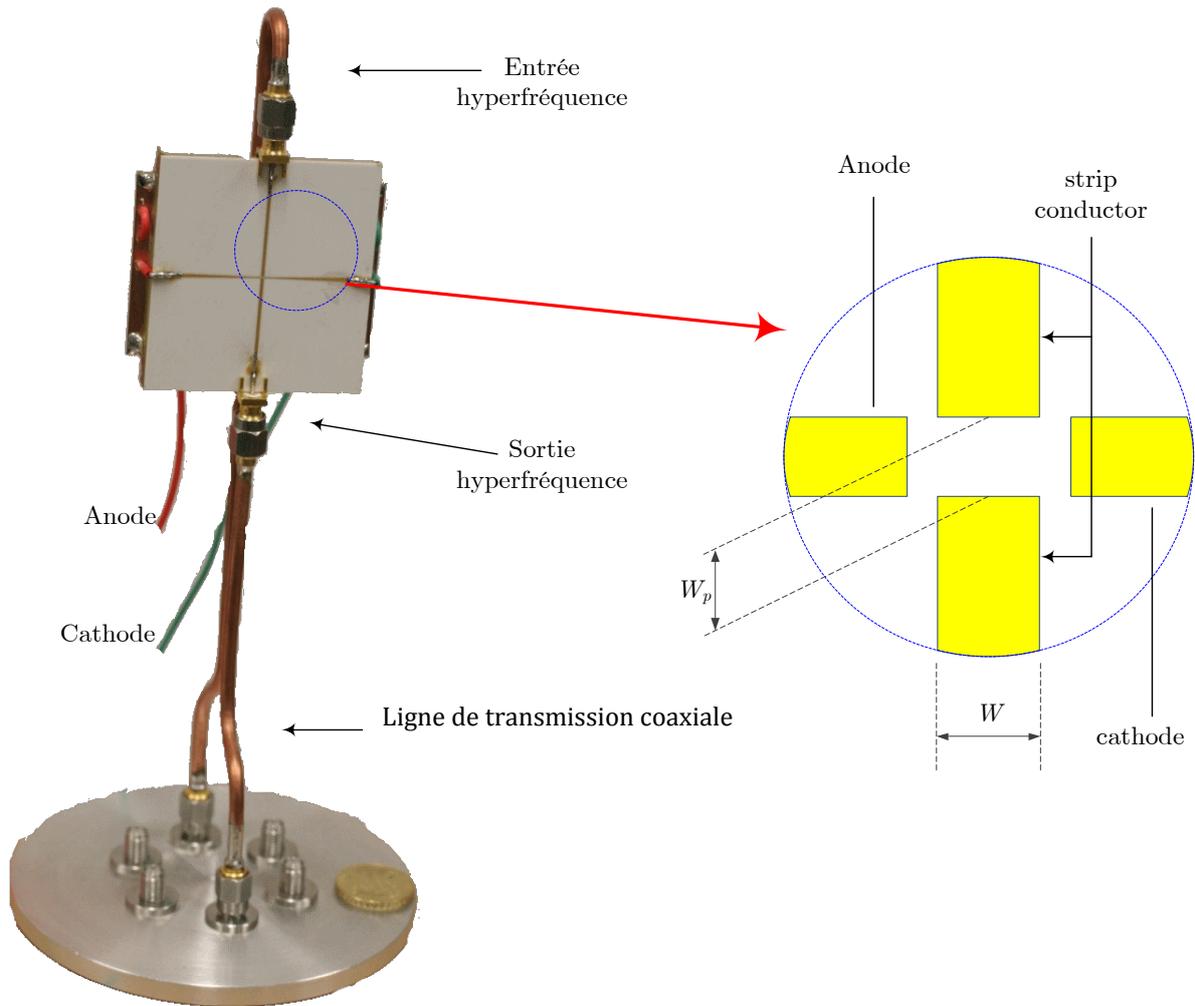


Figure 4-1 Montage montrant le 1^{er} prototype afin d'étudier l'effet d'un commutateur plasma dans circuit imprimé micro-ondes sur Alumine avec zoom sur la zone de décharge.

Un analyseur de réseau a été utilisé (*Agilent RF Vector Analyzer*) permet de déterminer le coefficient de transmission S_{21} . Un ampèremètre est connecté en série avec l'anode pour mesurer le courant de décharge I_c qui passe de l'anode vers la cathode en traversant le gap rempli avec du plasma. Les deux filtres passe-bas utilisant de simples inductances assurent la séparation des signaux de polarisation et des signaux hyperfréquence.

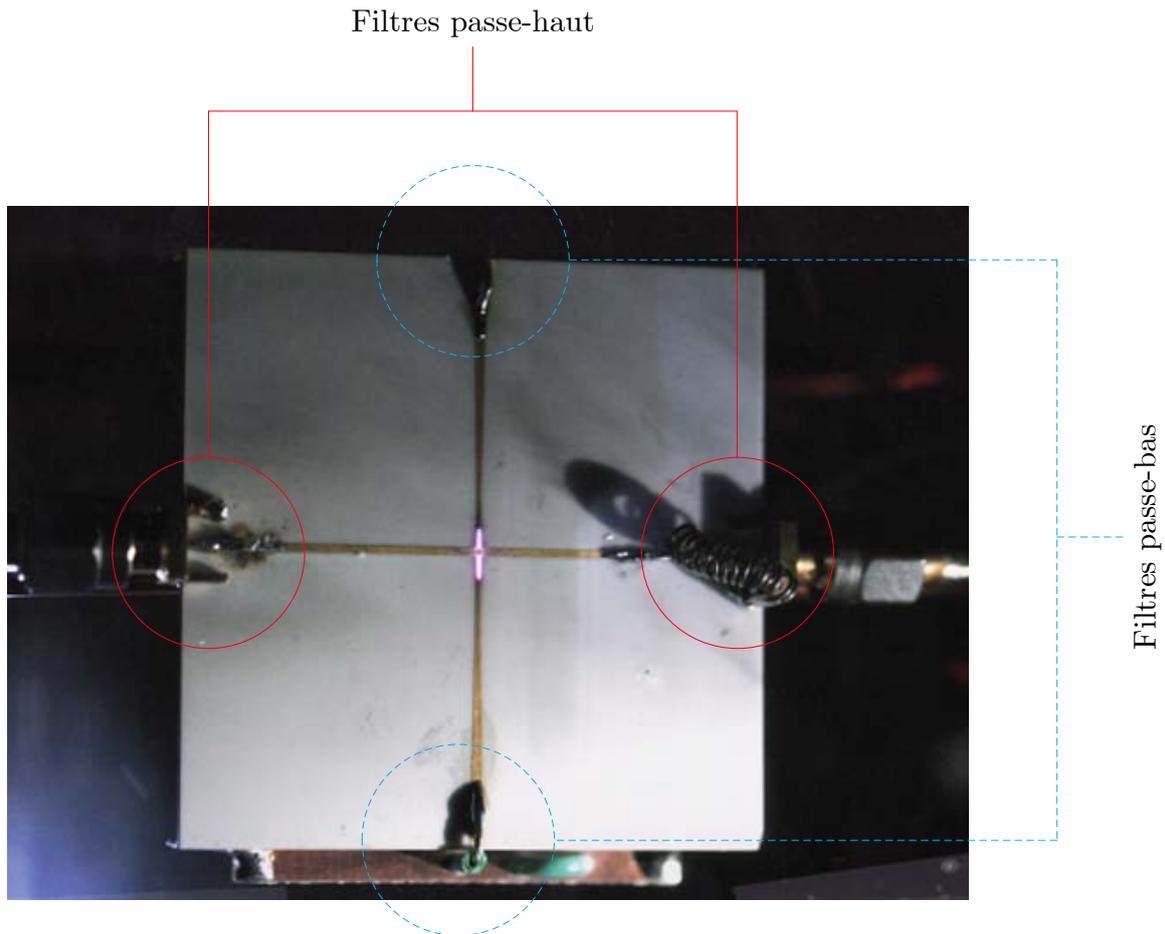


Figure 4-2 Gap rempli avec du plasma avec une illustration des positions des filtres passe-haut et celles passe-bas avec la zone de décharge sur le substrat en Alumine.

L'ampèremètre donne la valeur du courant de décharge I_c et la valeur de la transmission S_{21} est obtenue grâce à l'analyseur de réseaux. Nous avons donc deux valeurs expérimentales I_c et S_{21} . Nous proposons que le plasma puisse être représenté par une résistance en parallèle avec une capacité. En appliquant la loi de Kirchhoff, on peut déterminer la valeur de la résistance de plasma R_{pl} d'après la relation

$$R_{pl} = \frac{(V_a - I_c r_a)}{I_c} \quad (4.1)$$

Où (V_a) représente la tension électrique continue appliquée sur l'anode tout en connectant la cathode à la masse, et on a choisi $V_a = 300 \text{ V}$, r_a est une résistance de protection de $1 \text{ k}\Omega$ connectée en série avec l'Anode.

La détermination de la valeur de C_{pl} nécessite une opération de rétro-simulation avec un logiciel basé sur la théorie des circuits hyperfréquence tel que *Agilent ADS* ou bien l'*Open Source QUCS*"; on doit modifier la valeur de cette capacité pour obtenir la valeur de S_{21} lue sur l'analyseur de réseaux. Une valeur obtenue pour cette capacité est de l'ordre de quelques picofarads.

Le circuit électrique équivalent du circuit de test est illustré sur la Figure 4-3. Deux filtres passe-haut ont été utilisés pour assurer un passage unique de signal hyperfréquence de l'entrée

hyperfréquence à la sortie hyperfréquence. En d'autres termes, le signal de décharge ne doit pas atteindre ni l'anode ni la cathode parce qu'il peut perturber le générateur hyperfréquence ainsi que les instruments de mesures. C'est pour cela que deux filtres passe-haut ont été utilisés. Nous représentons le gap plasma dans la ligne microruban par un schéma électrique composé de deux éléments principaux, chacun est composé d'une résistance R_{pl} en parallèle avec une capacité C_{pl} . Après avoir mesuré le courant de décharge et le coefficient de transmission S_{21} , nous avons constaté que $R_{pl} = 10 \text{ k}\Omega$ et que $C_{pl} = 2.2 \text{ pF}$.

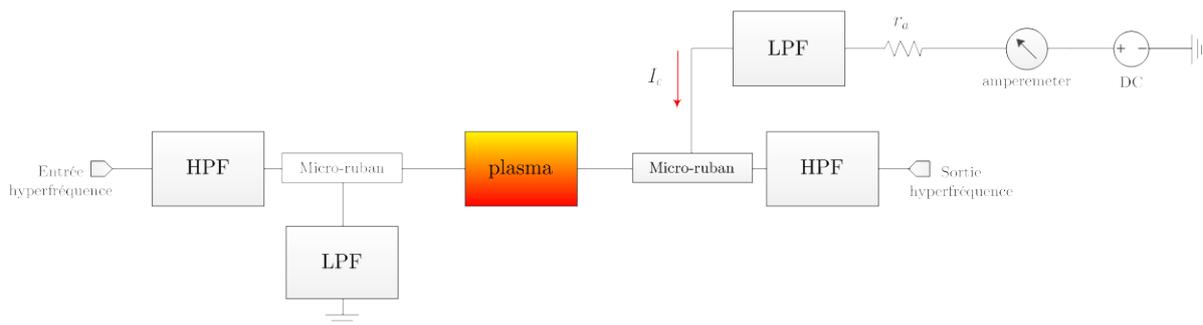


Figure 4-3 Schéma bloc représentant les éléments utilisés pour décrire le passage du courant de décharge et du signal hyperfréquence.

La largeur du gap $W_p = 200 \mu\text{m}$ a été choisie pour empêcher le signal hyperfréquence de passer à travers la ligne microruban. Une valeur de -30 dB est obtenue par la simulation de la transmission à la fréquence de 2 GHz. La largeur du gap sera optimisée pour améliorer l'isolation de ce circuit de commutation hyperfréquence.

La Figure 4-4 montre que la modification de la largeur du gap de $200 \mu\text{m}$ permettra d'améliorer la valeur d'isolation de 5 dB. Dans ce cas, $W_p = 200 \mu\text{m}$, un plasma remplissant ce gap augmentera la valeur de transmission de 10 dB.

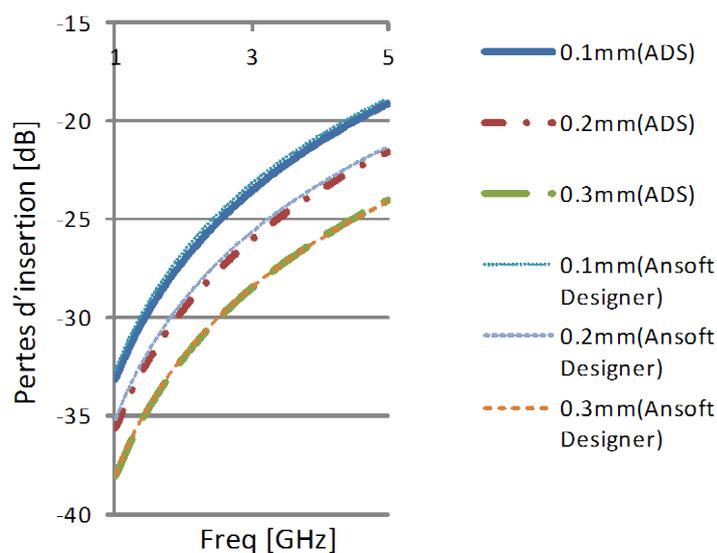


Figure 4-4 Influence de la largeur de gap sur les pertes d'insertion pour une ligne microruban de 50Ω gravée sur un substrat d'Alumine indiqué dans la section précédente.

4.2.2 Second Prototype Proposé avec un Résonateur à Double-Gap

Un générateur micro-ondes [1 à 3 GHz] a été utilisé comme source hyperfréquence, Afin d'assurer la protection du matériel micro-ondes du signal de décharge électrique, deux filtres passe-haut ont été utilisés avant l'entrée et après la sortie du circuit comme indiqué sur la Figure 4-5. L'analyseur de réseau a été utilisé pour observer les signaux hyperfréquences à l'entrée et la sortie pour voir la réponse en fréquence du circuit avec et sans plasma.

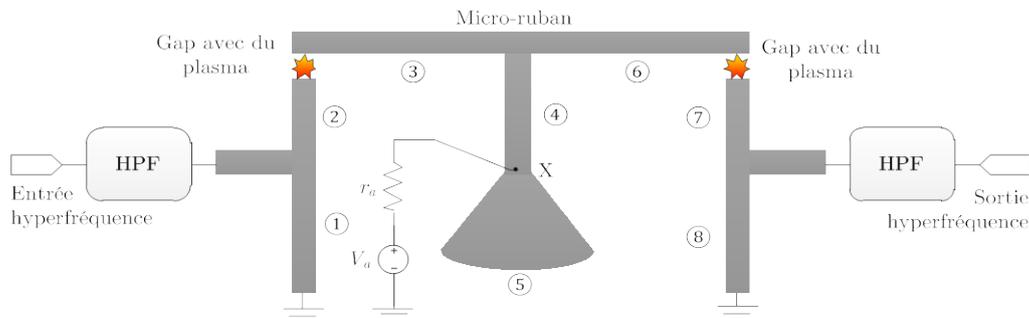


Figure 4-5 "Layout" du résonateur hyperfréquence à double-gap plasma qui peut fonctionner comme un commutateur hyperfréquence avec les connexions nécessaires pour l'alimentation à courant continu à l'entrée et à la sortie hyperfréquence.

En outre, un substrat de verre-résine époxy (FR4) est utilisé avec une épaisseur de 1.53 mm, une permittivité relative de 4.32 et la valeur de 0.018 pour la tangente de l'angle de pertes. Nous déterminons la largeur du microruban qui correspond à l'impédance 50Ω [33, 57], La Figure 4-5 montre le lay-out du circuit expérimental composé de huit tronçons de lignes microrubans, les longueurs sont présentées dans le Tableau 4-1.

Tableau 4-1 Longueurs en mm des tronçons microrubans du circuit résonateur hyperfréquence à double-gap.

L1	L2	L3	L4	L5	L6	L7	L8
15.4	14.9	25.0	16.9	11.6	16.9	14.9	15.4

Un stub radial, avec une longueur de $\lambda/4$ a été utilisé pour créer un point de masse virtuel hyperfréquence, ce point est précisément localisé au point (X) comme le montre la Figure 4-5. Ce point est utilisé pour appliquer la tension de décharge.

Une source de tension continue V_a est utilisée pour donner une impulsion de tension égale à 200 volts. La résistance r_a représente l'impédance de source de la tension continue. Les lignes microrubans indiquées comme ①, ④ et ⑧, sur la Figure 4-5, sont utilisées comme transformateur d'impédance (quart de longueur d'onde). Le circuit fonctionne comme un commutateur hyperfréquence; lorsque le signal de décharge n'est pas appliqué sur les gaps, un gaz non ionisé va remplir les deux gaps. Par conséquent, une impédance de quelques Méga Ohms modélisera chaque gap pour une largeur égale à 0.5 mm.

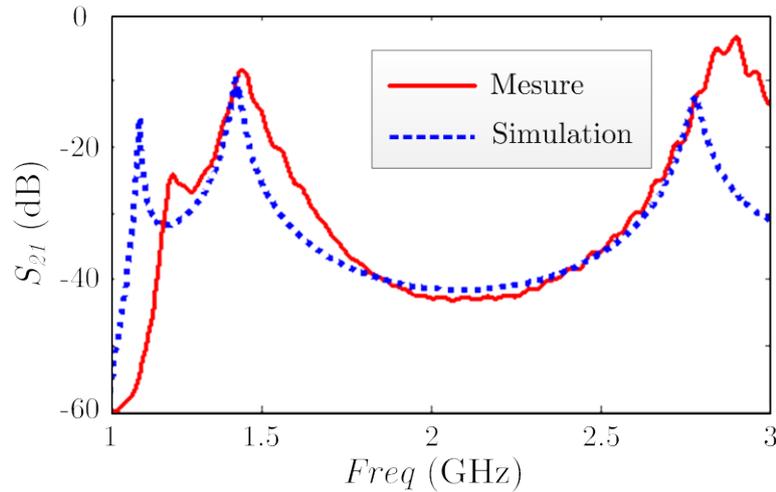


Figure 4-6 Coefficient de transmission en dB en fonction de la fréquence obtenu par la simulation en utilisant *Agilent ADS* (ligne pointillée) et par les mesures (en trait plein). Dans le cas où les deux gaps ne contiennent pas de plasma.

Dans le cas "OFF" de l'interrupteur, nous avons utilisé deux gaps en série afin d'améliorer l'isolation de l'interrupteur. Une grande résistance située dans chaque gap empêche le signal hyperfréquence de passer directement de l'entrée à la sortie. La Figure 4-6 montre un bon accord entre les valeurs mesurées et simulées du coefficient de transmission en particulier pour la fréquence de travail prévue à 2.45 GHz.

Par ailleurs, lorsque nous avons appliqué une tension continue de 200 V , l'intensité du champ électrique appliqué à chaque gap est

$$E = \frac{V_a - V_k}{d} = \frac{200 - 0}{0.5 \times 10^{-3}} = 4 \times 10^5 \text{ V/m} \quad (4.2)$$

Où V_a , V_k représentent respectivement la tension continue appliquée sur l'anode et la cathode. La valeur $(V_a - V_k)$ est suffisante pour ioniser le gaz sous une pression de 200 torr [12, 24]. Une fois que le gaz dans le gap est ionisé, le courant de décharge I_c est capable de franchir les gaps. Dans ce cas, le plasma situé dans chaque gap joue le rôle d'une matière conductrice ce qui assure la propagation des ondes électromagnétiques à travers l'ensemble des lignes microrubans ②, ③, ⑥, et ⑦.

La Figure 4-7 montre les résultats pour le coefficient de transmission, testé et celui obtenu par simulation lorsque la décharge se produit. Un circuit électrique équivalent, composé d'une résistance et d'une capacitance en parallèle, a été utilisé pour modéliser la décharge plasma dans chaque gap. Ce schéma sera justifié ultérieurement. Selon cette figure, les valeurs du coefficient de transmission mesurées sont légèrement différentes de celles obtenues par la simulation, surtout pour la fréquence 2.45 GHz où S_{21} mesuré est de -1.2 dB et celui simulé est de -0.8 dB.

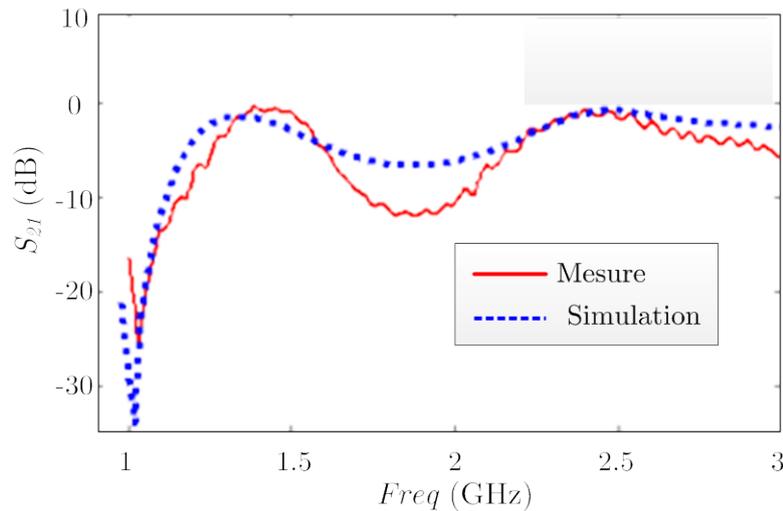


Figure 4-7 Coefficient de transmission S_{21} en fonction de la fréquence obtenu par la simulation en utilisant *Agilent ADS* (ligne pointillée) et par les mesures (en trait plein) dans le cas où les deux gaps sont remplis avec du plasma.

Les deux gaps microrubans sont remplis avec du plasma, qui se comporte comme une matière conductrice c_e qui permet au signal hyperfréquence de se propager à travers le circuit. D'autres parts, la différence entre les résultats mesurés et simulés est présente pour des fréquences différentes de parce que nous avons utilisé le circuit électrique équivalent, $R_{pl} = 10$ kOhms et $C_p = 2.2$ pF, pour la simulation sur la bande de fréquence de 1 à 3 GHz tandis que ces deux valeurs sont obtenues précisément pour la fréquence de 2.45 GHz, pas pour toute la largeur de bande étudiée.

4.2.3 Montage du Troisième Prototype

Nous abordons l'effet d'un micro-canal plasma placé en série avec la ligne microruban remplissant un gap. La géométrie de la structure utilisée comme le circuit micro-onde, la configuration des électrodes de décharge, ainsi que les dispositifs nécessaires pour les mesures sont illustrés sur la Figure 4-8. Un signal radiofréquence de fréquence $f = 2$ MHz a été utilisé comme signal d'entrée*. Le conducteur microruban est connecté à la masse DC d'une manière qui n'affecte pas le passage du signal radiofréquence.

Le schéma expérimental qui permet de créer des micro-canaux plasma en série avec la ligne microruban est présenté sur la Figure 4-8. Cette figure permet aussi d'extraire un circuit électrique équivalent ainsi que de déduire la densité d'électronique n_e . La source RF, l'amplificateur radiofréquence, les filtres passe-haut, et le coupleur directif ont déjà été décrits dans §3.

Le conducteur microruban principal qui guidera le signal RF est formé de deux conducteurs C_{in} et C_{out} séparés par deux gaps g_1, g_2 identiques dont les dimensions égalent à $(2.4 \text{ mm} \times 3 \text{ mm})$ comme illustré sur la Figure 4-8. Un tronçon microruban de $(0.8 \text{ mm} \times 3 \text{ mm})$ a été utilisé comme une Cathode (K) séparant les deux gaps. Une autre ligne microruban a été

* On a choisi une fréquence de travail très inférieure à la fréquence de plasma afin que le plasma dans le gap se comporte presque comme un conducteur

ajoutée en position perpendiculaire à la ligne principale qui représente l'Anode (A), qui est à son tour séparée par un troisième gap (g_3) avec la Cathode dont les dimensions sont de $0.8 \text{ mm} \times 0.4 \text{ mm}$.

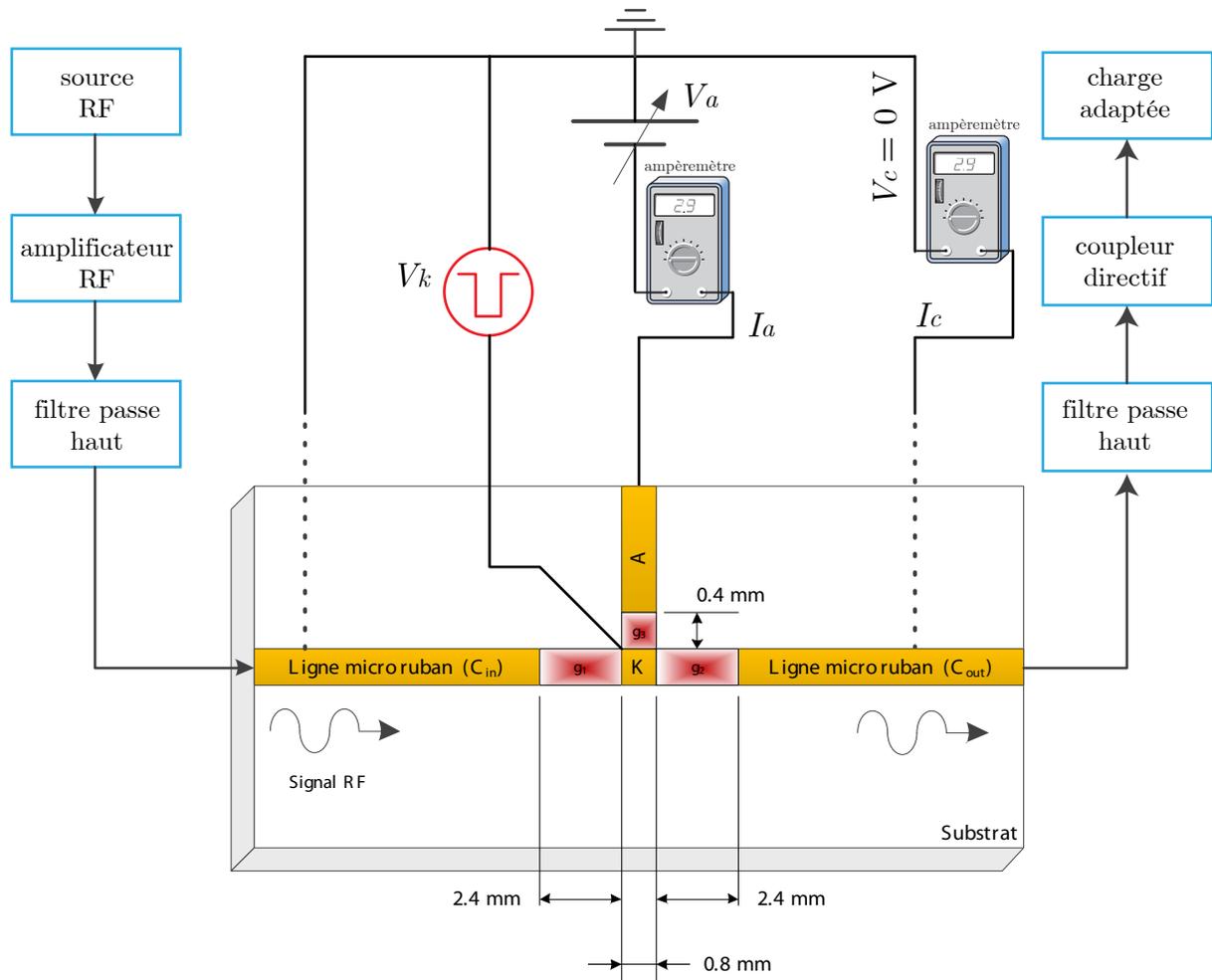


Figure 4-8 Dispositif expérimental pour créer deux micro-canaux plasmas avec les parcours des courants continus et des signaux hyperfréquences [19].

Le conducteur principal est connecté à la masse du point de vue courant continu et il est banché à l'ampèremètre afin de lire la valeur du courant de décharge I_c à travers les gaps g_1 et g_2 .

Une tension DC de polarisation a été connectée à l'Anode pour contrôler la tension de décharge des gaps g_1 et g_2 . Le substrat est toujours du verre-résine époxy FR4 dont la permittivité relative est égale à 4.32, l'épaisseur de 1.53 mm, et la tangente de l'angle de pertes est de 0.02.

4.2.3.1 Circuit Électrique Équivalent d'un Gap-Plasma en Série

Une résistance r_l de 100Ω a été utilisée comme charge afin de mesurer la tension électrique à la sortie radiofréquence. Afin d'extraire le circuit électrique équivalent, on doit présenter une cartographie qui représente l'évolution des signaux de décharge en fonction de temps. On voit sur la Figure 4-9 un signal pulsé appliqué sur la Cathode de -300 V avec une durée de $10 \mu\text{s}$, alors que l'Anode a été branchée à une source DC de -50 V fixe.

On se propose de remplacer la résistance R_{pl} et une capacitance C_{pl} en série ce qui donne par conséquent un circuit électrique pour le montage expérimental comme illustré sur la Figure 4-10.

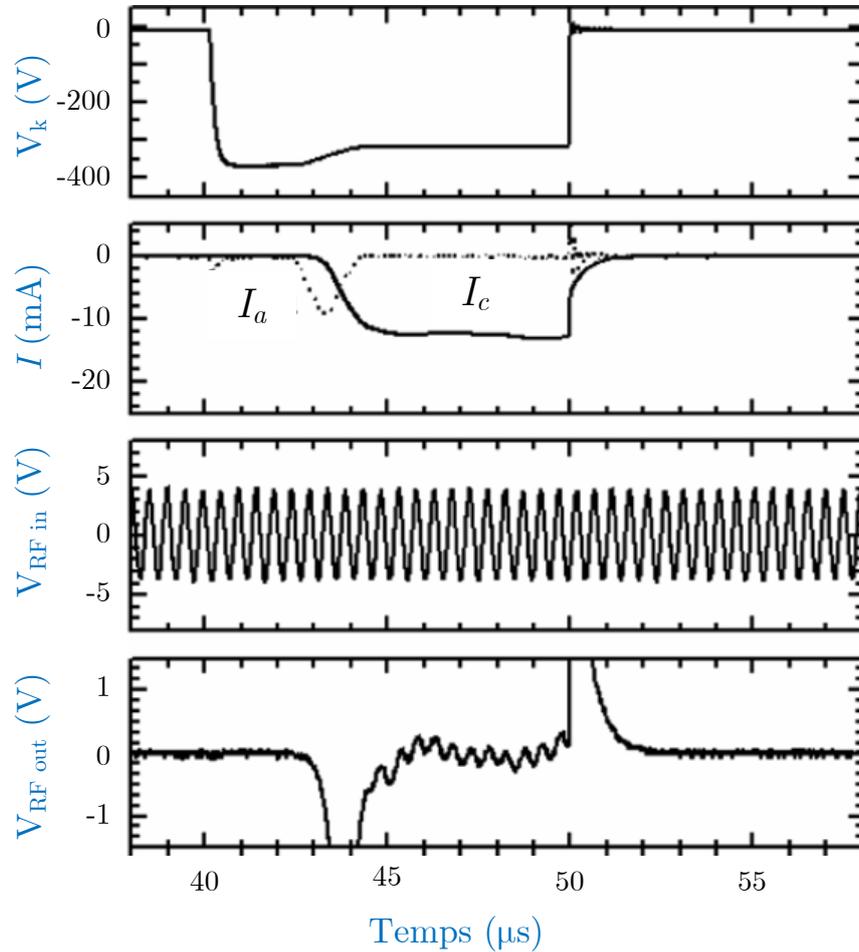


Figure 4-9 Chronogramme des signaux de décharge montrant la tension sur la Cathode, les courants de décharge, les signaux radiofréquences d'entrée et de sortie.

La source DC de la Cathode est protégée grâce à une résistance $r_b = 2\text{ k}\Omega$ qui est très supérieure à la résistance du micro-canal plasma formé entre l'Anode et la Cathode r_{ak} , ce qui permet de négliger celle dernière.

En considérant maintenant le circuit électrique représenté sur la Figure 4-10, l'impédance Z_{in} vue à l'entrée pour la fréquence 2 MHz est donné par :

$$Z_{in} = R_{pl} + \frac{1}{j\omega C_{pl}} + \left(\left(r_{ak} + r_k + \frac{1}{j\omega C_{ak}} \right)^{-1} + \left(r_l + R_{pl} + \frac{1}{j\omega C_{pl}} \right)^{-1} \right)^{-1} \quad (4.3)$$

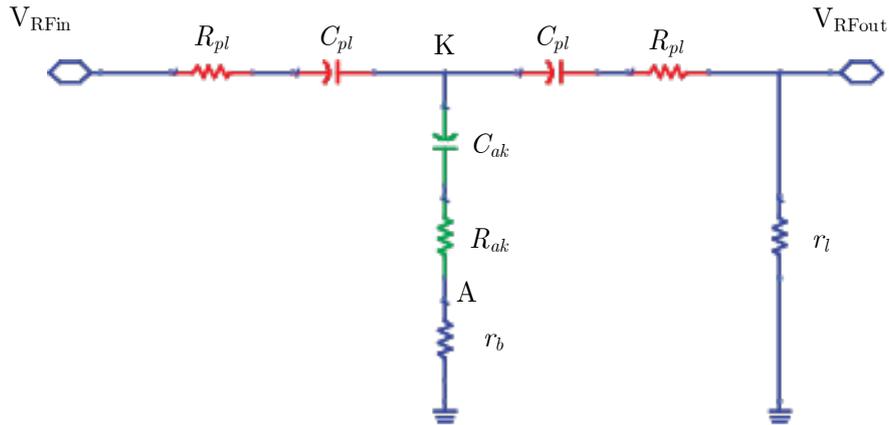


Figure 4-10 Circuit électrique équivalent des trois gaps microruban lorsque ils sont remplis par du plasma avec les connexions d'entrée et de sortie radiofréquences.

Revenons maintenant au diagramme de signaux de décharge, on voit que le signal de la tension de l'entrée V_{RFIn} et celle à la sortie V_{RFout} sont en phase. Ce qui veut dire que l'effet réactif de ce circuit est négligeable et on peut négliger les capacités plasma à cette fréquence. Et dans ces conditions, l'impédance de l'entrée devient alors:

$$Z_{in} = R_{pl} + \left((r_{ak} + r_b)^{-1} + (r_l + R_{pl})^{-1} \right)^{-1} \quad (4.4)$$

Le rapport des amplitudes $|V_{RFIn} / V_{RFout}|$ est voisin de 200, ce qui permet de dire que chaque micro-canal plasma de notre circuit présente une résistance de 10 kOhms.*

4.2.3.2 Détermination de la densité d'électrons dans la plage radiofréquence

Nous avons trouvé dans la section précédente que pour un signal radiofréquence que la résistance d'un gap microruban est presque 10 kOhms. Les dimensions du gap sont $L_p \times W = (3\text{mm} \times 3\text{mm})$ avec une hauteur T de $35 \mu\text{m}$, où L_p , W , T sont les dimensions du gap illustré avec le substrat sur la Figure 4-11 où le plasma est inséré en série avec le microruban dans le gap. D'après l'observation expérimentale de la zone de décharge on a constaté qu'elle ne dépasse pas les dimensions L_p et W au niveau de la longueur et au niveau de la largeur mais elle dépasse la hauteur du conducteur T . La valeur observée de la hauteur varie entre 0.2 et 0.5 mm.

En supposant que cette décharge est homogène, la densité d'électrons n_e peut être déterminée à partir de la loi d'Ohm[†] :

$$R_{pl} = \frac{1}{\sigma_p} \frac{l_p}{S_p} \quad (4.5)$$

* La résistance de plasma dépend de la valeur de pression de la décharge qui est de 120 torrs.

† L'utilisation de la loi d'Ohm pour trouver la valeur de la densité d'électrons est valable ici car on a choisi un signal radiofréquence. Ce qui nous permet de négliger la fréquence de plasma devant sa fréquence de collision.

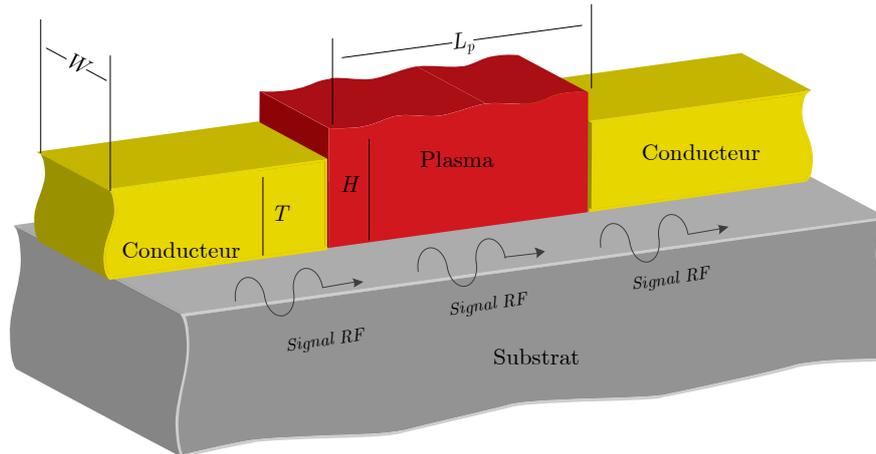


Figure 4-11 Illustration tridimensionnelle d'un gap microruban rempli par du plasma montrant le trajet du signal radiofréquence au travers de la zone plasma.

où σ représente la conductivité de la couche plasma, l_{pl} est sa longueur, et S_p représente la section de cette couche, i.e., $S_p = W_H$.

En prenant $H = 0.2$ mm, $R_{pl} = 10$ kOhms, et avec (4.5) on trouve que $\sigma_p = 2 \times 10^{-3}$ (S/cm) et pour $H = 0.5$ mm, $R_{pl} = 10$ kOhms, et avec (4.5) on trouve que $\sigma_p = 4.4 \times 10^{-3}$ (S/cm).

Par ailleurs, la conductivité d'un plasma est définie par la relation suivante [12] :

$$\sigma_p = \frac{q^2 n_e}{m_e \nu_m} \quad (4.6)$$

Où q représente la charge d'un électron, m_e sa masse, et ν_m la fréquence de collision de plasma. On trouve dans §2 un tableau pour calculer la valeur de ν_m à partir de la pression. Pour le Néon, nous avons :

$$\nu_m = 1.2 \times 10^9 (\text{s}^{-1} \text{ torr}^{-1}) \times p (\text{torr}) \quad (4.7)$$

On trouve par conséquent que $\nu_m = 144$ GHz, ce qui permet d'obtenir un n_e compris entre 10^{12} et 10^{13} cm⁻³ à l'aide de (4.6)

4.2.4 Quatrième Type de Montage Utilisant la Décharge d'une Cathode Creuse

Dispositif Expérimental

On a utilisé un substrat Copper-Clad Laminate, la largeur du microruban est 2.3 mm [20]. Un gap a été fait sur le microruban avec une longueur de 3 mm. Une source hyperfréquence de type "AV1484, 10 MHz ~ 26.5 GHz" a été utilisée, ainsi qu'un coupleur directif de type "AV4032, 9 kHz ~ 26.5 GHz".

L'évolution temporelle des signaux de décharge ont été mesurée à l'aide d'un oscilloscope de type "Tektronix TDS-2054B".

Une microcathode creuse dont les dimensions (longueur, largeur, hauteur) sont respectivement égale à (10 mm, 6 mm, 2.5 mm) a été posée au-dessus du gap, comme indiqué sur la Figure 4-12. Le gaz de décharge utilisé est de l'Argon avec une pression de 0.1 torr à 10 torrs.

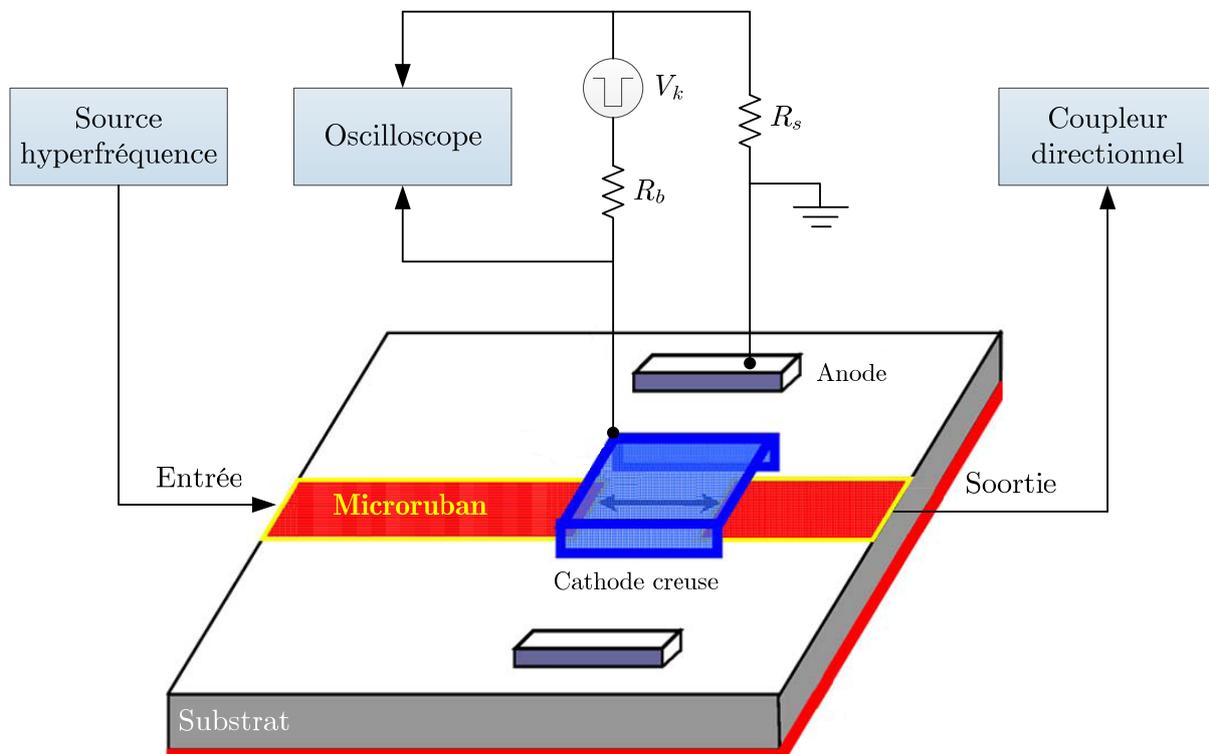


Figure 4-12 Dispositif expérimental pour créer une zone de décharge à l'aide de la technique de décharge à cathode creuse avec un simple circuit microruban[20].

On a placé une paire d'anodes à côté de la cathode connectées à la masse pour s'assurer que $V(a) = 0$ pendant que la cathode a été connectée à une source de tension carrée négative et les signaux de décharge ont été mesurés à l'aide de l'oscilloscope.

On a pris le rapport d'énergie $\eta = P_t/P_{t0}$ pour décrire l'énergie transmise à travers le gap lorsque le gap rempli par du plasma (P_t) et dans le cas où le gap est rempli avec du Cuivre (P_{t0}).

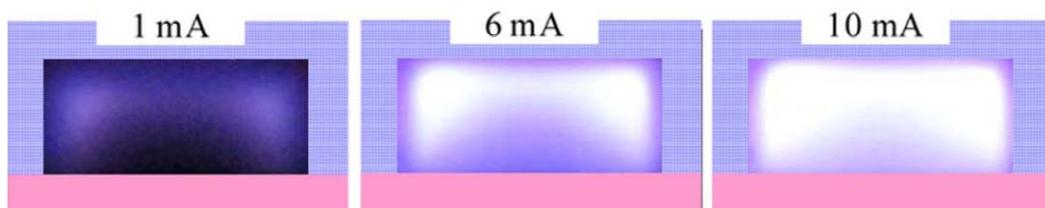


Figure 4-13 Images de la décharge locale à cathode creuse pour trois valeurs différentes du courant de décharge 1 mA, 6 mA, 10 mA.

On a vu que pour une pression comprise p entre 0.1-5 torr, la décharge est localisée à l'intérieur de la cavité et une couche de plasma s'est formée dans le gap microruban avec une zone de décharge négative limitée dans la cavité et avec un long espace noir de Faraday entre l'Anode et la Cathode [58]. Une vue latérale montrée par la Figure 4-13 qui donne du courant

de décharge sur la formation de la couche plasma occupant le gap. Le plasma est petit au début, mais il s'élargit pour remplir toute la cavité lorsque le courant augmente.

D'abord, on a mesuré la transmission avec du plasma dans le gap microruban à la fréquence de 3 GHz et pour des valeurs du courant de décharge* de 0-25 mA, c'est le cas illustré sur la Figure 4-14. On peut constater d'après cette figure que la transmission du signal hyperfréquence n'est pas proportionnelle au courant de décharge mais elle tend à se saturer au-delà de 10 mA. On doit utiliser une source en tension carrée pendant une durée déterminée afin de ne pas abimer ni le circuit microruban ni le substrat pendant la décharge de durée 0.5 ms.

On voit aussi que P_t est très petite parce que le courant de décharge est inférieur à 2.5 mA, normalement moins de -40 dBm (ou 0.1 μ W). Lorsque le courant de décharge dépasse 10 mA, P_t commence à être saturée $P_t = -6.1$ dBm (ou 0.24 mW). Et on a constaté que la valeur P_{t0} à la fréquence 3 GHz est égale à -0.5 dBm (ou 0.89 mW), ce qui permet de dire que $\eta = P_t/P_{t0} = 27\%$.

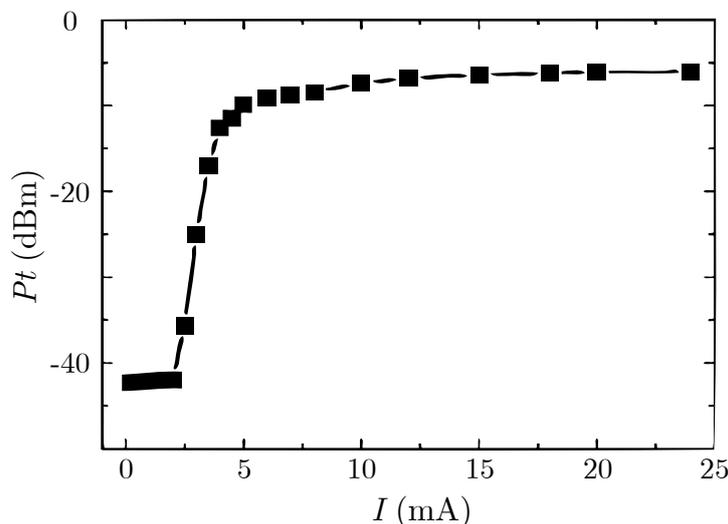


Figure 4-14 Transmittance mesurée à 3 GHz en fonction du courant de décharge.

On peut donner trois raisons pour lesquelles P_{t0} est supérieure 27% à P_t :

- L'atténuation de sonde s hyperfréquences dans un plasma due à la fréquence de collisions ν_m .
- La densité d'électrons limitée du plasma présenté, de l'ordre de 10^{12} cm^{-3} . Et elle est trop petite comparée à celle d'un métal (de l'ordre de 10^{22} cm^{-3}). Ce qui donne une différence de conductivité ainsi que l'effet de peau des champs électromagnétiques entre les deux. Autrement dit, il y aura désadaptation au niveau du gap et il y aura par conséquent des réflexions.
- La couche de plasma la plus dense n'est pas bien placée par rapport aux conducteurs.

* Ce courant de décharge est proportionnel à la densité d'électrons n_e .

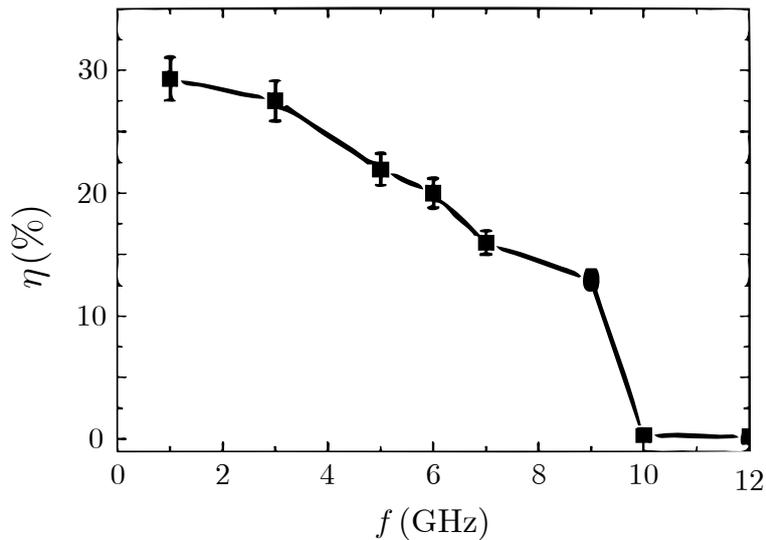


Figure 4-15 Variation de la transmittance avec la fréquence.

La transmission se dégrade avec la fréquence comme le montre la Figure 4-15. Une plage de 10% à 30% de ce rapport de transmission pour une plage de fréquence correspondant de 1 à 9 GHz dans la ligne microruban. Lorsque $f > 10$ GHz, La transmittance < -35 dBm (ou $0.3 \mu\text{W}$) et le rapport de transmittance est très petit, le plasma se comporte comme un diélectrique* au-delà de la fréquence de 10 GHz ce qui sera considérée comme la fréquence maximale d'utilisation de ce montage.

En plus, on a testé la réponse temporelle de ce micro commutateur en appliquant une tension négative sur la cathode avec une tension anodique nulle. Dans ce cas, et selon les résultats de la Figure 4-16, la transmittance varie avec le temps et on voit l'évolution temporelle de la tension carrée appliquée sur la cathode, le courant de décharge qui passe à travers la ligne microruban et la transmittance P_t pour un signal hyperfréquence de 3 GHz. Ces résultats ont été obtenus pour $V_k = -530$ V et une largeur de l'impulsion appliquée de $500 \mu\text{s}$.

On constate que le courant de décharge suit la tension appliquée V_k , le courant se forme rapidement (en $2 \mu\text{s}$) et il disparaît dans $1 \mu\text{s}$ par rapport à la fin de l'impulsion de tension. Cette réponse peut être améliorée en optimisant le gaz utilisé [37]. L'évolution temporelle de la transmittance est aussi similaire à celle du courant de décharge.

*La conductivité d'un plasma est liée à sa fréquence de collision ν_m qui s'impose lorsque $\omega \ll \omega_p$.

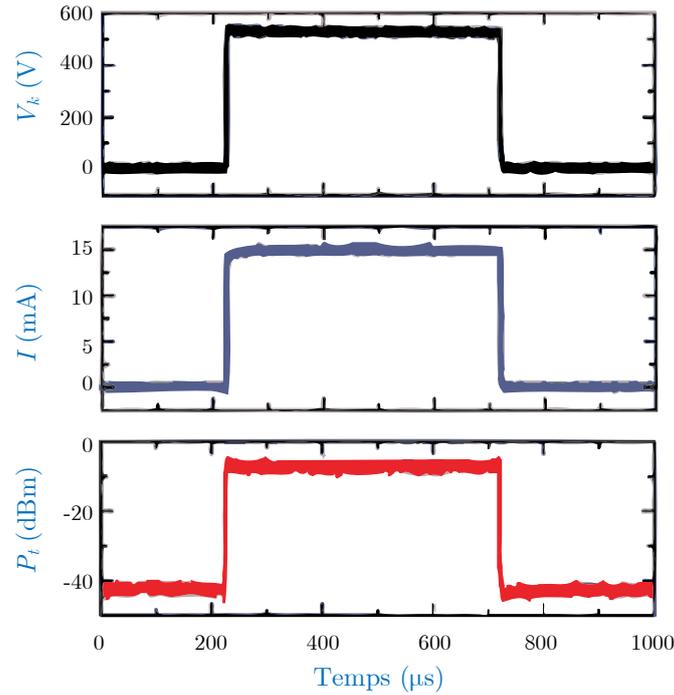


Figure 4-16 Évolution temporelle des signaux de décharge de la tension de cathode, du courant de décharge et de la transmittance.

4.3 Modélisation Numérique des Micro-Canaux Plasmas Planaires

Une autre méthode de modélisation est basée sur l'utilisation du modèle de Drude qui permet de traiter le plasma comme un milieu à perte et ensuite appliquer des simulations numériques telles que la méthode des éléments finis sur une structure toute entière contenant des plasmas. Le modèle de Drude [12, 24] donne :

$$\varepsilon_p(\omega) = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - j\nu_m)} \right) \quad (4.8)$$

où ω est la fréquence angulaire de l'onde électromagnétique étudiée. $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ F/m est la permittivité de l'espace libre, ν_m représente la fréquence effective des collisions pour le gaz ionisé. Nous pouvons déterminer sa valeur à partir de la pression du gaz p . Elle est donnée d'après la référence [12] par :

$$\nu_m = A \times 10^9 \times p \quad (4.9)$$

Selon le Tableau 4-2, nous pouvons déterminer la constante A

Tableau 4-2 Valeurs du paramètre intermédiaire A selon le gaz utilisé pour calculer la valeur de la fréquence de collision d'un plasma.

Gaz	He	Ne	Ar	H ₂	N ₂	Air	CO ₂	CO
A (torr ⁻¹ s ⁻¹)	2.0	1.2	5.3	4.8	4.2	3.9	1.8	5.7

Pour savoir si un plasma est transparent face à une onde électromagnétique, sa fréquence doit être comparée avec la fréquence de l'onde électromagnétique incidente. La fréquence de plasma est donnée par la relation (4.10)

$$\omega_p \approx 5.65 \times 10^4 \sqrt{n_e} \quad (4.10)$$

où n_e est la densité d'électrons du plasma en cm^{-3} .

Une onde électromagnétique peut pénétrer au travers d'une couche de plasma si sa fréquence est beaucoup plus grande que la fréquence de l'onde électromagnétique incidente.

4.3.1 Effet de la Densité d'Électrons sur le Modèle de Plasma

4.3.1.1 Coefficient de Transmission Optique

Selon n_e , la densité d'électrons, le plasma qui remplit le gap microruban illustré sur la Figure 4-17 ne peut pas toujours être considéré comme une matière conductrice. En d'autres termes, l'observation de la formation du plasma n'est pas toujours suffisante pour dire que la réalisation d'un semi contact métallique a été faite. Pour qu'un signal hyperfréquence franchisse le gap, il est nécessaire que le plasma se comporte comme un conducteur. Il est donc nécessaire de prendre en compte un paramètre très important du plasma, sa conductivité σ en fonction de la fréquence

$$\sigma_\omega = \frac{q^2 n_e \nu_m}{m_e (\omega^2 + \nu_m^2)} \quad (4.11)$$

dans laquelle $q = 4.802 \times 10^{-10} \text{ (g}^{1/2}\text{cm}^{3/2}\text{s}^{-1}\text{)}$, la charge d'électron, m_e est la masse d'électron. Pour notre expérience, la valeur de la fréquence effective des collisions de plasma $\nu_m \approx 1 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$. La Figure 4-17 montre un circuit microruban, la ligne microruban a été adaptée en prenant une ligne d'impédance caractéristique égale à 50Ω avec une largeur de piste $W = 3 \text{ mm}$ sur un substrat de type FR4.

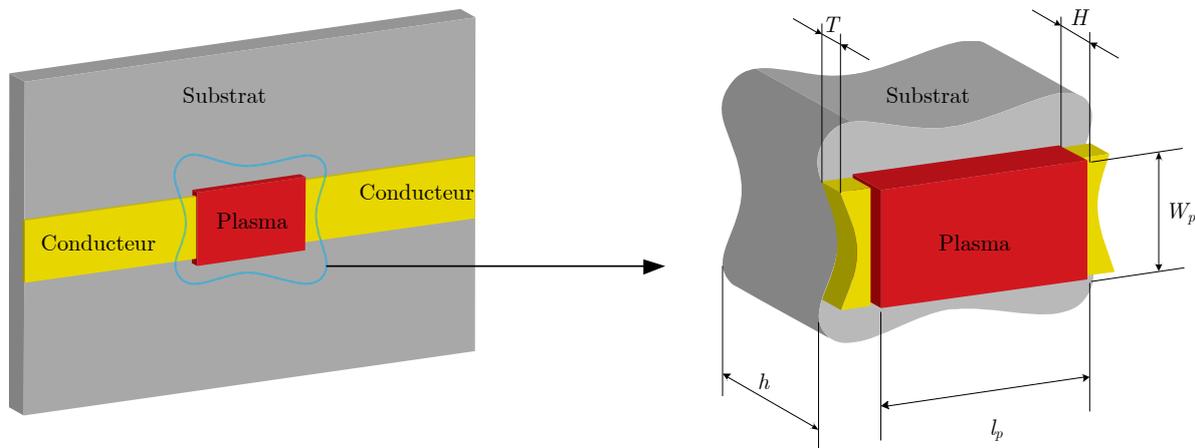


Figure 4-17 Circuit microruban avec le gap de décharge en illustration 3D. On fait un zoom sur la zone de décharge afin de montrer ses dimensions.

Une couche de plasma avec une épaisseur de 0.4 mm a été utilisée pour remplir le gap microruban. Les dimensions de cette couche de décharge sont supérieures à celles du gap avec une longueur $l_p = 6$ mm et une largeur $W_p = 6$ mm. La méthode des éléments finis a été utilisée pour moduler la structure et simuler le circuit microruban. Nous avons aussi utilisé le modèle de Drude pour créer ce modèle.

En observant la zone de décharge de plasma, nous pouvons déterminer l'épaisseur de la couche de plasma, et constater qu'elle vaut presque de 0.4 mm; i.e., $H = 0.4$ mm, pour créer un modèle de plasma puis le simuler avec *Ansoft HFSS* ou *CST Studio*. En faisant varier la densité électronique n_e , nous changeons la conductivité de la couche plasma et modifions par conséquent le coefficient de transmission. En outre, nous pouvons contrôler la propagation des ondes électromagnétiques. Le coefficient de transmission a été simulé dans la bande de fréquence de 0.5 GHz à 4.5 GHz comme il est montré sur la Figure 4-18. Lorsque la valeur de la densité d'électrons n_e est faible (c'est-à-dire $n_e < 10^{13}$ cm⁻³), la valeur du coefficient de transmission à la fréquence de 2.45 GHz est inférieure à -37 dB, et le signal hyperfréquence n'arrive pas à franchir le gap avec une bonne valeur de transmission comme indiqué sur la Figure 4-18.a. Cela signifie que le plasma se comporte comme un diélectrique isolant.

D'autre part, la Figure 4-18.b montre que le coefficient de transmission à la fréquence de 2.45 GHz est $S_{21} = -0.85$ dB. Autrement dit, les comportements du plasma apparaissent comme des comportements de conducteur. Cette courbe montre une propagation du signal hyperfréquence à travers les deux lignes microruban et à travers le gap rempli avec la décharge électrique. Dans ce cas, la densité d'électrons $n_e = 10^{14}$ cm⁻³ est relativement élevée mais tout à fait suffisante pour que le gap permette la propagation des ondes électromagnétiques à la fréquence 2.45 GHz.

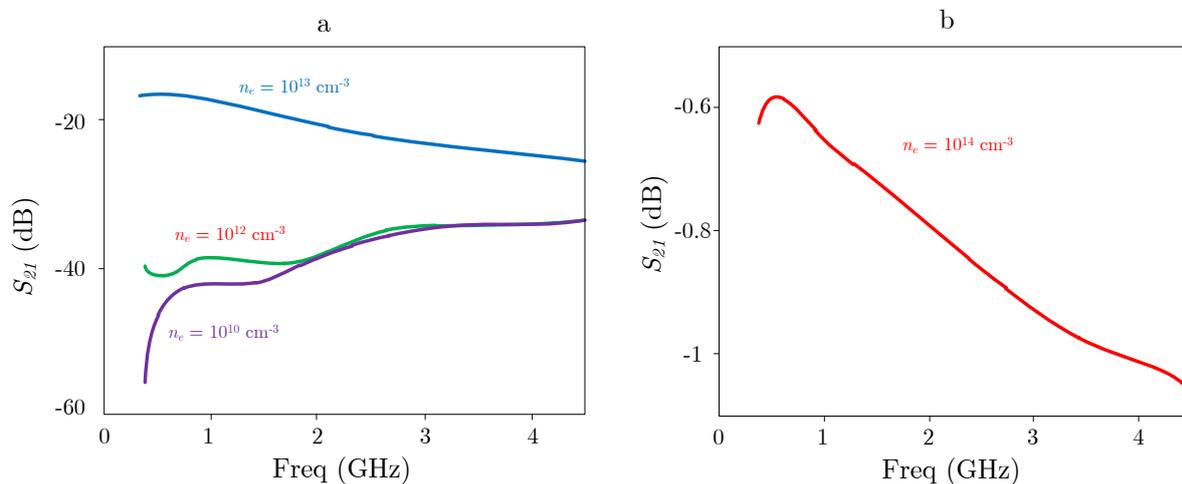


Figure 4-18 Variation de la transmission en fonction de la fréquence pour quatre valeurs de la densité d'électrons avec un signal hyperfréquence le long d'une ligne microruban 50 Ω et à travers d'un gap de 3 mm. (Simulation par *CST Studio*).

Le plasma à l'intérieur d'un gap microruban peut modifier les paramètres- s à cause de ses pertes. Par conséquent, la valeur de la transmission grâce à ce gap de plasma pourrait être modifiée d'après les résultats de simulation à partir de quelques dB à la fréquence de 2 GHz jusqu'à 15 dB à la fréquence 0.5 GHz, voir Figure 4-18.a. L'épaisseur et la décharge de

plasma $H = 0.15$ mm et la fréquence de plasma ω_p a été proposé 1.2615×10^{11} rad s⁻¹, et la fréquence de collision de plasmas $\nu_m = 1 \times 10^{11}$ s⁻¹ [19].

4.3.1.2 Simulation des Champs Électromagnétiques dans un Gap Microruban et Effet de la Densité d'Électrons

L'amplitude du champ électrique transverse, E_t , dans le substrat a été simulé afin de montrer l'effet de la densité électronique de plasma sur la distribution du champ électromagnétique le long du circuit microruban. Pour le circuit microruban présenté sur la Figure 4-17, et quand la densité d'électrons du plasma est relativement faible ($n_e = 1 \times 10^{10}$ cm⁻³), la présence de la composante transverse du champ électrique dans le substrat est simulée et le résultat est donné sur la Figure 4-19.a. Dans ce cas le champ électromagnétique ne peut pas atteindre la sortie, il est confiné par un seul bord du gap (du côté de l'entrée). Ce comportement du champ électromagnétique confiné est similaire à l'effet de pointe électrostatique.

Par ailleurs, nous pouvons voir sur la Figure 4-19.a des valeurs relativement élevées du champ E_t , jusqu'à 14×10^3 V/m, mais on doit toujours vérifier que la valeur maximale du champ n'atteigne pas la limite de la tension de claquage.

D'un autre côté, en modifiant certaines conditions physiques de ce test, comme la pression du gaz, la tension des électrodes, le remplacement du gaz Argon par un autre gaz améliore la qualité du décharge, nous pouvons également augmenter la valeur de la densité d'électrons n_e .

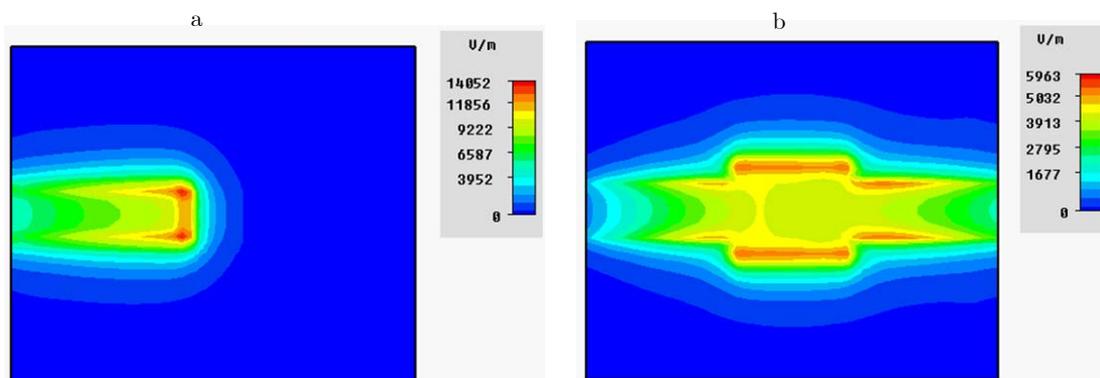


Figure 4-19 Simulation de l'amplitude du champ électrique transverse au milieu du substrat pour la ligne microruban étudié pour deux valeurs de la densité d'électrons; a): $n_e = 1 \times 10^{10}$ cm⁻³, et b): $n_e = 1 \times 10^{14}$ cm⁻³.

Cette figure montre la répartition du champ électrique dans le substrat. Le signal hyperfréquence passe de l'entrée vers la sortie grâce au plasma ayant une haute densité d'électrons. Pour cette valeur de n_e , la couche de plasma vue sur la Figure 4-17, se comporte comme un matériau conducteur, le champ électrique est par conséquent propagé le long de la ligne microruban, y compris le gap. Nous constatons que le rapport du champ électrique dans les deux cas est:

$$\frac{|\mathbf{E}_t|_{n_e=1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}}}{|\mathbf{E}_t|_{n_e=1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}}} = 42\%$$

4.4 Commutateur Plasma en Guide d'Onde

L'énergie apportée par l'onde hyperfréquence est à l'origine de la décharge du gaz. Supposons que l'onde avec son mode fondamental TE_{10} soit excitée au niveau de la porte ③ et un gaz rare comme l'Argon soit injecté dans le guide au niveau de la porte ①, la porte ④ sera considérée comme la sortie du gaz tandis que la porte ② représente la sortie hyperfréquence comme il est illustré sur la Figure 4-20.

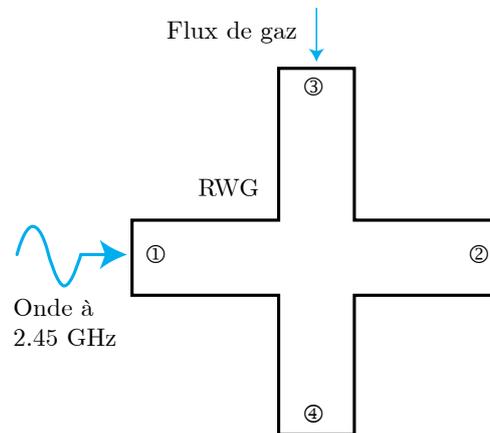


Figure 4-20 Diagramme 2D d'un dispositif à guide d'onde rectangulaire afin de générer un plasma hyperfréquence.

Nous allons étudier par la simulation à l'aide de COMSOL MULTIPHYSICS la formation d'un plasma dans le guide dans le domaine, temporel et pour la fréquence de 2.45 GHz.

On peut avec COMSOL définir la pression, la vitesse du débit, la direction de flux du gaz, le gaz lui-même. En utilisant les données de l'Argon fournies par le Laboratoire LAPLACE. On a choisi une pression de 1 torr et une vitesse du gaz de 10 m/s selon l'axe du tube. La température ambiante de 350 K et avec une valeur initiale de la densité d'électrons de $1 \times 10^{17} \text{1/m}^3$ a été choisie ainsi que l'ensemble de s équations chimiques qui forment les réactions plasma micro-ondes.

4.4.1 Description du Modèle

Un guide d'onde dont la largeur $a = 86.36 \text{ mm}$ a été choisi pour guider une onde TE_{10} à la fréquence de 2.45 GHz. L'Argon passe dans un tube de diamètre de 50 mm avec une longueur égale à 286.36 mm^* .

Deux accès ont été pris en compte pour simuler les paramètres de diffraction et la fréquence de collision a été choisie égale à $1.21 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$.

4.4.2 Densité d'Électrons et Transmission

Nous avons défini une plage pour le domaine temporel de $1 \times 10^{-8} \text{ s}$ à $1 \times 10^{-2} \text{ s}$ et pour 51 points de simulation. La valeur initiale de $n_e = 1 \times 10^{17} \text{1/m}^3$ est donnée sur la Figure 4-21 pour

* Ces valeurs numériques ont été obtenues à l'aide du module plasma et du module RF-Microwave dans le manual du COMSOL.

le début de la simulation et une valeur supérieure de 20% de la puissance électromagnétique peut être transportée dans le guide.

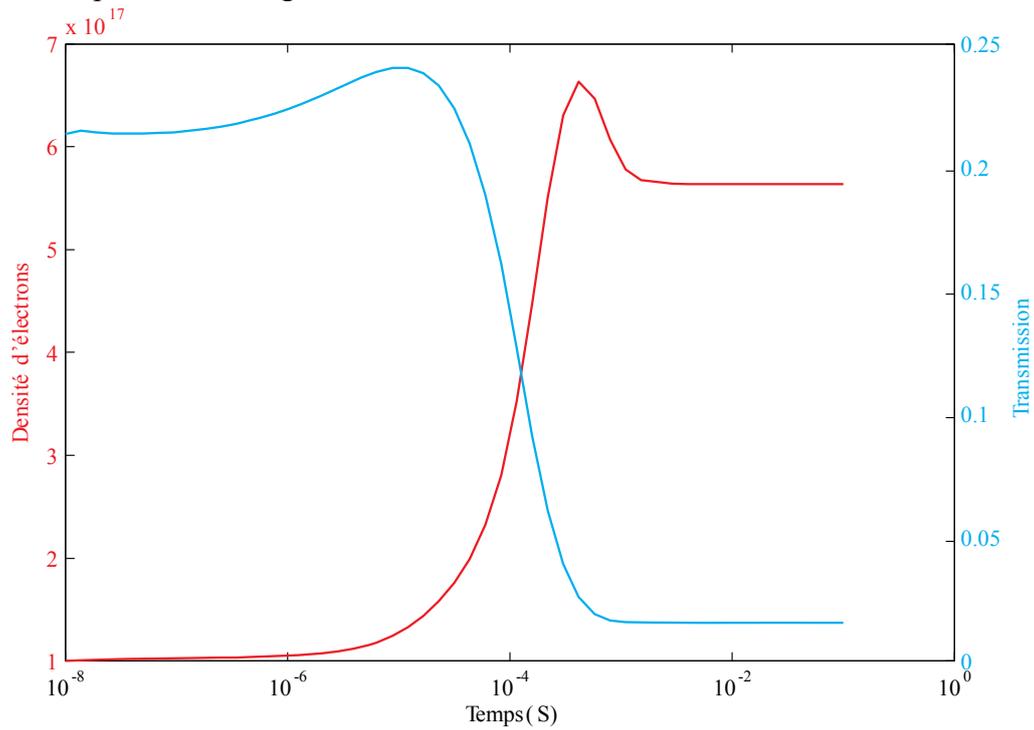


Figure 4-21 Densité d'électrons en m^{-3} et son influence sur la transmission en fonction du temps, résultat obtenu par COMSOL.

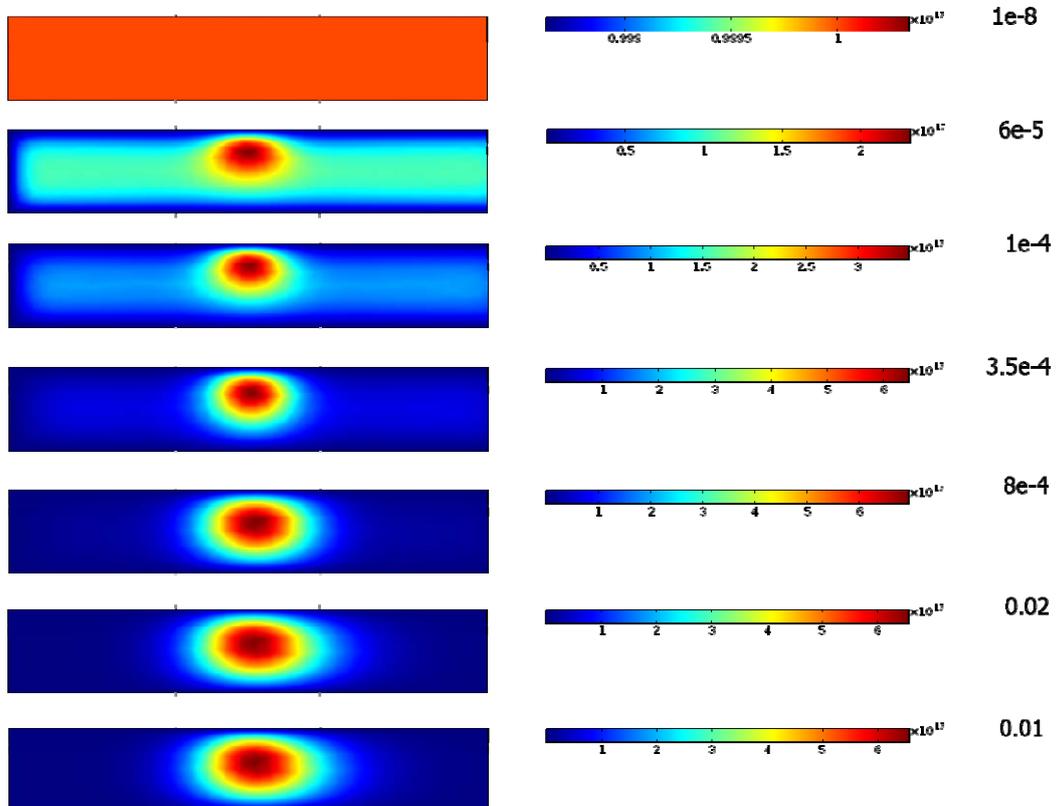


Figure 4-22 Densité d'électrons par $1/m^3$ dans le tube d'argon en fonction du temps.

Jusqu'à la valeur de 1×10^{-6} s, on voit que la transmission augmente doucement jusqu'à une valeur de 23%. La densité d'électrons converge vers sa valeur $6 \times 10^{17} \text{1/m}^3$, et un obstacle dissipatif formé par le plasma est formé dans le guide qui empêche l'onde électromagnétique de se propager à travers le guide et son amplitude de transmission baisse de 2%.

Une simulation de la densité d'électrons le long l'axe du tube est présentée sur la Figure 4-23 en fonction du temps. La longueur du tube choisie est de 286.36 mm.

Une cartographie 2D est vue sur la Figure 4-22 pour la variation de la densité d'électrons dans le tube plasma. Pour la valeur initiale, au moment $t = 1 \times 10^{-8}$ s, $n_e = 1 \times 10^{17} \text{1/m}^3$ on voit que cette valeur est imposée sur toute la section étudiée du tube plasma de manière homogène. Lorsque $t = 6 \times 10^{-5}$ s, une valeur supérieure à $1 \times 10^{17} \text{1/m}^3$ commence à apparaître dans la zone d'interaction entre le gaz et l'onde incidente, tandis que la valeur initiale reste encore dominante dans la plus grande partie du tube sauf les parois du tube grâce aux conditions aux limites imposées dans le modèle plasma du COMSOL. La convergence de la solution s'est obtenue qu'à $t = 3.5 \times 10^{-4}$ s, la densité d'électrons n_e dépasse $6 \times 10^{17} \text{1/m}^3$ et tend vers sa valeur à la convergence $6.5 \times 10^{17} \text{1/m}^3$.

La courbe 1 correspond à l'état initial et les courbes de 2, 3 et 4 donnent le comportement de n_e sur l'axe du tube.

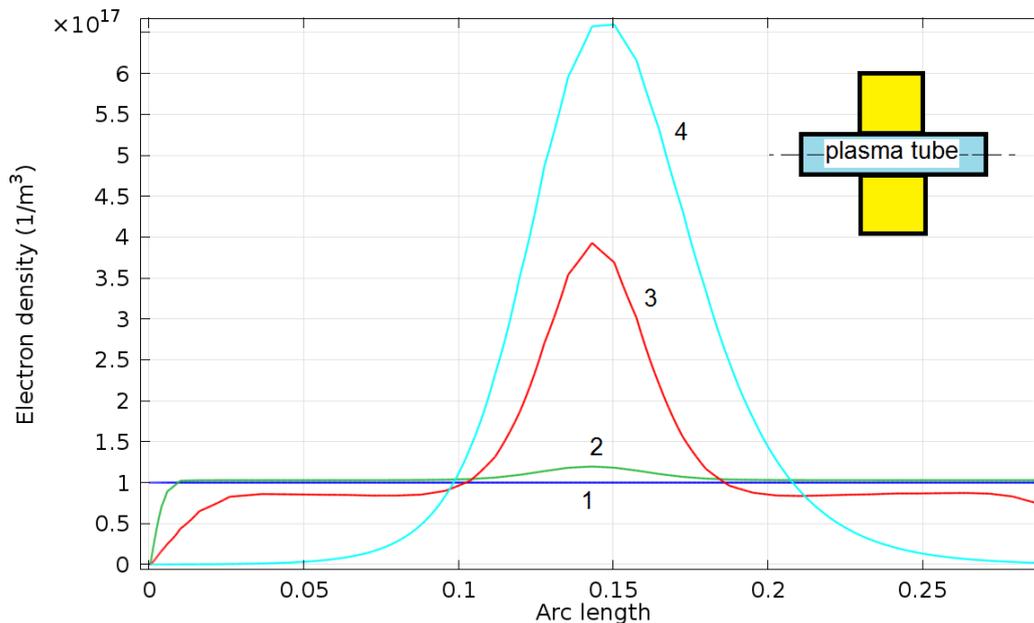


Figure 4-23 Densité d'électrons dans le tube plasma et le long l'axe central.

4.5 Conclusion

Nous avons montré trois méthodes différentes pour moduler un plasma créé par des électrodes planes sur un substrat FR4. Avec la 1^{ère} méthode de modulation, en mesurant le courant de décharge et le coefficient de transmission du circuit haute fréquence ; il est possible de remplacer le plasma par un modèle électrique composé principalement d'éléments localisés : une résistance en parallèle avec une capacitance. Les solutions obtenues par cette méthode ne

devraient être valables que pour la fréquence et la pression pendant la mesure. Donc, pour une autre fréquence, nous avons besoin de mesurer le courant de décharge et le coefficient de transmission liés à cette fréquence. Par conséquent, un inconvénient de cette méthode est la durée de la caractérisation, on doit déterminer le couple I_c, R_{pl} pour chaque fréquence désirée, après cela, on peut trouver le schéma électrique équivalent et réaliser des simulations sur le circuit équivalent dans le domaine temporel ainsi que dans le domaine fréquentiel. Tandis que la 2^{ème} méthode nécessite beaucoup moins de temps pour moduler un plasma mais on doit prévoir le temps de simulation de la structure par FEM qui est beaucoup plus important que celui nécessaire pour simuler le circuit équivalent composé d'éléments localisés. Ainsi la 2^{ème} méthode est préférée lorsqu'on étudie une bande de fréquence alors que la 1^{ère} méthode est plus adaptée pour le cas d'une seule fréquence, sur la Figure 4-6 et la Figure 4-7 pour la fréquence de 2.45 GHz, nous avons presque trouvé le même résultat entre la simulation et la mesure.

Concernant le montage qui se base sur une décharge sur la cathode creuse, un plasma dense peut être créé avec une basse pression et il est possible que ce montage puisse être utilisé comme un micro-commutateur hyperfréquence large bande. La réponse temporelle est presque instantanée et il est capable de transférer de 10 à 30% de l'énergie d'un signal hyperfréquence dans la bande de 1 GHz à 9 GHz en comparaison avec une ligne microruban sans gap.

Par ailleurs, la deuxième méthode de modulation (méthode numérique) n'a pas besoin de la mesure du courant de décharge ou du coefficient de transmission parce qu'elle dépend uniquement de deux paramètres importants, la fréquence effective de collisions de plasma et la fréquence de plasma afin d'établir le modèle de Drude.

Avec COMSOL, il est même possible d'étudier l'effet d'autres paramètres comme la pression, la nature du gaz utilisé, la transmission et l'efficacité de ce type de commutateur RF. Il est important aussi de prendre les valeurs de la densité d'électrons dans le tube et de construire un modèle plasma basé sur le modèle de Drude pour que les résultats soient importables par d'autres outils de simulations de champs électromagnétiques comme par exemple HFSS ou CST.

Chapitre

5

Estimation des Paramètres d'un Plasma

5.1 Estimation de la Permittivité d'un Plasma par la Technique de Perturbation d'une Cavité Résonnante

5.1.1 Étude Théorique pour Déterminer la Permittivité Complexe d'un Plasma

La permittivité est un paramètre important qui joue un rôle principal dans de nombreuses applications scientifiques, industrielles, médicales, etc. [59-62]. L'estimation de la permittivité par la méthode de la perturbation a été utilisée par de nombreux auteurs [61, 63-74]. La mesure de ϵ , μ , et σ est basée sur le décalage de la fréquence de résonance et les valeurs du facteur de qualité avant et après l'insertion du diélectrique. Bethe et Schwinger [75] sont les premiers qui ont abordé la théorie de la perturbation de résonance d'une cavité. Casimir [76] a ensuite modifié la théorie et il a détecté la perméabilité d'une petite sphère.

L'idée fondamentale de cette théorie est que l'insertion d'un diélectrique dans la cavité tel qu'un plasma puisse modifier légèrement la courbe de résonance. Waldron [73] et Harrington [77] ont donné des relations mathématiques qui relient les caractéristiques intrinsèques du diélectrique avec les courbes de résonance. Désignons par E_0 et E les champs électriques dans la cavité avant et après l'insertion du diélectrique, le décalage du point de résonance est donné par [77] :

$$\frac{f_s - f_0}{f_s} = - \frac{\int (\Delta\epsilon E \cdot E_0^* + \Delta\mu H \cdot H_0^*) d\tau}{\int (\epsilon E \cdot E_0^* + \mu H \cdot H_0^*) d\tau} \quad (5.1)$$

où ϵ et μ sont la permittivité et la perméabilité de la diélectrique dans la cavité. $d\tau$ est un élément de volume, $\Delta\epsilon$, $\Delta\mu$ sont le changement de la permittivité et de la perméabilité respectivement. Le décalage de la fréquence complexe due à l'insertion d'un diélectrique [73] est donnée par :

$$-\frac{d\Omega}{\Omega} \approx \frac{(\varepsilon_r - 1)\varepsilon_0 \int_{V_s} E \cdot E_0^* dV + (\mu_r - 1) \int_{V_s} H \cdot H_0^* dV}{\int_{V_c} (D_0 \cdot E_0^* + B_0 H_0^*) dV} \quad (5.2)$$

$d\Omega$ est le décalage de la fréquence complexe, puisque la permittivité et la perméabilité sont elles-mêmes des grandeurs complexes. B_0 , H_0 , D_0 et E_0 sont les champs non perturbés. E , H sont les champs dans le diélectrique.

Du point de vue de l'énergie, le numérateur de l'équation (5.2) représente l'énergie électromagnétique stockée dans le plasma et le dénominateur représente l'énergie électromagnétique totale stockée dans la cavité; $W = W_e + W_m$, où W_e représente l'énergie électrique et W_m est l'énergie magnétique.

Dans l'équation (5.2), on a supposé deux choses :

- Le champ dans la cavité en dehors du tube plasma ne change pas dans les deux cas.
- Le diamètre du diélectrique est très petit par rapport à la longueur d'onde à la résonance, ce qui permet de dire que le champ est uniforme le long du diélectrique.

Le signe (-) dans l'équation (5.2) indique que $f_s < f_0$.

En supposant que le champ avant et après l'insertion du plasma n'est pas perturbé en dehors du plasma et que le champ dans le plasma est uniforme; dimension de la géométrie plasma est très petite par rapport à la longueur d'onde de la résonance. L'insertion de plasma dans lequel E est maximal n'affecte pas H ce qui conduit par conséquent à ne prendre en compte que le premier terme du numérateur de l'équation (5.2) pour le développement de cette équation afin d'en déduire la valeur de la permittivité. L'équation (5.2) peut ensuite être simplifiée et devient :

$$-\frac{d\Omega}{\Omega} \approx \frac{(\varepsilon_r - 1) \int_{V_s} E \cdot E_{0\max}^* dV}{2 \int_{V_c} |E|^2 dV} \quad (5.3)$$

En désignant Q_0 et f_0 le facteur de qualité de la cavité et sa fréquence de résonance dans le cas à vide non perturbés, et Q_s et f_s le facteur de qualité de la cavité et sa fréquence de résonance dans le cas chargé avec perturbation, le décalage de la fréquence complexe est relié aux valeurs mesurables par :

$$\frac{d\Omega}{\Omega} \approx \frac{f_s^2 - f_0^2}{f_s^2} + \frac{i}{2} \left(\frac{1}{Q_s} - \frac{1}{Q_0} \right) \quad (5.4)$$

En égalisant respectivement les parties réelles et les parties imaginaires des équations complexes (5.3) et (5.4), il vient :

$$-\frac{(f_s - f_0)}{f_s} = \frac{(\varepsilon'_r - 1) \int_{V_s} E \cdot E_{0\max}^* dV}{2 \int_{V_c} |E_0|^2 dV} \quad (5.5)$$

$$\frac{1}{2} \left(\frac{1}{Q_s} - \frac{1}{Q_0} \right) = \frac{\varepsilon_r'' \int_{V_s} E \cdot E_0^* dV}{2 \int_{V_c} |E_0|^2 dV} \quad (5.6)$$

On peut dire que $E = E_0$ et la valeur de E_0 pour le mode TE_{10p} est $E_0 = E_{0max} \sin(m\pi x/a) \sin(p\pi z/d)$ où a est la largeur de l'ouverture de la cavité, l est la longueur de la cavité. Après avoir effectué l'intégration et l'arrangement de la dernière équation, on obtient :

$$\varepsilon_r' - 1 = \frac{(f_0 - f_s) V_c}{2 f_s V_s} \quad (5.7)$$

$$\varepsilon_r'' = \frac{V_c}{4 V_s} \left(\frac{1}{Q_s} - \frac{1}{Q_0} \right) \quad (5.8)$$

Pour pouvoir mesurer les caractéristiques d'une matière non solide tel qu'un plasma, il faut que le plasma remplisse un tube diélectrique, comme du quartz par exemple. Dans ce cas :

$$\varepsilon_r' - 1 = \frac{(f_t - f_s) V_c}{2 f_s V_s} \quad (5.9)$$

$$\varepsilon_r'' = \frac{V_c}{4 V_s} \left(\frac{1}{Q_s} - \frac{1}{Q_t} \right) \quad (5.10)$$

Où f_t est la fréquence de résonance de la cavité chargée par le tube de quartz vide, Q_t est le facteur de qualité de la cavité dans ce cas.

5.1.2 Théorie pour la Détermination de la Conductivité d'un Matériau

Pour une matière ayant une conductivité non nulle, selon l'équation d'Ampère, nous avons :

$$\begin{aligned} \nabla \times H &= (\sigma + j\omega\varepsilon)E \\ &= (\sigma + \omega\varepsilon'')E + j\omega\varepsilon'E \end{aligned} \quad (5.11)$$

où $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$ est la permittivité complexe du plasma. Les pertes sont exprimées par :

$$\tan \delta = \frac{\sigma + \omega\varepsilon''}{\omega\varepsilon'} \quad (5.12)$$

Dans laquelle $\sigma + \omega\varepsilon''$ représente la conductivité effective du milieu. Lorsque ε'' est très petite, la conductivité effective est alors :

$$\sigma_e = \omega\varepsilon'' = 2\pi f \varepsilon_0 \varepsilon_r'' \quad (5.13)$$

$$\tan \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \quad (5.14)$$

5.1.3 Mesure de la Permittivité et de la Conductivité d'un Plasma en Utilisant des Cavités Résonnantes à Guide d'Onde Rectangulaire

La cavité est connectée à l'analyseur de réseau HP 8514B, pour le mode TE_{10p} . L'analyseur de réseau balaye 801 fréquences discrètes dans une plage de 200 MHz qui couvre la fréquence de résonance de la cavité, comme indiqué sur la Figure 5-1.

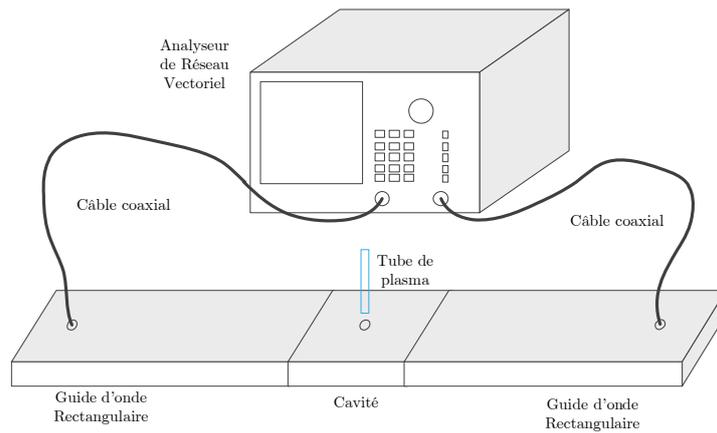


Figure 5-1 Schéma expérimental pour tracer la transmittance S_{21} de la cavité rectangulaire placée entre deux guides d'onde rectangulaires.

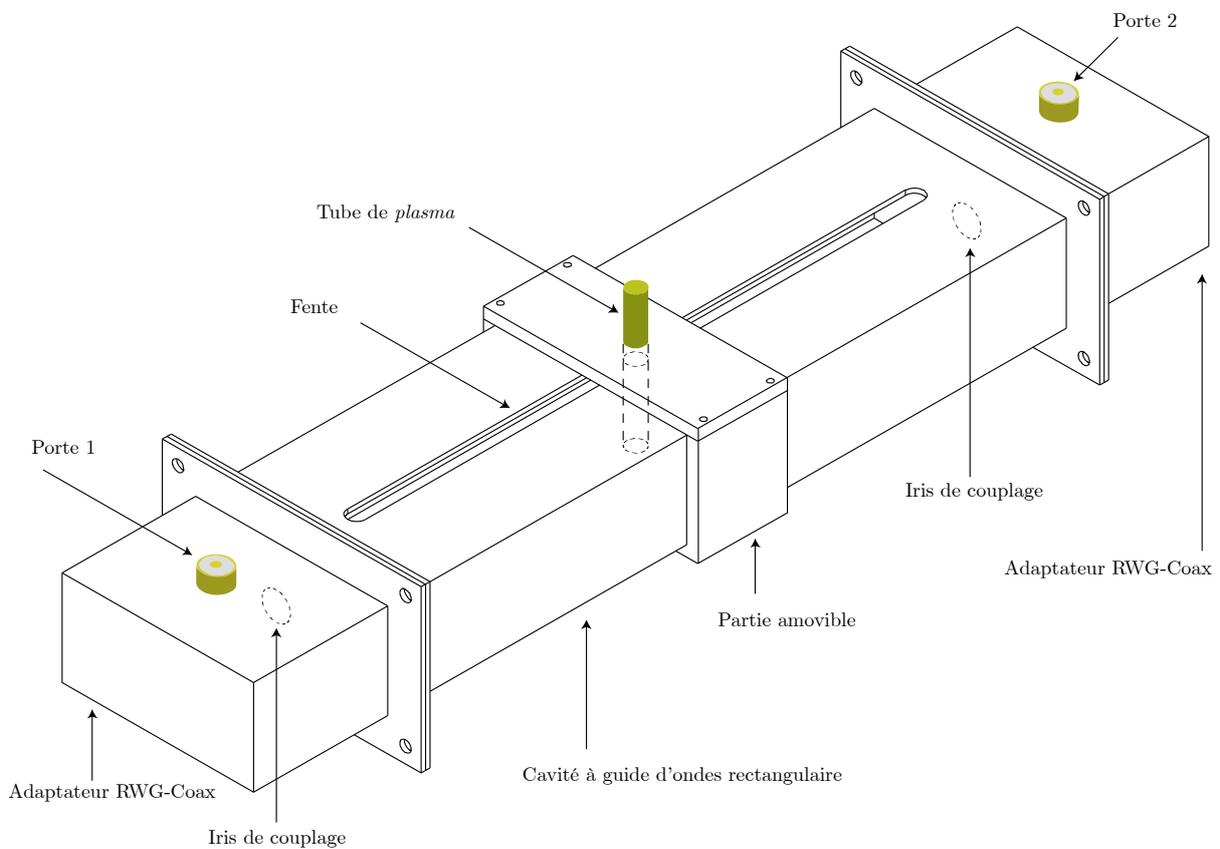


Figure 5-2 Dispositif expérimental pour la mesure de la permittivité complexe du plasma.

Le décalage de la fréquence de résonance, $\delta f / f$, doit rester de l'ordre de 0.001, c'est pour cela le volume du tube quartz rempli par du plasma provoque cette valeur de décalage fréquentiel. Le facteur de qualité en charge diminue de 10 -15% de sa valeur à vide. Le tube de quartz doit être uniforme pour éviter les erreurs dues à V_s , le volume du plasma dans la cavité.

La cavité sera utilisée avec le mode TE_{10p} , il y aura donc p points où le champ électrique est maximal, la chambre amovible permet de déplacer le tube plasma le long la cavité comme indiquer sur la Figure 5-2. f_i la fréquence de résonance de la cavité sans plasma chargée uniquement par le tube quartz, et Q_i est le facteur de qualité correspondant.

5.1.4 Conception de la Cavité Resonnant Rectangulaire

Les résonateurs à guide d'onde sont des dispositifs micro-ondes ont de nombrese applications comme les m esures des fréquences, la d term ination des caractéris tiques des m atériaux, ... Une cavité à guide d'onde possède en général un facteur de qualité elev à de l'ordre de 5000 - 10000, elle est facilement réalisable,.... La cavité la plus simple est celle construite sur un guide d'onde rectangulaire. Elle est réalisable en prenant une section d' un guide convenable fermé aux deux extrémités sur deux courts circuits. Mais il faut assurer un moyen de couplage comme une entrée et un autre m oyen comme sortie, soit par des sondes électriques ou magnétiques, des trous dans les parois d'entrée et de sortie ou des trous dans les parois du haut et du bas) comme il est illustré sur la Figure 5-3.

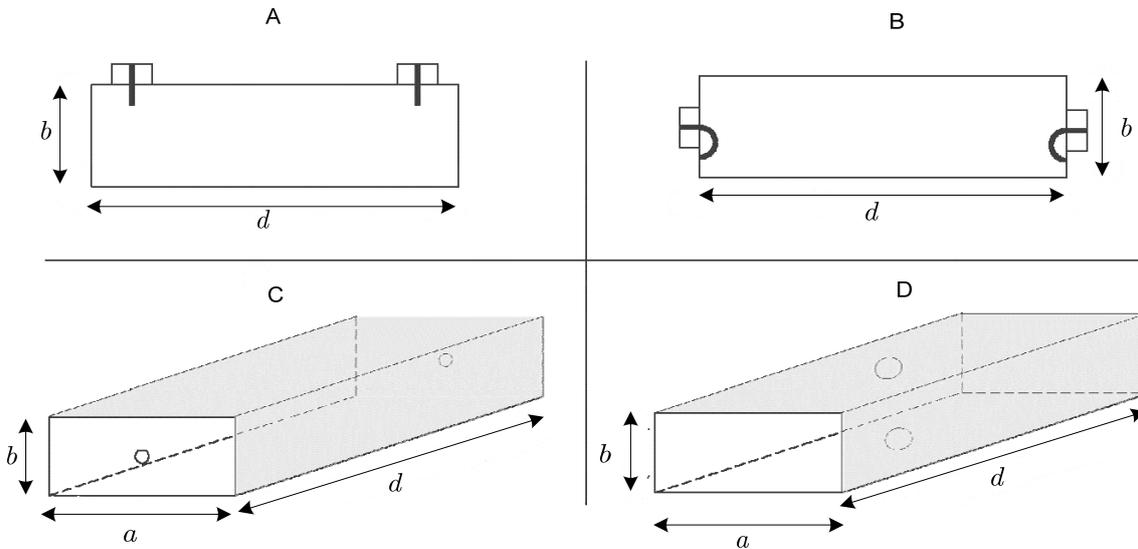


Figure 5-3 Différents cas pour le couplage avec une cavité à guide d'onde rectangulaire en utilisant : A) des sondes électriques, B) des sondes magnétiques, C) des iris aux deux extrémités, D) des iris dans les deux parois en haut et en bas.[78]

Où les dimensions a , b , d sont les dimensions de la cavité, a la largeur du guide et de la cavité, b la hauteur et d : la longueur de la cavité.

La fréquence de résonance f_r est donnée par l'équation :

$$(f_r)_{mnp}^{TE} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\varepsilon}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{d}\right)^2} \quad (5.15)$$

$$m = 0, 1, 2, \dots$$

$$n = 0, 1, 2, \dots, \text{ à condition que } m \text{ et } n \text{ ne soient pas nuls simultanément.}$$

$$p = 1, 2, 3, \dots$$

Pour le cas $d > a > b$, le mode qui apparait en premier est TE₁₀₁ dont la fréquence de résonance est donnée par :

$$(f_r)_{101}^{TE} = \frac{1}{2\sqrt{\mu\varepsilon}} \sqrt{\left(\frac{1}{a}\right)^2 + \left(\frac{1}{d}\right)^2} \quad (5.16)$$

Le facteur de qualité, Q , est par définition : ($2 \times$ énergie emmagasinée / énergie perdue) pour une période, soit :

$$Q = \omega \frac{W_t}{P_d} = \omega \frac{W_e + W_m}{P_d} = \omega \frac{2W_m}{P_d} = \omega \frac{2W_e}{P_d} \quad (5.17)$$

Nous allons maintenant calculer par HFSS l'énergie électrique W_e emmagasinée dans une section de guide d'onde $WR90$ (bande X) avec une longueur est $d = a$.

Les dimensions d'une telle cavité sont : $a = c = 22.86$ mm, $b = 10.16$ mm.

$$W_e = \frac{\epsilon}{2} \int_V |E|^2 .dV \quad (5.18)$$

Où E représente le champ électrique dans son format complexe.

Les étapes sont les suivantes :

Une fois que le modèle de la cavité est fait et que la simulation est réalisée, il faut lancer l'application *HFSS Field Calculator*^{*}, distingué par son icône . La quantité qu'il faut ajouter à la calculatrice est le champ électrique E . Ensuite il faut donner au logiciel le volume concerné où les champs électrique et magnétique devront être intégrés en utilisant l'objet dans le modèle *HFSS* de la cavité résonnante. Il faut également faire les opérations indiquées dans le Tableau 5-1.[†]

Tableau 5-1 Opérations à faire dans l'application *HFSS field Calculator* et les valeurs affichés par le logiciel avec leurs types scalaires et vectoriels.

E	E
conjuguer	E*
E	E
Dot product	E ²
Ajouter un volume (c'est le volume occupé par la cavité)	Vol
Faire l'opération intégration d'une valeur réelle sur le volume	∫
Ajouter la constante de la permittivité du vide / 2	4.4270939085E-012
Opération	Scl : *(Integrate(Volume(Box1), Real(Dot(Conj(<Ex,Ey,Ez>), <Ex,Ey,Ez>))), 4.4270939085E-012)
Evaluate	

*Pour plus d'information sur *HFSS Field Calculator*, il y a actuellement le document *HFSS Field Calculator* dans le Help de *HFSS*.

†On présente dans l'annexe (A) les étapes nécessaires afin d'évaluer le facteur de qualité d'une cavité métallique résonnante.

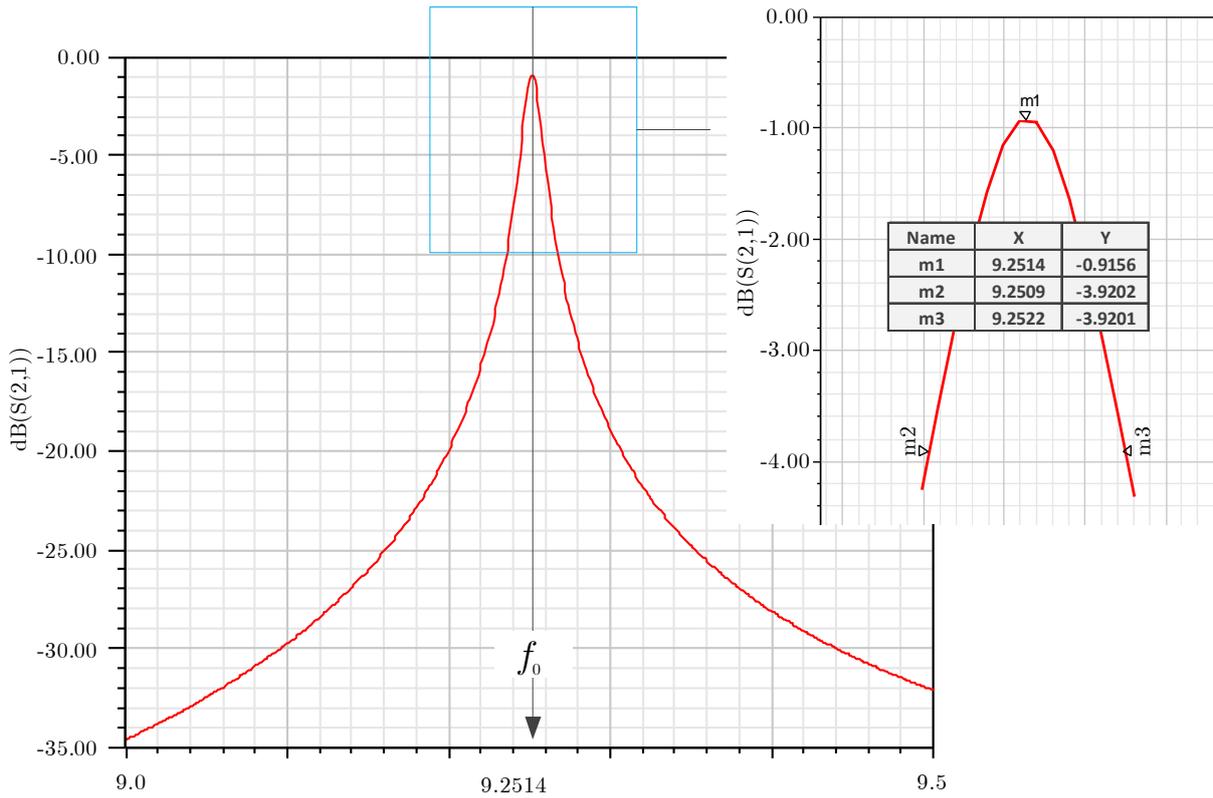


Figure 5-4 Courbe de résonance de la cavité en bande X proposée pour le mode TE_{101} avec un zoom sur la zone intéressante afin d'en déduire le facteur de qualité.

La fréquence de résonance de cette cavité en l'absence du tube plasma est donnée par la Figure 5-4, soit $f_0 = 9.2514$ GHz et on peut calculer le facteur de qualité de façon graphique en prenant en compte les deux fréquences f_{m2} et f_{m3} correspondant à une atténuation de -3 dB.

$$Q_0 = \frac{f_{m3} - f_{m2}}{f_0} = \frac{9.2522 - 9.2509}{9.2514} = 7709$$

Ce résultat obtenu par simulation est en accord avec celui calculé théoriquement. Pour calculer le facteur de qualité d'une telle cavité, la fréquence de résonance est :

$$(f_r)_{101}^{TE} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\varepsilon}} \sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{d}\right)^2} = \frac{\sqrt{2}}{2a\sqrt{\mu\varepsilon}} = 9.27 \text{ GHz}$$

La résistance de surface à la fréquence de résonance est

$$R_s = \sqrt{\frac{\omega r \mu}{2\sigma}} = \sqrt{\frac{2\pi(9.27 \times 10^9)(4\pi \times 10^{-7})}{2(5.7 \times 10^7)}} = 0.0253 \Omega$$

avec $\sigma = 5.7 \times 10^7$ S/m, la conductivité du cuivre. Le facteur de qualité pour cette cavité est [79].

$$(Q)_{101}^{TE} = \frac{\pi\eta}{2R_s} \left[\frac{b(a^2 + d^2)^{3/2}}{ad(a^2 + d^2) + 2b(a^3 + d^3)} \right] = 7760.$$

La densité de courant de surface de cette cavité est montrée par la simulation de façon tridimensionnelle sur la Figure 5-5.

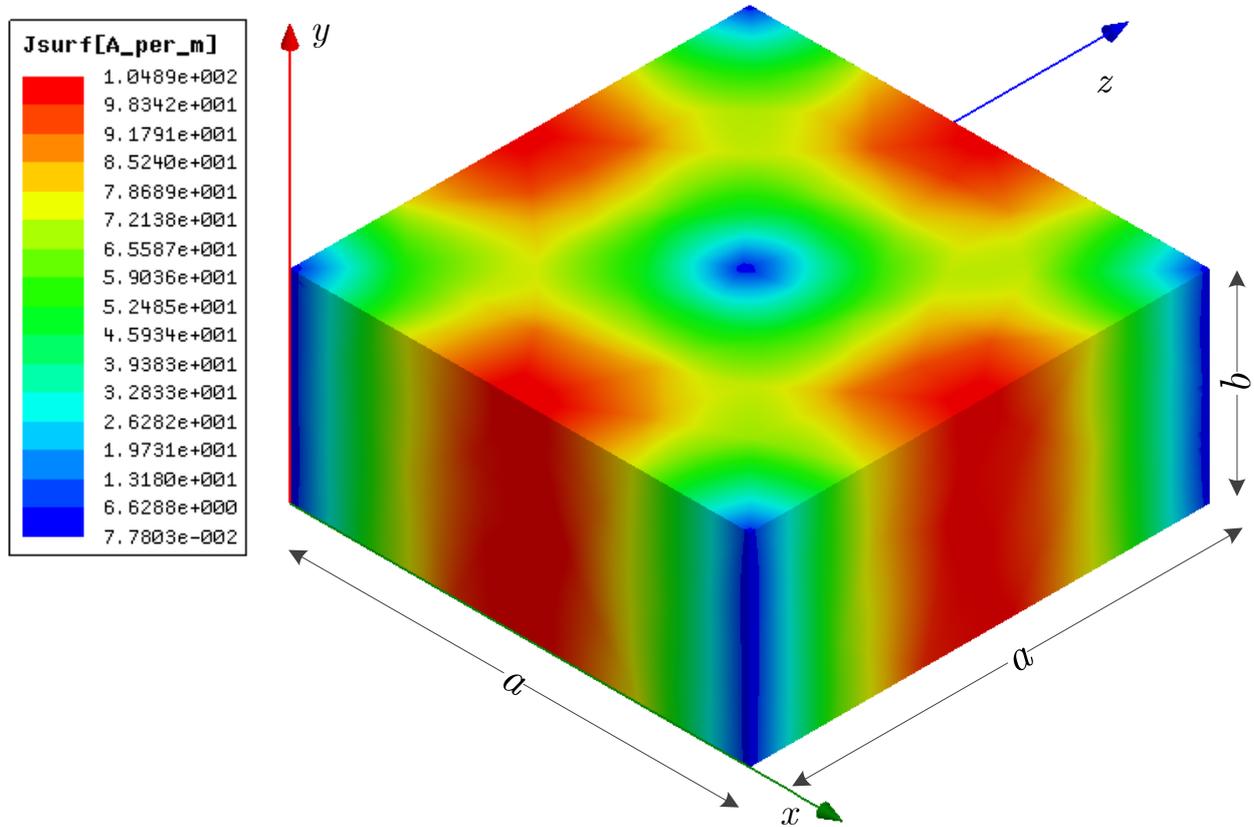


Figure 5-5 Illustration tridimensionnelle de la cavité bande X étudiée dont les dimensions sont $a = 22.86$ mm, $b = 10.16$ mm et de l'intensité du courant de surface reparti sur les parois de cette cavité.

En général, pour un résonateur à guide d'onde rectangulaire de longueur d excitée par le mode fondamental TE_{10p} ,

$$d = \frac{p\lambda_g}{2} \quad (5.19)$$

où λ_g est la longueur d'onde guidée et $p = 1, 2, 3, \dots$ est un entier. La relation pour donnant λ_g est

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}} \quad (5.20)$$

dans laquelle λ_0 est la longueur d'onde dans le vide et λ_c est la longueur d'onde de coupure. La longueur d'onde guidée à la résonance est :

$$\lambda_g = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{p}{2d}\right)^2 + \left(\frac{1}{\lambda_c}\right)^2}} \quad (5.21)$$

Cette relation est valable pour un résonateur à guide d'onde rectangulaire ainsi que pour un guide d'onde cylindrique [79]. Le facteur de qualité à vide pour une cavité à guide d'onde rectangulaire est :

$$Q_u = \frac{\sigma_c \delta \pi f_{10p} \mu a b d (a^2 + d^2)}{2a^3 b + a^3 d + a d^3 + 2b d^3} \quad (5.22)$$

Dans laquelle σ_c est la conductivité du métal de la cavité, δ est l'épaisseur de peau, μ est la perméabilité du milieu remplissant la cavité, a , largeur de la cavité, b , hauteur de la cavité, d , longueur de la cavité, et f_{10p} est la fréquence de résonance pour le mode TE_{10p} .

5.1.5 Fabrication d'une Cavité Résonnante à Guide d'Onde Rectangulaire

Une cavité pour la bande S est fabriquée à partir d'un guide d'onde standard *WR-284*. Pour la bande C, il faut une section d'un guide *WR-159*. Un guide *WR-90* est nécessaire pour la bande X. Le Tableau 5-2 montre les détails de la conception des cavités dans les bandes S, C, et X.

Pour réduire les pertes métalliques, les parois intérieures doivent être recouvertes par un métal ayant une conductivité supérieure à celle de cuivre comme l'argent. À partir des équations (5.19) (5.20) (5.21) (5.22), la fréquence de résonance et le facteur de qualité des cavités reliées aux bandes S, C, et X sont donnés dans le Tableau 5-2.

Tableau 5-2 Dimensionnement mécanique des cavités à guide d'onde rectangulaire dans les bandes S-, C-, et X-

Dimensions de la cavité (mm)	Bande S	Bande C	Bande X
Longueur, d	353	165	135
Largeur, a	72	34.5	22.9
Hauteur, b	33.5	15.5	10
Diamètre du trou de couplage	12.8	8	5.5
Longueur de fente sur la paroi supérieure	225	80	43
Largeur de la fente	4	2.5	1

La différence entre le facteur de qualité calculé et sa valeur mesurée est liée aux pertes liées au couplage et à la variation de la conductivité.

Tableau 5-3 Fréquence de résonance et facteur de qualité des résonateurs à guide d'onde rectangulaire.

Type de cavité	Fréquence de résonance (GHz)		Facteur de qualité à vide	
	théorique	expérimentale	théorique	expérimentale
Cavité bande S (TE103-TE107)	2.4427	2.4397	17.08×105	4879
	2.6887	2.6833	17.92×105	5366

	2.9756	2.9692	18.85×10 ⁵	3711
	3.2926	3.2853	19.83×10 ⁵	2986
	3.6317	3.6237	20.83×10 ⁵	2001
Cavité bande S (TE103-TE107)	5.1324	5.0992	11.36×10 ⁵	3399
	5.6680	5.6335	11.94×10 ⁵	5123
	6.2900	6.2497	12.58×10 ⁵	2718
	6.9753	6.9282	13.24×10 ⁵	2887
	7.7072	7.6580	13.92×10 ⁵	2470
Cavité bande X (TE105-TE109)	8.7263	8.5725	9.88×10 ⁵	2090
	9.4725	9.3279	10.29×10 ⁵	1635
	10.2849	10.1460	10.73×10 ⁵	1921
	11.1487	11.0130	11.17×10 ⁵	1917
	12.0532	11.9210	11.61×10 ⁵	1993

Le porte échantillon est fait de manière à pouvoir placer le tube plasma dans la région de la cavité où le champ électrique est maximal. Les détails de la réalisation de cet échantillon sont trouvés dans le Tableau 5-4.

Tableau 5-4 Paramètres de conception du porte échantillon.

Dimensions internes de la cavité (mm)	Bande S	Bande C	Bande X
Longueur, l	50	50	43
Largeur, a	90	45	40
Hauteur, b	70	50	35
Longueur de diélectrique tube à insérer dans la cavité	20	10	5

5.1.6 Utilisation de HFSS Field Calculator pour Évaluer le Facteur de Qualité d'une Cavité Métallique Quelconque

Nous allons prendre un guide d'onde dans la bande D *WR340* comme indiqué sur la Figure 5-6, i.e. une cavité rectangulaire avec $a = 86.36$ mm et $b = 43.18$ mm. Les dimensions extérieures 90.424×47.244 mm seront prises en compte pour modéliser les parois métalliques afin de calculer les pertes métalliques dans le cas du cuivre. Le cuivre a une conductivité de $\sigma = 5.7 \times 10^7$ S/m. La longueur totale de cette cavité est 150 mm.

On voit sur la Figure 5-6 la transmission simulée par *Ansoft HFSS* et par *CST Microwave Studio*. Pour cette cavité, dans la bande étudiée, il y a deux fréquences de résonance.

Pour déterminer la constante diélectrique du plasma, une propriété essentielle pour étudier l'interaction de plasma avec des ondes électromagnétiques, on utilise la méthode des petites perturbations d'une cavité résonnante qui assure la précision par rapport d'autres techniques [80-83] qui se base sur la transmission/réflexion des signaux dans des lignes micro-ondes [84-90] ou bien sur la réflexion dans l'espace libre en utilisant des antennes [91-93]. Le tube rempli de plasma sera inséré dans la cavité résonnante.

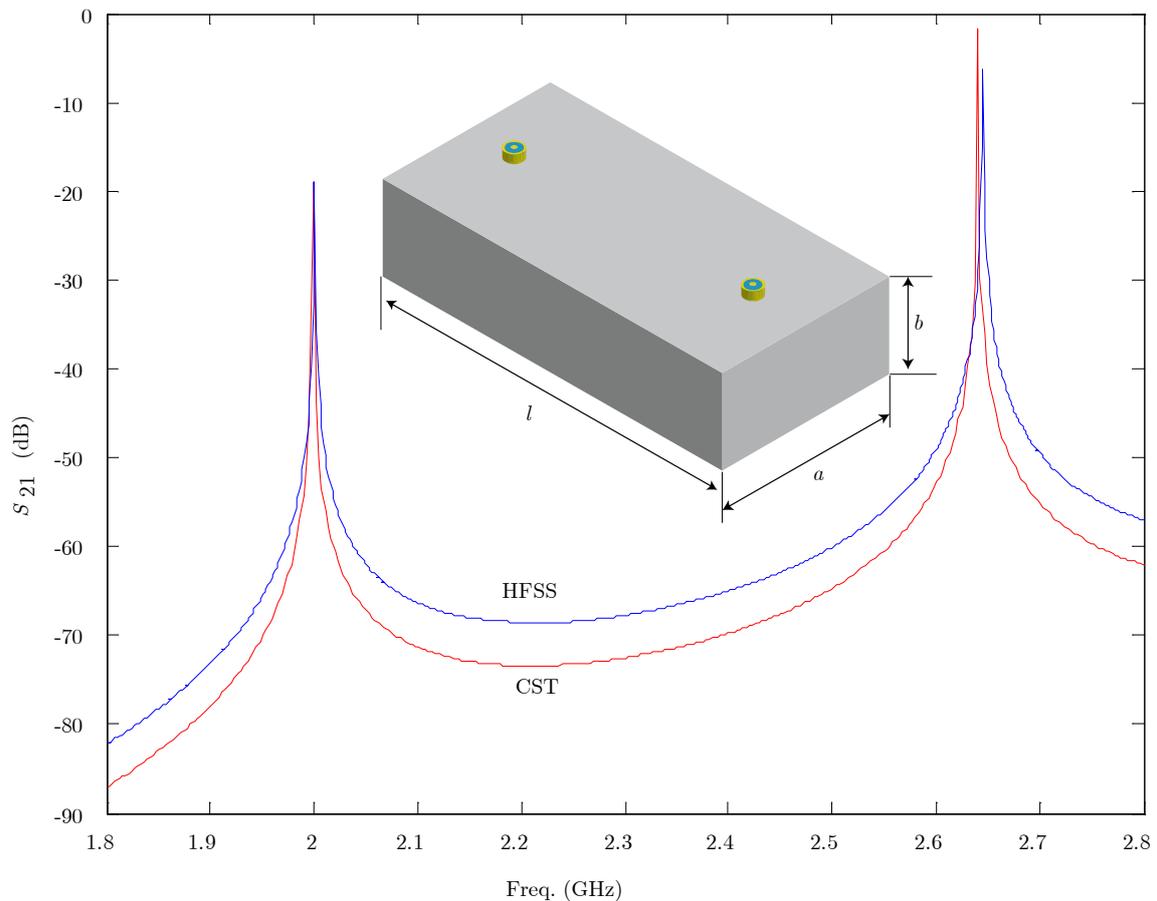


Figure 5-6 Cavité rectangulaire résonnante de type WR340, alimentée par deux lignes de type coaxial, avec comparaison de la transmission en utilisant *Ansoft HFSS* et *CST Microwave Studio*.

Une cavité résonnante rectangulaire pour la bande D est prévue pour réaliser la simulation, le guide est en cuivre dont la longueur $l = 140$ mm, les dimensions de sa section droite $a = 86.36$ mm, $b = 43.18$ mm. La cavité est connectée au guide à travers deux ouvertures circulaires dont le diamètre vaut 4 mm. Afin de pouvoir insérer le tube plasma dans le corps de la cavité, on doit faire une fente rectangulaire dans la paroi supérieure du guide, qui permet aussi de placer le tube plasma là où le champ électrique est maximal afin de pouvoir modifier la réponse fréquentielle de la cavité. Les fréquences de résonance sont utilisées pour appliquer la technique des perturbations et d'évaluer la permittivité du plasma. Pour une bande de fréquence coupure entre 1.8-3.6 GHz, on observe graphiquement trois valeurs propres comme montre la Figure 5-7, les trois valeurs sont obtenues à l'aide de *CST*. Ces trois valeurs sont ensuite obtenues en utilisant *HFSS* et elles sont comparées aux valeurs propres théoriques de la cavité, les résultats sont regroupées dans le Tableau 5-5.

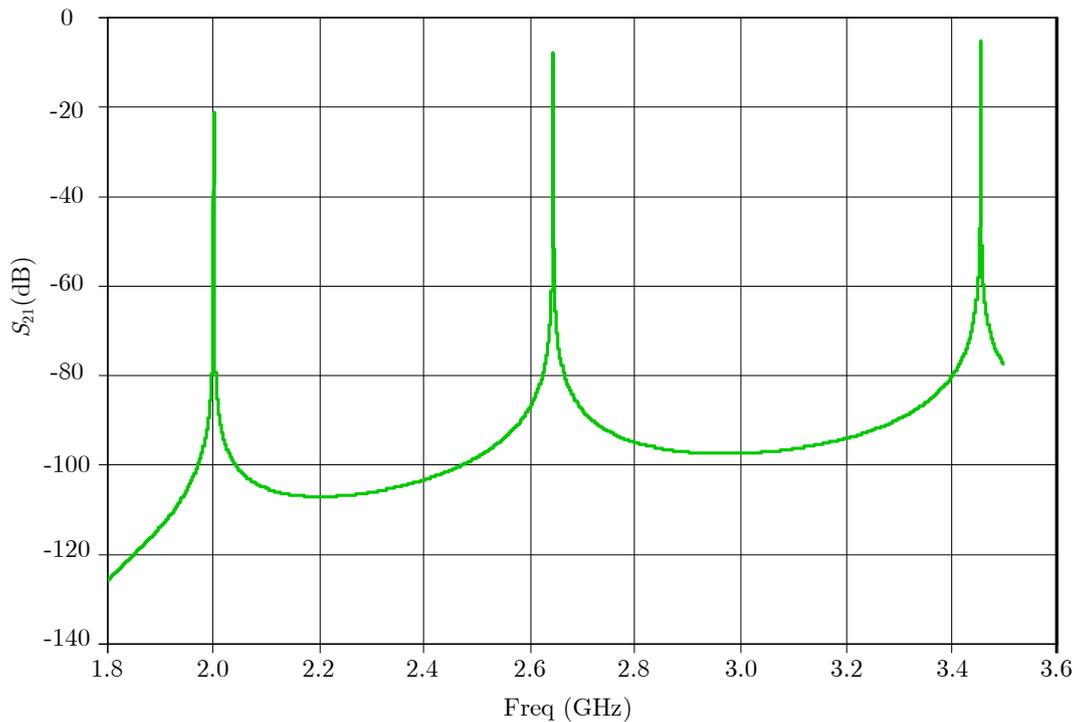


Figure 5-7 La transmission du guide d'onde connecté à la cavité résonnante dans la bande D montrant les valeurs propres (Eigen values). Obtenues par CST.

Lorsque la longueur de cette cavité est de $3/2\lambda_g$, la Figure 5-8 montre une répartition du champ électrique dans la cavité pour identifier et localiser les lieux possibles pour insérer le tube plasma.

Tableau 5-5 Comparaison des valeurs de résonance de la cavité rectangulaire théoriques et en utilisant CST, HFSS.

Mode n°	Fréquence de résonance (GHz)		
	HFSS	CST	Théorique
1	2.0029	2.002	2.0028
2	2.6473	2.645	2.6471
3	3.4648	3.457	3.4642

Une fois le tube plasma inséré dans la cavité, on constate à la fois une diminution de la valeur de la transmission et un décalage de la fréquence de résonance comme il est illustré dans la Figure 5-9. Ici, la fréquence de résonance après la perturbation f_s est inférieure à celle sans du tube plasma f_0 . Un zoom en avant sur les deux courbes est visualisé sur la Figure 5-10 ce qui permet de calculer les deux valeurs du facteur de qualité du résonateur.

On voit sur la Figure 5-10 que les deux fréquences f_1 et f_2 correspondent au cas à vide sans plasma avec une fréquence de résonance f_0 , et que les deux autres fréquences f_3, f_4 obtenues lorsque la cavité est chargée avec un tube plasma avec une fréquence de résonance est notée f_s .

$$Q_0 = \frac{f_0}{f_1 - f_2}, Q_s = \frac{f_s}{f_3 - f_4}, \quad (5.23)$$

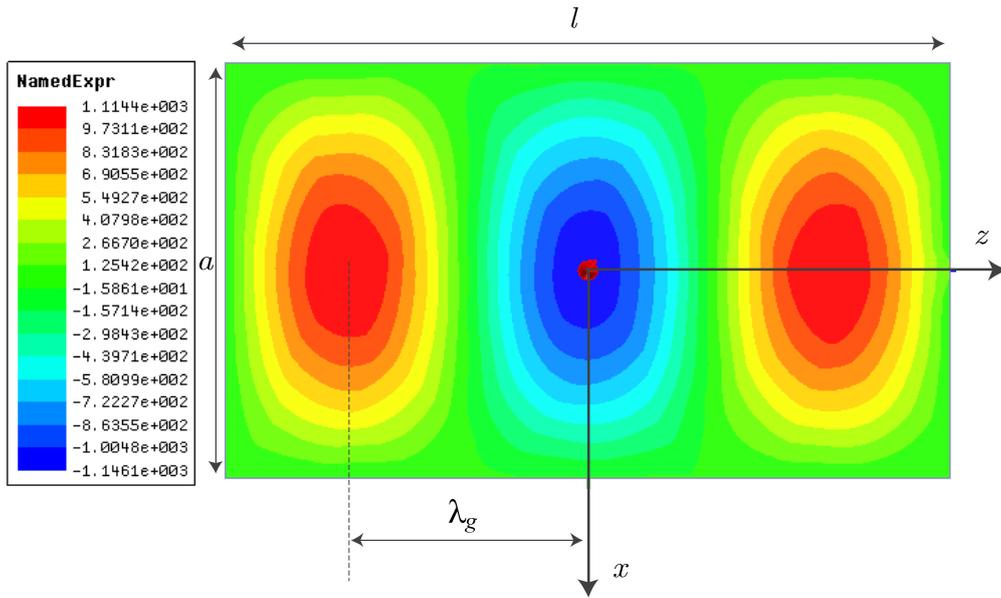


Figure 5-8 Champ électrique obtenu par la simulation pour la cavité résonnante avec une longueur de $3\lambda_g$.

Les valeurs obtenues pour ces fréquences sont données dans le Tableau 5-6 avec les deux valeurs correspondantes du facteur de qualité du résonateur.

Tableau 5-6 Fréquences de résonance de la cavité résonnante, les autres fréquences correspondant à -3 dB, avec les valeurs correspondantes du facteur de qualité.

f_0	f_s	f_1	f_2	f_3	f_4	Q_0	Q_s
2.0026310951239	1.9858723351099	2.0026317	2.0026305	1.9863782478348	1.9863295303131	1.67e+06	4.08e+04

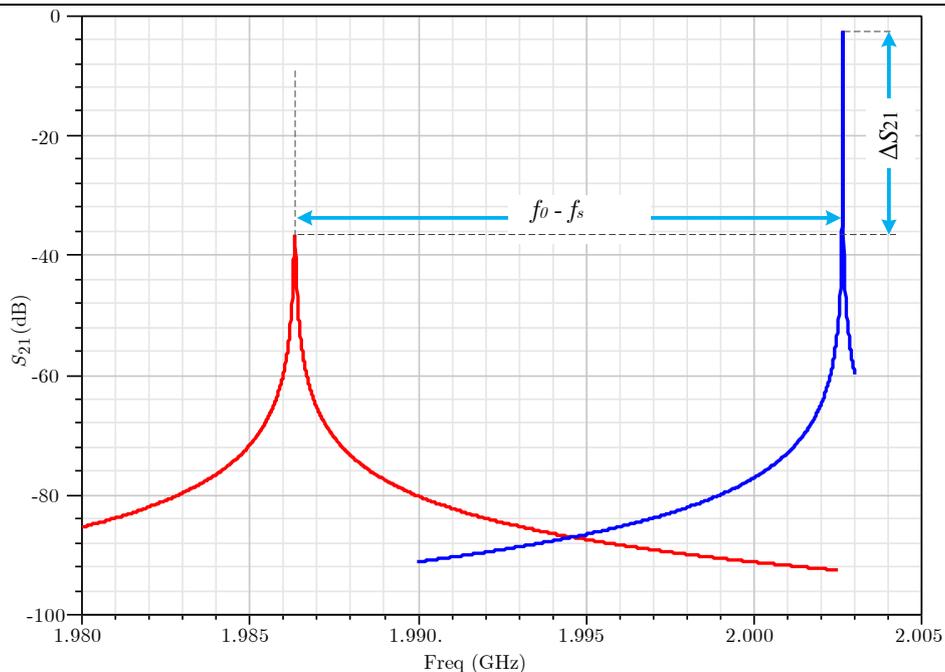


Figure 5-9 Réponse fréquentielle de la cavité résonnante sans plasma (bleu), et avec du plasma (rouge).

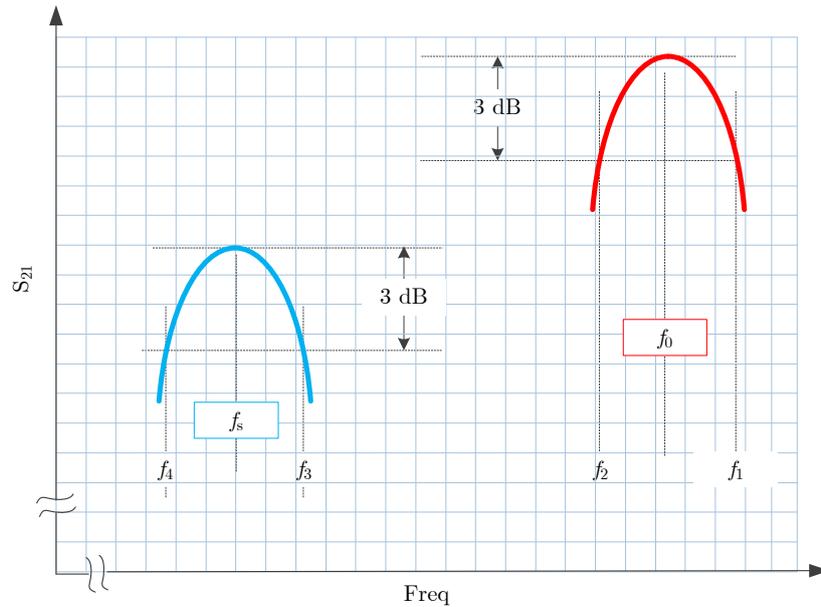


Figure 5-10 Illustration sur les deux courbes de la transmission de la cavité résonnante avec et sans plasma permettant de mieux visualiser l'ensemble des fréquences nécessaires pour calculer les deux valeurs du facteur de qualité.

Après avoir mesuré les valeurs de Q_0 et de Q_s , la permittivité et les pertes sont obtenues à l'aide des équations (5.9) et (5.10). Ensuite la fréquence de plasma ω_p est déterminée en appliquant l'équation suivante [19] :

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} + j \frac{\nu \omega_p}{\omega(\omega^2 + \nu^2)} \right) \quad (5.24)$$

La densité d'électrons n_e sera déduite grâce à la relation $f_p \approx 9\sqrt{n_e}$ expliquée dans le §2.

5.2 Mesure des Paramètres d'un Plasma à l'Aide d'une Cavité SIW

5.2.1 Introduction

Un plasma peut être présenté par sa permittivité composée d'une partie réelle et d'une partie imaginaire, soit : $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$. Dans la plupart des applications pour estimer la valeur de la permittivité, on utilise des structures résonnantes de type coaxial, diélectrique ou des cavités rectangulaires dans le domaine hyperfréquence [59, 60]. La technique classique de la perturbation de la résonance, en anglais *Cavity Perturbation Technique* "CPT", est employée avec la technologie SIW [94-96] afin d'estimer la permittivité d'un plasma. Le plasma est considéré comme un cylindre qui remplit un tube de Quartz. Ce tube sera positionné dans la cavité où le champ électrique E est maximal et parallèle au champ.

5.2.2 Théorie de CPT pour SIW

L'estimation de la permittivité d'un plasma à l'aide de la technologie CPT-SIW* suppose que la cavité soit remplie par un diélectrique homogène. L'expression fondamentale est [77]

*CPT-SIW réfère à la technique de la perturbation d'une cavité résonnante avec une cavité de type SIW.

$$\frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_1} = \left(\frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{2\varepsilon_1} \right) \frac{\iiint_{V_p} \mathbf{E}_1^* \mathbf{E}_2 dV}{\iiint_{V_p} |\mathbf{E}_1|^2 dV} \quad (5.25)$$

dans laquelle ω_1 et ω_2 sont les fréquences angulaires de résonance de la cavité dans le cas sans tube plasma et avec un tube plasma. ε_1 et ε_2 sont les permittivités de la cavité sans et avec le tube plasma. \mathbf{E}_1 et \mathbf{E}_2 représentent le champ électrique dans la cavité avant et après l'insertion du tube plasma.

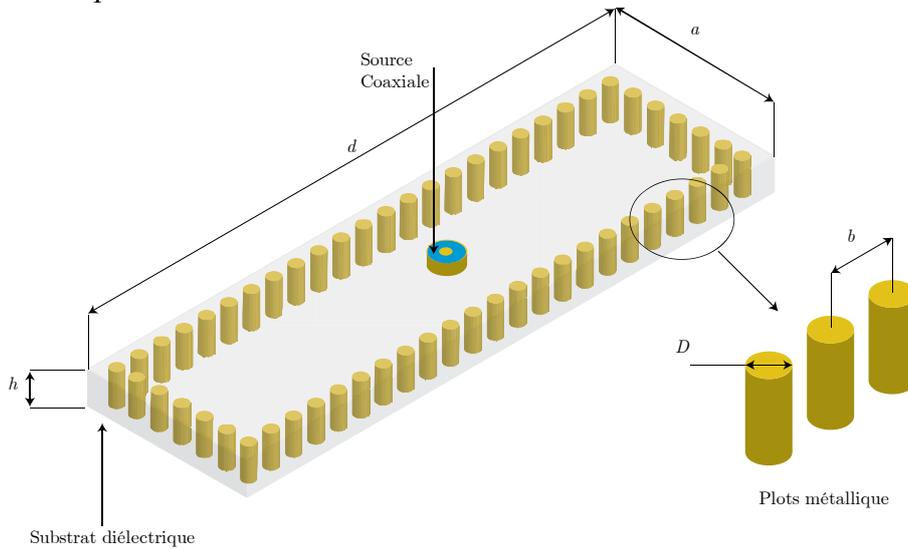


Figure 5-11 Cavité de type SIW avec ses dimensions et en illustration l'espace entre les vias métalliques et leur diamètre.

Tant que ε et ω sont des valeurs complexes, on peut récrire l'équation (5.25) en séparant les termes, réel et imaginaire liés aux caractéristiques de la cavité et du plasma. La permittivité du plasma sera :

$$\varepsilon_p = \frac{A\varepsilon_r V_C}{V_S} \left(\frac{f_0 - f_s}{f_s} \right) + \varepsilon_r \quad (5.26)$$

$$\varepsilon_p'' = \frac{B V_C}{V_S} \left(\frac{\varepsilon_r^2 + \varepsilon_r''^2}{\varepsilon_r} \right) \left(\frac{Q_0 - Q_S}{Q_0 Q_S} \right) + \frac{\varepsilon_p \varepsilon_r''}{\varepsilon_r} \quad (5.27)$$

où ε_p et ε_p'' sont respectivement la partie réelle et la partie imaginaire de la permittivité du plasma et ε_r la partie réelle de permittivité de la cavité. f_0 et f_s sont les fréquences de résonance avant et après l'insertion du tube plasma. A et B sont des paramètres liés à la configuration de la cavité, au mode de résonance et à la position du tube plasma dans la cavité [60, 62].

5.2.3 Simulation d'un Tube du Plasma avec la Technologie CPT-SIW

La fréquence de résonance pour une cavité rectangulaire de type SIW pour un mode TE_{m0l} est :

$$f_0 = \frac{c}{2\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}} \sqrt{\left(\frac{m}{a_{eff}}\right)^2 + \left(\frac{l}{d_{eff}}\right)^2} \quad (5.28)$$

dans laquelle c représente la vitesse de la lumière dans l'espace libre. ε_r, μ_r sont la permittivité et la perméabilité de la cavité. m, l sont les indices du mode concernant et a_{eff}, d_{eff} sont les dimensions effectives de la cavité qui sont donnés par :

$$a_{eff} = a - \frac{D^2}{0.95b} \quad (5.29)$$

$$d_{eff} = d - \frac{D^2}{0.95b} \quad (5.30)$$

Ici, a et d sont les dimensions de la cavité SIW. D est le diamètre du plot métallique et b représente la distance entre deux plots voisins. Selon Ke, Wu et al. [94], la distance b et le diamètre D sont reliés à la longueur d'onde λ_g , $D < \lambda_g/5$, et $b \leq 2D$.

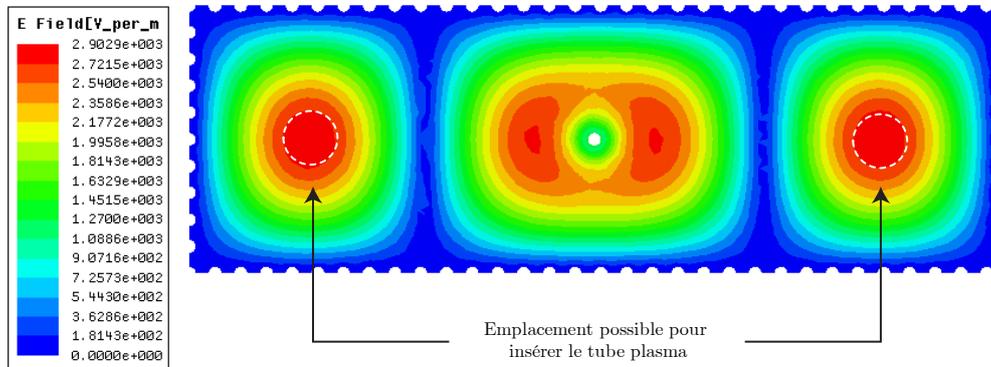


Figure 5-12 Champ électrique obtenu par simulation (*HFSS*) dans la cavité SIW montrant les positions possibles pour insérer le tube plasma dans cette cavité.

Ces résultats montrent qu'il est possible de caractériser les paramètres électromagnétiques d'un plasma par la méthode CPT-SIW d'une façon analogue à celle des cavités rectangulaires.

5.3 Mesure des Paramètres d'un Plasma à l'Aide de Deux Antennes Dipôles

On suppose que le plasma étudié est présenté par un tube rempli de plasma dont le diamètre est de 30 mm et la longueur 200 mm. À la fréquence de travail égale à 2.45 GHz la longueur de chaque dipôle demi-onde est de 56 mm avec un gap d'alimentation de 0.9 mm. Les deux dipôles sont en parallèle pour que l'amplitude du signal transmis de l'un vers l'autre soit minimal. La configuration de ce dispositif est représentée sur la Figure 5-13.a où on voit que les deux antennes et le tube plasma sont positionnés autour de l'origine des coordonnées xyz en faisant un angle de 120° entre eux.

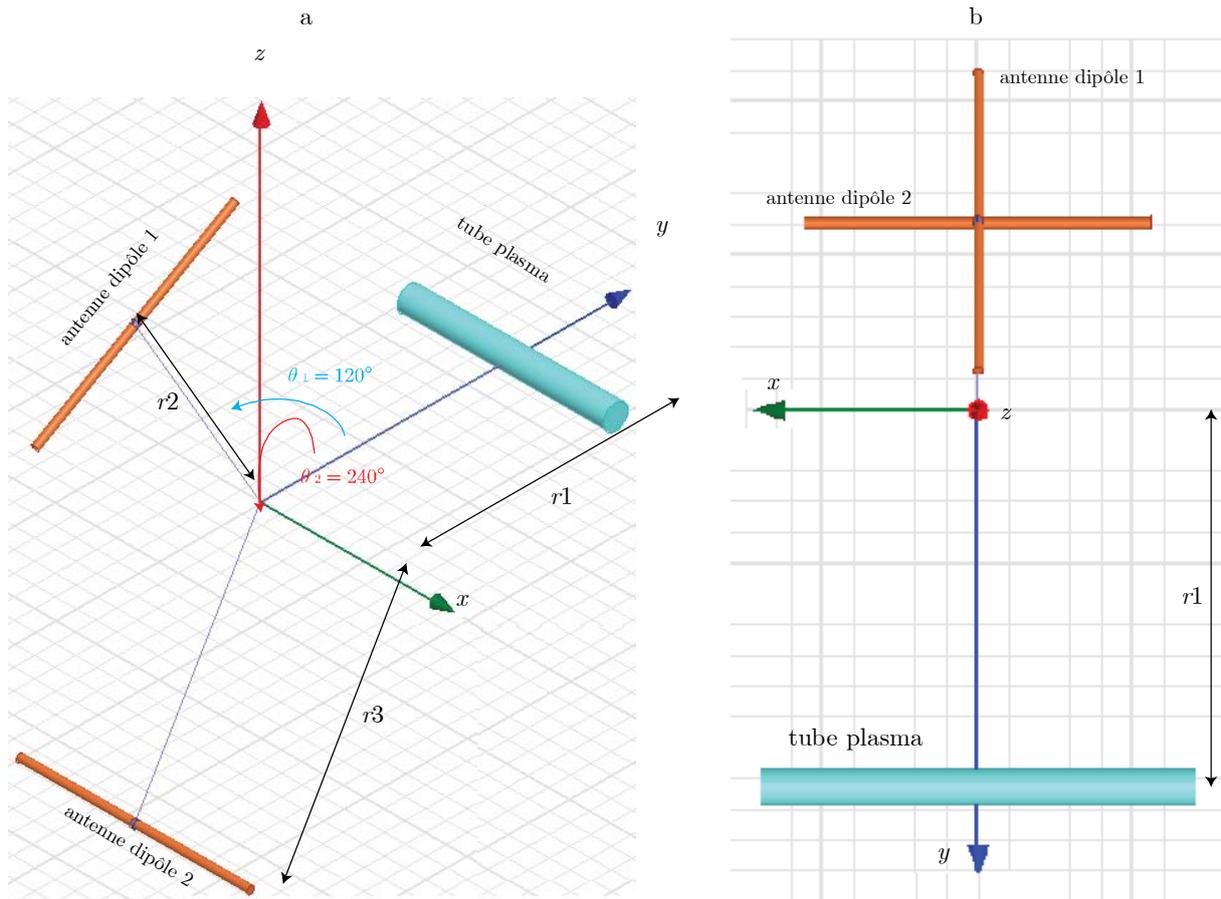


Figure 5-13 Configuration du dispositif comportant deux antennes dipôles et un tube plasma dans une configuration qui permet de mesurer les paramètres du plasma à distance. (a) : Vue tridimensionnelle. (b): Projection dans le plan xz.

Afin d'étudier le dispositif avec *HFSS*, chaque élément est positionné et décrit comme indiqué dans le tableau ci-dessous, Tableau 5-7.

Tableau 5-7 Positions des centres des deux dipôles et du tube plasma et leurs directions dans le système de coordonnées cartésiennes.

élément	Tube plasma	Dipôle 1	Dipôle 2
centre	$0\hat{x} + r_1\hat{y} + 0\hat{z}$	$0\hat{x} + r_2 \cos \theta_1\hat{y} + r_2 \sin \theta_1\hat{z}$	$0\hat{x} + r_3 \cos \theta_2\hat{y} + r_3 \sin \theta_2\hat{z}$
direction	$\hat{x} + 0\hat{y} + 0\hat{z}$	Normal à $0\hat{x} + r_2 \cos \theta_1\hat{y} + r_2 \sin \theta_1\hat{z}$ et normal à l'axe x .	$\hat{x} + 0\hat{y} + 0\hat{z}$

La deuxième partie de la Figure 5-13 montre une projection de ce système dans le plan xy qui montre l'orthogonalité des deux dipôles. En faisant pivoter le tube plasma autour de l'axe y , et lorsque le tube plasma* fait un angle θ avec le dipôle 2. Par conséquent le champ électrique réfléchi sera composé de deux composantes : une composante normale au dipôle 1 qui sera transparente pour ce dipôle et une deuxième composante du champ électrique parallèle à ce

*Le tube plasma avec ses pertes se comporte comme un conducteur qui peut à son rôle diffracter l'onde hyperfréquence incidente.

même dipôle. Une densité de courant sera excitée à surface de cette antenne selon l'équation de Maxwell :

$$\mathbf{J} = \mathbf{n} \times \mathbf{H}$$

Où \mathbf{J} représente le vecteur de la densité de courant sur le dipôle excité, \mathbf{n} est le vecteur unitaire normal à sa surface, et \mathbf{H} représente la composante vectorielle du champ magnétique tangentiel à sa surface et sera à l'origine de la réflexion des ondes électromagnétique par le tube plasma.

5.3.1 Résultats de Simulation avec un Seul Dipôle

En considérant le dipôle étudié et cité dans la section précédente, la Figure 5-14 montre un dipôle dont la longueur $l = 56 \text{ mm}^*$. L'impédance d'entrée (partie réelle et partie imaginaire) a été obtenue par simulation avec HFSS autour de la fréquence de travail $f = 2.45 \text{ GHz}$.

La partie imaginaire de l'impédance d'entrée s'annule à cette fréquence-là et l'impédance d'entrée [97] devient voisine de 73 Ohms ce qui confirme la précision des résultats de simulation[†].

* Une longueur correspond à 0.47λ pour prendre en compte l'effet de la résonance [97].

† On trouve une valeur théorique de 73 Ohms pour l'impédance d'entrée d'un dipôle de $\lambda/2$ dans la page #182 [97].

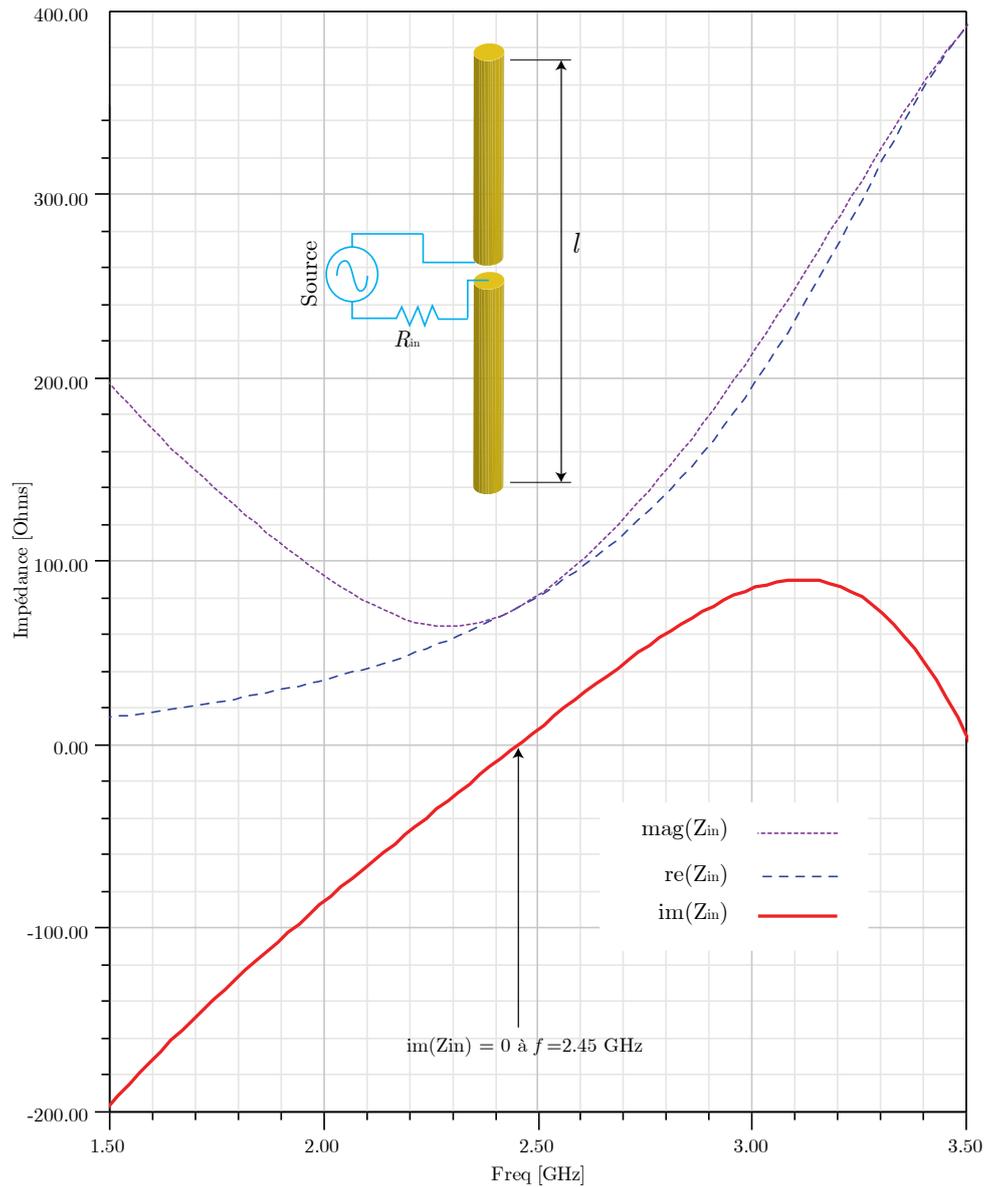


Figure 5-14 Antenne dipôle avec un schéma électrique simple d'alimentation. Présentation des résultats de simulation pour l'impédance d'entrée (amplitude, partie imaginaire, et partie réelle) autour de la fréquence 2.45 GHz.

Le diagramme de Smith présenté par la Figure 5-15 montre que l'impédance d'entrée de ce dipôle est bien adaptée à la fréquence de travail et le point représentation est bien au centre du diagramme de Smith.

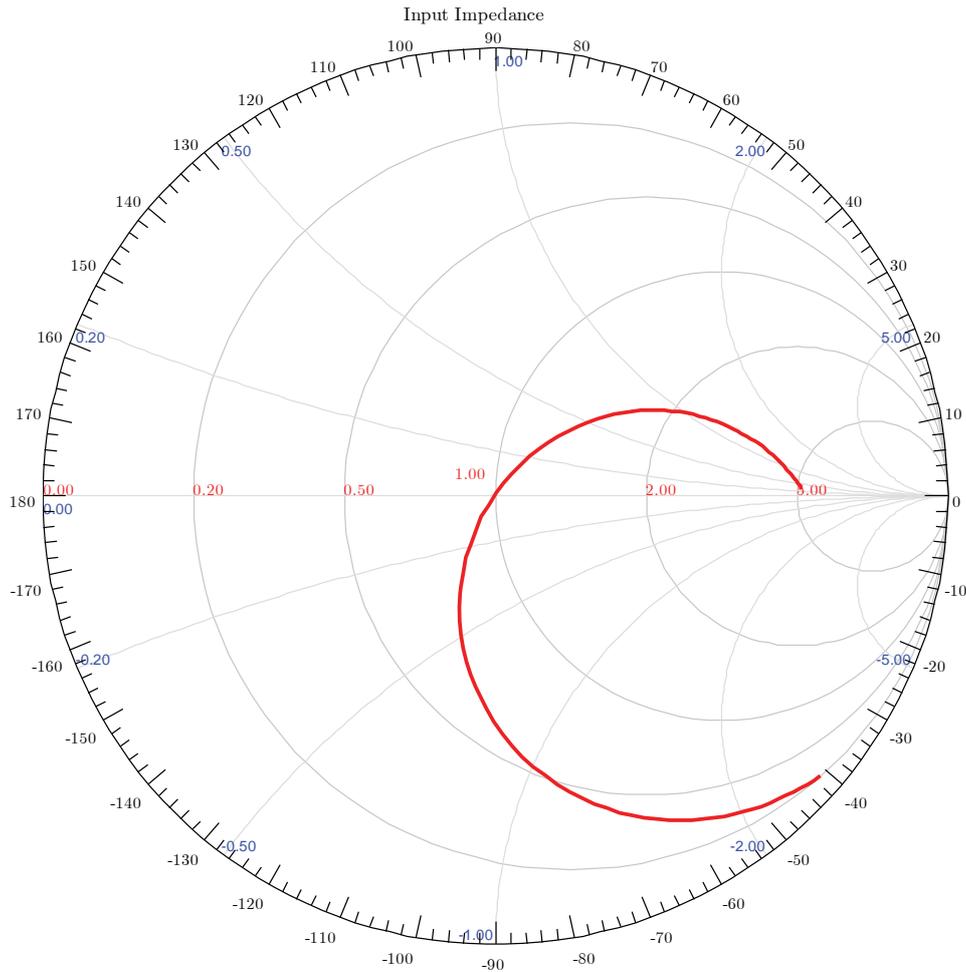


Figure 5-15 Coefficient de réflexion présenté sur le digramme de Smith pour le dipôle présenté pour la bande de fréquence 1.5-3.5 GHz.

Pour améliorer la performance de notre système à deux dipôles et un tube plasma pour la bande de fréquence proposée, on peut utiliser des techniques d'adaptation entre la source hyperfréquence et chaque dipôle [33].

5.3.2 Résultats de Simulation avec deux Dipôles et un Tube Plasma

Comme il est indiqué sur la Figure 5-13, les distances qui séparent les deux antennes et le tube plasma par rapport à l'origine sont r_1 , r_2 , et r_3 en choisissant les trois éléments à la même distance $r = 2\lambda$ dans un premier temps, puis $r = 5\lambda$. En faisant pivoter le tube plasma autour de l'axe y , la puissance électromagnétique récupérée par le premier dipôle va dépendre à l'angle de réflecteur, i.e., le tube plasma, et cette puissance peut être présentée via la simulation de la transmission entre les deux antennes en fonction de l'angle de rotation, voir la Figure 5-16. On voit que la transmission est maximale lorsque le tube plasma fait un angle de 45° avec le dipôle 2, ce qui justifie que cette position est la position optimale pour étudier les caractéristiques électromagnétique à distance d'un tube plasma. En augmentant la distance entre les éléments à 5λ au lieu de 2λ , la transmission simulée à l'angle 45° va passer de -54 dB à -70 dB.

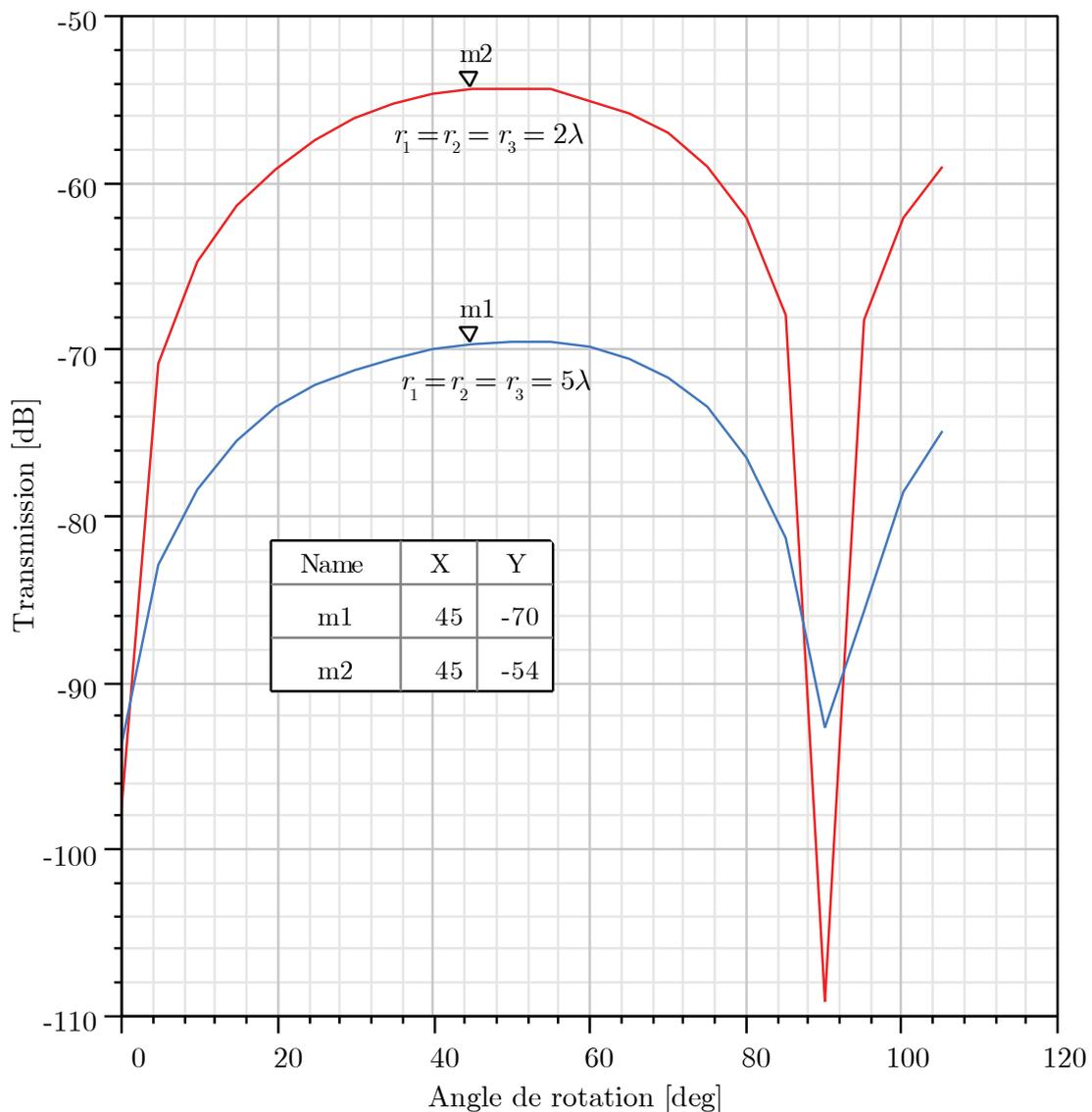


Figure 5-16 Variation de la transmission entre les deux antennes en fonction de l'angle de rotation pour deux espacements : 2λ et 5λ .

On constate ainsi que lorsque l'angle de rotation est de 0° ou de 90° la transmission est minimale dans les deux cas étudiés.

Un angle de rotation égal à 0° , implique la même configuration vue dans la Figure 5-13.a, où le réflecteur plasma est positionné parallèlement au dipôle 2 et perpendiculaire à dipôle1; le champ électrique réfléchi est perpendiculaire au dipôle 1.

Pour un angle de rotation égal à 90° , le réflecteur plasma est positionné parallèlement au dipôle 2, il ne réfléchit pas les ondes électromagnétiques arrivant du dipôle2 vers le premier dipôle et le signal récupéré sur le dipôle 1 est minimal.

5.4 Méthode Itérative pour Évaluer la Permittivité d'un Plasma

5.4.1 Ondes Électromagnétiques Cylindriques

L'équation scalaire de l'onde est :

$$(\nabla^2 + k^2)\psi(\vec{r}) = 0$$

Et l'équation vectorielle de l'onde est

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} - k^2 \vec{E} = 0$$

Dans le système des coordonnées cylindriques illustré par la Figure 5-17, l'équation scalaire de l'onde est :

$$\left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) \psi(\vec{r}) = 0$$

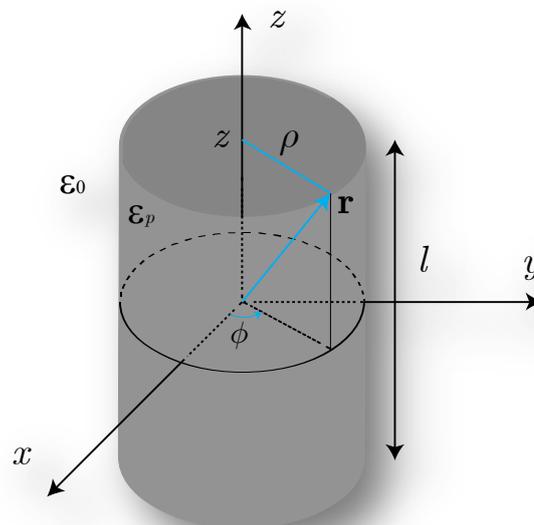


Figure 5-17 Système des coordonnées cylindriques pour l'étude de la diffraction par un tube plasma de longueur l .

Pour les coordonnées cylindriques, on peut écrire le vecteur nombre d'onde sur la forme :

$$k^2 = k_\rho^2 + k_z^2$$

La solution régulière qui se trouve à l'origine est :

$$Rg\psi_{n\rho}(k_\rho, k_z, \vec{r}) = J_n(k_\rho \rho) e^{ik_z z + in\phi}$$

avec n est entier; $n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$, J_n est la fonction de Bessel d'ordre n . Les autres solutions sont :

$$\psi_{n\rho}(k, k_z, \vec{r}) = H_n^{(1)}(k_\rho \rho) e^{ik_z z + in\phi}$$

$H_n^{(1)}$ est la fonction de Hankel de 1er type; $H_n^{(1)}(x) = J_n(x) + iN_n(x)$

$N_n(x)$ est la fonction Bessel de 2^{ème} type.

Stratton [98] a défini des fonctions cylindriques vectorielles \vec{L}_n, \vec{M}_n , et \vec{N}_n

$$\begin{aligned} \text{Rg}\vec{L}_{n\rho}(k, k_z, \vec{r}) &= \nabla \text{Rg}\psi_{n\rho}(k, k_z, \vec{r}) \\ \text{Rg}\vec{M}_{n\rho}(k, k_z, \vec{r}) &= \nabla \times [\hat{z} \text{Rg}\psi_{n\rho}(k, k_z, \vec{r})] \\ \text{Rg}\vec{N}_{n\rho}(k, k_z, \vec{r}) &= \frac{1}{k} \nabla \times \text{Rg}\vec{M}_{n\rho}(k, k_z, \vec{r}) \\ &= \frac{1}{k} \nabla \times \nabla \times [\hat{z} \text{Rg}\psi_{n\rho}(k, k_z, \vec{r})] \\ \text{Rg}\vec{M}_{n\rho}(k, k_z, \vec{r}) &= \text{Rg}\vec{m}_{n\rho}(k, k_z, \vec{r}) e^{ik_z z + in\phi} \\ \text{Rg}\vec{N}_{n\rho}(k, k_z, \vec{r}) &= \text{Rg}\vec{n}_{n\rho}(k, k_z, \vec{r}) e^{ik_z z + in\phi} \end{aligned}$$

avec :

$$\begin{aligned} \text{Rg}\vec{m}_{n\rho}(k, k_z, \vec{r}) &= \hat{\rho} \frac{in}{\rho} J_n(k_\rho \rho) - \hat{\phi} k_\rho J'_n(k_\rho \rho) \\ \text{Rg}\vec{n}_{n\rho}(k, k_z, \vec{r}) &= \hat{\rho} \frac{k_\rho k_z}{k^n} J'_n(k_\rho \rho) - \hat{\phi} \frac{nk_z}{k\rho^n} J_n(k_\rho \rho) + \hat{z} \frac{k_\rho^2}{k^n} J_n(k_\rho \rho) \end{aligned}$$

On cherche ensuite à faire la transformation entre l'onde plane et l'onde cylindrique. On écrit

$$\begin{aligned} k_x &= k_\rho \cos(\phi_k) \\ k_y &= k_\rho \sin(\phi_k) \end{aligned}$$

D'après l'identité mathématique :

$$e^{ik_x x + ik_y y} = e^{ik_\rho \rho \cos(\phi - \phi_k)} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(k_\rho \rho) e^{in(\phi - \phi_k) + in\pi/2}$$

on obtient :

$$e^{ik_x x + ik_y y + ik_z z} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \text{Rg}\psi_{n\rho}(k, k_z, \vec{r}) e^{-in\phi_k + in\pi/2}$$

En utilisant :

$$k_z = k \cos \theta_k, k_\rho = k \sin \theta_k, \text{ et}$$

$$\begin{aligned}
Rg\bar{M}_n(k_\rho, k_z, r) &= \nabla \times [\hat{z} Rg\psi_n(k_\rho, k_z, \bar{r})] \\
Rg\bar{N}_n(k_\rho, k_z, r) &= \frac{1}{k} \nabla \times Rg\bar{M}_n(k_\rho, k_z, r) \\
\nabla \times (\hat{z} e^{ik_x x + ik_y y + ik_z z}) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} Rg\bar{M}_n(k_\rho, k_z, \bar{r}) e^{-in\phi_k + in\pi/2} \\
&= i\vec{k} \times \hat{z} e^{i\vec{k} \cdot \bar{r}} = -ik_\rho \hat{h}(\theta_k, \phi_k) e^{i\vec{k} \cdot \bar{r}}
\end{aligned}$$

où $\hat{h}(\theta_k, \phi_k) e^{i\vec{k} \cdot \bar{r}} = \frac{i}{k_\rho} \sum_{n=-\infty}^{\infty} Rg\bar{M}_n(k_\rho, k_z, \bar{r}) i^n e^{-in\phi_k}$, en prenant le rotationnel de ses deux côtés, il vient :

$$\begin{aligned}
i\vec{k} \times \hat{h}(\theta_k, \phi_k) e^{i\vec{k} \cdot \bar{r}} &= \frac{ik_\rho}{k} \sum_{n=-\infty}^{\infty} Rg\bar{N}_n(k_\rho, k_z, \bar{r}) i^n e^{-in\phi_k}, \text{ donc} \\
\hat{v}(\theta_k, \phi_k) e^{i\vec{k} \cdot \bar{r}} &= -\frac{1}{k_\rho} \sum_{n=-\infty}^{\infty} Rg\bar{N}_n(k_\rho, k_z, \bar{r}) i^n e^{-in\phi_k}
\end{aligned}$$

où \hat{v} représente le vecteur de polarisation vertical. La transformation entre une onde plane et une autre cylindrique est donnée par :

$$\begin{aligned}
\vec{E}_i(\bar{r}) &= (\hat{v}_i E_{vi} + \hat{h}_i E_{hi}) e^{i\vec{k}_i \cdot \bar{r}} \\
&= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{i^n e^{-in\phi_i}}{k_{i\rho}} [iE_{hi} Rg\bar{M}_{zn}(k_i, k_{vp}, \bar{r}) - E_{vi} Rg\bar{N}_{zn}(k_i, k_{vp}, \bar{r})]
\end{aligned}$$

5.4.2 Diffraction due à un Obstacle Cylindrique de Plasma Placé dans un Guide d'Onde Rectangulaire

Le cylindre du plasma est placé parallèlement à l'axe y et il n'y a pas de variation suivant cet axe, la solution sera indépendante de y .

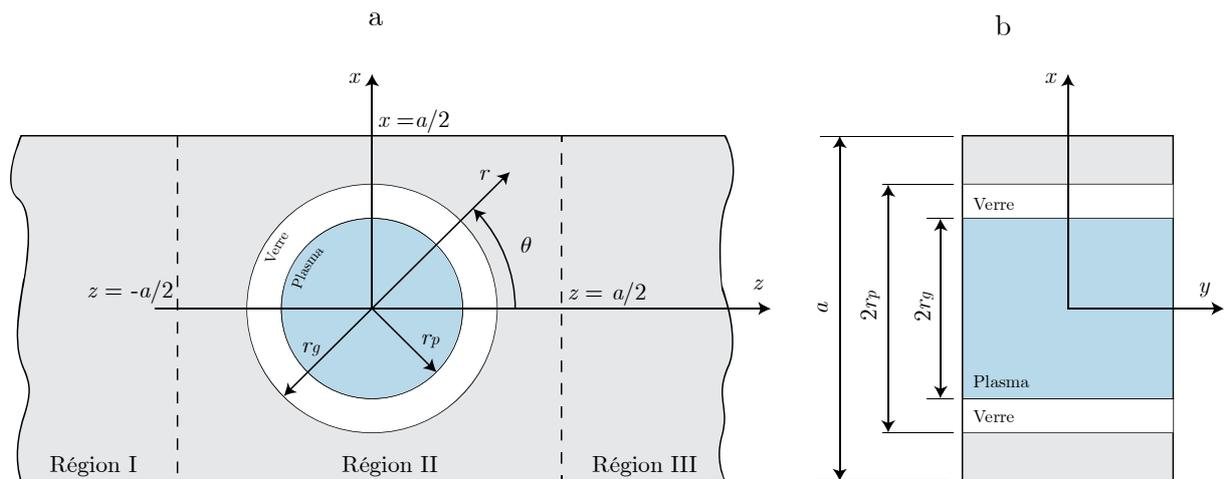


Figure 5-18 Guide d'onde rectangulaire avec un tube cylindrique en verre rempli avec du plasma. (a) Vue de dessus: possibilité de voir les trois régions virtuelles du guide. (b) Vue de face : dimensions de l'ouverture du guide avec les diamètres du tube diélectrique et du plasma.

Sans changer la totalité du champ, il est possible de retirer les grands côtés du guide et le problème peut être considéré comme celui d'un cylindre de plasma infiniment long centré dans un guide d'onde à plaques parallèles constitué de deux parois en $x = -a/2$ et $x = a/2$. L'onde incidente devient une onde TE_{10} et le problème peut être traité comme un problème 2D symétrique dans le plan xz . L'onde incidente est :

$$\begin{aligned} E_y^i(x, z) &= \cos(\gamma_1 x) e^{ik_1 z} \\ H_x^i(x, z) &= -\frac{1}{\omega\mu} k_1 \cos(\gamma_1 x) e^{ik_1 z} \\ H_z^i(x, z) &= i \frac{1}{\omega\mu} \gamma_1 \sin(\gamma_1 x) e^{ik_1 z} \end{aligned} \quad (5.31)$$

où $\gamma_1 = \pi/a$ et $k_1^2 = k_0^2 - \gamma_1^2$. L'amplitude du champ électrique incident est l'unité (normalisé). Le guide d'onde est divisé en trois régions virtuelles en insérant deux plans virtuels en $z = -a/2$ et $z = a/2$, comme il est illustré sur la Figure 5-18.

5.4.3 Champs EM dans le Guide et dans le Tube Plasma

Dans la première région, on trouve une onde électromagnétique incidente TE_{10} et une onde réfléchie par le cylindre du plasma. Cette dernière se propage selon le sens inverse de l'axe z . Le champ dans cette région est donné par :

$$\begin{aligned} E_y^I &= \sum_{m=1}^{\infty} A_m \cos(\gamma_m x) e^{-ik_m z} \\ H_x^I &= \frac{1}{\omega\mu} \sum_{m=1}^{\infty} A_m k_m \cos(\gamma_m x) e^{-ik_m z} \\ H_z^I &= i \frac{1}{\omega\mu} \sum_{m=1}^{\infty} A_m \gamma_m \sin(\gamma_m x) e^{-ik_m z} \end{aligned} \quad (5.32)$$

où m est entier impair. La symétrie yz implique que seuls les modes impairs existent. A_m représente des coefficients complexes, γ_m est la constante de propagation selon l'axe x et k_m est la constante de propagation selon l'axe z

$$\left(\gamma_m = m\pi / a, k_m = \sqrt{k_0^2 - \gamma_m^2} \right).$$

Dans la troisième région le champ est un champ transmis exprimé comme modes TE_{m0} propagatif selon l'axe z .

$$\begin{aligned} E_y^{III} &= \sum_{m=1}^{\infty} B_m \cos(\gamma_m x) e^{-ik_m z} \epsilon_r''^2 \\ H_x^{III} &= \frac{1}{\omega\mu} \sum_{m=1}^{\infty} B_m k_m \cos(\gamma_m x) e^{-ik_m z} \\ H_z^{III} &= i \frac{1}{\omega\mu} \sum_{m=1}^{\infty} B_m \gamma_m \sin(\gamma_m x) e^{-ik_m z} \end{aligned} \quad (5.33)$$

où $m = 1, 3, 5, 7, \dots$. La symétrie yz implique que seuls les modes impairs existent. B_m représente des coefficients complexes, γ_m est la constante de propagation selon l'axe x et k_m est la constante de propagation selon l'axe z

$$\left(\gamma_m = m\pi / a, k_m = \sqrt{k_0^2 - \gamma_m^2} \right).$$

Concernant la deuxième région, on doit utiliser un système de coordonnées cylindriques (r, θ, y) dont l'origine coïncide avec le système de coordonnées cartésiennes présenté sur la Figure 5-18.a. La constante de propagation dans le plasma est donnée par :

$$k_p = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_p} = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_p} \quad (5.34)$$

où ω est la fréquence angulaire de l'onde incidente, c représente la vitesse de propagation de l'onde EM dans le vide. La permittivité du plasma est donnée par le modèle de Drude

$$\varepsilon_p = \varepsilon_0 \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu_m)} \right] \quad (5.35)$$

où ω_p est la fréquence de plasma, ν_m est la fréquence de collision de plasma. D'un autre côté, le champ dans la deuxième région peut être trouvé comme une solution de l'équation de l'onde :

$$(\nabla^2 + k^2)E_y(r, \theta) = 0 \quad (5.36)$$

En prenant en compte la symétrie par rapport à l'axe y , une solution peut être donnée par

$$E_y(r, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} \left[a_n^* J_n(kr) + b_n^* Y_n(kr) \right] \cos(n\theta) \quad (5.37)$$

où $n = 0, 1, 2, 3, \dots$.

Ici, a_n et b_n sont des coefficients complexes, J_n , Y_n sont les fonctions de Bessel et de Neumann de l'ordre n et d'argument kr .

Dans la deuxième région on peut distinguer trois régions : à l'extérieur du tube (région II-A), dans le verre (région II-B), et dans le plasma (région II-C). Pour cela on peut dire que le champ EM dans la région (II-A) est :

$$\begin{aligned} E_y^{II}(r, \theta) &= \sum_{n=0}^{\infty} \left[C_n J_n(k_0 r) + D_n Y_n(k_0 r) \right] \cos(n\theta) \\ H_r^{II}(r, \theta) &= i \frac{1}{\omega \mu} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n}{r} \left[C_n J_n(k_0 r) + D_n Y_n(k_0 r) \right] \sin(n\theta) \\ H_\theta^{II}(r, \theta) &= i \frac{1}{\omega \mu} \sum_{n=0}^{\infty} k_0 \left[C_n J_n'(k_0 r) + D_n Y_n'(k_0 r) \right] \cos(n\theta) \end{aligned}$$

où J_n' , Y_n' sont les dérivés des fonctions de Bessel et de Neumann de l'ordre n et d'argument correspondant, k_0 est la constante de propagation dans le vide.

Dans la région II-B (dans le verre), les coefficients de l'amplitude vont changer, on utilise E_n , F_n , ainsi que la constante de propagation $k_g = \omega\sqrt{\mu\epsilon_g}$. Les composantes correspondantes du champ sont :

$$\begin{aligned} E_y^g(r, \theta) &= \sum_{n=0}^{\infty} [E_n J_n(k_g r) + F_n Y_n(k_g r)] \cos(n\theta) \\ H_r^g(r, \theta) &= i \frac{1}{\omega\mu} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n}{r} [E_n J_n(k_g r) + F_n Y_n(k_g r)] \sin(n\theta) \\ H_\theta^g(r, \theta) &= i \frac{1}{\omega\mu} \sum_{n=0}^{\infty} k_g [E_n J'_n(k_g r) + F_n Y'_n(k_g r)] \cos(n\theta) \end{aligned}$$

Dans la région II-C (plasma), le champ p doit avoir une valeur finie, Pour cela on doit supprimer le terme de Neumann dans l'expression du champ, ce qui conduit à :

$$\begin{aligned} E_y^p(r, \theta) &= \sum_{n=0}^{\infty} G_n J_n(k_p r) \cos(n\theta) \\ H_r^p(r, \theta) &= i \frac{1}{\omega\mu} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n}{r} G_n J_n(k_p r) \sin(n\theta) \\ H_\theta^p(r, \theta) &= i \frac{1}{\omega\mu} \sum_{n=0}^{\infty} G_n J'_n(k_p r) \cos(n\theta) \end{aligned}$$

À ce stade, nous avons établi le champ EM dans les trois régions du guide. Maintenant, grâce à la symétrie par rapport à l'axe yz , on prend en compte juste la partie $x > 0$, voir la Figure 5-18.

Conditions aux limites

1. Verre-plasma :
$$\begin{cases} E_y^p(r_p, \theta) = E_y^g(r_p, \theta) \\ H_\theta^p(r_p, \theta) = H_\theta^g(r_p, \theta) \end{cases} \quad (0 \leq \theta \leq \pi)$$
2. Tube-deuxième région :
$$\begin{cases} E_y^H(r_g, \theta) = E_y^g(r_g, \theta) \\ H_\theta^H(r_g, \theta) = H_\theta^g(r_g, \theta) \end{cases} \quad (0 \leq \theta \leq \pi)$$
3. Mur électrique dans la deuxième région où le champ électrique tangentiel est nul, on peut écrire :

$$E_y^H(r_a, \theta_a) = 0 \quad ; \quad \left(r_a = \frac{a}{\sin \theta_a}, \frac{\pi}{4} \leq \theta_a \leq \frac{3\pi}{4} \right)$$

À $z = -a/2$, plan virtuel qui sépare la première et la deuxième régions, la continuité doit être vérifiée. Alors il vient :

$$E_{\theta}^{II}(r_b, \theta_b) = E_y^i(x_b, -\frac{a}{2}) + E_y^l(x_b, -\frac{a}{2})$$

$$H_{\theta}^{II}(r_b, \theta_b) \cdot \cos \theta_b + H_r^{II}(r_b, \theta_b) \cdot \sin \theta_b = H_x^i(x_b, -\frac{a}{2}) + H_x^l(x_b, -\frac{a}{2})$$

$$\text{où: } \left(r_b = \frac{-a}{2 \cos \theta_b}, x_b = -\frac{a}{2} \operatorname{tg} \theta_b, \frac{3\pi}{4} \leq \theta_b \leq \pi \right).$$

À ($z=a/2$), (plan virtuel qui sépare la troisième et la deuxième régions), la continuité doit être vérifiée. Alors :

$$E_y^{II}(r_c, \theta_c) = E_y^{III}(x_c, \frac{a}{2})$$

$$H_{\theta}^{II}(r_c, \theta_c) \cdot \cos \theta_c + H_r^{II}(r_c, \theta_c) \cdot \sin \theta_c = H_x^{III}(x_c, \frac{a}{2})$$

$$\text{où: } \left(r_c = \frac{a}{2 \cos \theta_c}, x_c = \frac{a}{2} \operatorname{tg} \theta_c, 0 \leq \theta_c \leq \frac{\pi}{4} \right).$$

Après avoir traité le système des équations obtenues, une relation reliant les coefficients C_n et D_n peut s'exprimer ainsi :

$$C_n = -\frac{W_1 \cdot S_1 - S_2}{W_1 \cdot S_3 - S_4} D_n = f_n \cdot D_n$$

où :

$$S_1 = k_g \cdot Y_n(k_0 r_g) \cdot Y_n'(k_g r_g) - k_0 \cdot Y_n'(k_0 r_g) \cdot Y_n(k_g r_g)$$

$$S_2 = k_g \cdot Y_n(k_0 r_g) \cdot J_n'(k_g r_g) - k_0 \cdot Y_n'(k_0 r_g) \cdot J_n(k_g r_g)$$

$$S_3 = k_g \cdot J_n(k_0 r_g) \cdot Y_n'(k_g r_g) - k_0 \cdot J_n'(k_0 r_g) \cdot Y_n(k_g r_g)$$

$$S_4 = k_g \cdot J_n(k_0 r_g) \cdot J_n'(k_g r_g) - k_0 \cdot J_n'(k_0 r_g) \cdot J_n(k_g r_g)$$

$$W_1 = \frac{k_p \cdot J_n(k_g r_p) \cdot J_n'(k_p r_p) - k_g \cdot J_n'(k_g r_p) \cdot J_n(k_p r_p)}{k_p \cdot Y_n(k_g r_p) \cdot J_n'(k_p r_p) - k_g \cdot Y_n'(k_g r_p) \cdot J_n(k_p r_p)}$$

$S_1, S_2, S_3,$ et S_4 sont des quantités réelles. W_1 est une quantité complexe parce que $k_p, J_n(k_p r_p)$ et $J_n(k_p r_p)$ sont complexes. Un système d'équations linéaires complexes exprimés en termes de la somme à m et n , est obtenu :

$$\begin{aligned}
& \sum_{n=0}^{\infty} D_n \cdot Z_n(k_0 r_a) \cos(n\theta_a) = 0 \\
& \sum_{m=1}^{\infty} A_m \cdot \cos(\gamma_m x_b) e^{ik_m a/2} - \sum_{n=0}^{\infty} D_n \cdot Z_n(k_0 r_b) \cos(n\theta_b) = -\cos(\gamma_1 x_b) e^{-ik_1 a/2} \\
& \sum_{m=1}^{\infty} A_m \cdot k_m \cdot \cos(\gamma_m x_b) e^{ik_m a/2} - i \sum_{n=0}^{\infty} \left[k_0 D_n Z_n(k_0 r_b) \cos(n\theta_b) + \frac{n}{r_b} D_n \cdot Z_n(k_0 r_b) \sin(n\theta_b) \sin \theta_b \right] \\
& = k_1 \cos(\gamma_1 x_b) e^{-ik_1 a/2} \\
& \sum_{m=1}^{\infty} B_m \cdot \cos(\gamma_m x_c) e^{ik_m a/2} - \sum_{n=0}^{\infty} D_n \cdot Z_n(k_0 r_c) \cos(n\theta_c) = 0 \\
& \sum_{m=1}^{\infty} B_m \cdot k_m \cos(\gamma_m x_c) e^{ik_m a/2} + i \sum_{n=0}^{\infty} \left[k_0 D_n \cdot Z_n'(k_0 r_c) \cos(n\theta_c) + \frac{n}{r_c} Z_n(k_0 r_c) \sin(n\theta_c) \sin \theta_c \right] = 0
\end{aligned}$$

où $Z_n(kr) = f_n \cdot J_n(kr) + Y_n(kr)$, et $Z_n'(kr) = f_n \cdot J_n'(kr) + Y_n'(kr)$. En prenant un nombre fini des termes de la somme ainsi que pour l'angle θ , le coefficient de réflexion complexe est donné par $\rho = A_1 = \text{Re}(A_1) + i \text{Im}(A_1)$, et le coefficient de la transmission $T = B_1 = \text{Re}(B_1) + i \text{Im}(B_1)$ pour un tube cylindrique avec une permittivité complexe, le coefficient d'absorption est donné par : $A^2 = 1 - |\rho|^2 - |T|^2$.

Considération concernant le code appliqué au problème

Les géométries du problème comme la largeur du guide a , le rayon du tube r_g et celui du cylindre de plasma r_p , la permittivité du tube ϵ_g , la fréquence du plasma ω_p et la fréquence de collisions de plasma ν doivent être connus.

La Figure 1–19 montre le module du coefficient de réflexion, dans un guide d'onde rectangulaire *WR10*, $a = 0.714\lambda$, avec l'insertion d'un tube cylindrique en verre rempli avec du plasma. Les résultats théoriques obtenus par cette technique sont comparés aux résultats obtenus par Marcuwitz [99]. Une précision de quelque pourcent pour Marcuwitz est conditionnée par $d/a < 0.15$ (d étant le diamètre du tube plasma et a la largeur du guide). C'est pour cela la comparaison est uniquement valable pour des tubes fins. Un bon accord a été trouvé pour un tube plasma de diamètre de $d/a = 0.10$ pour toutes les valeurs de la permittivité de plasma.

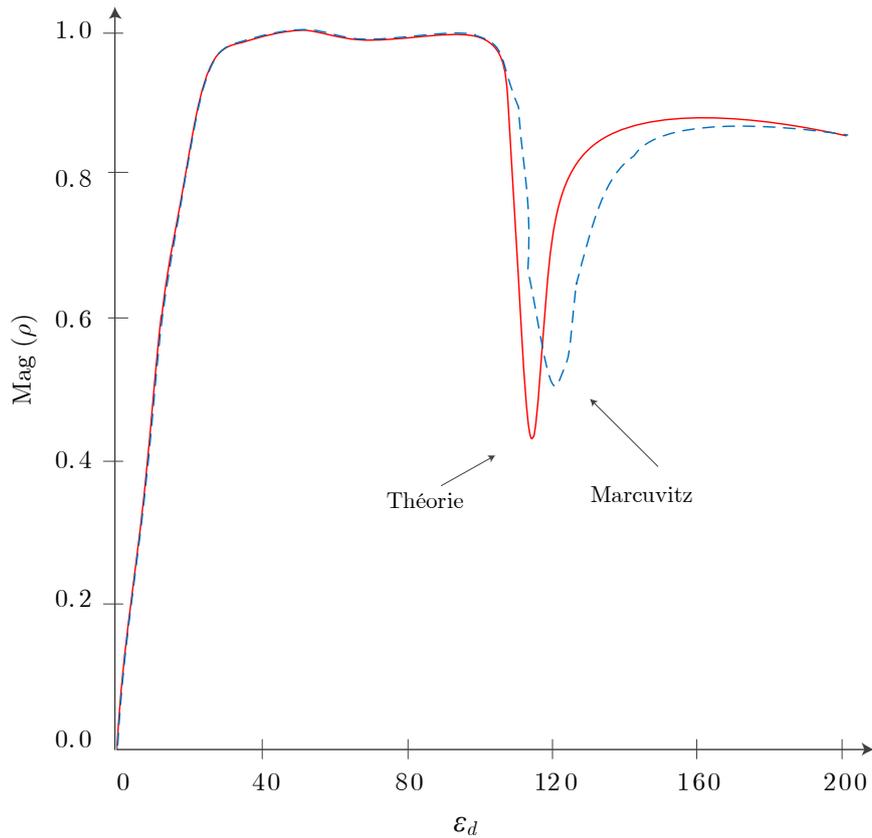


Figure 5-19 Amplitude du coefficient de réflexion ρ en fonction de la permittivité équivalente présentée par le plasma modélisé par un cylindre de diamètre d dans un guide d'onde rectangulaire [99].

La Figure 5-20 montre le module du coefficient de réflexion après l'insertion d'un tube plasma pour une plage de fréquence 2.5-3.5 GHz et pour trois valeurs différentes de la fréquence de plasma $f_p = \omega_p/2\pi = 5.75$ GHz, 5.025 GHz et 4.410 GHz. On a pris la permittivité du verre $\epsilon_g = 4.82$ et le rayon externe du tube $r_g = 5.5$ mm. Les résultats de la technique actuelle ont été comparés avec les résultats expérimentaux du Nymann [100].

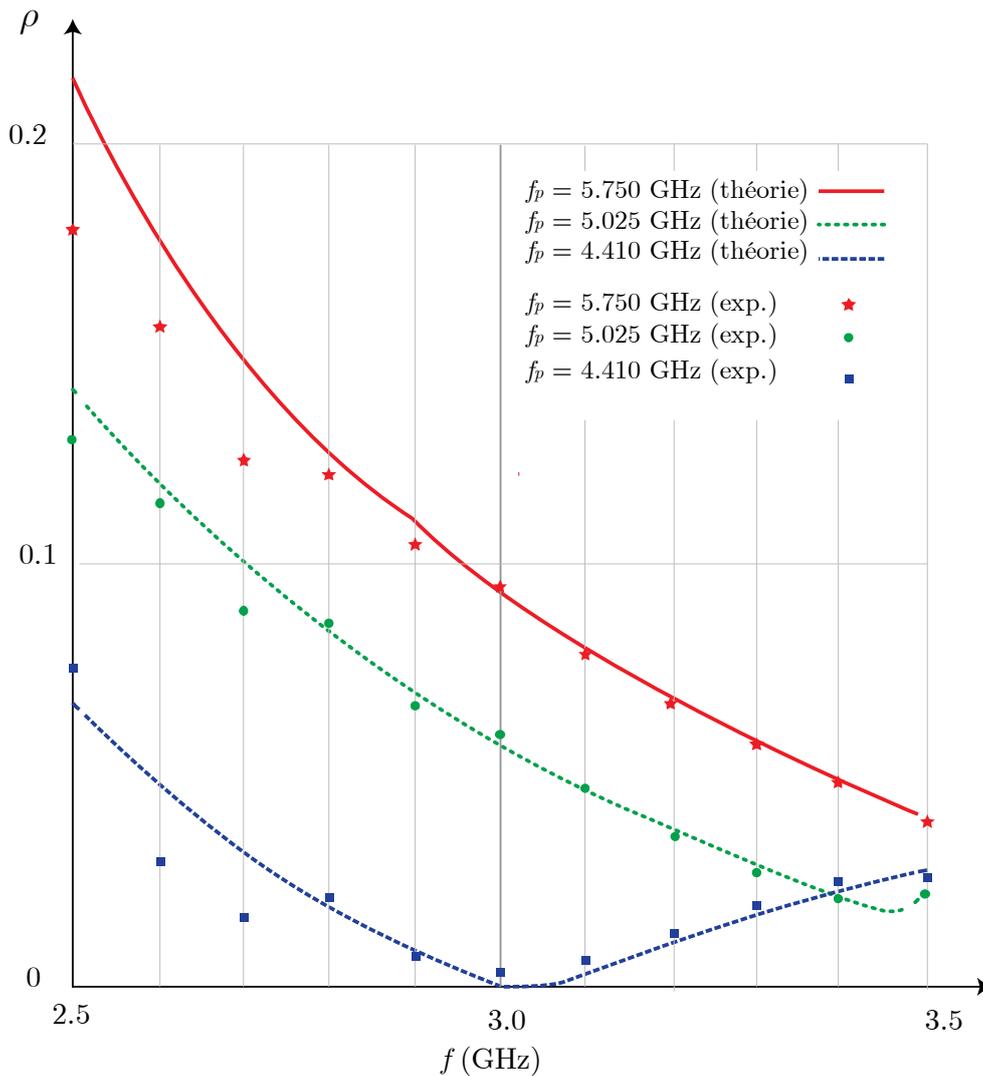


Figure 5-20 Amplitude du coefficient de réflexion ρ liée à un tube cylindrique rempli par un plasma homogène dans un guide d'onde rectangulaire (comparaison des résultats théorique et expérimentaux), selon la référence [99].

Un bon accord des résultats a été obtenu notamment pour des fréquences les plus élevées.

5.5 Méthode Variationnelle pour Évaluer la Permittivité d'un Plasma

Nous présentons ici une méthode variationnelle [101] pour trouver le circuit électrique équivalent d'un tube plasma placé dans un guide d'onde rectangulaire. Ce qui permet ensuite d'utiliser la théorie des circuits électriques [102] pour trouver la matrice de diffraction du guide d'onde rectangulaire contenant le tube plasma.

Un tube de plasma isotrope et homogène est inséré dans un guide d'onde rectangulaire de type *WR340*, l'axe de ce tube est confondu avec l'axe y et son diamètre est d , comme indiqué dans la Figure 5-21.

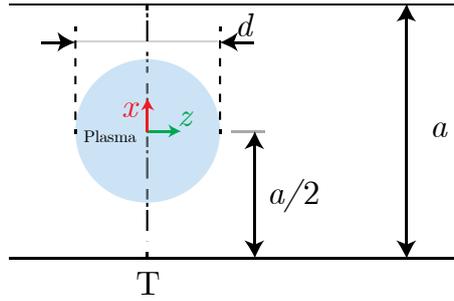


Figure 5-21 Section droite du guide d'onde rectangulaire WR340 avec les dimensions du tube plasma.

On montre maintenant brièvement le modèle théorique.

5.5.1 Circuit Électrique Équivalent d'un Tube Plasma

On suppose que l'onde à 2.45 GHz est excitée dans le guide et que seul le mode fondamental TE_{10} existé dans ce guide. Les paramètres du circuit électrique seront décrits selon un circuit électrique présenté sur la Figure 5-22.

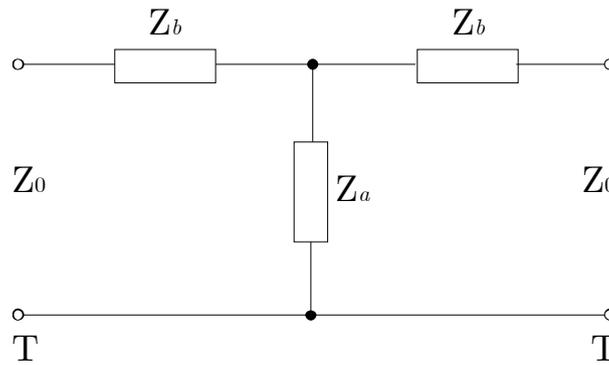


Figure 5-22 Circuit électrique équivalent représentant le tube plasma étudié au niveau de la discontinuité T.

La symétrie du tube plasma par rapport au plan $z = 0$, donne deux impédances identiques en série avec une valeur complexe Z_b . Nous avons également une autre impédance en parallèle Z_a . Les deux impédances sont données par les équations (5.38) et (5.39) [101].

$$\frac{Z_a}{-jZ_0} - \frac{Z_b}{2jZ_0} = \frac{a}{2\lambda_g} \left(\frac{J_0(\beta)}{J_0(\alpha)} \frac{1}{\beta J_0(\alpha) J_1(\beta) - \alpha J_0(\beta) J_1(\alpha)} - S_0 + \frac{\alpha^2}{4} \right) \quad (5.38)$$

$$\frac{Z_b}{Z_0} = j \frac{\frac{2a}{\lambda_g} \left(\frac{\pi d}{a} \right)^2}{\frac{\alpha^2 J_1(\beta)}{J_1(\beta)} \frac{1}{\alpha J_0(\alpha) J_1(\beta) - \beta J_0(\beta) J_1(\alpha)} - 2} \quad (5.39)$$

où

$$\alpha = \frac{\pi d}{\lambda}, \frac{\beta}{\alpha} = \sqrt{\varepsilon_p} \text{ et } S_0 = \ln\left(\frac{4a}{\pi d}\right) - 2 + 2 \sum_{n=2}^{\infty} \left[\left(n^2 - \left(\frac{2a}{\lambda}\right)^2 \right)^{-0.5} - \frac{1}{n} \right]$$

Pour valider ce modèle, nous supposons qu'un diélectrique remplit le tube et nous avons testé ce modèle avec un large intervalle de permittivité ε_r variant de 1 à 200, on a trouvé selon la Figure 5-23 un accord entre les résultats théoriques et ceux obtenus par *HFSS*. On donne la valeur du module en dB des coefficients de réflexion et de transmission.

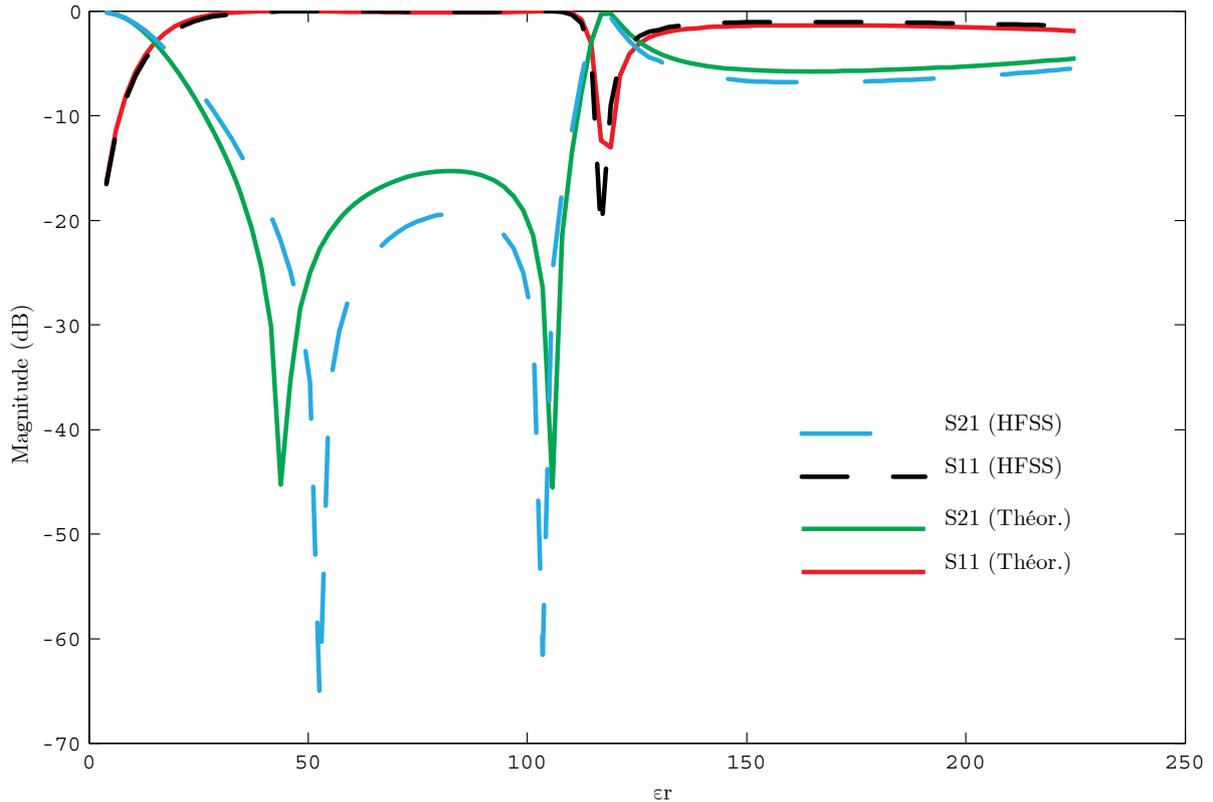


Figure 5-23 Module en dB des coefficients de réflexion et de transmission d'un signal hyperfréquence à une fréquence de 2.45 GHz dans le guide d'onde contenant un tube diélectrique de permittivité ε_r . Comparaison des résultats théorique avec les résultats obtenus avec *HFSS*).

La permittivité d'un plasma dépend pour une fréquence d'entrée et de la densité d'électrons n_e et de la fréquence de collision* ν_m . On a vu dans le §2 que la permittivité effective d'un plasma est :

$$\varepsilon_p(\omega) = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_m^2} + j \frac{\nu_m \omega_p}{\omega(\omega^2 + \nu_m^2)} \right) \quad (5.40)$$

La densité d'électrons n_e est considérée comme l'image de la fréquence de plasma ω_p et il y a une relation directe entre les deux ; $\omega_p = 5.65 \times 10^4 \sqrt{n_e}$.

*Dans le cas d'un plasma à faibles pertes, les impédances du circuit équivalent du tube plasma seront remplacées par des réactances pures.

On a négligé les pertes, et on a proposé que la densité d'électrons varie de 0.2 à $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ qui a permis d'observer la variation de l'amplitude des coefficients de réflexion et de transmission. Les résultats *HFSS* sont très proches des valeurs théoriques comme cela est illustré sur la Figure 5-24. La transmission diminue lorsque la densité d'électrons augmente tandis que l'on constate une augmentation pour la réflexion; des valeurs beaucoup plus importantes de la densité d'électrons permettent à ce plasma de réagir comme un conducteur. À la valeur $n_e \approx 1.2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ l'obstacle de plasma permet à 50% de la puissance électromagnétique de l'onde à 2.45 GHz d'être transportée par le guide.

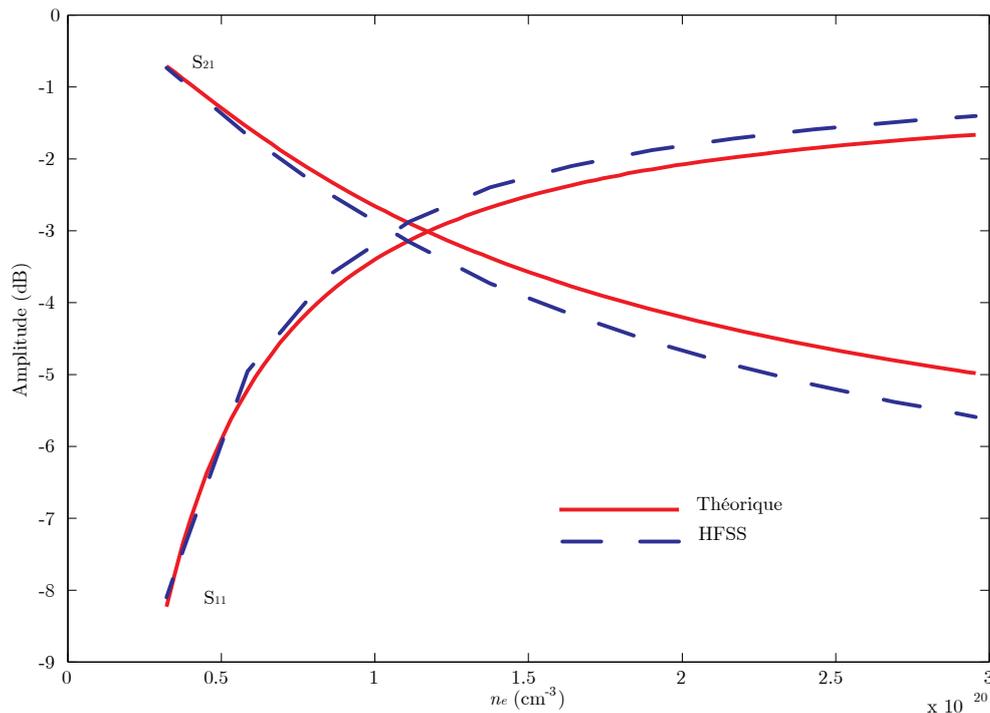


Figure 5-24 Amplitude en dB du coefficient de réflexion et de transmission d'un signal hyperfréquence à 2.45 GHz dans le guide d'onde avec le tube plasma dont la densité d'électron n_e est variable. Résultats théorique versus les résultats obtenus avec *HFSS*.

5.6 Méthode Transmission/Réflexion pour Déterminer la Permittivité d'un Plasma

Le plasma sera inséré partiellement dans une ligne de transmission, et la permittivité sera dérivée à partir des mesures en transmission et en réflexion. Nous présentons d'abord le principe théorique du calcul et les relations mathématiques pour deux types des lignes de transmission: ligne coaxiale et guide d'onde rectangulaire.

5.6.1 Théorie de la Méthode Transmission/Réflexion

Les paramètres de la réflexion et des transmissions dues à l'insertion d'une couche plasma dans un guide d'onde ou dans une ligne coaxiale permettent de déterminer ses caractéristiques. Les équations contiennent la permittivité, la perméabilité, la longueur de la discontinuité plasma et sa position dans la ligne de transmission. Le système des équations décrivant la transmission et la réflexion sera résolu de plusieurs manières.

5.6.1.1 Principe de Fonctionnement de la Méthode Transmission/Réflexion

Les principes de fonctionnement de ces méthodes transmission/réflexion ont été analysés en détails dans les références [103, 104]. La Figure 5-25 montre une configuration typique de la mesure par cette méthode. La discontinuité plasma est présentée comme un segment de la ligne de transmission dans la direction de l'axe x .

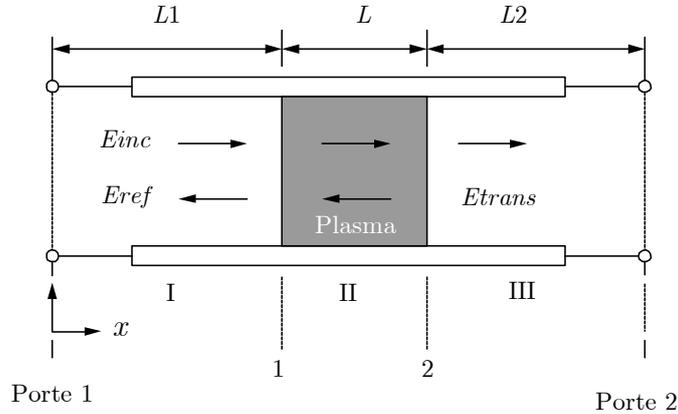


Figure 5-25 Ondes électromagnétiques sur la ligne de transmission : transmise à travers et réfléchi par la discontinuité plasma.

En supposons que le champ électrique dans les trois sections soient E_I , E_{II} , E_{III} . Pour une valeur normalisée du champ incident, nous avons [104] :

$$E_I = e^{-\gamma_0 x} + C_1 e^{\gamma_0 x} \quad (5.41)$$

$$E_{II} = C_2 e^{-\gamma x} + C_3 e^{\gamma x} \quad (5.42)$$

$$E_{III} = C_4 e^{\gamma_0 x} \quad (5.43)$$

avec :

$$\gamma = i \sqrt{\frac{\omega^2 \mu_r \varepsilon_r}{c^2 \lambda^2} - \left(\frac{2\pi}{c}\right)^2} \quad (5.44)$$

$$\gamma = i \sqrt{\left(\frac{\omega}{c\lambda}\right)^2 - \left(\frac{2\pi}{c}\right)^2} \quad (5.45)$$

ω est la fréquence angulaire de l'onde électromagnétique, c est la vitesse de l'onde électromagnétique dans le vide, γ_0 et γ sont les constantes de propagation dans la ligne de transmission remplie de vide et avec du plasma respectivement. λ_c est la longueur d'onde de coupure de la ligne de transmission (pour une ligne T_{EM} , $\lambda_c \rightarrow \infty$).

Les constantes C_i ($i = 1, 2, 3, 4$) dans les équations (5.41)-(5.43) peuvent être déterminées à partir de six conditions aux limites. La continuité de la composante tangentielle du champ électrique E à l'interface plasma donne :

$$E_I \Big|_{x=L1} = E_{II} \Big|_{x=L1} \quad (5.46)$$

$$E_{II} \Big|_{x=L1+L} = E_{III} \Big|_{x=L1+L} \quad (5.47)$$

L_1, L_2 sont données sur la Figure 5-25 et L est la longueur de la discontinuité plasma. La longueur totale de la ligne de transmission sera définie par $L_{air} = L_1 + L + L_2$.

En supposons qu'il n'y a pas de courants générés sur les deux faces de la discontinuité, la continuité de la composante tangentielle de H sur l'interface plasma donne :

$$\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_I}{\partial x} \Big|_{x=L_1} = \frac{1}{\mu_0 \mu_r} \frac{\partial E_{II}}{\partial x} \Big|_{x=L_1} \quad (5.48)$$

$$\frac{1}{\mu_0 \mu_r} \frac{\partial E_{II}}{\partial x} \Big|_{x=L_1+L} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_{III}}{\partial x} \Big|_{x=L_1+L} \quad (5.49)$$

Les paramètres de diffraction pour ce système micro-ondes à deux portes peuvent être trouvés en résolvant l'ensemble des équations (5.41)-(5.43) soumis aux conditions aux limites, aux équations (5.46)-(5.49). Vue la symétrie de position de la discontinuité dans la ligne de transmission, on peut dire que $S_{21} = S_{12}$. D'après [104] nous avons :

$$S_{11} = R_1^2 \frac{\Gamma(1-T^2)}{1-F^2T^2} \quad (5.50)$$

$$S_{22} = R_2^2 \frac{\Gamma(1-T^2)}{1-F^2T^2} \quad (5.51)$$

$$S_{21} = R_1 R_2 \frac{T(1F)^2}{1F^2T^2} \quad (5.52)$$

R_1 et R_2 sont les transformations des plans de référence aux portes correspondantes :

$$R_i = e^{-\gamma_0 L_i} \quad (i=1,2) \quad (5.53)$$

Le coefficient de transmission à travers la discontinuité T est :

$$T = e^{\gamma L} \quad (5.54)$$

Le coefficient de réflexion Γ est alors donné par :

$$\Gamma = \frac{\left(\frac{\gamma_0}{\mu_0} \right) - \left(\frac{\gamma}{\mu} \right)}{\left(\frac{\gamma_0}{\mu_0} \right) + \left(\frac{\gamma}{\mu} \right)} \quad (5.55)$$

Pour une ligne de transmission coaxiale, la longueur d'onde de coupure est infinie, et l'équation (5.55) peut être écrite comme :

$$\Gamma = \frac{\sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r} - 1}}{\sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r} + 1}} \quad (5.56)$$

Lorsque la discontinuité est remplacée par le vide, la transmission est :

$$S_{21}^0 = R_1 R_2 e^{-\gamma L} \quad (5.57)$$

Pour un plasma non magnétique, les équations (5.50), (5.51), et (5.52) contiennent cinq inconnues ; les deux parties de la permittivité ε_r' , ε_r'' . La longueur de la discontinuité plasma L , R_1 et R_2 . Nous avons par ailleurs quatre équations complexes, équation (5.50), (5.51), (5.52), (5.57) et l'équation de la longueur totale de la ligne de transmission, $L_{air} = L_1 + L + L_2$. Nous avons par conséquent neuf équations réelles pour cinq inconnues à déterminer. Pour déterminer une solution de ce système d'équations, nous pouvons utiliser l'Algorithme de Nicolson-Ross-Weir [104].

5.6.1.2 Algorithme de Nicolson-Ross-Weir (NRW)

Le coefficient de réflexion Γ s'écrit sous la forme :

$$\Gamma = K \pm \sqrt{K^2 - 1} \quad (5.58)$$

avec :

$$K = (S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1) / 2S_{11} \quad (5.59)$$

Le choix correct du signe positif ou négatif dans l'équation (5.58) correspond à $|\Gamma| \leq 1$. Le coefficient de transmission T est donné par :

$$T = \frac{(S_{11} + S_{21}) - \Gamma}{1 - (S_{11} + S_{21})\Gamma} \quad (5.60)$$

Par suite, la permittivité et la perméabilité peuvent s'écrire :

$$\mu_r = \frac{1 + \Gamma}{(1 - \Gamma)\Lambda \sqrt{\left(\frac{1}{\lambda_0}\right)^2 - \left(\frac{1}{\lambda_c}\right)^2}} \quad (5.61)$$

$$\varepsilon_r = \frac{\lambda_0^2}{\mu_r \left[\left(\frac{1}{\lambda_c}\right)^2 - \left(\frac{1}{\Lambda}\right)^2 \right]} \quad (5.62)$$

avec :

$$\frac{1}{\Lambda^2} = - \left[\frac{1}{2\pi L} \ln \left(\frac{1}{T} \right) \right]^2 \quad (5.63)$$

λ_c est la longueur de l'onde de coupure ; dans le cas d'une ligne coaxiale, elle prend une valeur infinie.

La Figure 5-26 montre les résultats de la détermination de la permittivité d'une matière telle que plasma (ici, c'est du Téflon PTFE avec une permittivité de 2.05) selon la méthode actuelle.

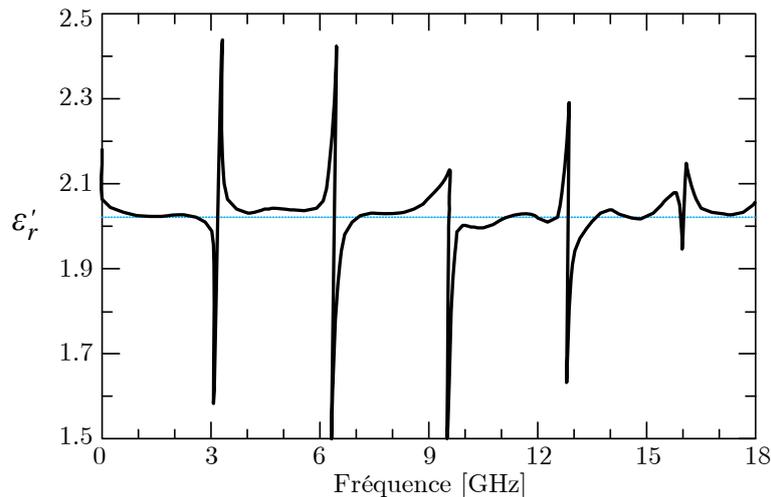


Figure 5-26 Détermination de la permittivité d'un échantillon de PTFE en fonction de la fréquence à l'aide de la méthode de Nicolson-Ross-Weir [104].

La longueur L , de la discontinuité déjà vue sur la Figure 5-25, est prise égale à 7 mm. Lorsque la longueur de la zone de la discontinuité L égale à m multiple de la demi-onde, un pic est observé sur cette fréquence et la valeur constatée de la permittivité est incorrecte. On peut alors considérer cet effet comme le point faible de cette méthode.

Pour une matière* comme le FR4 dont la permittivité ϵ_r est égale à 4.4 et $\tan\delta = 0.02$ est choisie pour en prendre un échantillon et valider cette méthode. On insère un tronçon de cette matière dans une ligne coaxiale à une impédance caractéristique $Z_0 = 50 \Omega$ et on la détermine selon la technique transmission/réflexion.

On commence par la bande de fréquence demandée. Supposons que l'on doive travailler entre 1 et 8 GHz. On doit choisir une longueur d'échantillon L inférieure à la moitié de la longueur guidée pour la fréquence la plus élevée.

L'impédance caractéristique d'une ligne coaxiale [33] est $Z_0 = 377/\sqrt{(\mu_r\epsilon_r)} \ln(D_0/D_i)$, D_0 et D_i sont les diamètres extérieur et intérieur de la ligne. μ_r , ϵ_r étant la perméabilité et la permittivité de cette ligne respectivement. Prenons $D_i = 4.6$ mm, D_0 doit être égal à 10.6 mm pour le diélectrique air.

La Figure 5-27 montre la ligne coaxiale contenant une zone de discontinuité. On a utilisé HFSS afin de calculer la matrice de diffraction; cette matrice correspond aux niveaux $z = 0$ et $z = L_1 + L + L_2$.

*Un plasma peut être pris au lieu du FR4 qui est un matériau diélectrique courant bien connu.

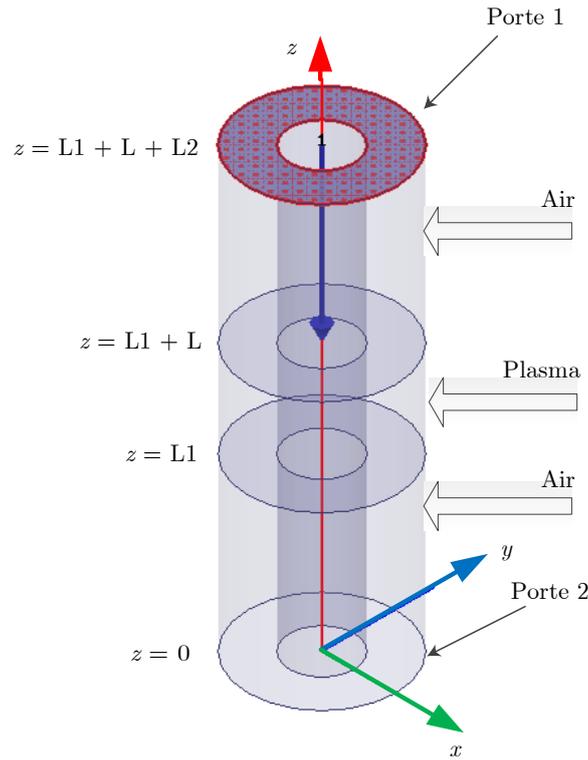


Figure 5-27 Échantillon de plasma modélisé sous forme d'un tube cylindrique inséré entre deux tronçons des lignes cylindriques afin d'en évaluer la permittivité de ce plasma.

Afin de trouver la matrice de diffraction par rapport à la discontinuité elle-même, on doit normaliser la matrice de diffraction comme indiqué sur la Figure 5-28 et utiliser la transformation suivante [102] :

$$\begin{bmatrix} S'_{11} & S'_{12} \\ S'_{21} & S'_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11}e^{-i2\theta_1} & S_{12}e^{-i(\theta_1+\theta_2)} \\ S_{21}e^{-i(\theta_1+\theta_2)} & S_{22}e^{-i2\theta_1} \end{bmatrix} \quad (5.64)$$

À la fréquence de 8 GHz, la longueur d'onde dans la ligne coaxiale remplie de FR 4 est 17.88 mm et la longueur L de la discontinuité est alors inférieure à 8.94, on choisit $L = 7$ mm. Les deux autres longueurs L_1, L_2 n'ont pas d'effet sur la matrice de diffraction de la discontinuité.

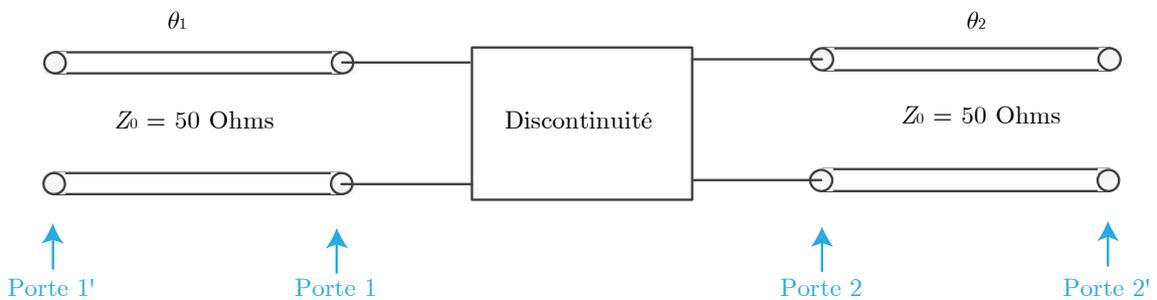


Figure 5-28 Schéma montrant la méthode pour calculer la matrice de diffraction d'une discontinuité à partir de la matrice de diffraction totale de la discontinuité et les deux tronçons.

Deux logiciels, *Ansoft HFSS* et *CST*, ont été utilisés pour obtenir la matrice de diffraction par la simulation permettant ensuite de déterminer la permittivité et la tangente de l'angle des pertes. Le Tableau 5-8 montre un accord presque total entre les résultats obtenus pour la fréquence 3 GHz.

Tableau 5-8 Résultats du calcul de la permittivité et des pertes diélectriques pour le FR4 à partir de la matrice de diffraction obtenue par *HFSS* et par *CST*.

$S_{11} = S_{22}$		$S_{21} = S_{12}$		ϵ_r		$\tan\delta$	
<i>HFSS</i>	<i>CST</i>	<i>HFSS</i>	<i>CST</i>	<i>HFSS</i>	<i>CST</i>	<i>HFSS</i>	<i>CST</i>
0.53 $\angle 150^\circ$	0.53 $\angle 150^\circ$	0.832 $\angle -59.0^\circ$	0.836 $\angle -59.1^\circ$	4.344	4.333	0.02	0.02

Pour la bande de fréquence proposée entre 1-8 GHz, la Figure 5-29 montre la valeur de la permittivité obtenue à l'aide de *HFSS* et de *CST*. On voit bien qu'on a dû palier au problème de l'ambiguïté de phase.

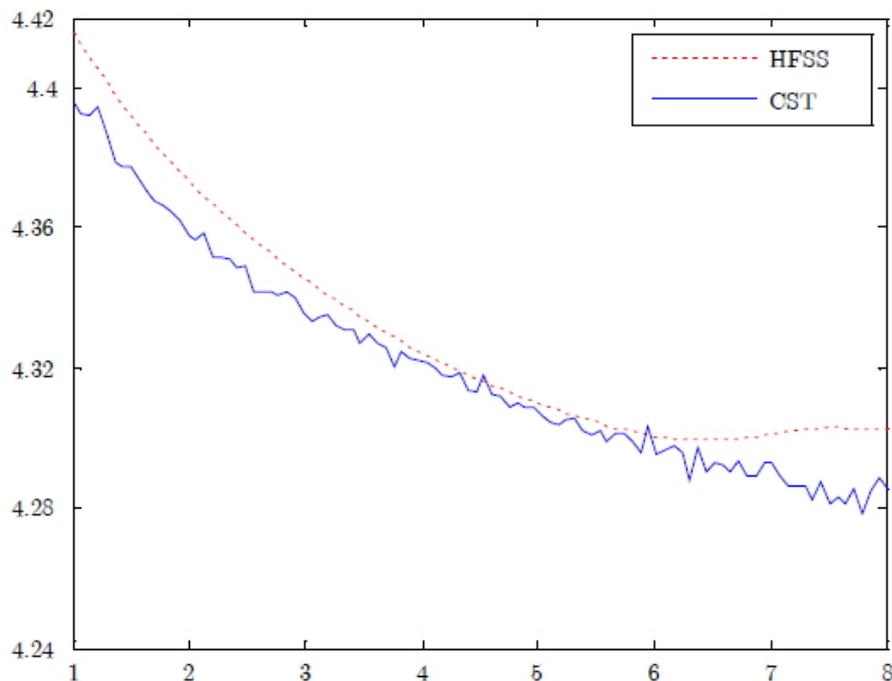


Figure 5-29 La permittivité de la discontinuité à l'aide d'un tronçon de 7 mm en prenant les résultats de *HFSS* et de *CST*.

Dans le cas où la discontinuité est un plasma, la permittivité et la tangente de l'angle des pertes obtenues permettent de connaître ses caractéristiques principales comme la densité d'électron n_e ainsi que la fréquence de collision ν_m . Selon le modèle du Drude vu dans le §2 :

$$\epsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - j\nu_m)}, \quad \omega_p \text{ la fréquence } \omega_p = 5.65 \times 10^4 \times \sqrt{n_e}, \quad \text{ici } n_e \text{ est en cm}^{-3}.$$

Dans le cas où l'on peut négliger les pertes ($\nu_m \ll \omega_p$), l'expression de la permittivité est :

$$\epsilon_r = \epsilon_0 (1 - (\omega_p^2 / \omega^2)).$$

Coupleur Directif Hybride pour des Mesures en Plasma

6.1 Introduction

Les diverses "lignes" de transmission hyperfréquences comme la ligne microruban, la ligne triplaquée, le guide d'onde coplanaire, le guide d'onde, et tc., peuvent être exploitées pour obtenir un coupleur directif capable de contrôler une génération plasma par des micro-ondes de puissance*. Les coupleurs directifs sont des éléments très importants dans le domaine de télécommunications hyperfréquences surtout pour mesurer les puissances hyperfréquences émises et réfléchies par une charge quelconque comme une antenne par exemple. Les coupleurs directifs sont très efficaces au niveau des pertes, ce sont en général des dispositifs radiofréquences ou hyperfréquences à faibles pertes. Ils sont facilement adaptables à toutes les quatre portes avec une valeur raisonnable d'isolation, ce qui empêche des couplages parasites entre les portes isolées ; porte 1 et porte 4 comme il est illustré sur la Figure 6-1.

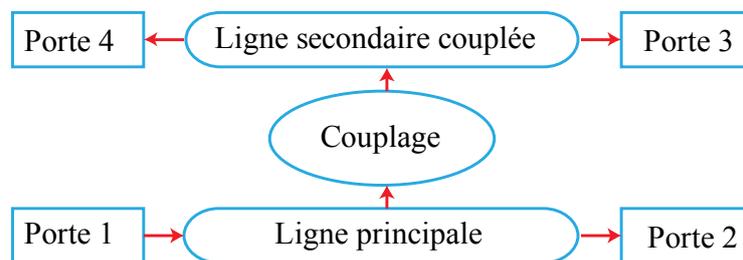


Figure 6-1 Diagramme schématique représentant les éléments principaux d'un coupleur directif avec ses quatre portes.

Les coupleurs directifs à guide d'onde sont particulièrement utilisés pour les applications hyperfréquences avec de grandes puissances [105, 106]. Mais leur taille physique pose en

* L'onde électromagnétique réfléchie est représentative de l'état instantané du plasma, et l'avantage de ce coupleur qu'il peut fonctionner même à la grande puissance nécessaire pour un plasma, fonctionnement démontré jusqu'à 5 kW.

général un problème lorsqu'on les utilise comme des éléments distribués car ils occupent beaucoup de place surtout lors d'une application nécessitant une large bande. En général, il y a trois types de couplage entre le circuit primaire et le circuit secondaire vus sur la Figure 6-1, couplage direct comme les coupleurs "*Branch-Line*" [107], couplage en parallèle [108], et couplage par ouverture [27, 109]. Le coupleur directif divise le signal de l'entrée, port P1, en trois signaux aux niveaux de sorties (P1, P2 et P3). Un coupleur directif comporte en général deux circuits : un circuit principal et un circuit couplé.

Dans ce chapitre on présente un coupleur directif original hybride qui comporte un guide d'onde et un circuit imprimé microruban couplé. Cette conception permet de réduire les dimensions par rapport aux autres coupleurs en technologie guidée. Ce coupleur peut donner une valeur de couplage comprise entre 10 et 60 dB et avec une directivité qui peut atteindre 60 dB.

6.2 Analyse du Couplage entre un Guide d'Onde Rectangulaire et une Ligne Microruban

Afin de trouver une expression analytique donnant l'amplitude de l'onde couplée au niveau de l'ouverture, on doit remplacer le microruban dont la largeur $W = 3$ mm par une ligne à parois parallèles équivalente dont la largeur effective D comme illustré sur la Figure 6-2, cette largeur effective W_{eff} [57, 110] est donnée par :

$$W_{eff} = \frac{h}{Z_0} \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon_{r,eff}}} \quad (6.1)$$

Où h représente la hauteur du substrat de la ligne microruban étudiée qui est la même que la ligne équivalente à parois parallèles*. Lorsqu'on remplace la ligne microruban par son équivalent de type ligne à parois parallèles, on suppose que toutes les deux possèdent la même impédance caractéristique Z_0 . Par conséquent la permittivité ϵ_r de la ligne microruban ne sera pas la même pour la ligne équivalente $\epsilon_{r,eff}$, ainsi que et il en sera de même pour la largeur du conducteur W et W_{eff} .

On va présenter la procédure de calcul de la permittivité effective de la ligne TEM équivalente $\epsilon_{r,eff}$ ainsi que sa largeur effective W_{eff} afin de trouver des expressions qui donnent le couplage par de petites ouvertures dans un système hybride [111] en utilisant les fonctions de Green [112, 113].

*Afin d'étudier le couplage par une ouverture entre le guide d'onde rectangulaire et la ligne microruban, il faut utiliser une ligne de transmission TEM au lieu d'une ligne quasi TEM pour pouvoir estimer l'amplitude de l'onde simulée.

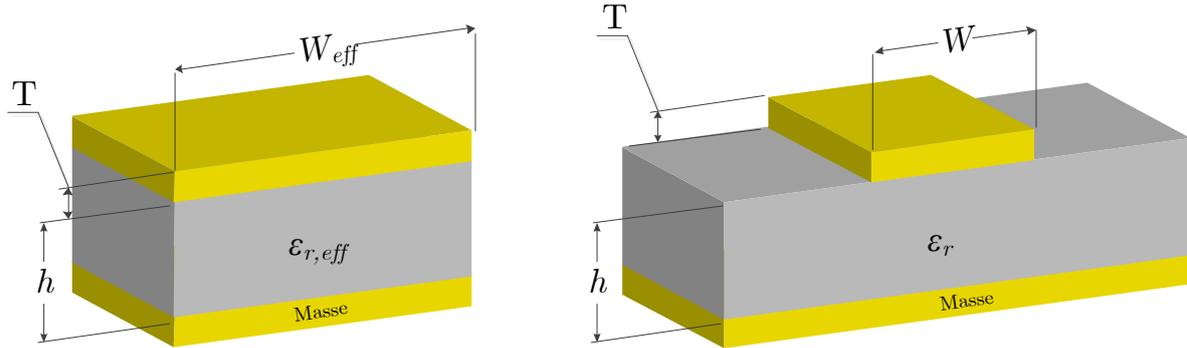


Figure 6-2 Ligne de transmission à parois parallèles équivalente à la ligne microruban ayant la même hauteur de substrat.

6.2.1 Couplage dû à une Ouverture Circulaire entre deux Guides Croisés

Une ouverture circulaire de rayon $r = 2$ mm a été réalisée au milieu de la paroi supérieure du guide principal pour réaliser un couplage entre les deux guides comme indiqué la Figure 6-6. La ligne microruban est fabriquée à partir d'un substrat FR4 d'épaisseur $h = 1.53$ mm et avec une tangente de pertes égal à 0.018. La largeur du conducteur de la ligne microruban $W = 3$ mm permet d'avoir une impédance caractéristique Z_c de 50 Ohms. La ligne équivalente TEM a une largeur est W_{eff} donnée en fonction de l'expression de dispersion et de l'impédance caractéristique [57] :

$$W_{eff}(f) = \frac{120 \pi h}{Z_c(f) \sqrt{\varepsilon_{r,eff}(f)}} \quad (6.2)$$

Après, nous détaillons le calcul des deux paramètres $Z_c(f)$ et $\varepsilon_{r,eff}(f)$.

6.2.1.1 Caractéristique Dispersives d'une Ligne Microruban

Les expressions de l'impédance caractéristique et de la dispersion en fonction de la fréquence existent dans plusieurs références [57, 78, 114, 115], où on adopte un paramètre $W_{eff}(0)$ qui se réfère à la largeur équivalente du conducteur microruban dans le cas quasi-statique :

$$\frac{W_{eff}(0)}{h} = \frac{W}{h} + \frac{1.25}{\pi} \frac{t}{h} \left[1 + \ln \left(\frac{2h}{t} \right) \right] \quad \text{pour } \frac{W}{h} \geq \frac{1}{2\pi}$$

$$\frac{W_{eff}(0)}{h} = \frac{W}{h} + \frac{1.25}{\pi} \frac{t}{h} \left[1 + \ln \left(\frac{4\pi W}{t} \right) \right] \quad \text{pour } \frac{W}{h} < \frac{1}{2\pi}$$
(6.3)

Et toujours dans le cas quasi-statique, l'impédance caractéristique est :

$$Z_c(0) = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_{r,eff}(0)}} \ln \left[\frac{8h}{w_{eff}(0)} + \frac{W_{eff}(0)}{4h} \right] \quad \text{pour } \frac{W_{eff}(0)}{h} \leq 1$$

$$Z_c(0) = \frac{\frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon_{r,eff}(0)}}}{\frac{W_{eff}(0)}{h} + 1.393 + 0.667 \ln \left[\frac{W_{eff}(0)}{h} + 1.444 \right]} \quad \text{pour } \frac{W_{eff}(0)}{h} > 1$$

(6.4)

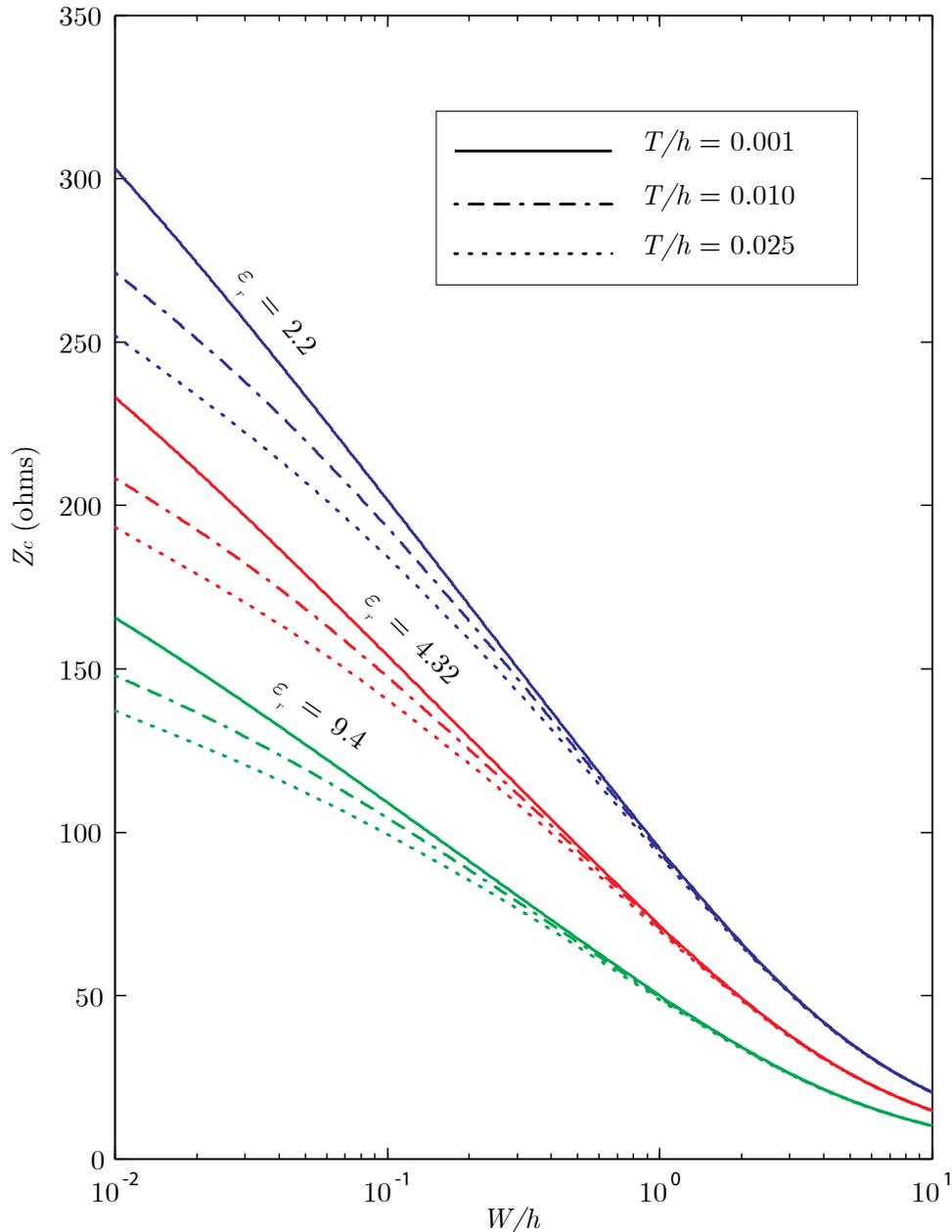


Figure 6-3 Impédance caractéristique dans le cas quasi-statique pour une ligne microruban décrite sur la Figure 6-2 et ayant la même impédance que la ligne équivalente en fonction de W/h et de T/h .

Et la permittivité effective [57] est :

$$\varepsilon_{r,eff}(0) = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \left(\left[1 + 12 \frac{h}{W_{eff}(0)} \right]^{-1/2} + 0.04 \left[1 - \frac{W_{eff}(0)}{h} \right]^2 \right), \text{ pour } \frac{W_{eff}(0)}{h} \leq 1 \quad (6.5)$$

$$\varepsilon_{r,eff}(0) = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \left[1 + 12 \frac{h}{W_{eff}(0)} \right]^{-1/2}, \text{ pour } \frac{W_{eff}(0)}{h} > 1$$

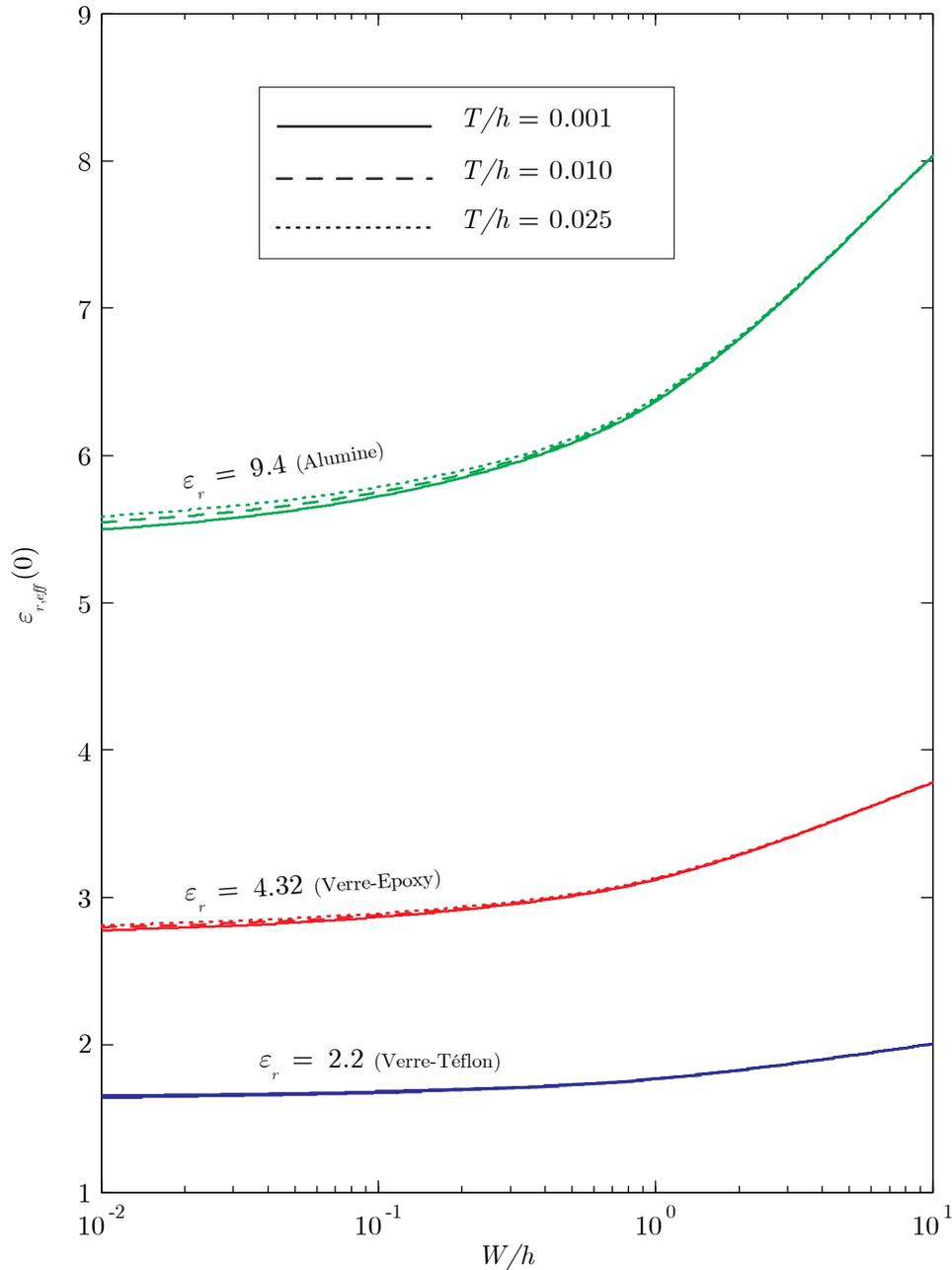


Figure 6-4 Permittivité effective dans le cas quasi-statique pour une ligne microruban en fonction de W/h et de T/h pour trois substrats différents.

L'impédance caractéristique et la permittivité effective pour une ligne microruban dans le cas quasi-statique ont été tracés en fonction de W/h et de T/h pour trois types différents de

substrat sur la Figure 6-3 et la Figure 6-4 respectivement. Il apparaît que la permittivité effective n'est pas très sensible à l'épaisseur du conducteur T .

La ligne microruban est considérée comme une ligne de transmission dispersive à des fréquences presque égales ou supérieures à :

$$f_c \geq 0.3 \sqrt{\frac{Z_c(0)}{h} \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r - 1}}} \times 10^9 \quad \text{où } h \text{ est en cm} \quad (6.6)$$

Pour plusieurs lignes microrubans typiques cette fréquence est comprise entre 3 GHz et 10 GHz. Ceci indique que la permittivité effective, la vitesse de phase et l'impédance caractéristique dépendent de la fréquence. La propagation des ondes impulsées peut être grandement affectée par les propriétés dispersives de la ligne. Ce qui peut conduire à des problèmes dans le cas des signaux modulés*.

De nombreux modèles ont été développés pour prévoir le comportement dispersif d'une ligne microruban [116-122]. Un modèle simple et efficace permet de calculer les caractéristiques dispersives donne successivement :

$$Z_c(f) = Z_c(0) \sqrt{\frac{\epsilon_{r,eff}(0)}{\epsilon_{r,eff}(f)}} \quad (6.7)$$

$$v_p(f) = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon_{eff}(f)}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_r \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_{r,eff}(f)}} = \frac{v_0}{\sqrt{\mu_r \epsilon_{r,eff}(f)}} \quad (6.8)$$

$$\lambda_g(f) = \frac{v_p(f)}{f} = \frac{v_0}{f \sqrt{\mu_r \epsilon_{r,eff}(f)}} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\mu_r \epsilon_{r,eff}(f)}} \quad (6.9)$$

$$\epsilon_{r,eff}(f) = \epsilon_r - \left[\frac{\epsilon_r - \epsilon_{r,eff}(0)}{1 + \frac{\epsilon_{r,eff}(0)}{\epsilon_r} \left(\frac{f}{f_t}\right)^2} \right] \quad (6.10)$$

$$f_t = \frac{Z_c(0)}{2\mu_0 h} \quad (6.11)$$

Des courbes typiques de la permittivité comme une fonction de la fréquence, $\epsilon_{r,eff}(f)$, pour les trois lignes microruban (Alumine, FR4-Époxy et Duroid) sont présentées sur la Figure 6-5 pour $W/h = 0.1, 1, \text{ et } 10$. Il est évident que l'effet de W/h sur la variation de la permittivité effective est très grand pour des valeurs plus élevées de permittivité.

* Le spectre couvre une large gamme de fréquences qui dépendent en grande partie de la largeur et de la forme de l'impulsion.

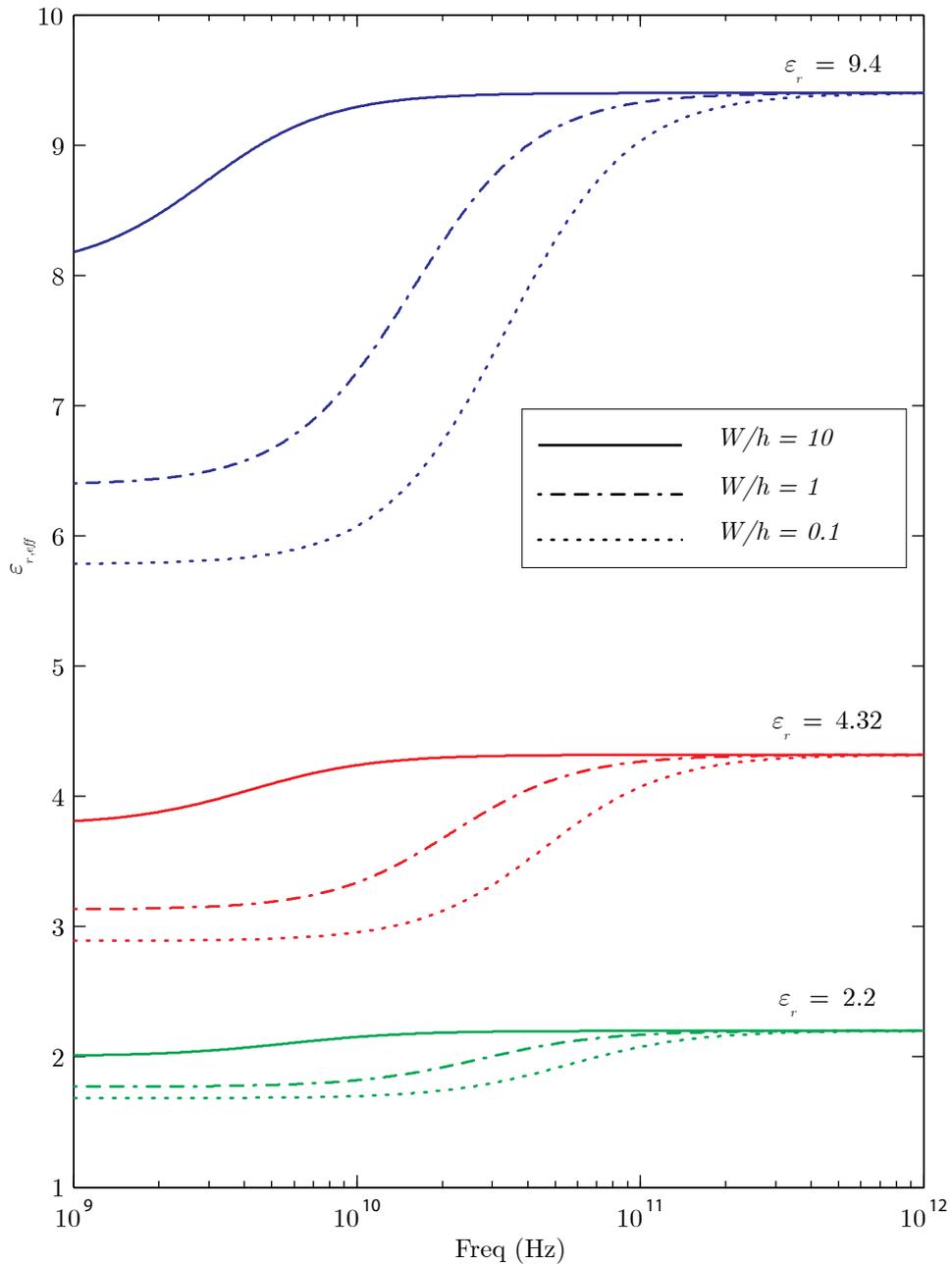


Figure 6-5 Permittivité effective d'une ligne microruban en fonction de la fréquence, de la permittivité du substrat et du rapport W/h .

Après avoir donné les expressions dispersives de la ligne microruban, on utilisera les expressions données par Rao [111] afin de décrire les paramètres de diffraction reliés à notre coupleur directif.

6.2.1.2 Paramètres de Diffraction du Coupleur Hybride (Modèle Théorique)

Nous allons donner des expressions analytiques pour le couplage dans le sens direct, S_{31} , et dans le sens inverse, S_{41} en fonction de la fréquence [111].

$$S_{31}(f) = 10 \log \left[\frac{2}{abW_{eff}(f)h} \left(\frac{W\varepsilon(f)\alpha_e}{2\sqrt{Y_0(f)Y_{10}(f)}} + \frac{W\mu_0\alpha_{mx}}{2} \sqrt{Y_0(f)Y_{10}(f)} \right)^2 \right] \quad (6.12)$$

$$S_{41}(f) = 10 \log \left[\frac{2}{abW_{eff}(f)h} \left(\frac{W\varepsilon(f)\alpha_e}{2\sqrt{Y_0(f)Y_{10}(f)}} - \frac{W\mu_0\alpha_{mx}}{2} \sqrt{Y_0(f)Y_{10}(f)} \right)^2 \right] \quad (6.13)$$

où :

$$Y_{10} = \frac{\gamma_{10}}{jk_0\eta_0}$$

est l'admittance caractéristique du guide d'onde rectangulaire, pour le mode fondamental TE₁₀, qui est considéré comme le circuit principal.

$$\gamma_{10} = \sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2}$$

représente la constante de propagation pour ce guide pour le mode fondamental [115]. Y_0 est l'admittance caractéristique pour le guide secondaire

$$Y_0 = \frac{\sqrt{\varepsilon_{r,eff}}}{120\pi}.$$

la permittivité équivalente au niveau de l'ouverture sera :

$$\varepsilon = \frac{2\varepsilon_0\varepsilon_{r,eff}}{1 + \varepsilon_{r,eff}}$$

L'ouverture est située entre deux milieux différents, d'un côté le guide d'onde rectangulaire rempli avec de l'air et d'un autre côté le guide secondaire avec une constante diélectrique équivalente $\varepsilon_{r,eff}$.

6.2.1.3 Effet de la Forme de l'Ouverture sur le Couplage

Pour une ouverture de forme circulaire, le moment électrique \mathbf{P} et le moment magnétique \mathbf{M} sont donnés d'après [27, 113] :

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= -\varepsilon_0 \alpha_e \mathbf{E}_n \\ \mathbf{M} &= -\alpha_m \mathbf{H}_t \end{aligned} \quad (6.14)$$

Où \mathbf{E}_n représente le champ électrique normal sur la surface l'ouverture et \mathbf{H}_t est le champ magnétique tangentiel à la surface de l'ouverture.

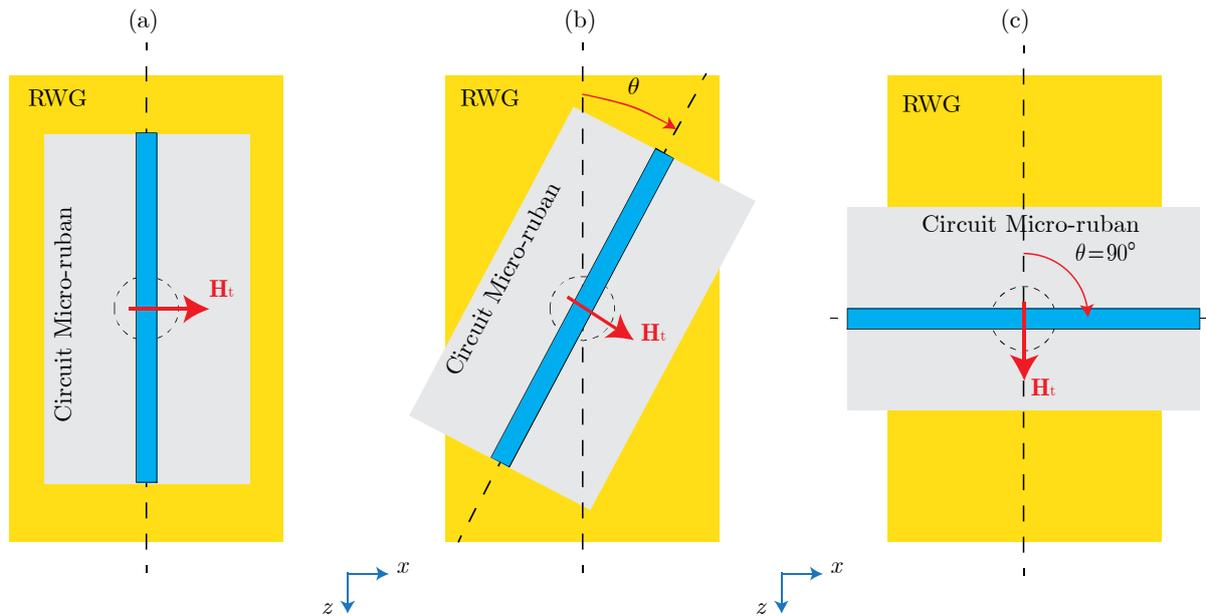


Figure 6-6 Guide d'onde principal (RWG) et le guide secondaire (microruban) avec ouverture de couplage et un angle de rotation entre leurs axes.

La polarisabilité électrique α_e et celle magnétique α_m d'une ouverture circulaire de petite taille sont :

$$\begin{aligned}\alpha_e &= -\frac{2}{3}r^3 \\ \alpha_m &= \frac{4}{3}r^3\end{aligned}\tag{6.15}$$

où r est le rayon de l'ouverture de couplage comme il est illustré sur la Figure 6-6. Dans cette figure on distingue trois positions des guides d'onde en considérant l'angle θ entre leurs axes. Première position, Figure 6-6.a, les deux axes sont confondus et le dipôle magnétique est la composante \mathbf{H}_x elle-même*.

Deuxième position, Figure 6-6.b, c'est en effet le cas général où on trouve un angle θ entre les deux axes. Dans ce cas le moment magnétique \mathbf{H}_t sera vu comme deux composantes selon x et selon z , i.e., $\mathbf{H}_t = \mathbf{H}_{tx} + \mathbf{H}_{tz}$.

Dans le troisième cas, voir Figure 6-6.c, c'est lorsque $\theta = 90^\circ$ et les deux axes sont perpendiculaires. La composante \mathbf{H}_z sera elle-même le moment magnétique \mathbf{H}_t .

Figure 6-7 montre une illustration 3D du guide d'onde rectangulaire et du circuit microruban qui sont positionnés par rapport à ses axes en parallèle, un trou circulaire est fait dans la paroi supérieure du guide d'onde afin de créer un moyen de couplage entre les deux guides. Les couplages dans le sens direct S_{31} et dans le sens inverse S_{41} sont données par les équations (6.12) et (6.13). La fréquence de coupure pour le guide d'onde utilisé est $f = 1.74$ GHz, on peut voir que l'amplitude de signaux couplés sont très faibles avant cette fréquence de

* Le dipôle magnétique est représenté par le vecteur du champ magnétique tangentiel à la surface de l'ouverture et perpendiculaire au conducteur du microruban.

coupure. On peut constater un bon accord entre les résultats analytiques et les résultats de simulation obtenus par les méthodes des éléments finis *Ansoft HFSS*. D'après ces résultats on peut voir qu'il y a une différence de ≈ 12 dB entre la puissance du signal couplé S_{31} et la puissance du signal isolé S_{41} à la fréquence concernée $f = 2.45$ GHz. On voit aussi un bon accord entre les deux types de résultats, les résultats analytiques et ceux estimés numériquement.

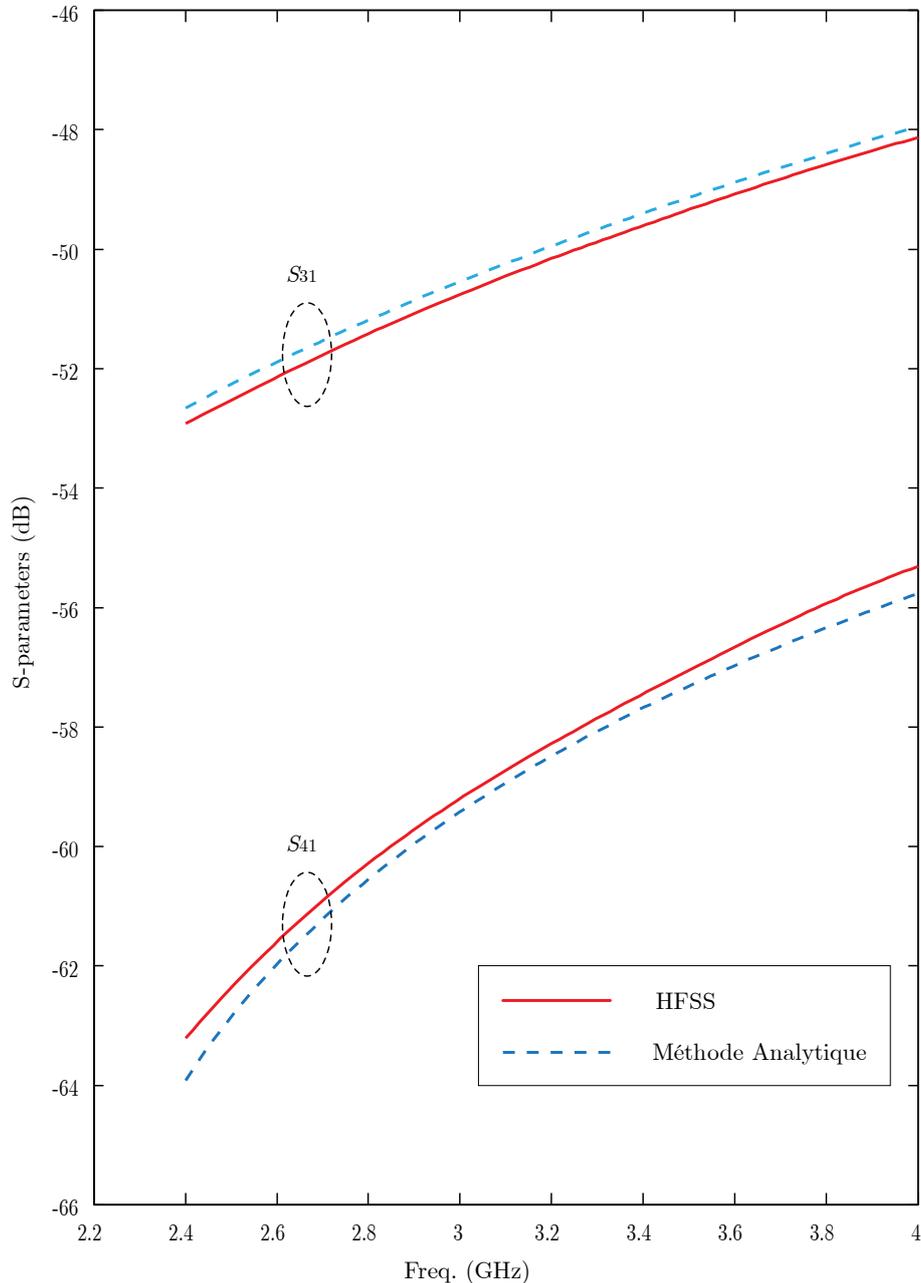


Figure 6-7 Couplage et directivité d'un coupleur directif hybride à une seule ouverture de couplage lorsque les axes des guides sont confondus.

La largeur de bande de ce type de couplage est considérée comme un avantage en comparaison avec le cas *One-Hole Beth Directional Coupler* [27, 33, 109], où on trouve une directivité très étroite et sélective.

6.3 Coupleur Directif Hybride Comportant Plusieurs Ouvertures sur un même Axe

L'utilisation d'un seul trou de couplage a été déjà présenté par les résultats montrés sur la Figure 6-7, où on a trouvé une réponse fréquentielle non sélective autour de la fréquence de conception ($f = 2.45$ GHz). L'utilisation de plusieurs trous peut focaliser la réponse fréquentielle autour de la fréquence de conception, la directivité ainsi que l'isolation peuvent aussi être améliorées.

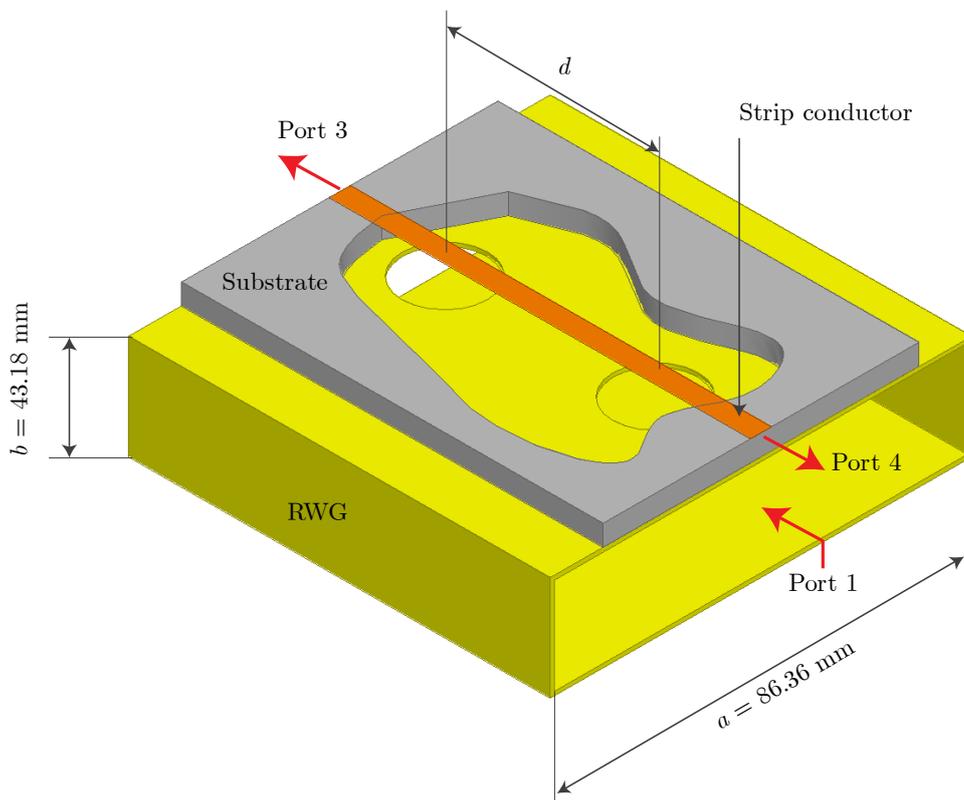


Figure 6-8 Illustration tridimensionnelle d'un coupleur directif hybride avec deux ouvertures et les emplacements des quatre portes.

La Figure 6-8 montre une illustration tridimensionnelle d'un guide d'onde dont les dimensions de l'ouverture rectangulaire sont $a = 86.36$ mm et $b = 43.18$ mm. La ligne couplée, i.e., la ligne microruban, utilisée comme un circuit secondaire est positionnée en dessus du guide d'onde. Nous avons utilisé un substrat de verre dont la constante diélectrique $\epsilon_r = 6.3$, l'épaisseur $h = 1.53$ mm, la largeur du ruban métallique $W = 2.1$ mm ce qui correspond à la valeur de 50 Ohms pour l'impédance caractéristique et une longueur d'onde $\lambda_g|_{(\text{microruban à } f = 2.45 \text{ GHz})} = 57.54$ mm. On trouve par conséquent que la distance physique entre les deux ouvertures présente une longueur électrique de 270° . L'approximation de Tchebychev [27] pour déterminer les diamètres des ouvertures de couplage utilisés en fonction des paramètres de conception comme la fréquence. En outre, l'amélioration de la performance du coupleur nécessite l'augmentation de la directivité et l'optimisation de la bande passante et sa largeur. Cette amélioration de la performance peut être réalisée par l'ajout des ouvertures supplémentaires espacées d'un quart de la longueur d'onde à la fréquence désirée $f = 2.45$ GHz. Une configuration optimale pour ce coupleur avec deux

ouvertures circulaires dont le rayon $r = 2$ mm a été obtenue pour la fréquence de 2.45 GHz en prenant une distance $d = 54.8$ mm entre les deux ouvertures. La Figure 6-9 montre une configuration optimale pour la fréquence de travail de 2.45 GHz et on peut voir que la valeur du couplage représentée par le marqueur m1 est de -58 dB et la valeur de la directivité est la différence de la puissance délivrée à la porte 3 et à la porte 4, i.e., -37 dB.

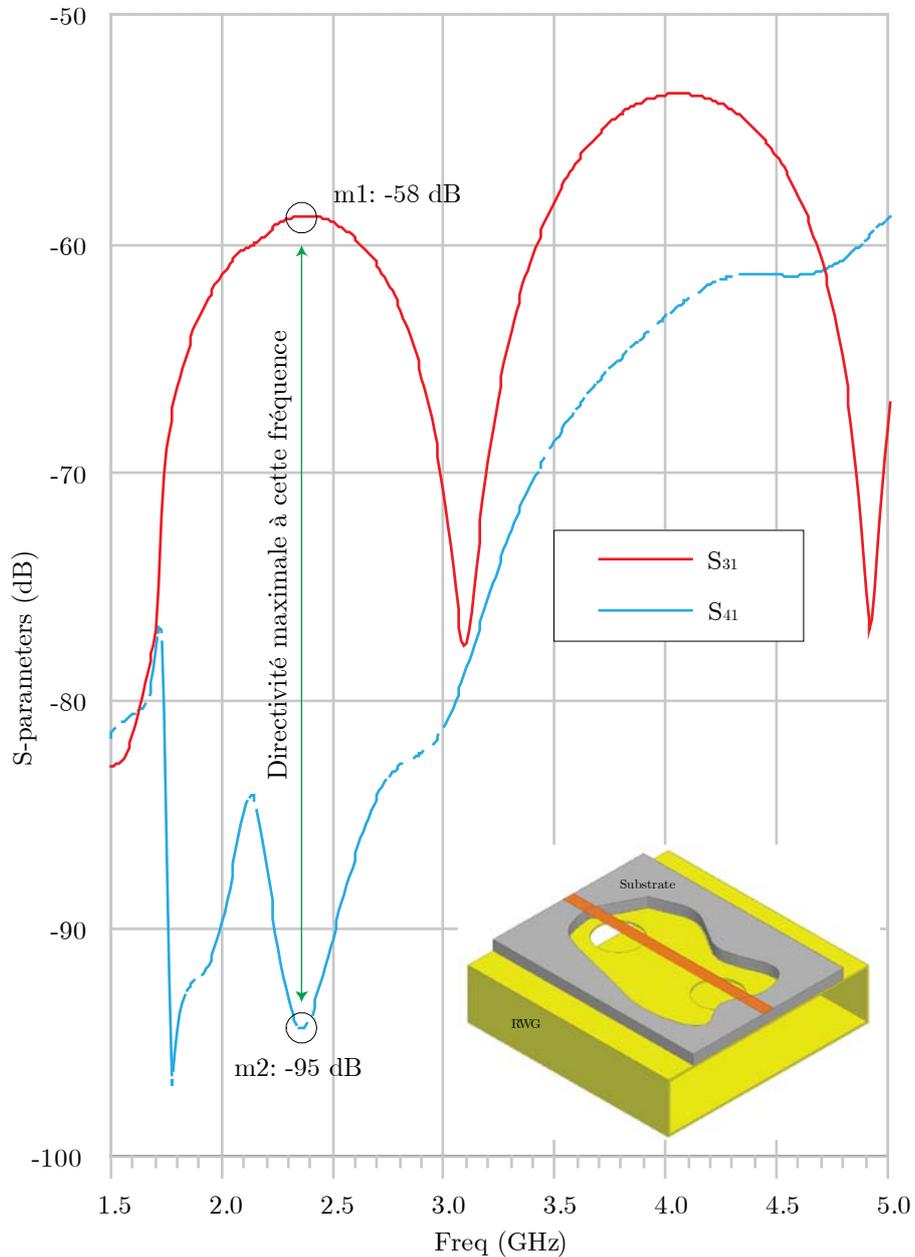


Figure 6-9 Couplage et directivité pour le coupleur directif hybride à deux ouvertures de couplage pour une configuration optimale correspondant à la fréquence de 2.45 GHz.

Il est évident qu'on a amélioré la valeur de la directivité en comparaison avec le cas avec une seule ouverture ; elle était -12 dB, et elle est devenue maintenant -37 dB. Nous avons aussi amélioré l'allure de la réponse fréquentielle et elle est devenue sélective autour de la fréquence demandée.

6.4 Coupleur Directif Hybride Comportant Plusieurs Ouvertures sur des Axes Croisés

D'abord, un guide d'onde rectangulaire de type WR340, dont les dimensions internes $a = 86.36$ mm, et $b = 43.18$ mm, sa fréquence de coupure $f_c = 3 \times 10^8 / (2a)$ est 1.7 GHz pour le mode fondamental TE₁₀, a servi dans la bande de fréquences S qui se trouve entre (2-4) GHz. Deux trous ont été faits dans la paroi du haut pour créer un moyen de couplage avec le circuit couplé. Pour la simplicité, les trous ont une forme circulaire, le diamètre de chacun D est choisi à peu près 2% de la longueur d'onde λ_g pour la fréquence de travail $f_0 = 2.45$ GHz, voir la Figure 6-10.

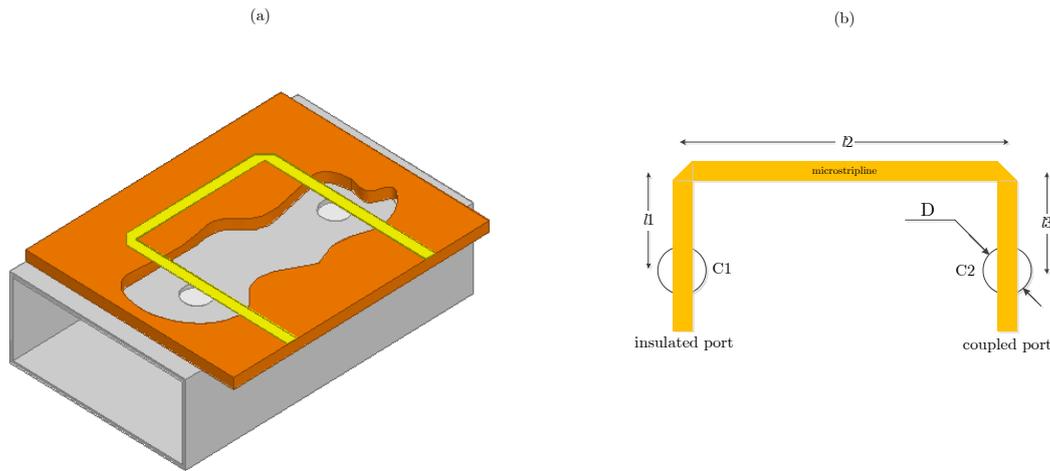


Figure 6-10 Illustration tridimensionnelle coupleur directif hybride à deux ouvertures dans une position où les lignes de transmission sont croisées, (a) une élimination d'une partie du substrat a été faite afin de visualiser l'emplacement des ouvertures en dessous des rubans. (b) Le lay-out du circuit imprimé avec les longueurs utilisées.

La distance entre les deux ouvertures est $l_2 = \lambda_g/4$ permet d'assurer un déphasage de 90° dans le guide d'onde. D'ailleurs, le circuit imprimé est monté sur un substrat FR4-Époxy dont la constante diélectrique $\epsilon_r = 4.32$, hauteur de substrat $h = 1.53$. Pour avoir une impédance caractéristique $Z_0 = 50 \Omega$, il faut choisir la largeur du ruban $W = 3$ mm. La tangente de l'angle des pertes est $\tan \delta = 0.018$ et l'épaisseur du Cuivre est $35 \mu\text{m}$.

Il faut remarquer que la longueur d'onde dans le guide d'onde λ_g est différente de celle dans le circuit microruban λ_{gs} , pour la fréquence $f_0 = 2.45$ GHz, on trouve que $\lambda_g = 172.72$ mm et $\lambda_{gs} = 68$ mm. La longueur électrique totale du microruban à partir des ouvertures de couplage est $l_1 + l_2 + l_3 \Leftrightarrow \pi/2 + k\pi$,

$$l_1 = \frac{\lambda_{gs} - \lambda_g}{8} + k \lambda_{gs} / 2 \quad (6.16)$$

Pour $k = 2$, on trouve que $l_1 = 20.66$ mm.

La Figure 6-11 montre ce type de coupleur et la valeur du couplage et celle de la directivité qu'on peut obtenir en prenant $l_1 \approx 20$ mm. Le couplage obtenu à cette fréquence est ~ 66 dB et la directivité est ~ 20 dB, voir la Figure 6-11 et les marqueurs m1 et m2.

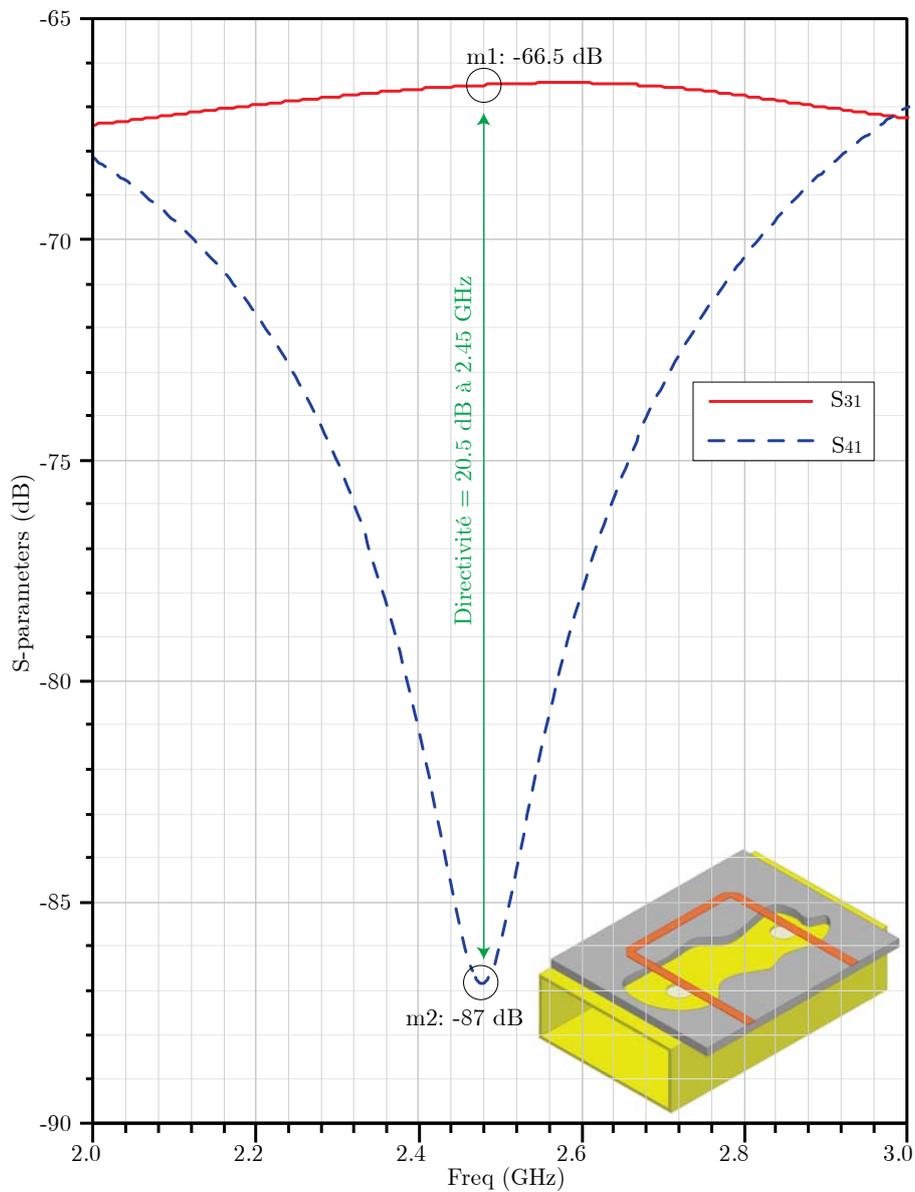


Figure 6-11 Couplage et directivité pour le coupleur directionnel hybride à deux ouvertures de couplage, dont les lignes de transmission sont croisées, pour une configuration optimale correspondant à la fréquence de 2.45 GHz.

Conclusion Générale

Le plasma est une matière prometteuse pour de nombreuses applications en électronique et il peut s'introduire dans le domaine hyperfréquence avec les circuits micro-ondes.

Des circuits hyperfréquences tels que des filtres, des antennes, des cavités résonnantes, etc. peuvent être interactifs avec le plasma et leur réponse en fréquence ou dans le domaine temporel peut être variable. La densité d'électrons d'un plasma est le paramètre essentiel qui permet de considérer un plasma comme un conducteur ou bien comme un diélectrique.

Les commutateurs plasmas montrent des performances proches de celles des commutateurs hyperfréquences traditionnels mais à la condition d'assurer une densité d'électrons suffisante et pour une durée de temps qui garantisse la protection du substrat.

Des techniques hyperfréquences sont présentées afin de mesurer la densité d'électrons d'un plasma avec leurs prototypes nécessaires. Une technique originale proposée consiste à utiliser deux antennes dipôles pour une estimation à distance.

Un coupleur directif hybride directionnel, basé sur une ligne microruban et un guide d'onde, est conçu pour la mesure sur des plasmas en assurant la protection de matériel ainsi que la sécurité maximale des personnes y compris sous forte puissance jusqu'à 1 kW.

Bibliographies

- [1] I. Langmuir, "The Interaction of Electron and Positive Ion Space Charges in Cathode Sheaths," *Physical Review*, vol. 33, pp. 954-989, 1929.
- [2] L. Tonks and I. Langmuir, "Oscillations in Ionized Gases," *Physical Review*, vol. 33, pp. 195-210, 1929.
- [3] D. W. Oxtoby, H. P. Gillis, and A. Campion, *Principles of modern chemistry*: Brooks/Cole Publishing Company, 2011.
- [4] N. J. Tro, *Principles of Chemistry: A Molecular Approach*: Prentice Hall, 2009.
- [5] O. von Guericke, *Otonis de Guericke experimenta nova (ut vocantur) Magdeburgica de vacuo spatio*: Janssonius a Waesberge, 1672.
- [6] B. Franklin, J. Hulett, B. Cole, and F. Newbery, *Experiments and observations on electricity: Made at Philadelphia in America*: F. Newbery, 1774.
- [7] G. C. Lichtenberg, "De nova methodo naturam ac motum fluidi electrici investigandi," *Novi Commentarii Societatis Regiae Scientiarum*, 1777.
- [8] W. Crookes, "On a fourth state of matter," *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. 30, pp. 469-472, 1879.
- [9] K. G. Budden, *Radio Waves in the Ionosphere*. New York: Cambridge University Press, 1961.
- [10] V. L. Ginzburg, *Propagation of electromagnetic waves in plasma*: Gordon and Breach, 1962.
- [11] T. H. Stix, *The theory of plasma waves*: McGraw-Hill, 1962.
- [12] Y. P. Raizer, *Gas Discharge Physics* Berlin Heidelberg, Germany: Springer-Verlag, 1991.
- [13] M. A. Lieberman, A. J. Lichtenberg, and J. Wiley, "Principles of plasma discharges and materials processing," 1994.
- [14] G. G. Borg, J. H. Harris, D. G. Miljak, and N. M. Martin, "Application of plasma columns to radiofrequency antennas," *Applied Physics Letters*, vol. 74, pp. 3272-3274, 1999.
- [15] M. Moisan, A. Shivarova, and A. W. Trivelpiece, "Experimental investigations of the propagation of surface waves along a plasma column," *Plasma Physics*, vol. 24, pp. 1331-1331, 1982.
- [16] K. Weng Lock, M. Rader, and I. Alexeff, "A conceptual study of stealth plasma antenna," 1996, pp. 261-261.
- [17] Z. Wang, G. Zhao, Y. Xu, Z. Liang, and J. Xu, "Propagation of Surface Wave Along a Thin Plasma Column and Its Radiation Pattern," *Plasma Science and Technology*, vol. 9, pp. 526-526, 2007.
- [18] A. L. Yu and A. V. Tatarinov, "Electrodynamics of microwaves in a coaxial non-regular waveguide partially filled with plasma," *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 13, pp. 1-1, 2004.
- [19] O. Sakai and K. Tachibana, "Dynamic Control of Propagating Electromagnetic Waves Using Tailored Millimeter Plasmas on Microstrip Structures," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 34, pp. 80-87, 2006.
- [20] J. Ouyang, J. Cao, S. Li, Z. Peng, W. Li, and W. Ren, "Application of Discharge Plasma as Dynamic Switch in Microstrip Line," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 31, 2010.
- [21] O. Sakai, S. Hashimoto, and A. Hatano, "Flat triode structure with a pulsed coplanar discharge channel representing similar features to a field-effect transistor," *Applied Physics Letters*, vol. 82, pp. 2781-2783, 2003.

-
- [22] O. Sakai, S. Hashimoto, and A. Hatano, "Switching and regulation of a pulsed discharge channel in a coplanar plasma tetrode," *Applied Physics Letters*, vol. 82, pp. 2392-2394, 2003.
- [23] Y. Noguchi, A. Matsuoka, K. Uchino, and K. Muraoka, "Direct Measurement of Electron Density and Temperature Distributions in a Micro-Discharge Plasma for a Plasma Display Panel," *J. Appl. Phys.*, vol. 91, pp. 613-616, 15 January 2002.
- [24] M. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, 2 ed. Hoboken, New Jersey: Wiley, 2005.
- [25] K. G. Budden, *The propagation of radio waves: The theory of radio waves of low power in the ionosphere and magnetosphere*: Cambridge University Press, 1988.
- [26] J. D. Jackson and C. Jeanmougin, *Electrodynamique classique: cours et exercices d'électromagnétisme*: Dunod, 2001.
- [27] R. E. Collin, *Foundations for Microwave Engineering*, 2 ed. New York: Wiley-IEEE Press, 2001.
- [28] D. K. Cheng, *Field and wave electromagnetics*: Addison-Wesley, 1989.
- [29] N. Ida, *Engineering Electromagnetics*, 2 ed. New York: Springer, 2004.
- [30] G. V. Eleftheriades and K. G. Balmain, *Negative Refraction Metamaterials: Fundamental Principles and Applications*. Hoboken, New Jersey: Wiley-IEEE Press, 2005.
- [31] V. Veselago, L. Braginsky, V. Shklover, and C. Hafner, "Negative refractive index materials," *Journal of Computational and Theoretical Nanoscience*, vol. 3, pp. 189 - 218, 2006.
- [32] R. S. Khandpur, *Printed Circuit Boards : Printed Circuit Boards: Design, Fabrication, and Assembly*: McGraw-Hill, 2005.
- [33] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*, 3 ed. New York: John Wiley & Sons, Inc, 2005.
- [34] O. Sakai, T. Sakaguchi, Y. Ito, and K. Tachibana, "Interaction and control of millimetre-waves with microplasma arrays," *Plasma physics and controlled fusion*, vol. 47, p. B617, 2005.
- [35] O. Sakai, T. Sakaguchi, and K. Tachibana, "Verification of a Plasma Photonic Crystal for Microwaves of Millimeter Wavelength Range Using Two-Dimensional Array of Columnar Microplasmas," *Applied Physics Letters*, vol. 87, 2005.
- [36] J. Faeth, S. Kuo, and J. Huang, "Frequency downshifting and trapping of an electromagnetic wave by a rapidly created spatially periodic plasma," *Physical Review E*, vol. 55, p. 1843, 1997.
- [37] W. M. Manheimer, "Plasma reflectors for electronic beam steering in radar systems," *Plasma Science, IEEE Transactions on*, vol. 19, pp. 1228-1234, 1991.
- [38] R. J. Vidmar, "On the use of atmospheric pressure plasmas as electromagnetic reflectors and absorbers," *Plasma Science, IEEE Transactions on*, vol. 18, pp. 733 - 741, 1990.
- [39] Hewlett-Packard. (May 1973). *Selection and Use of Microwave Diode Switches and Limiters*. Available: http://www.hpmemory.org/an/pdf/an_932.pdf
- [40] J. L. MOLL, S. KRAKAUER, and R. SHEN, "P-N Junction Charge-Storage Diodes," *Proc. IRE*, pp. 43-53, Jan. 1962.
- [41] R. K. Mongia, I. Bahl, P. Bhartia, and G. Hong, *RF and Microwave Coupled-line Circuits*, 2 ed. Boston, London: Artech House, Inc., 2007.
- [42] C. Liu, *Foundations of Mems*: Prentice Hall, 2011.
- [43] G. M. Rebeiz, *RF MEMS: Theory, Design, and Technology*. Hoboken, New Jersey: Wiley, 2002.

- [44] G. M. Rebeiz and J. B. Muldavin, "RF MEMS switches and switch circuits," *microwave magazine, IEEE*, vol. 2, pp. 59-71, 2001.
- [45] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. New York: Wiley, 1994.
- [46] J. M. Jin, *The Finite Element Method in Electromagnetics*: Wiley, 2002.
- [47] R. C. Booton, *Computational Methods for Electromagnetics and Microwaves*. New York: Wiley, 1992.
- [48] M. N. O. Sadiku, *Numerical Techniques in Electromagnetics With Matlab*: CRC Press/INC, 2009.
- [49] A. F. Peterson, S. L. Ray, R. Mittra, I. Antennas, and P. Society, *Computational methods for electromagnetics*: IEEE Press, 1998.
- [50] T. K. Sarkar, M. C. Wicks, M. Salazar-Palma, and R. J. Bonneau, *Smart Antennas*. Hoboken, New Jersey: Wiley-IEEE Press, 2003.
- [51] I. Alexeff, T. Anderson, S. Parameswaran, E. P. Pradeep, J. Hulloli, and P. Hulloli, "Experimental and theoretical results with plasma antennas," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 34, pp. 166-172, 2006.
- [52] T. Anderson, *Plasma Antennas*: Artech House, Incorporated, 2011.
- [53] R. Kumar, *Plasma Antenna*: Lambert Academic Publishing, 2011.
- [54] R. Kumar and D. Bora, "A Reconfigurable Plasma Antenna," *J. Appl. Phys.*, vol. 107, pp. 053303-053311, Mar. 2010.
- [55] E. Hammerstad and O. Jensen, "Accurate Models for Microstrip Computer-Aided Design," presented at the Microwave Symposium Digest, 1980 IEEE MTT-S International, 1980.
- [56] M. Kirschning and R. H. Jansen, "Accurate model for effective dielectric constant of microstrip with validity up to millimetre-wave frequencies," *Electronics Letters*, vol. 18, pp. 272-273, 1982.
- [57] B. C. Wadell, *Transmission Line Design Handbook*. Norwood MA: Artech House, 1991.
- [58] A. Fridman and L. A. Kennedy, *Plasma physics and engineering*: CRC, 2004.
- [59] E. Nyfors and P. Vainikainen, *Industrial microwave sensors*: Artech House, 1989.
- [60] L. Chen, *Microwave electronics: measurement and materials characterization*: John Wiley, 2004.
- [61] V. S. Subramanian, V. Sivasubramanian, V. R. K. Murthy, and J. S. Obhanadri, "Measurement of complex dielectric permittivity of partially inserted samples in a cavity perturbation technique," *Review of Scientific Instruments*, vol. 67, pp. 279-282, 1996.
- [62] K. Saeed, R. D. Pollard, and I. C. Hunter, "Substrate Integrated Waveguide Cavity Resonators for Complex Permittivity Characterization of Materials," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 56, pp. 2340-2347, 2008.
- [63] R. A. Abdulnabi, "The cavity perturbation method for the measurement of the dielectric properties of (polystyrene/carbon black) composite," *Journal of Basrah Researches ((Sciences)) Vol*, vol. 37, pp. 1-7, 2011.
- [64] P. A. Bernard and J. M. Gautray, "Measurement of dielectric constant using a microstrip ring resonator," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 39, pp. 592-595, 1991.
- [65] M. Binshen, J. Booske, and R. Cooper, "Extended cavity perturbation technique to determine the complex permittivity of dielectric materials," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 43, pp. 2633-2636, 1995.
- [66] H. Lobato-Morales, A. Corona-Chavez, D. V. B. Murthy, and J. L. Olvera-Cervantes, "Complex permittivity measurements using cavity perturbation technique with

-
- substrate integrated waveguide cavities," *Review of Scientific Instruments*, vol. 81, pp. 064704-4, 06/00/ 2010.
- [67] K. T. Mathew and U. Raveendranath, "Cavity Perturbation Techniques for Measuring Dielectric Parameters of Water and Other Allied Liquids," *Sensors Update*, vol. 7, pp. 185-210, 2000.
- [68] L. Mi, W. Yong, and M. N. Afsar, "Precision measurement of complex permittivity and permeability by microwave cavity perturbation technique," in *Infrared and Millimeter Waves and 13th International Conference on Terahertz Electronics, 2005. IRMMW-THz 2005. The Joint 30th International Conference on*, 2005, pp. 62-63 vol. 1.
- [69] A. Parkash, J. K. Vaid, and A. Mansingh, "Measurement of Dielectric Parameters at Microwave Frequencies by Cavity-Perturbation Technique," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 27, pp. 791-795, 1979.
- [70] W. Qiang, D. Xiaoguang, Y. Min, F. Yun, and W. Weilian, "Measuring glucose concentration by microwave cavity perturbation and DSP technology," in *Biomedical Engineering and Informatics (BMEI), 2010 3rd International Conference on*, 2010, pp. 943-946.
- [71] L. Shihe and R. G. Bosisio, "Composite Hole Conditions on Complex Permittivity Measurements Using Microwave Cavity Perturbation Techniques," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 30, pp. 100-103, 1982.
- [72] A. D. Vyas, V. A. Rana, D. H. Gadani, and A. N. Prajapati, "Cavity perturbation technique for complex permittivity measurement of dielectric materials at X-band microwave frequency," in *Recent Advances in Microwave Theory and Applications, 2008. MICROWAVE 2008. International Conference on*, 2008, pp. 836-838.
- [73] R. A. Waldron, "Perturbation theory of resonant cavities," *Proceedings of the IEE - Part C: Monographs*, vol. 107, pp. 272-274, 1960.
- [74] C. Wenquan, W. Zhanxian, C. Yumei, and P. Russer, "Permittivity Measurement of Biological Materials with Improved Microwave Cavity Perturbation Technique," in *Microwave Conference, 2008. EuMC 2008. 38th European*, 2008, pp. 905-908.
- [75] H. A. Bethe and J. Schwinger, *Perturbation Theory for Cavities*: Cornell University, 1943.
- [76] H. Casimir, "On the theory of electromagnetic waves in resonant cavities," *Philips Res. Rep*, vol. 6, pp. 162-182, 1951.
- [77] R. F. Harrington, *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*, 2 ed. New York: John Wiley & Sons, 2001.
- [78] C. A. Balanis, *Advanced Engineering Electromagnetics*. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1989.
- [79] S. Ramo, J. R. Whinnery, and T. Van Duzer, *Fields and Waves in Communication Electronics*: John Wiley & Sons, 1994.
- [80] Y. Zhou, E. Li, G. Guo, Y. Gao, and T. Yang, "Broadband complex permittivity measurement of low loss materials over large temperature ranges by stripline resonator cavity using segmentation calculation method," *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 113, pp. 143-160, 2011.
- [81] R. F. Harrington, "Perturbational and Variational Techniques," in *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*, ed New York: John Wiley & Sons, 2001, pp. 317-381.
- [82] S. W. Kitchen and A. D. Schelberg, "Resonant-Cavity Field Measurements," *Journal of Applied Physics*, vol. 26, pp. 618-621, 05/00/ 1955.
- [83] W. E. Courtney, "Analysis and evaluation of a method of measuring the complex permittivity and permeability microwave insulators," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 18, pp. 476-485, 1970.

- [84] U. C. Hasar, "Microwave method for thickness-independent permittivity extraction of low-loss dielectric materials from transmission measurements," *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 110, pp. 453-467, 2010.
- [85] U. C. Hasar, "Procedure for accurate and stable constitutive parameters extraction of materials at microwave frequencies," *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 109, pp. 107-121, 2010.
- [86] F. Kadiroglu and U. C. Hasar, "A highly accurate microwave method for permittivity determination using corrected scattering parameter measurements," *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, vol. 24, pp. 2179-2189, 2010.
- [87] U. C. Hasar, "Unique permittivity determination of low-loss dielectric materials from transmission measurements at microwave frequencies," *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 107, pp. 31-46, 2010.
- [88] J. Barroso and A. De Paula, "Retrieval of permittivity and permeability of homogeneous materials from scattering parameters," *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, vol. 24, pp. 1563-1574, 2010.
- [89] U. C. Hasar and E. A. Oral, "A metric function for fast and accurate permittivity determination of low-to-high-loss materials from reflection measurements," *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 107, pp. 397-412, 2010.
- [90] U. C. Hasar and Y. Kaya, "Reference-independent microwave method for constitutive parameters determination of liquid materials from measured scattering parameters," *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, vol. 25, pp. 1708-1717, 2011.
- [91] W. G. Kim, N. W. Moon, J. Kang, and Y. H. Kim, "Loss measuring of large aperture quasi-optics for w-band imaging radiometer system," *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 125, pp. 295-309, 2012.
- [92] U. C. Hasar and I. Y. Ozbek, "Complex Permittivity Determination of Lossy Materials at Millimeter and Terahertz Frequencies Using Free-Space Amplitude Measurements," *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, vol. 25, pp. 2100-2109, 2011/01/01 2011.
- [93] M. Seal, M. W. Hyde IV, and M. J. Havrilla, "Nondestructive complex permittivity and permeability extraction using a two-layer dual-waveguide probe measurement geometry," *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 123, pp. 123-142, 2012.
- [94] D. Deslandes and K. Wu, "Design Consideration and Performance Analysis of Substrate Integrated Waveguide Components," in *Microwave Conference, 2002. 32nd European*, 2002, pp. 1-4.
- [95] Z. Yu Lin, H. Wei, X. Feng, W. Ke, and C. Tie Jun, "Analysis of guided-wave problems in substrate integrated waveguides -numerical simulations and experimental results," in *Microwave Symposium Digest, 2003 IEEE MTT-S International*, 2003, pp. 2049-2052 vol.3.
- [96] X. H. Wu and A. A. Kishk, *Analysis and Design of Substrate Integrated Waveguide Using Efficient 2D Hybrid Method*: Morgan & Claypool, 2010.
- [97] C. A. Balanis, *Antenna Theory: Analysis and Design*. New Jersey: Wiley, 2005.
- [98] J. A. Stratton, *Electromagnetic Theory*. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, IEEE Press, 2007.
- [99] E. D. Nielsen, "Scattering by a Cylindrical Post of Complex Permittivity in a Waveguide," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 17, pp. 148-153, 1969.
- [100] O. Nyman, "theoretical and experimental investigation of the propagation in a plasma-waveguide," ed. (in Danish, with summary in English): Lab. of Electromagnetic Theory, Technical University of Denmark, 1966.
- [101] N. Marcuvitz and ed. Institution of electrical, *Waveguide handbook*, 1986.

-
- [102] G. Gonzalez, *Microwave transistor amplifiers: analysis and design*, 2 ed.: Prentice hall New Jersey, 1997.
- [103] J. Baker-Jarvis, M. D. J anezic, J .H .G rosvenor J r, a nd R .G .G eyer, "Transmission/reflection and short-circuit line methods for measuring permittivity and permeability," *NASA STI/Recon Technical Report N*, vol. 93, p. 12084, 1992.
- [104] J. Baker-Jarvis, *Transmission/reflection and short-circuit line permittivity measurements*: National Institute of Standards and Technology, 1990.
- [105] G. Ferrell, L. Dickens, J. Gipprich, B. Hayes, and F. Sacks, "A High-Efficiency 10 Watt Power Amplifier Assembly Using Combining Techniques," 1995, pp. 327-330, vol. 2-327-330, vol. 2.
- [106] J. Gipprich, L. Dickens, B. Hayes, and F. Sacks, "A compact 8-14 GHz LTCC stripline coupler network for high efficiency power combining with better than 82% combining efficiency," in *Microwave Symposium Digest, 1995., IEEE MTT-S International*, 1995, pp. 1583-1586 vol.3.
- [107] E. H. F ooks a nd R . A. Z akarevicius, *Microwave Engineering Using Microstrip Circuits*. Australia: Prentice Hall, 1990.
- [108] P. A. Rizzi, *Microwave Engineering: Pasive Circuits*: Prentice Hall, 1988.
- [109] T. K .I shii, *Handbook of Microwave Technology: Components and Devices*: Academic Press, 1995.
- [110] P. Bhartia, I. Bahl, R. Garg, and A. Ittipiboon, *Microstrip Antenna Design Handbook*. Norwood: Artech House, Inc., 2001.
- [111] J. S. Rao, K. K. Joshi, and B. N. Das, "Analysis of Small Aperture Coupling Between Rectangular Waveguide and Microstrip Line," *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-29, 1981.
- [112] H. A. Bethe, "Theory of Diffraction by Small Holes," *Physical Review*, vol. 66, pp. 163-182, 1944.
- [113] R. E. Collin, *Field Theory of Guided Waves*, 2 ed. New York: IEEE Press, 1991.
- [114] E. Hammerstad, "Computer-Aided Design of Microstrip Couplers with Accurate Discontinuity Models," 1981, pp. 54-56.
- [115] I. J. Bahl and P. Bhartia, *Microwave Solid State Circuit Design*: Wiley-Interscience, 2003.
- [116] E. Yamashita, K. Atsuki, and T. Ueda, "An Approximate Dispersion Formula of Microstrip Lines for Computer-Aided Design of Microwave Integrated Circuits," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 27, pp. 1036-1038, 1979.
- [117] H. J. Carlin, "A Simplified Circuit Model for Microstrip," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 21, pp. 589-591, 1973.
- [118] M. Kobayashi, "Important Role of Inflection Frequency in the Dispersive Property of Microstrip Lines," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 30, pp. 2057-2059, 1982.
- [119] E. J. Denlinger, "A Frequency Dependent Solution for Microstrip Transmission Lines," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 19, pp. 30-39, 1971.
- [120] E. Yamashita, K. Atsuki, and T. Hirahata, "Microstrip Dispersion in a Wide-Frequency Range," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 29, pp. 610-611, 1981.
- [121] W. J. Getsinger, "Microstrip Dispersion Model," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 21, pp. 34-39, 1973.
- [122] M. V. Schneider, "Microstrip dispersion," *Proceedings of the IEEE*, vol. 60, pp. 144-146, 1972.



Calcul de l'Impédance Caractéristiques des Lignes de Transmission Complexes à l'Aide de HFSS Field Calculator

7.1 Calcul de Z_0 des Lignes Triplaques

On calcule l'impédance caractéristique Z_0 des lignes de transmissions hyperfréquence comme la ligne triplaque présentée par la Figure 7-1.

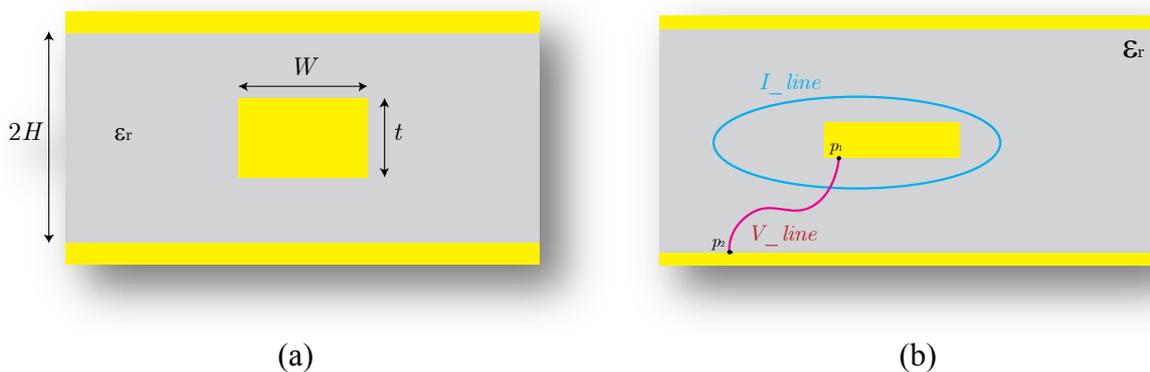


Figure 7-1 (a) : Ligne de transmission triplaque (stripline) avec les dimensions du conducteur central (strip) et du substrat. (b) : illustration de la ligne de transmission avec les chemins de l'intégral courant, I_line et celle qui sert à calculer la tension électrique, V_line .

À l'aide de la méthode d'énergie la capacitance C et l'inductance L par unité de longueur sont :

$$C = \frac{2W_e}{V^2}$$

$$L = \frac{2W_m}{I^2}$$

dans lesquelles V représente la tension du conducteur central par rapport au conducteur extérieur :

$$V = - \int_{P_1}^{P_2} \vec{E} \cdot d\vec{l}$$

I étant l'intensité du courant électrique qui passe à travers le conducteur central, il vient :

$$I = \oint_{\text{Ligne}(2)} \vec{H} \cdot d\vec{l}$$

$$W_e = \frac{1}{2} \int_{\Omega} \varepsilon E^2 \cdot dv$$

$$W_m = \frac{1}{2} \int_{\Omega} \mu H^2 \cdot dv$$

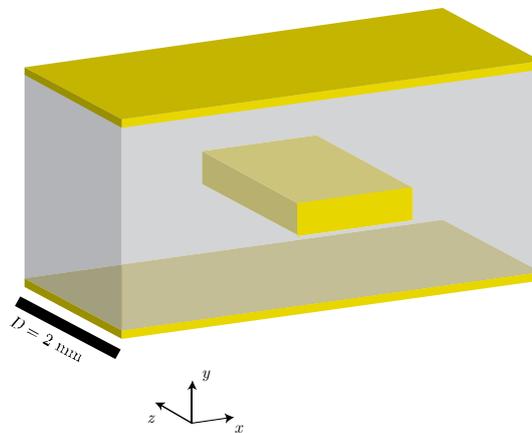


Figure 7-2 Dessin tridimensionnel de la ligne triplaque afin de montrer sa longueur D et le domaine de l'intégrale volumique.

On prend un tronçon de longueur D de quelques mm, ici on a choisi $D = 2$ mm pour évaluer l'intégrale tridimensionnelle sur le domaine Ω qui représente le diélectrique, la Figure 7-2. Après avoir terminé le modèle (y compris la ligne appelée i-line et l'autre v-line) avec HFSS il est possible de poursuivre le calcul.

7.1.1 Calcul de la Tension Électrique (v)

Après avoir ouvert *HFSS Field Calculator* en cliquant : HFSS → Fields → Calculator..., nous trouvons l'interface présentée par la figure. Ensuite, le calcul est effectué comme suit :

```
Vector_E → Copy to stack
Geometry... → Line → v_line → Ok → Tangent* → f
```

On va trouver l'expression scalaire: "Scl : Integrate(Line(v_line), Dot(Vector_E, LineTangent))" dans le stack. Il faut l'ajouter à la liste « Named Expressions » en cliquant :

* « Tangent » est une commande pour prendre la composante tangentielle d'un vecteur sur une ligne prédéfinie. « SclLin : LineValue(Line(v_line), Dot(Vector_E, LineTangent)) » est l'expression qu'on doit trouver dans le stack à ce niveau du travail.

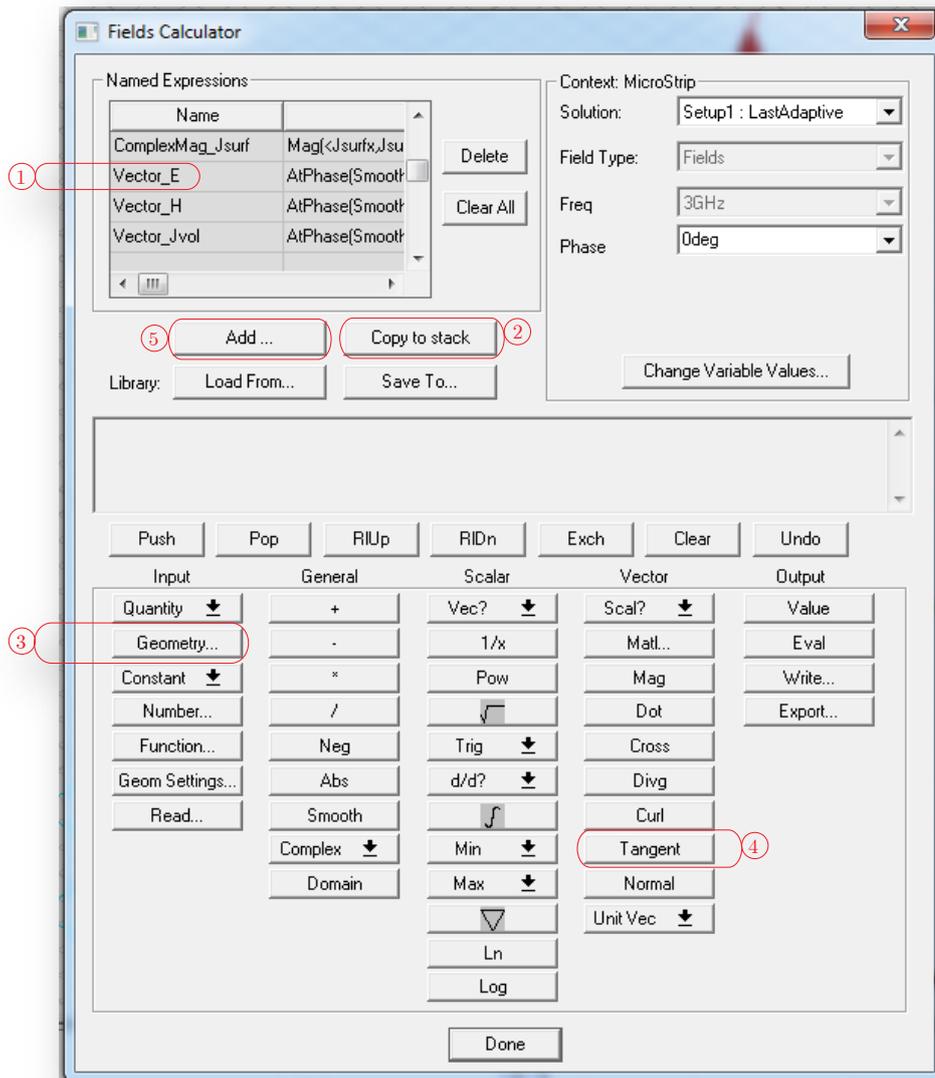


Figure 7-3 Interface *HFSS Field Calculator* et les 4 étapes nécessaires à faire afin de calculer la tension électrique (v) entre les deux conducteurs, i.e., entre les deux points $p1$ et $p2$.

Add...→Dans le champ Name, on tape « i ».

7.1.2 Calcul du Courant (i)

Opération à faire	Valeur vue dans le Stack du Calculator	Commentaire
Vector_H→Copy to stack	Vec : Vector_H	Valeur vectorielle du champ magnétique.
Geometry...→Line→i_line→Ok	Lin : Line(i_line)	L'ensemble des points sur laquelle on doit effectuer l'intégrale.
Tangent	ScLin : LineValue(Line(i_line), Dot(Vector_H, LineTangent))	Valeurs scalaires du champ électrique projetées sur la

		ligne sélectionnée.
\int	Scl : Integrate(Line(i_line), Dot(Vector_H, LineTangent))	Intégrer le long de la ligne.
Add...→(taper "i")→Ok		Ajouter "i" à la liste "Named Expressions".

7.1.3 Calcul de l'Énergie Magnétique (W_m)

Opération à faire	Valeur vue dans le Stack du Calculator	Commentaire
Mag_H→Copy to stack	Scl : Mag_H	Valeur scalaire du champ magnétique.
Number...→Taper 2→Ok	Scl : 2	
Pow	Scl : Pow(Mag_H, 2)	Amplitude du champ magnétique au carré.
Geometry...→Volume→Dielectric→Ok	Vol : Volume(Dielectric)	L'ensemble des points sur laquelle on doit effectuer l'intégral.
\int	Scl : Integrate(Volume(Dielectric), Pow(Mag_H, 2))	Intégrer sur le volume prédéfini.
Number...→Taper 0.5→Ok	Scl : 0.5	
Constant→Mu0	Scl : 1.25663706143592E-006	La perméabilité
*	Scl : 6.28318530717959E-007	
*	Scl : *(Integrate(Volume(Dielectric), Pow(Mag_H, 2)), 6.28318530717959E-007)	Multiplier la valeur de l'intégrale par μ_0 et par 0.5
Add...→(taper "Wm")→Ok		Ajouter "Wm" à la liste "Named Expressions".

7.1.4 Calcul de l'Énergie Électrique (W_e)

Opération à faire	Valeur vue dans le Stack du Calculator	Commentaire
Mag_E→Copy to stack	Scl : Mag_E	Valeur scalaire du champ électrique.
Number...→Taper 2→Ok	Scl : 2	
Pow	Scl : Pow(Mag_E, 2)	Amplitude du champ électrique au carré.
Geometry...→Volume→Dielectric→Ok	Vol : Volume(Dielectric)	L'ensemble des points sur laquelle on doit effectuer l'intégral.
\int	Scl : Integrate(Volume(Dielectric), Pow(Mag_E, 2))	Intégrer sur le volume prédéfini.

Number...→Taper 0.5→Ok	Scl : 0.5	
Constant→Epsi0	Scl : 8.854187817E-012	La permittivité
→	Scl : *(Integrate(Volume(Dielectric), Pow(Mag_E, 2)), 4.42709E-012)	Multiplier la valeur de l'intégral par ϵ_0 et par 0.5
Add...→(taper "We")→Ok		Ajouter "We" à la liste "Named Expressions".

7.1.5 Calcul de la Capacitance (C)

Opération à faire	Valeur vue dans le Stack du Calculator	Commentaire
We→Copy to stack	Scl : We	Valeur scalaire de l'énergie électrique.
Number...→Taper 2→Ok	Scl : 2	
*	Scl : *(We, 2)	Energie électrique multipliée par deux.
v→Copy to stack	Scl : v	Tension électrique sur le conducteur central.
Number...→Taper 2→Ok	Scl : 2	
Pow	Scl : Pow(v, 2)	La tension électrique au carré.
/	Scl : /*(We, 2), Pow(v, 2))	Division pour obtenir : $(2*We/v^2)$
Add...→(taper "C")→Ok		Ajouter "C" à la liste "Named Expressions".

7.1.6 Calcul de l'Inductance (L)

Opération à faire	Valeur vue dans le Stack du Calculator	Commentaire
Wm→Copy to stack	Scl : Wm	Valeur scalaire de l'énergie magnétique.
Number...→Taper 2→Ok	Scl : 2	
*	Scl : *(Wm, 2)	Energie magnétique multipliée par deux.
i→Copy to stack	Scl : i	intensité du courant électrique.
Number...→Taper 2→Ok	Scl : 2	
Pow	Scl : Pow(i, 2)	intensité du courant électrique au carré.
/	Scl : /*(Wm, 2), Pow(i, 2))	Division pour obtenir : $(2*Wm/i^2)$
Add...→(taper "L")→Ok		Ajouter "L" à la liste "Named Expressions".

7.1.7 Calcul de l'Impédance Caractéristique (Z0)

Opération à faire	Valeur vu dans le Stack du	Commentaire
-------------------	----------------------------	-------------

Calculateur		
L→Copy to stack	Scl : L	Valeur scalaire de l'inductance.
C→Copy to stack	Scl : C	Valeur scalaire de la capacitance.
/	Scl : /(L, C)	Quotient : L/C
√	Scl : Sqrt(/(L, C))	Racine carrée du quotient précédent.
Add...→(taper "L")→Ok		Ajouter "Z0" à la liste "Named Expressions".

7.1.8 Résultats et Comparaison

Pour la structure déjà vue dans la Figure 7-1 et en prenant les valeurs $W = 2.88$ mm, $H = 1$ mm. La Figure 7-4 les résultats des paramètres étudiés en fonction de la phase. Lorsque la tension ou bien le courant tendent vers zéro, la valeur de la capacitance et celle de l'inductance montrent une erreur du calcul, (phase = 95° et 275°). Pour cela les bonnes valeurs seront prises pour la phase où le courant et la tension sont en valeurs absolues maximales ; i.e., pour notre exemple à la phase 185° et les valeurs correspondantes sont dans le Tableau 7-1.

Tableau 7-1 Valeurs des marqueurs m1...m7.

marker	Value
m1	0.19853
m2	-9.9149
m3	1.3535e-13
m4	3.3298e-10
m5	6.6526e-12
m6	6.5621e-12
m7	4.9600e1

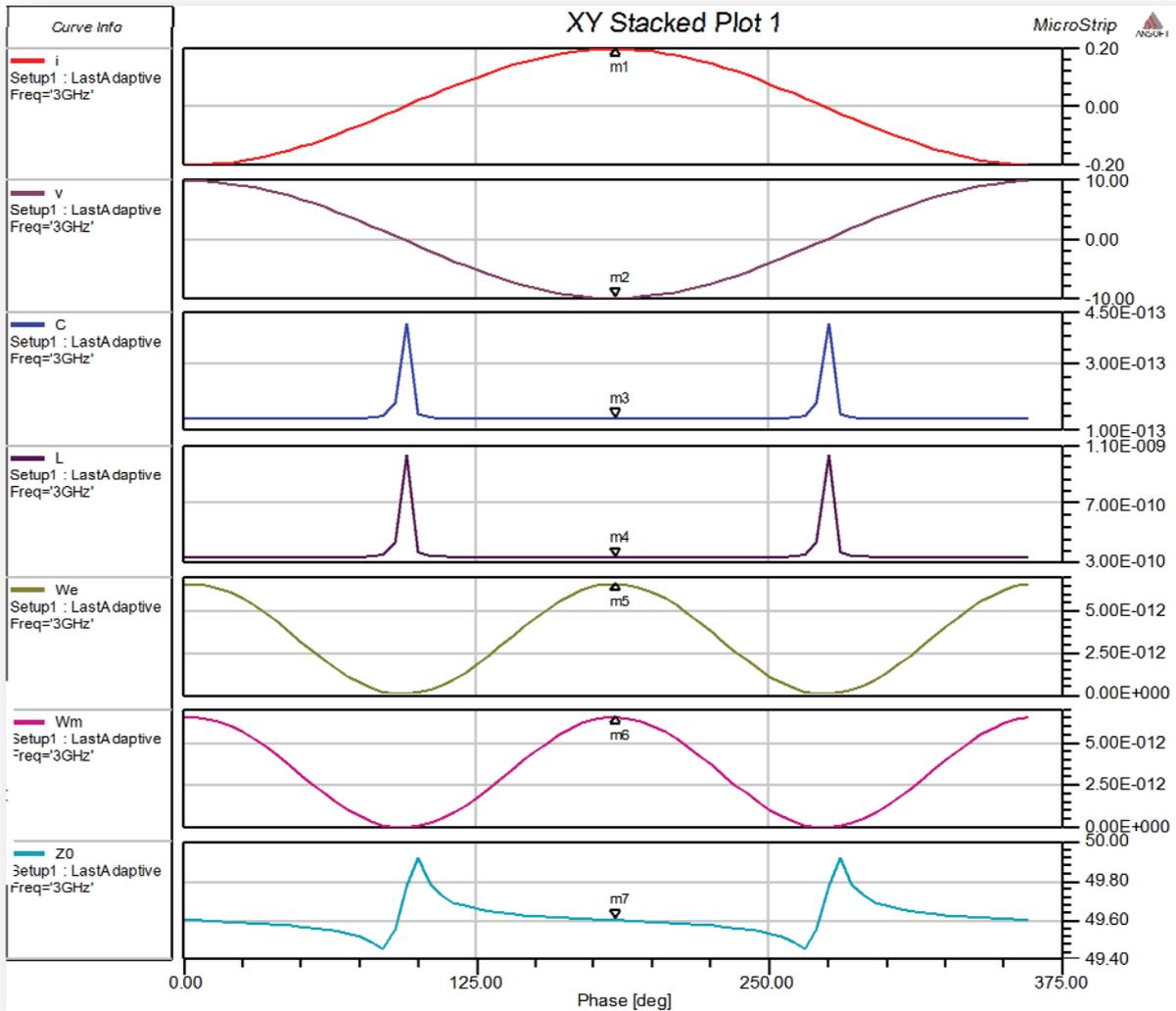


Figure 7-4 (i) : courant électrique en Ampères, (v) : tension électrique en Volts, (We, Wm) : énergie électrique et magnétique en Joules, (C, L) : la capacitance et l'inductance de longueur de la ligne de transmission triplaques pour une épaisseur de conducteur t égale à 1 μm .

Une comparaison pour Z_0 a été faite à l'aide de *ADS LinCalc* et de *HFSS Field Calculator* et les résultats sont proches comme il est illustré dans le Tableau 7-2.

Tableau 7-2 Valeurs de Z_0 en fonction de l'épaisseur t .

t	ADS LinCalc	HFSS Field Calculator
0.001	49.82	49.600
0.005	49.626400	48.678
0.025	48.773900	48.485
0.100	46.101700	45.406
0.500	35.101500	34.768

7.2 Lignes de Transmission Hyperfréquences en Utilisant des Conducteurs de Section Droite Circulaire et Rectangulaire

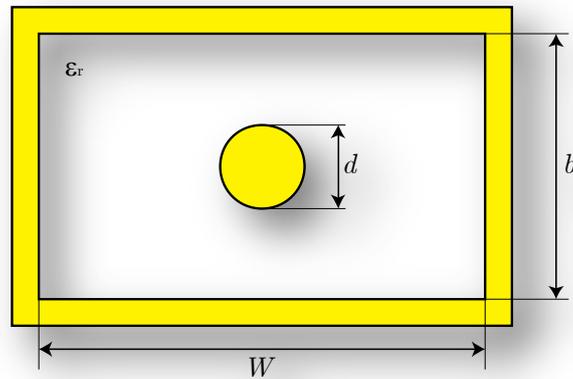


Figure 7-5 Section droite d'une ligne de transmission hyperfréquence (Rectangular Slab-Line). ϵ_r est la constante diélectrique remplissant l'intérieur de la ligne.

7.2.1 Modèle Théorique

Selon les deux références Lin et Chung* et Crsital†, on trouve une expression analytique pour les valeurs minimales et maximales de l'impédance caractéristique

$$Z_0|_{\max} = \frac{59.952}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln U$$

$$Z_0|_{\min} = \frac{59.952}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln L$$

$$U^2 = \frac{1 + cn^2 \left\{ \left(d / \sqrt{2b} \right) K(0.707107, 1/\sqrt{2}) \right\}}{1 - cn^2 \left\{ \left(d / \sqrt{2b} \right) K(0.707107, 1/\sqrt{2}) \right\}}$$

$$L^2 = \frac{1 + cn^2 \left\{ \left(d / \sqrt{b} \right) K(0.707107, 1/\sqrt{2}) \right\}}{1 - cn^2 \left\{ \left(d / \sqrt{b} \right) K(0.707107, 1/\sqrt{2}) \right\}}$$

* Lin, W-G. et Chung, S-L., "A new Method of Calculating the Characteristic Impedances of transmission Lines".

† Cristal, E. G., "characteristic impedance of coaxial lines of circular inner and rectangular outer conductors," Proc. I.E.E.E., 52, 1265-1266, Oct., 1964.

"cn" représente la fonction Jacobéenne elliptique, K est l'intégrale elliptique complète du 1^{er} type. Les deux fonctions sont déjà disponibles dans Matlab© sous les noms :

7.2.2 Résultats de simulation en fonction des données théoriques

D'après Gunston*, on trouve un modèle théorique et on a choisi les paramètres $W = 20$ mm, $b = 10$ mm. On fait varier le diamètre du conducteur central d de $0.05b \rightarrow 0.9b$ afin de comparer les valeurs de l'impédance caractéristique théorique et celle obtenue à l'aide de l'outil *HFSS Field Calculator*. Des résultats presque identiques ont été trouvés et ils sont donnés dans le Tableau 7-3 et les courbes concernées sont dans la Figure 7-6.

Tableau 7-3 Résultats de simulation à l'aide de l'outil *HFSS Field Calculator* en fonction des données théoriques*.

d/b	Z_0 (Ohms)	
	HFSS Field Calculator	Théorique
0.05	193.64	193.92
0.1	152.08	152.81
0.2	110.52	110.83
0.3	86.19	86.82
0.4	68.89	68.94
0.5	55.39	56.17
0.6	44.21	44.23
0.7	34.48	34.62
0.8	25.52	25.6
0.9	16.44	16.49

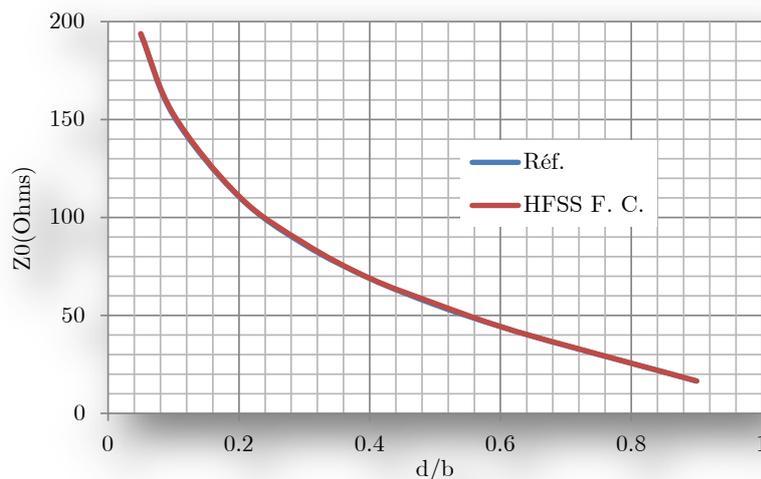


Figure 7-6 Résultats graphiques de simulation à l'aide de l'outil *HFSS Field Calculator* comparés aux données théoriques*.

* A. R. Gunston, *Microwave Transmission-Line Impedance Data*: Noble Pub., 1997.

7.2.3 Calcul étape-par-étape dans HFSS

On commence par choisir le type de solution: HFSS→Solution Type... →Driven Modal→Ok. Ensuite, on entre les variables ; d : diamètre du conducteur central, w : largeur du guide, b : hauteur du guide, et p : longueur du guide. En faisant : HFSS→Design Properties... . La Figure 7-7 sera affichée afin de saisir les variables.

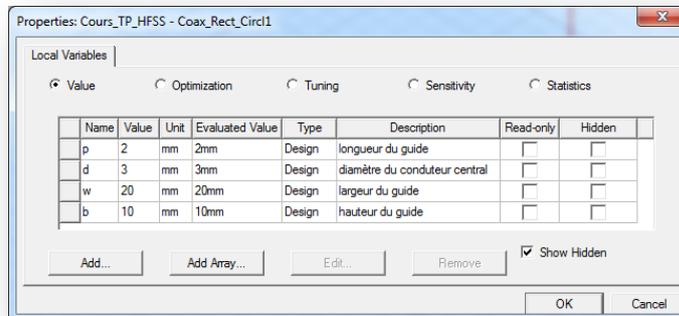


Figure 7-7 Les variables pour la discription de la ligne de transmission choisie.

7.2.4 Création du modèle

7.2.4.1 Conducteur central (Inner)

Draw→Cylinder. On trouve l’interface représenté par la Figure 7-8

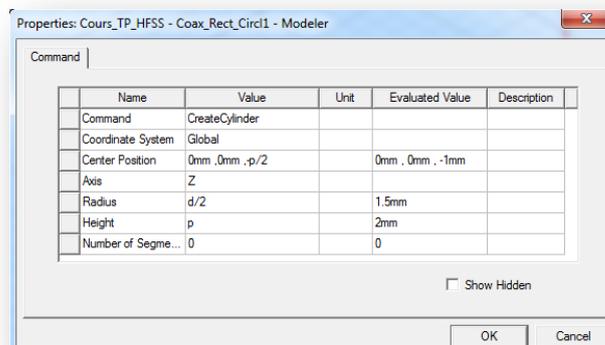


Figure 7-8 Création du conducteur central avec ses paramètres.

Après avoir sélectionné l’objet créé, i.e., « Inner » faire Modeler→Assign Material... et choisir PEC (ce qui veut dire un Conducteur Electrique Parfait).

7.2.4.2 Le Guide (Dielectric)

Draw→Box. On trouve l’interface représenté par la Figure 7-9.

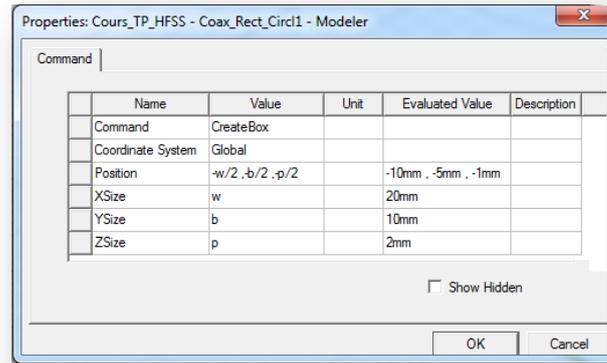


Figure 7-9 Création du guide avec ses paramètres.

Sélectionner l'objet créé, i.e., « Diélectrique » et faire **Modeler**→**Assign Material...** et choisir *Vaccum*.

7.2.4.3 Ligne de calcul du courant (i-line)

C'est une ligne fermée ne touchant pas les deux conducteurs et positionnée entre eux et dans le plan latéral. Pour la facilité, on prend un cercle.

Draw→**Circle**. On choisit le centre (0,0,0) et le rayon de « $(b+d)/4$ »* et le normal est l'axe z.

7.2.4.4 Ligne de calcul de la tension (v-line)

C'est une ligne non-fermée touchant les deux conducteurs et positionnée entre eux et dans le plan latéral. Pour la facilité, on prend une ligne droite.

Draw→**Line**. On choisit le 1^{er} point : « 0mm, $d/2$, 0mm » et le 2^{ème} point : « 0mm, $b/2$, 0mm ».

7.2.4.5 Soustraire le conducteur central du guide

Après avoir sélectionné d'abord le guide (*Dielectric*) et ensuite l'objet (*Inner*) qui représente le conducteur central, faire : **Modeler**→**Boolean**→**Subtract...**

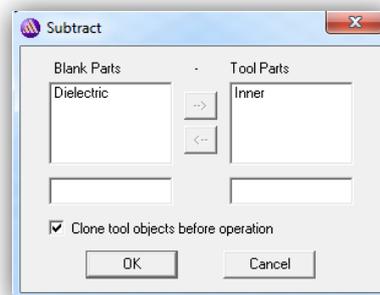


Figure 7-10 Interface graphique permettant d'effectuer l'opération booléenne soustraire.

* La ligne i-line est située à la même distance du conducteur central et des deux parois les plus proches du guide.

Il ne faut pas oublier de cocher le case vue sur la Figure 7-10 qui permet de copier le conducteur central avant de faire l'opération booléenne.

7.2.5 Conditions aux limites

Cliquer sur n'importe quel objet dans la fenêtre de design et taper la lettre «F» ce qui signifie qu'on est capable de choisir des surfaces et non l'objet entier.

On sélectionne les 4 parois latérales du guide et on les définit comme *PEC*, Figure 7-11(a). Et les deux faces transverses du guide ont été choisies comme des *WavePorts*, Figure 7-11(b).

HFSS→Boundaries→Assigne→Perfect E→Ok.

HFSS→Excitations→Assigne→Wave Port→Next→Next→Finish.

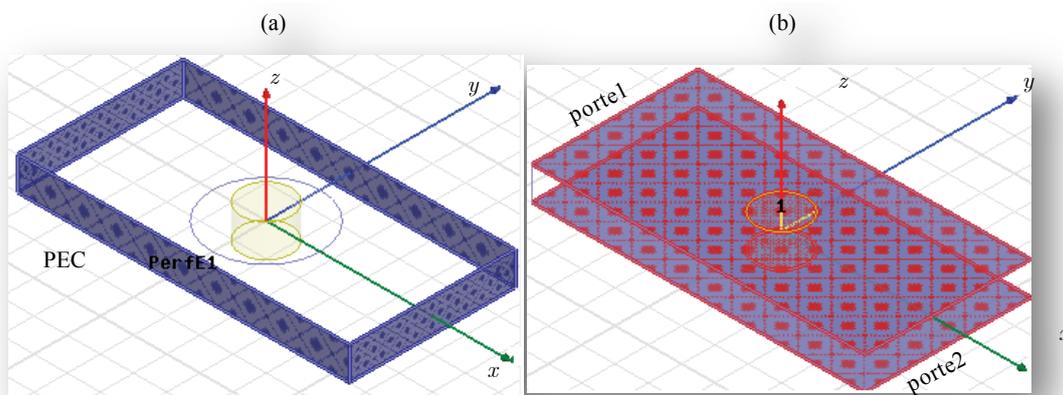


Figure 7-11 Conditions aux limites de la structure (a). Excitation des portes (b).

7.2.6 Analyse

HFSS→Analysis Setup→Add Solution Setup...

Mettre la valeur de 3 G GHz dans le champ « *Solution Frequency* », la valeur de 6 dans le champ « *Maximum Number of Passes* » et la valeur de 0.01 dans le champ « *Maximum delta s* ». Cliquer ensuite le bouton *Ok*.

On ajoute maintenant une autre analyse paramétrique afin de balayer le paramètre « *d* », le diamètre du conducteur central de $0.1b \rightarrow 0.9b$. Soit :

HFSS→Optimetric Analysis→Add Parametric...

Dans l'onglet *Sweep Definitions* on ajoute le paramètre « *d* » et on lui assigne les bonnes valeurs, i.e., *Add-Variable:d-Linear step-Start:1mm, Stop:9mm, Step:1mm* →*Add-Ok*.

Dans l'onglet « *options* », cocher le case « *Save Fields and Meshs* ». On clique *Ok* pour fermer cette interface.

HFSS→Analyse All. Afin de résoudre.

7.2.7 Calcul de Z0 à l'aide de l'outil HFSS

Les étapes à suivre sont les mêmes employées ci-avant dans ce document pour la ligne triplée. Il faut d'abord calculer la tension et le courant électriques, après on calcule

l'énergie magnétique et électrique et enfin, on calcule la capacitance, l'inductance linéique et après l'impédance caractéristique.

7.3 Calcul du Facteur de Qualité d'une Cavité Résonnante à l'Aide de l'Outil HFSS Field Calculator

7.3.1 Description de la Structure

Afin d'évaluer le facteur de qualité d'une cavité métallique avec *HFSS Field Calculator*, on considère une cavité rectangulaire connectée à deux guides identiques de type *WR90*. La Figure 7-12 contient 3 vues de cette structure résonnante, vue de haut, de face et une vue tridimensionnelle juste pour la partie $y > 1$.

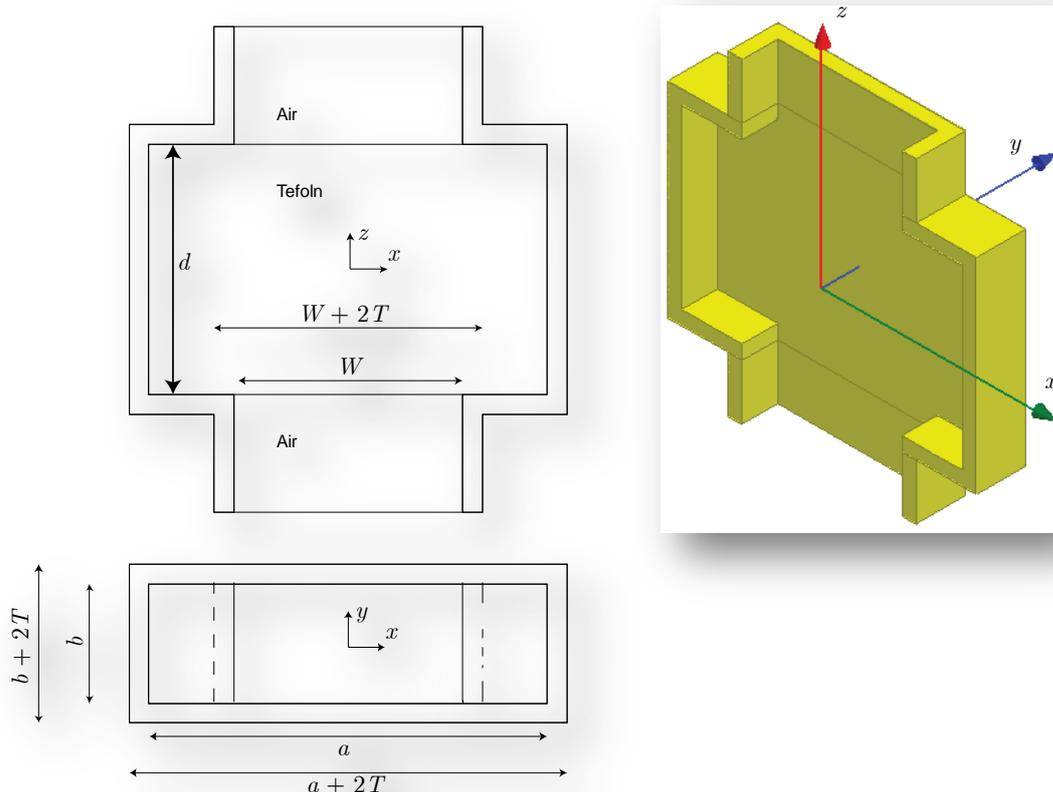


Figure 7-12 Cavité en guide rectangulaire connecté à un guide d'onde rectangulaire de type *WR90*.

On simule cette cavité afin de réaliser un filtre passe-bande* pour la fréquence de 10 GHz. La cavité est remplie par du téflon dont la constante diélectrique est égale à 2.1 et la tangente de l'angle des pertes est 0.001.

* C'est un filtre de 2nd ordre car il possède une seule cavité avec deux plans de discontinuités.

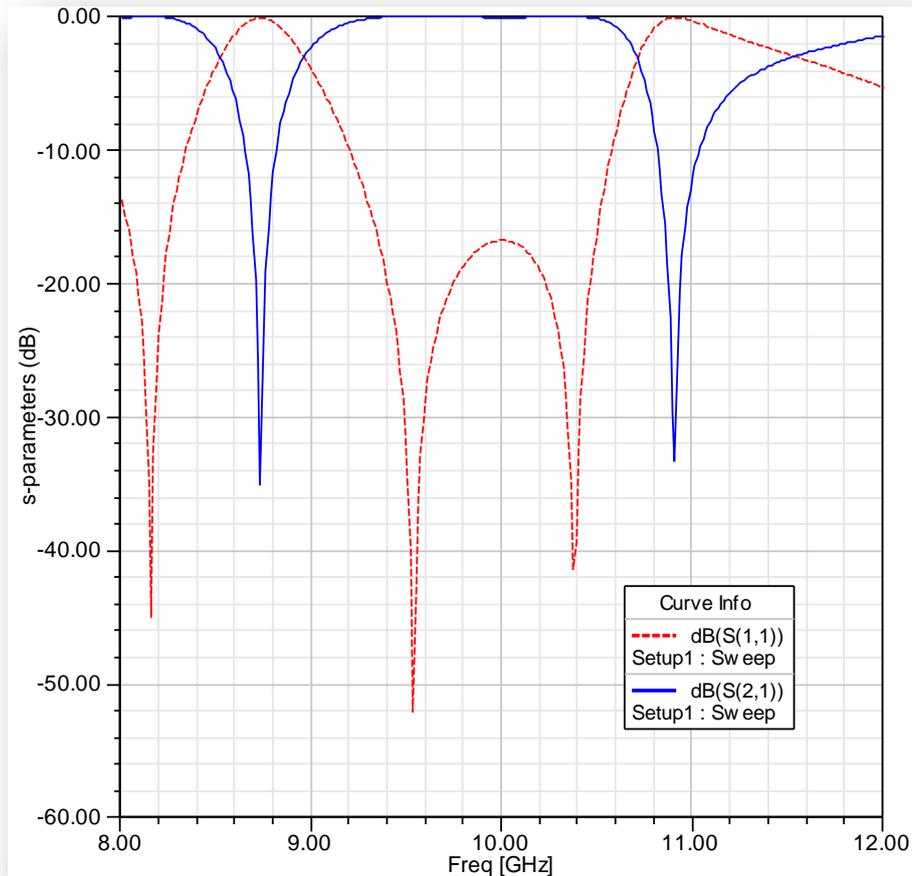


Figure 7-13 Réflexion et transmission du filtre passe-bande.

La largeur de cette cavité est $a = 40$ mm et sa longueur $d = 25.5$ mm . La largeur du guide est $W = 22.86$ mm et la hauteur de toute la structure est $b = 10.16$ mm. L'épaisseur du Cuivre est $T = 2$ mm . Après la simulation, la transmission et la réflexion sont données par la Figure 7-13 où on voit que les pertes d'insertion sont minimales autour de la fréquence 10 GHz, en même temps que la transmission prend sa valeur maximale autour de - 0.15 dB.

7.3.2 Pertes Métalliques

La résistance de surface est donnée par :

$$R_s = \frac{1}{\sigma \delta} = \sqrt{\frac{\pi f \mu}{\sigma}}$$

Les métaux les plus utilisés pour la fabrication des cavités en guides d'ondes sont indiqués dans le Tableau 7-4 avec les valeurs correspondantes de la conductivité, l'effet de peau et la résistance de surface. Pour le Cuivre et pour une température ambiante de 300 K à la fréquence de 10 GHz, on peut dire que $R_s = 0.0261$ Ohms.

Tableau 7-4 Conductivité, effet de peau et résistivité de surface des métaux courants* .

	température (K)	Conductivité σ (S/m)	Effet de peau δ (m)	Résistance de surface R_s (Ω)
Argent	300	6.17×10^7	$0.0642 / \sqrt{f}$	$2.52 \times 10^{-7} \sqrt{f}$
Aluminium	300	3.72×10^7	$0.0826 / \sqrt{f}$	$3.26 \times 10^{-7} \sqrt{f}$
Bronze	300	1.57×10^7	$0.127 / \sqrt{f}$	$5.01 \times 10^{-7} \sqrt{f}$
Cuivre	300	5.80×10^7	$0.066 / \sqrt{f}$	$2.61 \times 10^{-7} \sqrt{f}$
Cuivre	77	18.00×10^7	$0.037 / \sqrt{f}$	$1.50 \times 10^{-7} \sqrt{f}$

Le facteur de qualité est donné par :

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_d}$$

$Q_d = \frac{1}{\tan \delta}$, c'est le facteur de qualité associé aux pertes diélectriques.

$Q_c = \frac{\omega_0 \times (\text{énergie dans la cavité})}{\text{puissance moyenne dissipé}} = \frac{\omega_0 U}{W_L}$, est le facteur de qualité associé aux pertes métalliques.

$$U = U_e + U_m = 2U_e = 2U_m$$

$$U_e = \frac{1}{2} \iiint_{\text{Volume}} \epsilon E^2 .dv$$

$$W_L = \frac{R_s}{2} \iint_{\text{mur}} |\mathbf{n} \times \mathbf{H}|^2 .ds ,$$

Pour tous les murs de la cavité.

7.3.3 Calcul de l'énergie électrique dans la cavité (U_e)

On a appelé l'objet, dans le modèle HFSS qui représente la cavité remplie par du téflon, *Cavity*.

Opération à faire	Valeur vu dans le Stack du Calculator	Commentaire
Mag_E →Copy to stack	Scl : Mag_E	Valeur scalaire du champ électrique.
Number... →Taper 2→Ok	Scl : 2	nombre
Pow	Scl : Pow(Mag_E, 2)	Amplitude du champ électrique au carré.
Geometry... →Volume→Cavity	Vol : Volume(Cavity)	L'ensemble des points sur

* S. Ramo, J. R. Whinnery, and T. Van Duzer, *Fields and Waves in Communication Electronics*: John Wiley & Sons, 1994.

→Ok		laquelle on doit effectuer l'intégral.
∫	Scl : Integrate(Volume(Cavity), Pow(Mag_E, 2))	Intégrer sur le volume prédéfini.
Number...→Taper 2.1→Ok	Scl : 2.1	nombre: ϵ_r du téflon.
Number...→Taper 0.5→Ok	Scl : 0.5	nombre
Constant→Epsi0	Scl : 8.854187817E-012	La permittivité
→→*	Scl : *(Integrate(Volume(Cavity), Pow(Mag_E, 2)), 9.2969E-012)	Multiplier la valeur de l'intégral par ϵ_0 et par 0.5
Add...→(taper "U_e")→Ok		Ajouter "U_e" à la liste "Named Expressions".

7.3.4 Calcul de la puissance dissipée à cause des pertes métallique (W_L)

On a créé un objet surfacique dans HFSS qui représente la surface intérieure de la cavité et on l'a appelé *Cavity_Surface*. On va d'abord préparer le vecteur unitaire normal à la surface de la cavité. Ensuite on fait son produit vectoriel avec le vecteur du champ magnétique.

L'amplitude du vecteur résultant sera prise au carré et on fait l'intégral sur la géométrie déjà appelée *Cavity_Surface*, ... comme suit :

Opération à faire	Valeur vu dans le Stack du Calculator	Commentaire
Geometry...→Surface→Cavity_Surface→Ok	Srf : Surface(Cavity_Surface)	L'ensemble des points qui représente la surface de la cavité.
Unit Vec→Normal	Vec : SurfaceNormal	Vecteur unitaire normal à la surface de la cavité ; \mathbf{n}
Vector_H→Copy to stack	Vec : Vector_H	Valeur vectorielle du champ magnétique.
Cross	Vec : Cross(SurfaceNormal, Vector_H)	$\mathbf{n} \times \mathbf{H}$; c'est un vecteur tangentiel à la surface de la cavité.
Mag	Scl : Mag(Cross(SurfaceNormal, Vector_H))	L'amplitude du vecteur ($\mathbf{n} \times \mathbf{H}$)
Number...→Taper 2→Ok	Scl : 2	nombre
Pow	Scl : Pow(Mag(Cross(SurfaceNormal, Vector_H)), 2)	L'amplitude du vecteur ($\mathbf{n} \times \mathbf{H}$) au carré.
Geometry...→Surface→Cavity_Surface→Ok	Srf : Surface(Cavity_Surface)	L'ensemble des points qui représente la surface de la cavité.
∫	Scl : Integrate(Surface(Cavity_Surface), Pow(Mag(Cross(SurfaceNormal, Vector_H)), 2))	$\iint_{Cavity_Surface} \mathbf{n} \times \mathbf{H} ^2 .ds$
Number...→Taper 2→Ok	Scl : 0.0261	La résistance de surface du Cuivre pour la température 300 K et pour la fréquence 10 GHz.
Number...→Taper 2→Ok	Scl : 0.5	nombre

->	Scl : *(Integrate(Surface(Cavity_Surface), Pow(Mag(Cross(SurfaceNormal, Vector_H)), 2)), 0.01305)	$\frac{R_s}{2} \iint_{\text{Cavity_Surface}} \mathbf{n} \times \mathbf{H} ^2 .ds$
Add...->(taper "W_L")->Ok		Ajouter "W_L" à la liste "Named Expressions".

7.3.5 Calcul de (Q_d)

On a déjà dit que Q_d représente le facteur de qualité dû aux pertes diélectriques ; Q_d=1/tanδ.

Opération à faire	Valeur vu dans le Stack du Calculator	Commentaire
Number...->Taper 1000->Ok	Scl : 1000	L'inverse de la tangente de l'angle des pertes : tanδ
Add...->(taper "Q_d")->Ok		Ajouter "Q_d" à la liste "Named Expressions".

7.3.6 Calcul de (Q_c)

Opération à faire	Valeur vu dans le Stack du Calculator	Commentaire
U_e->Copy to stack	Scl : U_e	L'énergie électrique dans la cavité.
Number...->Taper 2->Ok	Scl : 2	nombre
*	Scl : *(U_e, 2)	Deux fois U_e
Function->Freq	Scl : Freq	La fréquence (f)
Constant->Pi	Scl : 3.14159265358979	La constante (π)
Number...->Taper 2->Ok	Scl : 2	nombre
->->*	Scl : (*(U_e, 2), *(Freq, 6.28318530717959))	$\omega_0 U$; L'énergie électromagnétique dans la cavité.
W_L->Copy to stack	Scl : W_L	Puissance dissipée à cause des pertes métalliques.
/	Scl : *(Integrate(Surface(Cavity_Surface), Pow(Mag(Cross(SurfaceNormal, Vector_H)), 2)), 0.01305)	$Q_c = \frac{\omega_0 U}{W_L}$
Add...->(taper "Q_c")->Ok		Ajouter "Q_c" à la liste "Named Expressions".

7.3.7 Calcul de (Q)

Opération à faire	Valeur vu dans le Stack du Calculator	Commentaire
Q_d->Copy to stack	Scl : Q_d	Facteur de qualité dû aux pertes diélectriques.
1/x	Scl : 1/(Q_d)	L'inverse de Q_d.
Q_c->Copy to stack	Scl : Q_c	Facteur de qualité dû aux pertes métalliques.

$1/x$	Scl : $1/(Q_c)$	L'inverse de Q_c .
+	Scl : $+(1/(Q_d), 1/(Q_c))$	La somme des inverses.
$1/x$	Scl : $1/(+(1/(Q_d), 1/(Q_c)))$	Q : la facteur de qalité.
Add... →(tapper « Q »)		Ajouter « Q » à la liste "Named Expressions".

7.3.8 Résultats de la simulation

Les valeurs nécessaires pour évaluer le facteur de qualité sont trouvées par la simulation dans la Figure 7-14

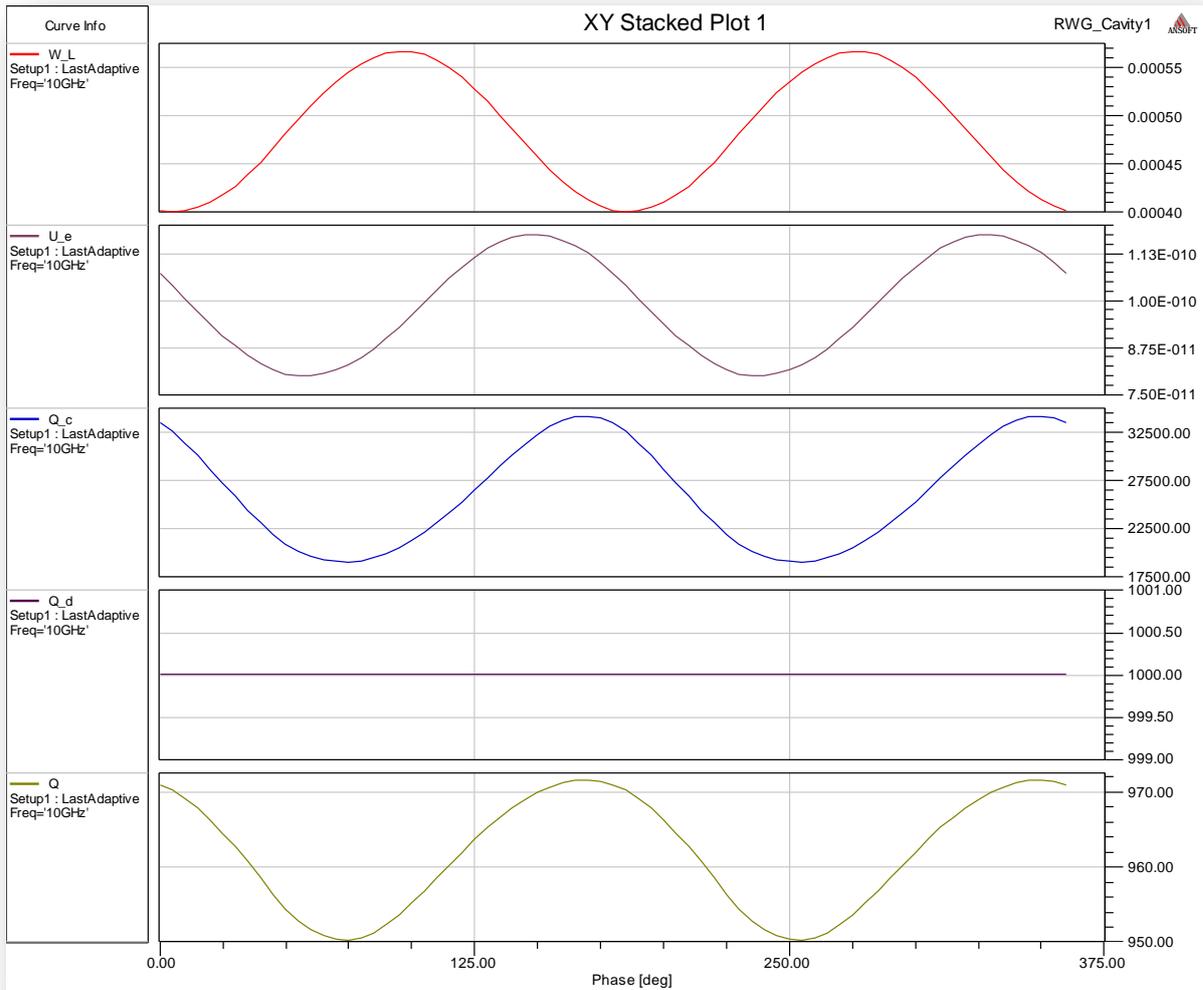


Figure 7-14 (W_L) : Puissance dissipée à cause des pertes métalliques, (U_e) : Energie électrique dans la cavité, (Q_c) : Facteur de qualité associé aux pertes métalliques, (Q_d) : Facteur de qualité associé aux pertes diélectriques, (Q) : Facteur de qualité.

Annexe B

Génération d'une Bibliothèque des Composantes Sphériques des Champs Électromagnétiques dans *Ansoft HFSS*

8.1 Introduction

Dans HFSS, on peut tracer les champs électromagnétiques dans leur format scalaire; i.e., l'amplitude ou bien en format vectoriel. On donne ici le code nécessaire afin de construire une bibliothèque à importer dans HFSS et exactement dans l'application *HFSS-Field-Calculator*. Le principe est de trouver les vecteurs unitaires dans le système de coordonnées qu'on recherche. Un système des coordonnées sphériques, comme il est vu sur la Figure 8-1, est très utilisé pour résoudre des problèmes de rayonnement électromagnétique et surtout pour les antennes et pour des ouvertures dans les guides d'ondes.

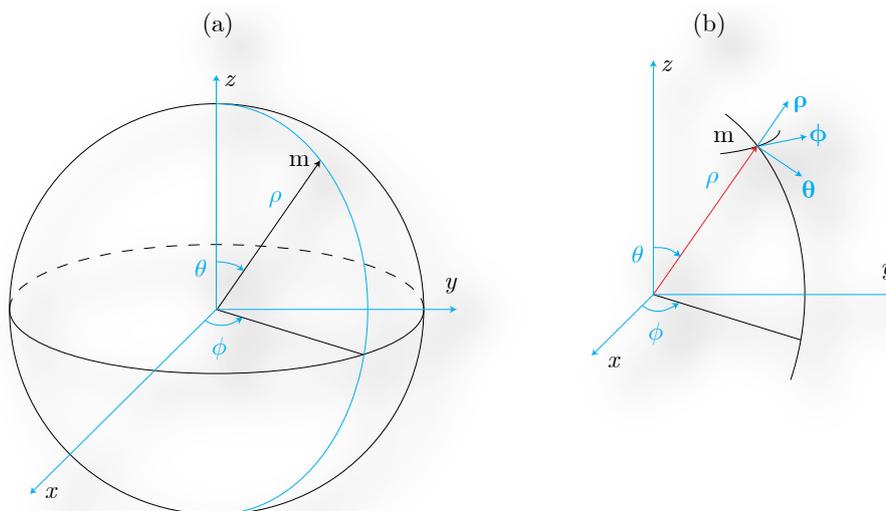


Figure 8-1 (a) : Système de coordonnées sphériques. (b) : les trois vecteurs unitaires dans le point d'observation m .

On doit d'abord construire les trois vecteurs unitaires de ce système selon la relation suivante

$$\begin{bmatrix} \hat{\rho} \\ \hat{\theta} \\ \hat{\phi} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin \theta \cos \phi & \sin \theta \sin \phi & \cos \theta \\ \cos \theta \cos \phi & \cos \theta \sin \phi & \sin \theta \\ -\sin \phi & \cos \phi & 0 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \hat{i} \\ \hat{j} \\ \hat{k} \end{bmatrix} \quad (\text{B.1})$$

Dans la 2^{ème} étape, on extrait les trois composantes scalaires cartésiennes du champ électrique $E_x, E_y,$ et E_z . En fonction de ces trois scalaires, les trois composantes scalaires sphériques peuvent s'écrire comme :

$$\begin{bmatrix} E_\rho \\ E_\theta \\ E_\phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin \theta \cos \phi & \sin \theta \sin \phi & \cos \theta \\ \cos \theta \cos \phi & \cos \theta \sin \phi & \sin \theta \\ -\sin \phi & \cos \phi & 0 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (\text{B.2})$$

En fin, les trois composantes vectorielles du champ électrique dans le système de coordonnées sphériques sont données par :

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_\rho \\ \mathbf{E}_\theta \\ \mathbf{E}_\phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{\rho}E_\rho \\ \hat{\theta}E_\theta \\ \hat{\phi}E_\phi \end{bmatrix} \quad (\text{B.3})$$

La Figure 8-2 montre le diagramme de flux qui illustre les étapes à faire dans l'application HFSS-Field-Calculator pour trouver les trois composantes vectorielles du champ électrique dans le système des coordonnées sphériques.

8.2 Diagramme de Flux du Calcul Sphérique

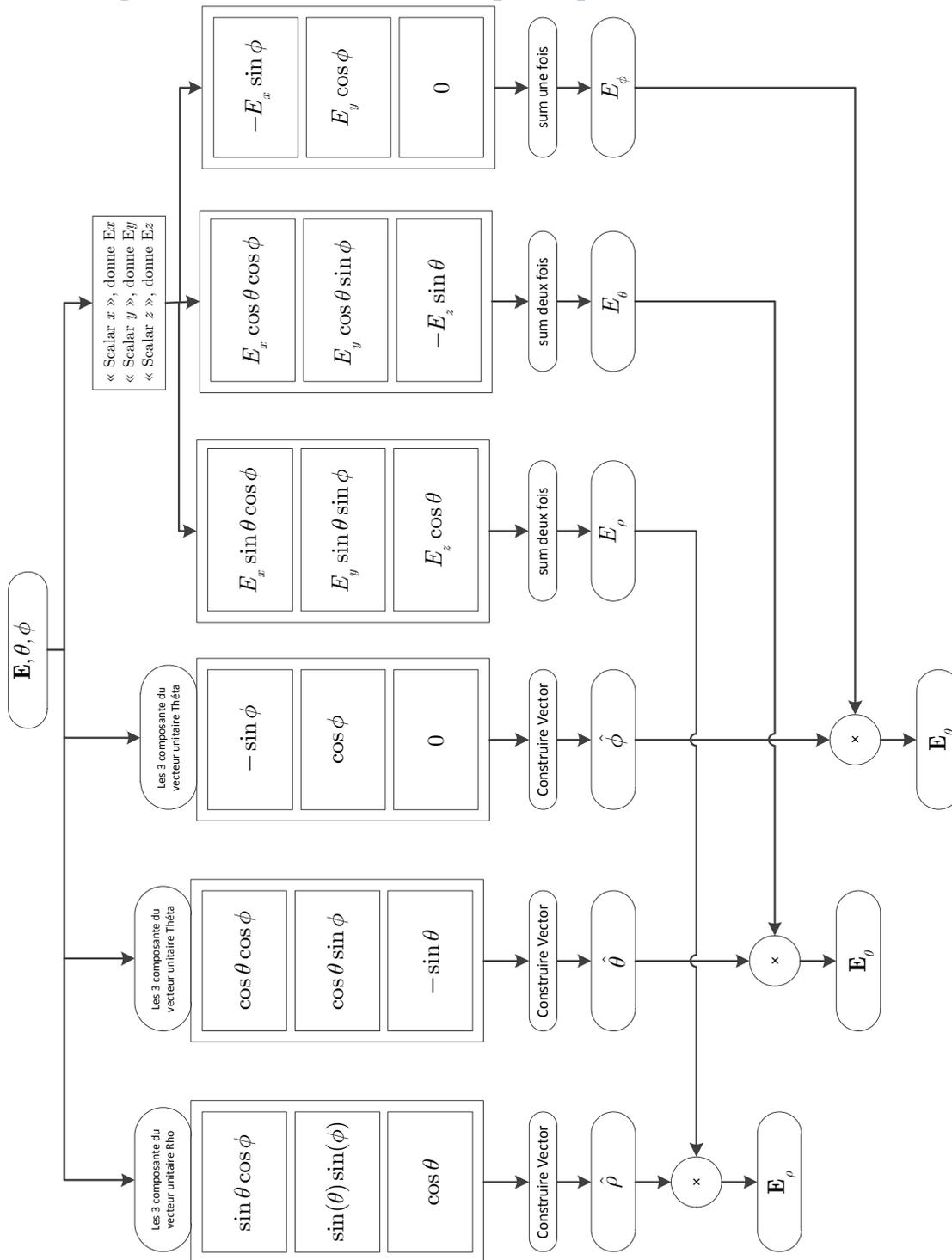


Figure 8-2 Diagramme de flux à utiliser dans *HFSS* afin de trouver les trois composantes vectorielles du champ électrique dans un système des coordonnées sphériques.

8.3 Code du Calcul Sphérique dans HFSS

Le Code nécessaire réalisé pour profiter des coordonnées sphériques dans HFSS, nous donne :

expression	Type	commentaire
<code>E_rho</code>	scalaire	Composante selon ρ du champ électrique
<code>E_phi</code>	Scalaire	Composante selon ϕ du champ électrique
<code>E_theta</code>	Scalaire	Composante selon θ du champ électrique
<code>Vector_E_rho</code>	Vecteur	Composante selon ρ du champ électrique
<code>Vector_E_phi</code>	Vecteur	Composante selon ϕ du champ électrique
<code>Vector_E_theta</code>	Vecteur	Composante selon θ du champ électrique
<code>Vector_E_spherical</code>	Vecteur	Champ électrique (c'est le même 'Vector_E')
<code>Mag_E_spherical</code>	Scalaire	Champ électrique (c'est le même 'Mag_E')

```

$begin 'Named_Expression'
  Name('E_phi')
  Expression('+(*(Neg(Sin(PHI)), ScalarX(Vector_E)), *(Cos(PHI),
ScalarY(Vector_E)))')
  Scalar_Function(FuncValue='PHI')
  Operation('UMathFunc', 'Sin')
  Operation('Neg')
  NameOfExpression('Vector_E')
  Operation('ScalarX')
  Operation('*')
  Scalar_Function(FuncValue='PHI')
  Operation('UMathFunc', 'Cos')
  NameOfExpression('Vector_E')
  Operation('ScalarY')
  Operation('*')
  Operation('+')
$end 'Named_Expression'
$begin 'Named_Expression'
  Name('E_rho')
  Expression('+(*(*(Sin(THETA), Cos(PHI)), ScalarX(Vector_E)),
+(*(Cos(THETA), ScalarZ(Vector_E)), *(*(Sin(PHI), Sin(THETA)),
ScalarY(Vector_E))))')
  Scalar_Function(FuncValue='THETA')
  Operation('UMathFunc', 'Sin')
  Scalar_Function(FuncValue='PHI')
  Operation('UMathFunc', 'Cos')
  Operation('*')
  NameOfExpression('Vector_E')
  Operation('ScalarX')
  Operation('*')
  Scalar_Function(FuncValue='THETA')
  Operation('UMathFunc', 'Cos')
  NameOfExpression('Vector_E')
  Operation('ScalarZ')
  Operation('*')
  Scalar_Function(FuncValue='PHI')
  Operation('UMathFunc', 'Sin')
  Scalar_Function(FuncValue='THETA')
  Operation('UMathFunc', 'Sin')
  Operation('*')
  NameOfExpression('Vector_E')
  Operation('ScalarY')

```

```

    Operation('*')
    Operation('+')
    Operation('+')
$end 'Named_Expression'
$begin 'Named_Expression'
    Name('E_theta')
    Expression('+(*(Neg(Sin(THETA)), ScalarZ(Vector_E)), +(*(Cos(THETA),
Sin(PHI)), ScalarY(Vector_E)), *(Cos(PHI), Cos(THETA)),
ScalarX(Vector_E)))')
    Scalar_Function(FuncValue='THETA')
    Operation('UMathFunc', 'Sin')
    Operation('Neg')
    NameOfExpression('Vector_E')
    Operation('ScalarZ')
    Operation('*')
    Scalar_Function(FuncValue='THETA')
    Operation('UMathFunc', 'Cos')
    Scalar_Function(FuncValue='PHI')
    Operation('UMathFunc', 'Sin')
    Operation('*')
    NameOfExpression('Vector_E')
    Operation('ScalarY')
    Operation('*')
    Scalar_Function(FuncValue='PHI')
    Operation('UMathFunc', 'Cos')
    Scalar_Function(FuncValue='THETA')
    Operation('UMathFunc', 'Cos')
    Operation('*')
    NameOfExpression('Vector_E')
    Operation('ScalarX')
    Operation('*')
    Operation('+')
    Operation('+')
$end 'Named_Expression'
$begin 'Named_Expression'
    Name('Vector_E_phi')
    Expression('*(+(VecY(Cos(PHI)), VecX(Neg(Sin(PHI)))),
+(*(Neg(Sin(PHI)), ScalarX(Vector_E)), *(Cos(PHI), ScalarY(Vector_E))))')
    Scalar_Function(FuncValue='PHI')
    Operation('UMathFunc', 'Cos')
    Operation('VecY')
    Scalar_Function(FuncValue='PHI')
    Operation('UMathFunc', 'Sin')
    Operation('Neg')
    Operation('VecX')
    Operation('+')
    Scalar_Function(FuncValue='PHI')
    Operation('UMathFunc', 'Sin')
    Operation('Neg')
    NameOfExpression('Vector_E')
    Operation('ScalarX')
    Operation('*')
    Scalar_Function(FuncValue='PHI')
    Operation('UMathFunc', 'Cos')
    NameOfExpression('Vector_E')
    Operation('ScalarY')
    Operation('*')
    Operation('+')
    Operation('*')
$end 'Named_Expression'
$begin 'Named_Expression'

```

```

Name('Vector_E_rho')
Expression('*(+(VecZ(Cos(THETA)), +(VecY(*(Sin(PHI), Sin(THETA))),
VecX(*(Sin(THETA), Cos(PHI))))), +(*(Sin(THETA), Cos(PHI)),
ScalarX(Vector_E)), +(Cos(THETA), ScalarZ(Vector_E)), *(Sin(PHI),
Sin(THETA)), ScalarY(Vector_E))))')
Scalar_Function(FuncValue='THETA')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
Operation('VecZ')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Scalar_Function(FuncValue='THETA')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Operation('*')
Operation('VecY')
Scalar_Function(FuncValue='THETA')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
Operation('*')
Operation('VecX')
Operation('+')
Operation('+')
Scalar_Function(FuncValue='THETA')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
Operation('*')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarX')
Operation('*')
Scalar_Function(FuncValue='THETA')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarZ')
Operation('*')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Scalar_Function(FuncValue='THETA')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Operation('*')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarY')
Operation('*')
Operation('+')
Operation('+')
Operation('*')
$end 'Named_Expression'
$begin 'Named_Expression'
Name('Vector_E_spherical')
Expression('*(+(VecY(*(Cos(THETA), Sin(PHI))), +(VecX(*(Cos(PHI),
Cos(THETA))), VecZ(Neg(Sin(THETA))))), +*(Neg(Sin(THETA)),
ScalarZ(Vector_E)), +(*(Cos(THETA), Sin(PHI)), ScalarY(Vector_E)),
*(Cos(PHI), Cos(THETA)), ScalarX(Vector_E))))), +*(+(VecZ(Cos(THETA)),
+(VecY(*(Sin(PHI), Sin(THETA))), VecX(*(Sin(THETA), Cos(PHI))))),
+(*(Sin(THETA), Cos(PHI)), ScalarX(Vector_E)), +(Cos(THETA),
ScalarZ(Vector_E)), *(Sin(PHI), Sin(THETA)), ScalarY(Vector_E))))),
+*(VecY(Cos(PHI)), VecX(Neg(Sin(PHI))), +*(Neg(Sin(PHI)),
ScalarX(Vector_E)), *(Cos(PHI), ScalarY(Vector_E))))))')
Scalar_Function(FuncValue='THETA')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')

```

```

Operation('UMathFunc', 'Sin')
Operation('*')
Operation('VecY')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
Scalar_Function(FuncValue='THETA')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
Operation('*')
Operation('VecX')
Scalar_Function(FuncValue='THETA')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Operation('Neg')
Operation('VecZ')
Operation('+')
Operation('+')
Scalar_Function(FuncValue='THETA')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Operation('Neg')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarZ')
Operation('*')
Scalar_Function(FuncValue='THETA')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Operation('*')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarY')
Operation('*')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
Scalar_Function(FuncValue='THETA')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
Operation('*')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarX')
Operation('*')
Operation('+')
Operation('+')
Operation('*')
Scalar_Function(FuncValue='THETA')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
Operation('VecZ')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Scalar_Function(FuncValue='THETA')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Operation('*')
Operation('VecY')
Scalar_Function(FuncValue='THETA')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
Operation('*')
Operation('VecX')
Operation('+')
Operation('+')
Scalar_Function(FuncValue='THETA')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Cos')

```

```

Operation('*')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarX')
Operation('*')
Scalar_Function(FuncValue='THETA')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarZ')
Operation('*')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Scalar_Function(FuncValue='THETA')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Operation('*')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarY')
Operation('*')
Operation('+')
Operation('+')
Operation('*')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
Operation('VecY')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Operation('Neg')
Operation('VecX')
Operation('+')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Operation('Neg')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarX')
Operation('*')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarY')
Operation('*')
Operation('+')
Operation('*')
Operation('+')
Operation('+')
$end 'Named_Expression'
$begin 'Named_Expression'
  Name('Vector_E_theta')
  Expression('*(+(VecY*(Cos(THETA), Sin(PHI))), +(VecX*(Cos(PHI),
Cos(THETA))), VecZ(Neg(Sin(THETA))))), +(* (Neg(Sin(THETA)),
ScalarZ(Vector_E)), +(* (Cos(THETA), Sin(PHI)), ScalarY(Vector_E)),
* (Cos(PHI), Cos(THETA)), ScalarX(Vector_E))))')
  Scalar_Function(FuncValue='THETA')
  Operation('UMathFunc', 'Cos')
  Scalar_Function(FuncValue='PHI')
  Operation('UMathFunc', 'Sin')
  Operation('*')
  Operation('VecY')
  Scalar_Function(FuncValue='PHI')
  Operation('UMathFunc', 'Cos')
  Scalar_Function(FuncValue='THETA')
  Operation('UMathFunc', 'Cos')
  Operation('*')

```

```

Operation('VecX')
Scalar_Function(FuncValue='THETA')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Operation('Neg')
Operation('VecZ')
Operation('+')
Operation('+')
Scalar_Function(FuncValue='THETA')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Operation('Neg')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarZ')
Operation('*')
Scalar_Function(FuncValue='THETA')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Operation('*')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarY')
Operation('*')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
Scalar_Function(FuncValue='THETA')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
Operation('*')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarX')
Operation('*')
Operation('+')
Operation('+')
Operation('*')
$end 'Named_Expression'
$begin 'Named_Expression'
  Name('Mag_E_spherical')
  Expression('Sqrt(+(Pow(+(*(Sin(THETA), Cos(PHI)), ScalarX(Vector_E)),
+(*(Cos(THETA), ScalarZ(Vector_E)), *(Sin(PHI), Sin(THETA)),
ScalarY(Vector_E))), 2), +(Pow(+*(Neg(Sin(PHI)), ScalarX(Vector_E)),
*(Cos(PHI), ScalarY(Vector_E)), 2), Pow(+*(Neg(Sin(THETA)),
ScalarZ(Vector_E)), +(*(Cos(THETA), Sin(PHI)), ScalarY(Vector_E)),
*(Cos(PHI), Cos(THETA)), ScalarX(Vector_E))), 2))))')
  Scalar_Function(FuncValue='THETA')
  Operation('UMathFunc', 'Sin')
  Scalar_Function(FuncValue='PHI')
  Operation('UMathFunc', 'Cos')
  Operation('*')
  NameOfExpression('Vector_E')
  Operation('ScalarX')
  Operation('*')
  Scalar_Function(FuncValue='THETA')
  Operation('UMathFunc', 'Cos')
  NameOfExpression('Vector_E')
  Operation('ScalarZ')
  Operation('*')
  Scalar_Function(FuncValue='PHI')
  Operation('UMathFunc', 'Sin')
  Scalar_Function(FuncValue='THETA')
  Operation('UMathFunc', 'Sin')
  Operation('*')
  NameOfExpression('Vector_E')
  Operation('ScalarY')

```

```

Operation('*')
Operation('+')
Operation('+')
Scalar_Constant(2)
Operation('Pow')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Operation('Neg')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarX')
Operation('*')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarY')
Operation('*')
Operation('+')
Scalar_Constant(2)
Operation('Pow')
Scalar_Function(FuncValue='THETA')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Operation('Neg')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarZ')
Operation('*')
Scalar_Function(FuncValue='THETA')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Operation('*')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarY')
Operation('*')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
Scalar_Function(FuncValue='THETA')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
Operation('*')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarX')
Operation('*')
Operation('+')
Operation('+')
Scalar_Constant(2)
Operation('Pow')
Operation('+')
Operation('+')
Operation('Sqrt')
$end 'Named_Expression'

```



Génération d'une Bibliothèque des Composantes Cylindriques des Champs Électromagnétiques dans *Ansoft HFSS*

9.1 Introduction

Dans HFSS, on peut tracer les champs électromagnétiques dans leur format scalaire; i.e., l'amplitude ou bien en format vectoriel. On donne ici le code nécessaire afin de construire une bibliothèque à importer dans HFSS et plus précisément dans l'application HFSS-Field-Calculator. Le principe est de trouver les vecteurs unitaires dans le système de coordonnées recherché. Un système des coordonnées cylindriques, comme il est vu sur la Figure 9-1, peut être utile pour étudier des problèmes électromagnétiques dont la propagation est guidée par des structures cylindriques comme par exemple un guide d'onde cylindrique.

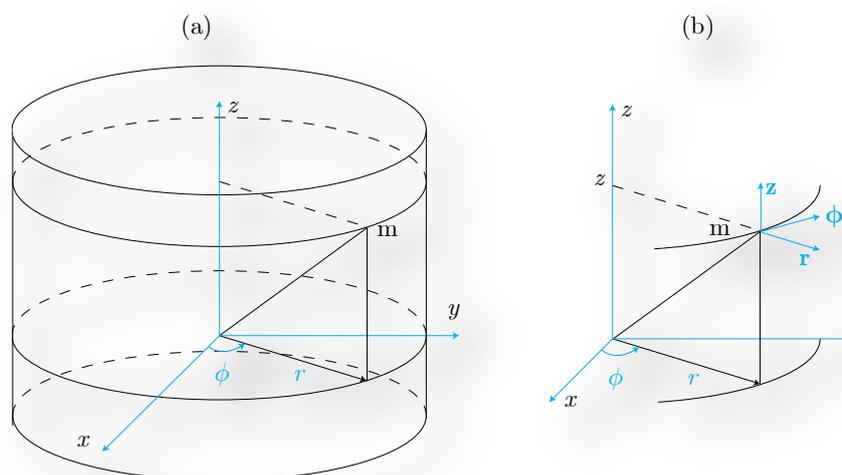


Figure 9-1 (a) : Système des coordonnées cylindrique. (b) : les trois vecteurs unitaires dans le point d'observation *m*.

On doit d'abord construire les trois vecteurs unitaires de ce système selon la relation suivante

$$\begin{bmatrix} \hat{r} \\ \hat{\phi} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \phi & \sin \phi \\ -\sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \hat{i} \\ \hat{j} \end{bmatrix} \tag{C.1}$$

Dans une 2^{ème} étape, on extrait les trois composantes scalaires cartésiennes du champ électrique $E_x, E_y,$ et E_z . En fonction de ces trois scalaires, les trois composantes scalaires cylindriques peuvent s'écrire comme :

$$\begin{bmatrix} E_r \\ E_\phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \phi & \sin \phi \\ -\sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (C.2)$$

Enfin, les trois composantes vectorielles du champ électrique dans le système de coordonnées cylindriques sont

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_r \\ \mathbf{E}_\phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{r}E_r \\ \hat{\phi}E_\phi \end{bmatrix} \quad (C.3)$$

La troisième composante, E_z , est la même entre les deux systèmes.

La Figure 9-2 montre le diagramme de flux qui illustre les étapes à faire dans l'application HFSS-Field-Calculator pour trouver les trois composantes vectorielles du champ électrique dans le système des coordonnées cylindriques.

9.2 Diagramme de Flux

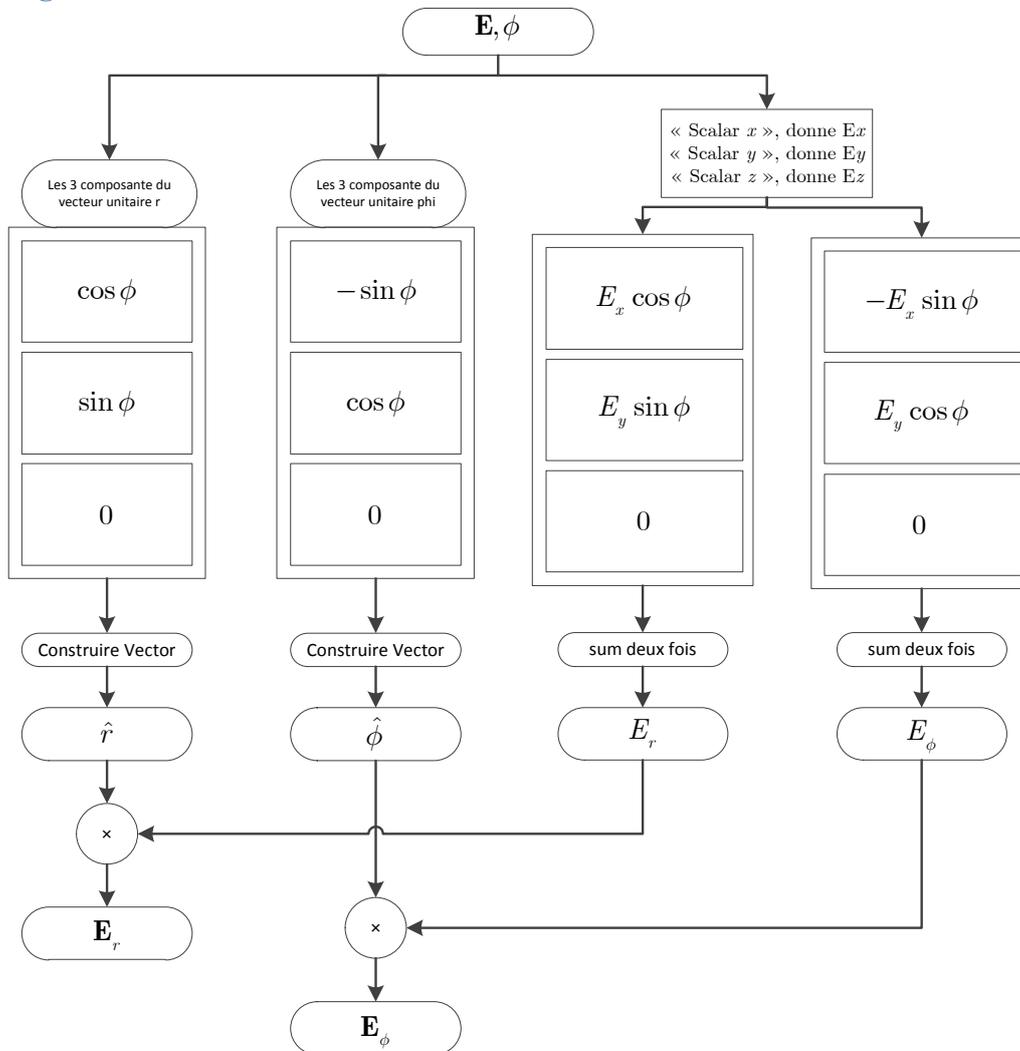


Figure 9-2 Diagramme de flux à suivre dans HFSS afin de trouver les trois composantes vectorielles du champ électrique dans le système des coordonnées cylindriques.

Exemple

On suppose qu'on a un guide d'onde cylindrique avec un rayon de 5 mm pour le conducteur central ; $a = 5$ mm, et un rayon de 15 mm pour l'intérieur de la gaine ; $b = 15$ mm comme indiqué sur la Figure 9-4. Nous allons simuler l'amplitude du champ électrique (seule la composante radiale E_r) et faire une comparaison avec l'expression théorique* de cette composante est donnée par :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_r = \hat{r} \frac{\rho_l}{2\pi\epsilon_0 r}$$

ρ_l est la densité de charge pour unité de longueur, on va la calculer avec HFSS en prenant une ligne fermée qui se trouve dans le plan radial et elle ne touche aucun des deux conducteurs comme il est indiqué sur Figure 9-4. A l'aide HFSS Field Calculator, on applique la loi de Gauss pour calculer la charge électrique :

$$\rho_l = \epsilon_0 \oint_C \mathbf{E}_r \cdot d\mathbf{l}$$

Cette charge est donnée selon la modélisation par la courbe sinusoïdale dans la Figure 9-3 et la valeur crête est 1.16 nC.

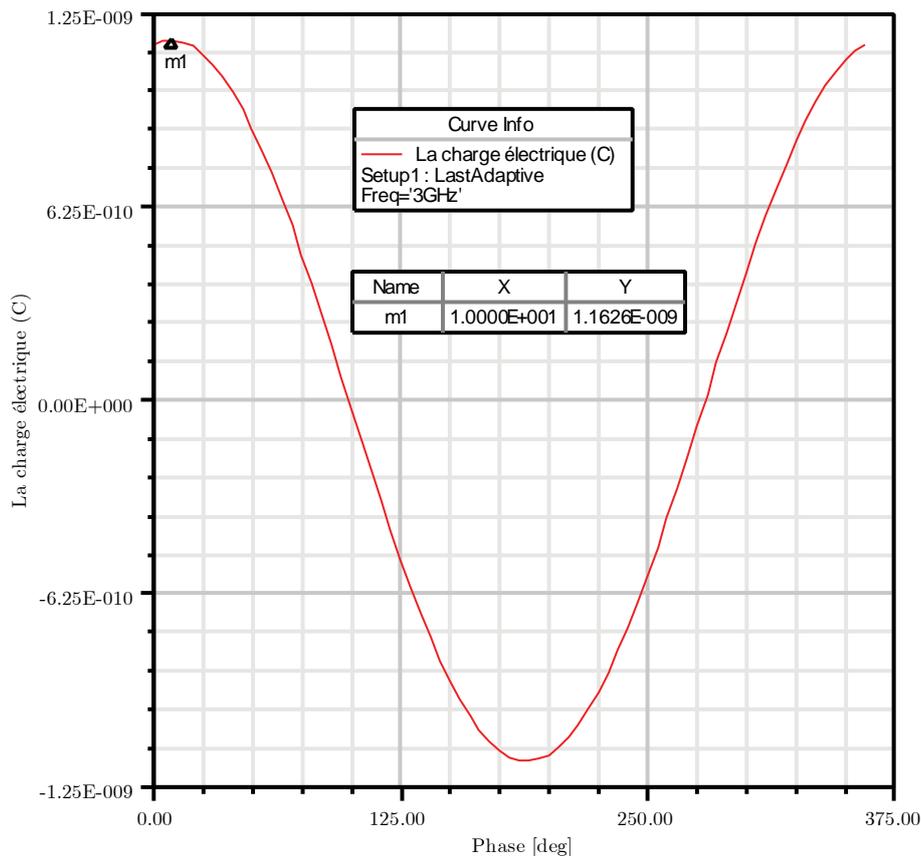


Figure 9-3 Charge électrique simulée par HFSS en fonction de la phase.

* D. K. Cheng, *Field and wave electromagnetics*: Addison-Wesley, 1989.

Après avoir déduit la valeur de $\rho = 1.16 \text{ nC}$, on peut dire que $\mathbf{E}_r = \hat{r} 20.9 / r$. Par conséquent les deux résultats sont trouvés dans la Figure 9-4 pour l'amplitude de la composante radiale.

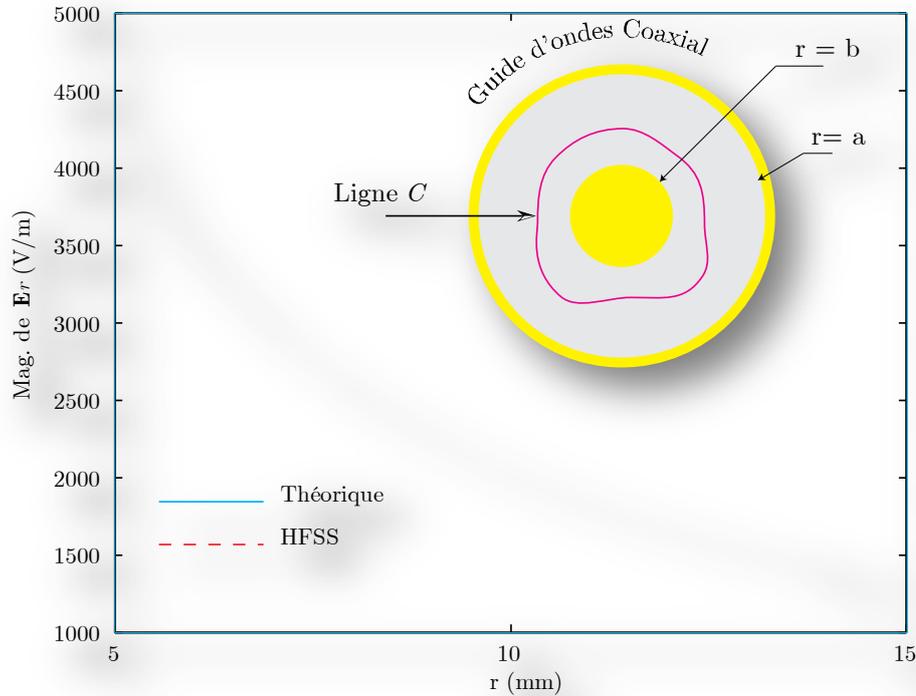


Figure 9-4 Comparaison des résultats théoriques et la simulation pour l'amplitude de la composante radiale du champ électrique.

En conclusion, on peut dire que grâce à HFSS Field Calculator, on peut trouver même les composantes les plus compliquées comme celle dans le système de coordonnées paraboliques par exemple.

9.3 Code du Calcul Cylindrique dans HFSS

Le code nécessaire a été fait pour profiter des coordonnées cylindriques dans HFSS permet d'obtenir :

expression	Type	commentaire
E_r	scalaire	Composante radiale du champ électrique
E_{ph}	Scalaire	Composante azimute du champ électrique
E_z	Scalaire	Composante axiale du champ électrique
Vector_ E_r	Vecteur	Composante radiale du champ électrique
Vector_ E_{ph}	Vecteur	Composante azimute du champ électrique
Vector_ E_z	Vecteur	Composante axiale du champ électrique
Vector_ $E_{cylindrical}$	Vecteur	Champ électrique (c'est le même 'Vector_ E ')
Mag_ $E_{cylindrical}$	Scalaire	Champ électrique (c'est le même 'Mag_ E ')

```
$begin 'Named_Expression'
Name('E_r')
```

```

Expression('+(*(Sin(PHI), ScalarY(Vector_E)), *(Cos(PHI),
ScalarX(Vector_E)))')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarY')
Operation('*')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarX')
Operation('*')
Operation('+')
$end'Named_Expression'
$begin 'Named_Expression'
Name('E_ph')
Expression('+(*(Neg(Sin(PHI)), ScalarX(Vector_E)), *(Cos(PHI),
ScalarY(Vector_E)))')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Operation('Neg')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarX')
Operation('*')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarY')
Operation('*')
Operation('+')
$end'Named_Expression'
$begin 'Named_Expression'
Name('E_z')
Expression('ScalarZ(Vector_E)')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarZ')
$end'Named_Expression'
$begin 'Named_Expression'
Name('Vector_E_r')
Expression('*(+(VecX(Cos(PHI)), VecY(Sin(PHI))), +(*(Sin(PHI),
ScalarY(Vector_E)), *(Cos(PHI), ScalarX(Vector_E))))')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
Operation('VecX')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Operation('VecY')
Operation('+')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarY')
Operation('*')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarX')
Operation('*')
Operation('+')
Operation('*')
$end'Named_Expression'

```

```

$begin 'Named_Expression'
Name('Vector_E_ph')
  Expression('*(+(VecX(Neg(Sin(PHI))), VecY(Cos(PHI))),
+(*(Neg(Sin(PHI)), ScalarX(Vector_E)), *(Cos(PHI), ScalarY(Vector_E))))')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Operation('Neg')
Operation('VecX')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
Operation('VecY')
Operation('+')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Operation('Neg')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarX')
Operation('*')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarY')
Operation('*')
Operation('+')
Operation('*')
$end'Named_Expression'
$begin 'Named_Expression'
Name('Vector_E_z')
Expression('*(<0, 0, 1>, ScalarZ(Vector_E))')
Vector_Constant(0, 0, 1)
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarZ')
Operation('*')
$end'Named_Expression'
$begin 'Named_Expression'
Name('Mag_E_cylindrical')
  Expression('Sqrt(+(Pow(ScalarZ(Vector_E), 2), +(Pow(+(*(Sin(PHI),
ScalarY(Vector_E)), *(Cos(PHI), ScalarX(Vector_E))), 2),
Pow(+(*(Neg(Sin(PHI)), ScalarX(Vector_E)), *(Cos(PHI), ScalarY(Vector_E))),
2))))')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarZ')
Scalar_Constant(2)
Operation('Pow')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarY')
Operation('*')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarX')
Operation('*')
Operation('+')
Scalar_Constant(2)
Operation('Pow')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Operation('Neg')
NameOfExpression('Vector_E')

```

```

Operation('ScalarX')
Operation('*')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarY')
Operation('*')
Operation('+')
Scalar_Constant(2)
Operation('Pow')
Operation('+')
Operation('+')
Operation('Sqrt')
$end'Named_Expression'
$begin 'Named_Expression'
Name('Vector_E_cylindrical')
    Expression('+(*(+(VecX(Neg(Sin(PHI))), VecY(Cos(PHI))),
+(*(Neg(Sin(PHI)), ScalarX(Vector_E)), *(Cos(PHI), ScalarY(Vector_E))),
+*(<0, 0, 1>, ScalarZ(Vector_E)), *(+(VecX(Cos(PHI)), VecY(Sin(PHI))),
+*(Sin(PHI), ScalarY(Vector_E)), *(Cos(PHI), ScalarX(Vector_E))))))')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Operation('Neg')
Operation('VecX')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
Operation('VecY')
Operation('+')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Operation('Neg')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarX')
Operation('*')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarY')
Operation('*')
Operation('+')
Operation('*')
Vector_Constant(0, 0, 1)
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarZ')
Operation('*')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
Operation('VecX')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
Operation('VecY')
Operation('+')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Sin')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarY')
Operation('*')
Scalar_Function(FuncValue='PHI')
Operation('UMathFunc', 'Cos')
NameOfExpression('Vector_E')
Operation('ScalarX')

```

```
Operation('*')  
Operation('+')  
Operation('*')  
Operation('+')  
Operation('+')  
$end'Named_Expression'
```
