

# SOMMAIRE

REMERCIEMENTS .....	i
SOMMAIRE .....	iii
NOTATIONS ET SYMBOLES.....	iv
LISTE DES ABREVIATIONS.....	vii
LISTE DES TABLEAUX.....	viii
LISTE DES FIGURES .....	ix
INTRODUCTION .....	1
CHAPITRE I : LES ANTENNES RECONFIGURABLES.....	3
CHAPITRE II : METHODE DES ELEMENTS FINIS .....	23
CHAPITRE III : MODELE MULTIPHYSIQUE DU PLASMA RADIO- FREQUENCE .....	38
CHAPITRE IV : RESULTATS DES SIMULATIONS ET APPLICATION .....	58
CONCLUSION .....	69
BIBLIOGRAPHIES .....	71
ANNEXES .....	I

## NOTATIONS ET SYMBOLES

Symboles	Significations	Unité
$\alpha$	Degré d'ionisation	
$\rho$	Densité du gaz	$\text{kg. m}^{-3}$
$\eta$	Coefficient de la viscosité dynamique	$\text{Pa. s}$
$\varepsilon$	Energie	$\text{eV}$
$\varepsilon_0$	Permittivité du vide	$\text{F. m}^{-1}$
$\varepsilon_1$	Permittivité relative	
$\varepsilon'_1$	Partie réelle de la permittivité	
$\varepsilon''_1$	Partie imaginaire de la permittivité	
$\lambda_D$	Longueur de Debye	$\text{m}$
$\lambda_e$	Libre parcours moyen des électrons	$\text{m}$
$\sigma_e$	Section efficace de transfert de quantité de mouvement électron-neutre	$\text{m}^2$
$\sigma_k$	Section de collision	$\text{m}^2$
$\delta_p$	Epaisseur de peau	$\text{m}$
$\sigma$	Conductivité complexe	$\text{S. m}^{-1}$
$\sigma'$	Partie réelle de la conductivité	
$\sigma''$	Partie imaginaire de la conductivité	
$\Gamma_e$	Vecteur flux d'électron	$\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$
$\Gamma_\varepsilon$	Flux vecteur d'énergie d'électron	$\text{W. m}^{-3}$
$\Gamma_k$	Flux vecteur de l'espèce k	$\text{kg. m}^{-2}. \text{s}^{-1}$
$\mu_e$	Mobilité d'électron	$\text{m}^2. \text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$
$\mu_\varepsilon$	Mobilité d'énergie d'électron	$\text{m}^2. \text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$
$\mu_k$	Mobilité de l'espèce k	$\text{m}^2. \text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$
$\mu_0$	Perméabilité du vide	$\text{kg. m. A}^{-2}. \text{s}^{-2}$
$\mu_r$	Perméabilité relative	$\text{H. m}^{-1}$
$v_e$	Vitesse électronique	$\text{m. s}^{-1}$
$\omega_p$	Pulsation du plasma	$\text{rad. s}^{-1}$
$\omega$	Pulsation de travail	$\text{rad. s}^{-1}$
$\omega_{\text{RF}}$	Pulsation de l'onde RF du réacteur plasma	$\text{rad. s}^{-1}$
<b>A</b>	Potentiel vecteur magnétique	$\text{T.m}$
<b>c</b>	Célérité de la lumière dans le vide	$\text{m. s}^{-1}$
$D_e$	Diffusivité d'électron	$\text{m}^2\text{s}^{-1}$

$D_\varepsilon$	Diffusivité d'énergie d'électron	$m^2s^{-1}$
$D_k$	Coefficient de diffusion de l'espèce k	$m^2s^{-1}$
$D_{kj}$	Coefficient de diffusion binaire de l'espèce k,j	$m^2s^{-1}$
$D^T$	Coefficient de diffusion thermique	$m^2s^{-1}$
$\mathbf{E}$	Vecteur champ électrique	$V. m^{-1}$
$e$	Charge d'électron	C
$\mathbf{F}$	Vecteur force de volume	$N. m^{-3}$
$f(\varepsilon)$	Fonction de distribution	$eV^{-\frac{3}{2}}$
$H$	Champ magnétique	$A. m^{-1}$
$I_{coil}$	Courant circulant dans la bobine	A
$\bar{\mathbf{I}}$	Tenseur unité	
$\mathbf{J}_e$	Vecteur de densité de courant électronique	$A. m^{-2}$
$j$	Nombre complexe	
$\mathbf{J}_{tot}$	Vecteur de la densité de courant totale	$A. m^{-2}$
$\mathbf{J}_A$	Courant externe	$A. m^{-2}$
$\mathbf{J}_{ind}$	Courant induit	$A. m^{-2}$
$\mathbf{J}_d$	Courant de déplacement	$A. m^{-2}$
$k_k$	Coefficient de taux pour la réaction k	$m^3s^{-1}$
$k_B$	Constante de Boltzmann	$m^2kg s^{-2}K^{-1}$
$m_e$	Masse d'électron	Kg
$M_k$	Masse molaire moyenne de l'espèce k	$Kg. mol^{-1}$
$n_e$	Densité d'électron	$m^{-3}$
$n_i$	Densité des ions	$m^{-3}$
$n_g$	Densité des neutres	$m^{-3}$
$N$	Fréquence de collision	$s^{-1}$
$n_\varepsilon$	Energie d'électron	eV
$N_n$	Nombre totale de la densité des neutres	$m^{-3}$
$\mathbf{n}$	Vecteur normale à la surface	
$P$	Pression	Pa
$q$	Charge élémentaire	C
$R_e$	Source d'électron	$m^{-3}s^{-1}$
$R_\varepsilon$	Gain ou perte d'énergie due à la collision	$W. m^{-3}$
$R_k$	Expression de taux de l'espèce k	$kg. m^{-3}. s^{-1}$

$T$	Température du gaz	K
$T_e$	Température électronique	K
$T_i$	Température des ions	K
$T_g$	Température du gaz	K
$T$	Temps	S
$\mathbf{u}$	Vecteur vitesse du mélange du gaz	$\text{m. s}^{-1}$
$\mathbf{V}_k$	Vitesse de diffusion pour l'espèce k	$\text{m. s}^{-1}$
$\mathbf{v}_e$	Vecteur vitesse de dérive d'un électron	$\text{m. s}^{-1}$
$v_{e,th}$	Vitesse thermique d'électron	$\text{m. s}^{-1}$
$\nabla V$	Potentiel	V
$w_k$	Fraction massique de l'espèce k	
$x_k$	Fraction molaire pour la réaction k	
$\Delta \varepsilon_k$	Energie du gain ou de la perte	eV
$z_k$	Charge de l'espèce k	C
$\sigma_{ij}$	Tenseur de contrainte	$\text{N. m}^{-2}$
$\varepsilon_{ij}$	Tenseur de déformation	
$[K_e]$	Matrice de rigidité élémentaire	
$[B]$	Matrice d'opérateur différentiel	
$[D]$	Matrice d'élasticité du matériau	
$[N]$	Matrice d'interpolation	
$[A]$	Matrice de connectivité	
$[K]$	Matrice de rigidité globale	

### Opérateur mathématique

$\nabla f$	Gradient de $\mathbf{f}$
$\nabla \cdot \mathbf{A}$	Divergence de $\mathbf{A}$
$\nabla \times \mathbf{A}$	Rotationnel de $\mathbf{A}$

## Liste des constantes utilisées

Constante	Symbole	Valeur
Constante de Boltzmann	$k_B$	$1,3806488 \times 10^{-23} \text{m}^2 \text{kg s}^{-2} \text{K}^{-1}$
Permittivité du vide	$\epsilon_0$	$8,85418782 \times 10^{-12} \text{F. m}^{-1}$
Perméabilité du vide	$\mu_0$	$1,25663706 \times 10^{-6} \text{kg m A}^{-2} \text{s}^{-2}$
Célérité de la lumière dans le vide	$c$	$3 \times 10^8 \text{m. s}^{-1}$
Charge d'électron	$e$	$1,602 \times 10^{-19} \text{C}$
Masse d'électron	$m_e$	$9,109 \times 10^{-31} \text{kg}$

## LISTE DES ABREVIATIONS

CCP	Capacity Coupled Plasma
CQF	Commutation Quality Factor
DC	Direct Current
EEDF	Electron Energy Distribution Function
ENG	Epsilon NeGative
ENZ	Epsilon Near-Zero
ICP	Inductively Coupled Plasma
LCD	Liquid Crystal Display
MEF	Méthode des Elements Finis
MEMS	Micro-Electrical Mechanical-Systems
RF	Radiofréquence
Scm	Standard Cubic Centimeter per Minute

# LISTE DES TABLEAUX

Tableau I- 1 Comparaison des performances de différents éléments localisés agiles ....	18
Tableau I- 2 Comparaison des performances de différents matériaux agiles .....	18
Tableau II- 1 Matrice des connectivités et des coordonnées .....	31
Tableau III- 1 Chimie du plasma (Argon) .....	56
Tableau III- 2 Les réactions de surface .....	57
Tableau IV- 1 Dimensions et coordonnées du réacteur .....	60
Tableau IV- 2 Propriétés des matériaux utilisés .....	61
Tableau IV- 3 Caractéristiques de l'antenne .....	66

## LISTE DES FIGURES

Figure I-01 : Structure d'une diode PIN .....	5
Figure I-02 Antenne fente reconfigurable en fréquence par utilisation d'une diode PIN	6
Figure I-03 L'antenne reconfigurable .....	6
Figure I-04 Diagramme avec diodes PIN à l'état « off » .....	7
Figure I-05 Diagramme avec diodes PIN à l'état « on » .....	7
Figure I-06 Antenne patch carrée reconfiguré en polarisation par des diodes PIN .....	7
Figure I-07 Antenne fente accordable en fréquence par diode varactor .....	8
Figure I-08(a) Configuration MEMS Cantilever et (b) configuration MEMS Bridge .....	9
Figure I-09 Antenne imprimée reconfigurable en fréquence avec des MEMS .....	10
Figure I-10 Antenne fente reconfigurable en diagramme .....	10
Figure I-11 (a) Diagramme avec MEMS 1 "on"-MEMS 2 "off" (b) Diagramme avec MEMS 1 "off" – MEMS 2 "on" .....	11
Figure I-12 Influence du champ électrique de commande sur l'orientation des molécules .....	12
Figure I-13 Antenne imprimée sur un substrat de cristaux liquides .....	13
Figure I-14 Résultats de mesure du paramètre $S_{11}$ .....	13
Figure I-15 La structure du déphaseur réalisé à partir d'un composite LIFT .....	14
Figure I-16 Résultats des réponses en dessous de la fréquence gyromagnétique du déphaseur .....	15
Figure I-17 Paramètres de transmission d'une structure micro-ruban sur substrat ferromagnétique appliqués selon l'axe difficile à gauche et l'axe facile aimantation à droite .....	15
Figure I-18 Antenne fente accordable en fréquence avec un matériau ferroélectrique ..	16
Figure I-19 Filtres passe-bande à tube plasma .....	20
Figure I-20 Antenne miniature entouré d'une sphère de plasma .....	21
Figure I-21 Dispositif de lentille plasma pour la reconfiguration du diagramme de rayonnement .....	22
Figure I-22 Résultat de la mesure du champ lointain de la lentille plasma .....	22
Figure II-01 Elément de référence et élément réel .....	29
Figure II-02 Cube de côté 2 sous un maillage tétraédrique .....	31
Figure II-03 Manipulation des maillages .....	32
Figure II-04 Organigramme d'utilisation d'un logiciel d'éléments finis .....	37

Figure III-01 Classification des décharges plasma selon $n_e$ et $T_e$ en échelle logarithmique .....	40
Figure III-02 Description de la formation de la gaine avec la densité : (a) état initial (b) état une fois la gaine formée. ....	43
Figure III-03 Partie réelle de la permittivité $\epsilon_1'$ en fonction de $\nu\omega$ et $\omega p\omega$ .....	46
Figure III-04 Partie imaginaire $\epsilon_1''$ en fonction de $\nu\omega$ et $\omega p\omega$ .....	46
Figure III-05 Principe de la décharge CCP .....	48
Figure III-06 Configuration à bobine hélicoïdale .....	48
Figure III-07 Configuration à bobine plate .....	49
Figure III-08 Absorption de l'énergie RF sur l'épaisseur de peau $\delta_p$ et champs induits dans le plasma .....	49
Figure III-09 Ligne de champ magnétique d'une bobine plate sans (a) et avec plasma (b).....	50
Figure IV-01 Relation entre l'écoulement du gaz et le plasma .....	59
Figure IV-02 Géométrie en 2D du réacteur .....	61
Figure IV-03 Equation du modèle ICP sur COMSOL .....	62
Figure IV-04. Equation du module d'écoulement sur COMSOL.....	62
Figure IV-05 Les frontières où sont appliquées les conditions aux limites.....	63
Figure IV-06 Maillage de la structure entier avec 1488 éléments .....	63
Figure IV-07 Profil de densité électronique pour $I_{coil} = 15$ A et à droite le profil de densité d'électron au milieu de l'enceinte .....	64
Figure IV-08 Profil de densité électronique pour $I_{coil} = 20$ A et à droite le profil d'électron au milieu de l'enceinte.....	64
Figure IV-09 Convergence de calcul .....	65
Figure IV-10 Géométrie de l'antenne sur COMSOL .....	66
Figure IV-11 La partie réelle de la permittivité du plasma à gauche à un maximum $n_{max} = 4,225 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ et à droite à un maximum $n_{max} = 1,247 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ . ....	67
Figure IV-12 Le diagramme de rayonnement obtenu après simulation à gauche avec la densité maximale $n_{max1} = 4,225 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ et à droite avec la densité maximale $n_{max2} = 1,247 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ .....	68



# **INTRODUCTION**

Depuis quelques dizaine d'années, le développement de nouveaux systèmes de télécommunication doivent être capables d'inclure un grand nombre de fonctionnalités pour répondre aux besoins du public, de diminuer les interférences, d'assurer une meilleure efficacité dans la réception du signal. Il est alors impératif d'utiliser des systèmes pouvant être adaptés selon les besoins comme les dispositifs reconfigurables.

Ces dispositifs à la capacité d'accomplir plusieurs fonctions avec un seul système comme les antennes reconfigurables ou les filtres accordables. Pour effectuer ces reconfigurations il y a deux moyens : soit on utilise des éléments localisés comme les MEMS ou des diodes PIN, soit on utilise des matériaux agiles comme les ferroélectriques ou des cristaux liquides.

Pour notre étude, on utilise le plasma comme matériau agile ou élément de reconfigurabilité. Mais comment le plasma se comporte pour rendre une antenne reconfigurable ? D'où le présent mémoire s'intitule : « **Modélisation et simulation numérique d'une antenne reconfigurable par plasma Radiofréquence** »

Le but de ce travail, c'est de réaliser une simulation 2D d'une antenne reconfigurable par un plasma couplé inductivement. L'utilisation de la méthode des éléments finis est l'outil principal pour réaliser cette simulation.

Ce travail est décomposé en quatre chapitres. Dans le premier chapitre, nous allons présenter les antennes reconfigurables, les différentes techniques de reconfiguration que ce soit des éléments localisés ou des matériaux agiles. Ensuite, dans le second chapitre, nous allons voir la méthodologie utiliser, la méthode des éléments finis, c'est une méthode très générale qui s'applique à la majorité des problèmes rencontrés dans la pratique (mécanique, thermique, chimique, électromagnétique...). Puis, dans le troisième chapitre est exposé le modèle multiphysique du plasma radiofréquence et enfin, dans la quatrième chapitre qui est consacré sur la simulation et l'interprétation des résultats obtenus.

# **CHAPITRE I : LES ANTENNES RECONFIGURABLES**

## **I.1. Définition**

Une antenne reconfigurable étend les capacités d'une antenne classique en offrant la capacité de changer sa configuration c'est-à-dire de changer une ou plusieurs de ses caractéristiques fondamentales par un moyen électrique, magnétique, mécanique ou autre. Cela en fonction des besoins et du contexte environnemental.

Cette reconfiguration est réalisée en modifiant la distribution du courant électrique, en conséquence les propriétés du champ électromagnétique et de l'impédance, donc les propriétés d'émission et de réception et ceci de façon discrète ou continue. On peut classer les antennes reconfigurables par les fonctions de reconfigurabilité qu'elles offrent :

- Reconfiguration en fréquence qui recouvre différentes fonctionnalités : la commutation de fréquence, l'accordabilité en fréquence, le changement de bande passante ou encore des fonctionnalités de filtrage.
- reconfiguration du diagramme de rayonnement : le balayage angulaire, les changements de directivité/ouverture de faisceau, les fonctionnalités de filtrage spatial, la synthèse d'un faisceau selon des caractéristiques souhaitées.
- reconfiguration de la polarisation recouvrent tous les changements dans la polarisation : passer d'une polarisation linéaire à circulaire, changer le sens de la polarisation circulaire.
- et toute combinaison des trois configurations précédentes.

Une antenne reconfigurable idéale est capable de faire varier indépendamment toutes ces caractéristiques sur une très large plage.

## **I.2. Technique de reconfigurabilité**

L'antenne reconfigurable peut être obtenue par diverses techniques, certains utilisent des composants localisés actifs, d'autres s'appuient sur une altération mécanique de la structure constituant l'antenne et d'autres utilisent des substrats avec des propriétés accordables.

### **I.2.1. Utilisation d'éléments localisés**

On parle d'éléments localisés lorsque l'élément ou composant possède des dimensions petites devant la longueur d'onde. Dans ce cas il est envisageable d'intégrer directement de tels éléments au sein même du dispositif sans trop altérer leur fonctionnement initial. Les éléments localisés actifs les plus connus dans le domaine de la reconfigurabilité sont

les diodes PIN ou Positif-Intrinsèque-Négatif, les diodes varactors et les MEMS ou MicroElectroMechanical Systems.

### I.2.1.1. Diodes PIN

Une diode PIN est un semi-conducteur qui présente un comportement non linéaire pour le courant délivré en fonction de la tension qui lui est appliquée. En comparaison avec une diode classique P+N, la diode PIN possède une région centrale, nommée zone intrinsèque, où le champ électrique est constant voir la figure I-1.

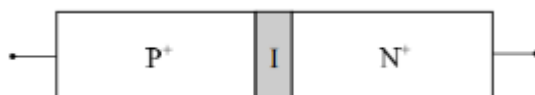


Figure I-01 : Structure d'une diode PIN [1]

La zone intrinsèque est électriquement neutre. En pratique, la diode peut se comporter comme un court-circuit état « on » ou bien comme un circuit ouvert état « off » pour des signaux micro-ondes, selon que la tension de polarisation DC appliquée à ses bornes est positive ou négative. Ces deux états de fonctionnement permettent l'utilisation de ces diodes comme commutateurs.

Les diodes PIN ont l'avantage de présenter un faible coût et une grande facilité d'intégration. En ce qui concerne le temps de commutation, la diode PIN est capable de commuter en un laps de temps très bref, du même ordre de grandeur que celui des transistors (quelques dizaines de nanosecondes). Les inconvénients principaux de ce dispositif sont sa consommation de puissance à l'état « on », ses pertes d'insertion dans le circuit et la puissance que la diode peut supporter. Cette puissance est de l'ordre de quelques dizaines de watts, ce qui limite l'utilisation des diodes PIN dans des applications de forte puissance.

Les diodes PIN sont utilisées pour obtenir une reconfigurabilité discrète de la fréquence et ceci pour différents types d'antennes comme des antennes fentes, des antennes microban, des antennes à résonateurs diélectriques...

Classiquement, la diode PIN est utilisée comme un switch qui modifie les lignes de courant de la structure rayonnante en la perturbant localement.

Un exemple de ce type de reconfigurabilité est présenté sur la figure I-2. [1]

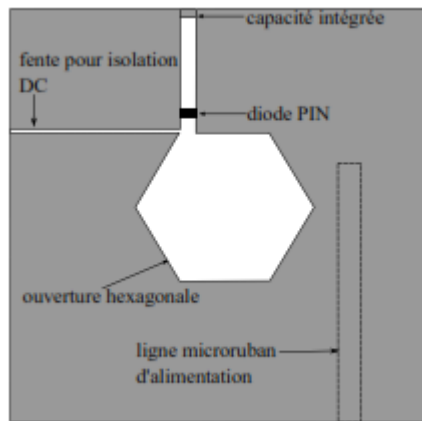


Figure I-02 Antenne fente reconfigurable en fréquence par utilisation d'une diode PIN

[1]

Cette antenne fente imprimée utilise une diode PIN afin de court-circuiter une fente rectangulaire placée sur l'un des côtés de l'hexagone. Cette fente rectangulaire permet la division du mode fondamental du patch en deux modes résonants séparés ( $TM_{10}$  et  $TM_{01}$  avec une fréquence de résonance de 1,48 GHz et 1,99 GHz) lorsque la diode PIN est à l'état « off ». Lorsque la diode PIN est à l'état « on », l'influence de la fente rectangulaire devient négligeable, et les deux fréquences de résonance augmentent, tout en conservant une bonne adaptation dans les deux cas. La première fréquence de résonance varie alors de 110 MHz (1,585 GHz) et la deuxième de 60 MHz (2,05 GHz).

L'utilisation de diode PIN pour la reconfiguration en diagramme est aussi possible. La figure I-3 présente une antenne qui permet d'obtenir deux diagrammes de rayonnement différents à la même fréquence. On utilise deux diodes PIN. L'antenne peut se comporter comme une antenne omnidirectionnelle ou comme un dipôle avec réflecteur. [2]

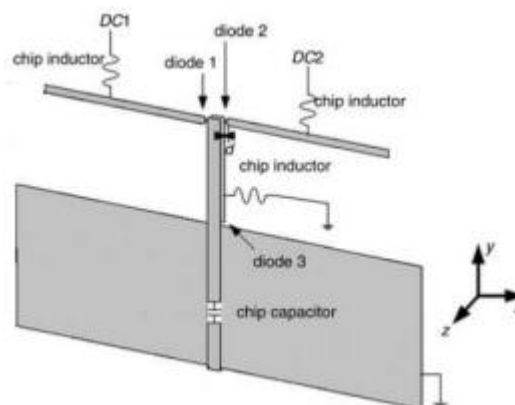


Figure I-03 L'antenne reconfigurable [2]

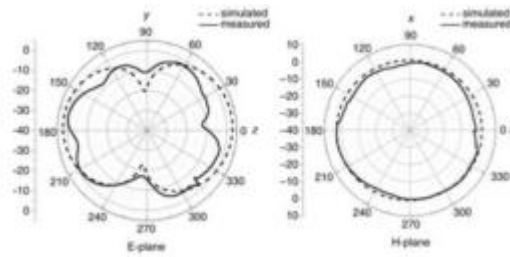


Figure I-04 Diagramme avec diodes PIN à l'état « off »

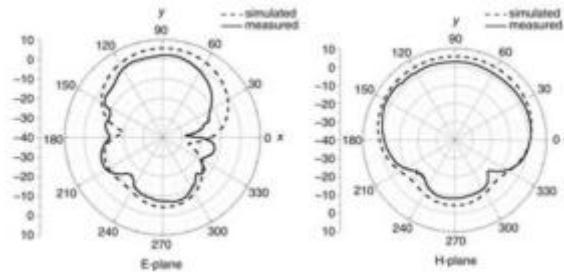


Figure I-05 Diagramme avec diodes PIN à l'état « on » [2]

Un exemple d'utilisation de diodes PIN pour la reconfigurabilité en polarisation d'une antenne est donné par la figure 4. [3] Dans ce cas, deux fentes placées à  $90^\circ$  l'une de l'autre sont gravées dans une antenne patch carrée. Une diode PIN est insérée au centre de chaque fente. Le contrôle de la polarisation du champ rayonné est assuré par la commutation des diodes PIN.

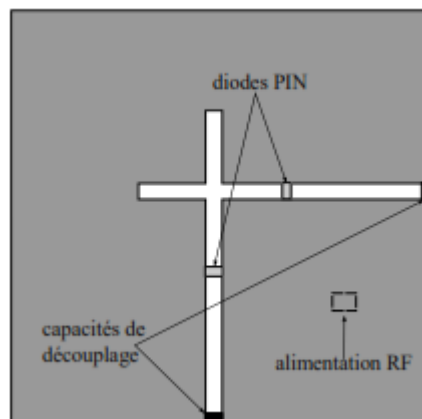


Figure I-06 Antenne patch carrée reconfiguré en polarisation par des diodes PIN [3]

### I.2.1.2. Diodes Varactor

Les diodes varactor sont des composants semi-conducteurs basés sur une jonction P+N dont on peut contrôler la capacité en appliquant une tension de la polarisation aux bornes de ces dernières. Contrairement aux diodes PIN, les diodes varactor autorisent une variation continue de ses caractéristiques en fonction de la tension de commande. On peut voir parmi les avantages des diodes varactor leur consommation de puissance DC

relativement faible, leur facilité d'intégration et leur rapport entre les valeurs extrêmes de capacité pouvant atteindre environ 10.

Elles présentent aussi des inconvénients comme leur faible tenue en puissance, un réseau de polarisation DC complexe et des pertes d'insertion non négligeables.

Les diodes varactors permettent la réalisation d'antennes reconfigurable accordables en fréquence, c'est-à-dire dont on peut faire varier la fréquence de manière continue dans une certaine mesure. Cette propriété a été mise en œuvre dans plusieurs types d'antennes comme des antennes imprimées, des antennes PIFA ou Planar Inverted-F Antenna, des résonateurs diélectrique...

Un exemple, la modification de l'antenne présentée sur la figure I-2 est montrée sur la figure I-7, ici la structure est complétée par des fentes supplémentaires et trois diodes varactors pour permettre l'accordabilité en fréquence.[4] Dans ce cas, lorsque la tension de polarisation varie entre 0 et -30 V, les deux fréquences d'opération de 1,272 GHz et 1,616 GHz peuvent être accordées respectivement de 251 MHz et 232 MHz.

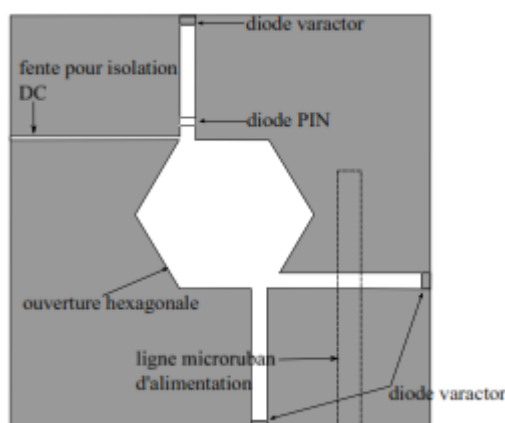


Figure I-07 Antenne fente accordable en fréquence par diode varactor [4]

### I.2.1.3. MEMS

L'utilisation de dispositifs MEMS a aussi été étudiée pour permettre la reconfigurabilité dans le domaine des micro-ondes. Il existe plusieurs topologies de MEMS mais leur principe de fonctionnement repose sur la même idée, comme la déformation mécanique de microstructures, et plus généralement de micro-membranes. Ces micro-membranes peuvent être conçues pour réaliser un contact direct (contact ohmique) ou un contact capacitif (empilement métal-isolant-métal). Elles peuvent être fixées soit à une extrémité (structure cantilever) soit aux deux extrémités (structure bridge) comme le montre la figure I-8.



Le mouvement de ces membranes peut s'effectuer de différentes façons, par exemple par application d'énergie électrostatique, électromagnétique, piézoélectrique ou thermomécanique. Mais l'activation la plus répandue est l'application d'énergie électrostatique, en raison de sa simplicité de mise en œuvre, de la vitesse de réponse du MEMS et de sa faible consommation en puissance.

Les MEMS peuvent être utilisés comme des switches, à la manière des diodes PIN mais aussi comme des capacités variables de façon analogue à des diodes varactors.

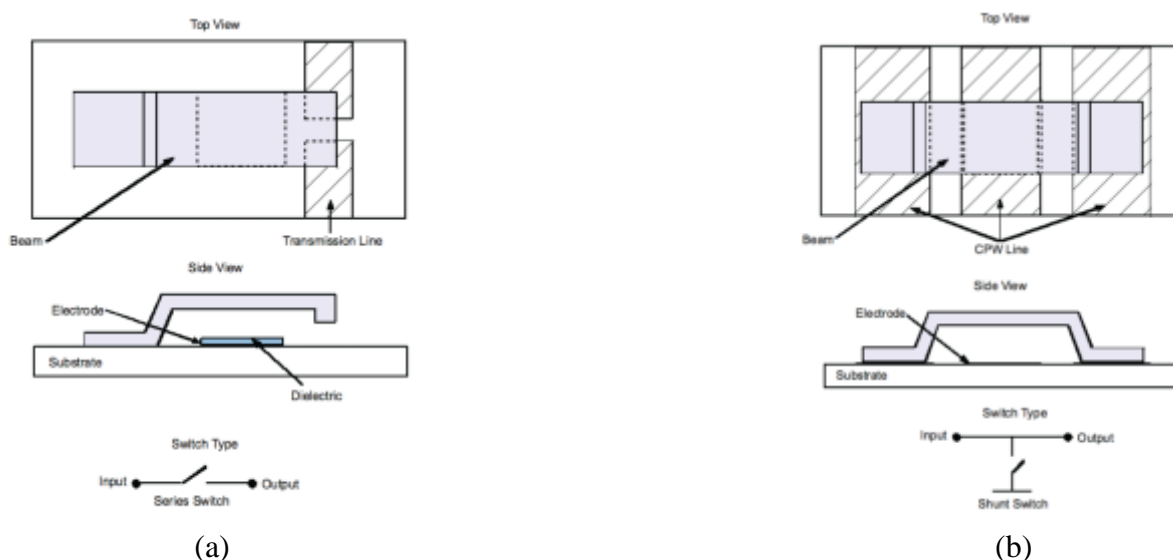


Figure I-08(a) Configuration MEMS Cantilever et (b) configuration MEMS Bridge

Les dispositifs MEMS présentent des caractéristiques intéressantes en comparaison avec les diodes PIN ou les autres commutateurs à l'état solide. Ils ont des pertes d'insertion faibles, bonne isolation entre deux états de commutation et une faible consommation en puissance DC si on les compare avec des diodes PIN. Mais ils ont aussi des points faibles comme les tensions importantes nécessaires pour leur activation, un coût de fabrication encore important, une fiabilité moindre et une disponibilité encore trop faible sur le marché.

Dans le domaine de reconfigurabilité en fréquence, on trouve quelques applications pour les antennes imprimées ou les antennes fentes...

Un exemple d'une antenne imprimée reconfigurable en fréquence avec des MEMS comme le montre la figure I-9. La reconfiguration obtenue fait en modifiant les capacités MEMS mises dans un stub en technologie coplanaire. Cette antenne peut varier sa

fréquence de résonance de 16,05 GHz à 15,75 GHz selon la tension DC appliquée aux MEMS (de 0 à 11,9 V). [5]

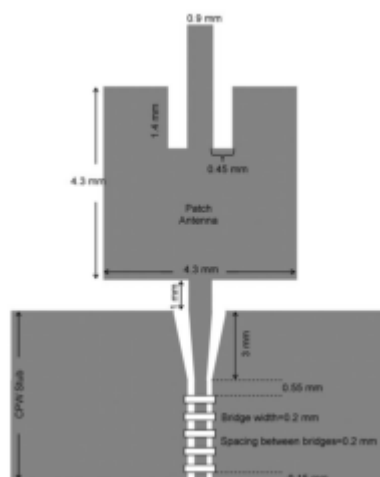


Figure I-09 Antenne imprimée reconfigurable en fréquence avec des MEMS [5]

On peut aussi citer des antennes reconfigurables en diagramme par le biais de MEMS comme l'antenne reconfigurable en directivité contrôlée par des éléments parasites présentée sur la figure I-10. Cette antenne présente un élément central rayonnant entouré par des éléments parasites reconfigurables. Le contrôle du diagramme de rayonnement s'effectue en modifiant les éléments parasites par le biais des MEMS. Les différentes possibilités de diagrammes de rayonnement avec cette antenne sont représentées sur la figure I-11. [6]

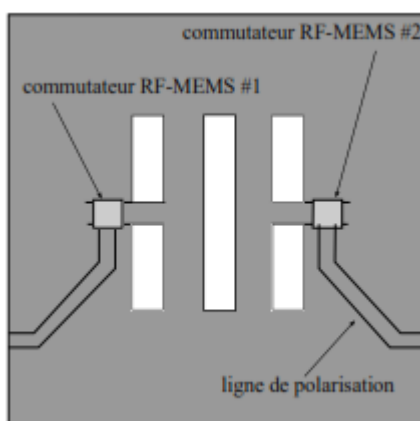


Figure I-10 Antenne fente reconfigurable en diagramme [6]



Figure I-11 (a) Diagramme avec MEMS 1 “on”-MEMS 2 “off” (b) Diagramme avec MEMS 1 “off” – MEMS 2 “on” [6]

## I.2.2. Utilisation de matériaux accordables ou agiles

Une autre approche pour permettre la reconfigurabilité consiste à utiliser des matériaux dits « agile » dont les propriétés diélectriques (permittivité et/ou perméabilité) peuvent être modifiées sous l’action d’une commande externe. Ces matériaux sont le plus souvent utilisés comme substrats sur lesquels sont réalisés les dispositifs hyperfréquences. Ils peuvent aussi être utilisés de façon localisée.

Ces matériaux présentent quand même des défauts comme le commande difficile pour les ferromagnétiques, un temps de réponse élevé pour les cristaux liquides ou encore des pertes importantes pour les ferroélectriques.

### I.2.2.1. Cristaux liquides

Les cristaux liquides (LC ou Liquid Crystals) ont connu un développement important grâce aux applications d’affichage comme les écrans plats LCD (Liquide Crystal Display), montres... Ils sont constitués de molécules de forme allongée présentant une partie polarisable très sensible au champ électrique. Ces matériaux sont dits « cristaux liquides » car ils passent par des phases intermédiaires, ou mésophases, entre l’état liquide et l’état solide. Dans ces phases, ils combinent les propriétés d’un liquide et d’un solide cristallin (biréfringence).

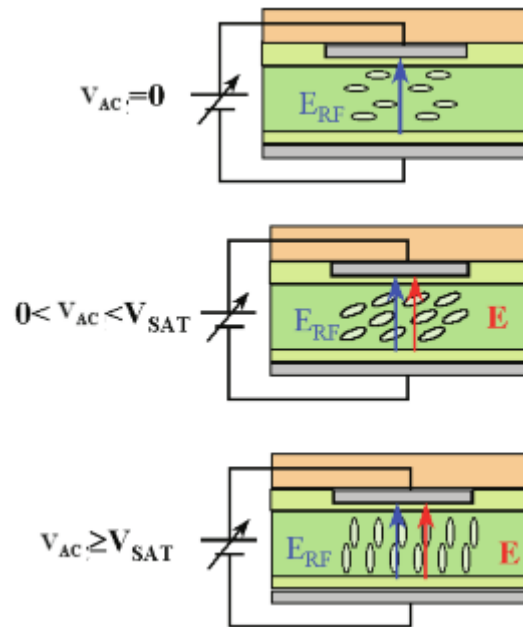


Figure I-12 Influence du champ électrique de commande sur l'orientation des molécules

Des études ont montré leur utilisation dans le domaine de la reconfigurabilité. Quand on applique un champ électrique à des cristaux liquides, les molécules changent d'orientation en réponse de ce champ, donc la permittivité relative change. Cette permittivité peut varier entre 2,5 à 4. Ces propriétés intéressantes ont été principalement mises en œuvre dans la réalisation des circuits imprimés dont le substrat contient des cristaux liquides.

Les avantages principaux des cristaux liquides sont leur faible tension en polarisation et leur faible consommation en puissance. Et leur inconvénient principal c'est qu'ils doivent rester à une température comprise entre 20° à 35°C (à basse température ils deviennent solides et à haute température les cristaux liquides deviennent des liquides), les grandes pertes d'insertion pour les hautes fréquences et le temps de commutation élevé.

Dans le domaine de la reconfiguration, les cristaux liquides sont employés comme déphaseur ou capacité variable pour obtenir une reconfiguration en fréquence.

Un exemple d'une antenne reconfigurable et accordable par des cristaux liquides montré par la figure I-13. [7]

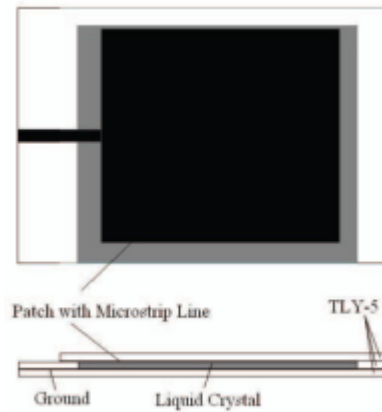


Figure I-13 Antenne imprimée sur un substrat de cristaux liquides [7]

Puis la figure I-14 montre les résultats de mesure de cette antenne pour trois tensions de polarisation (0 V, 5 V et 10 V).

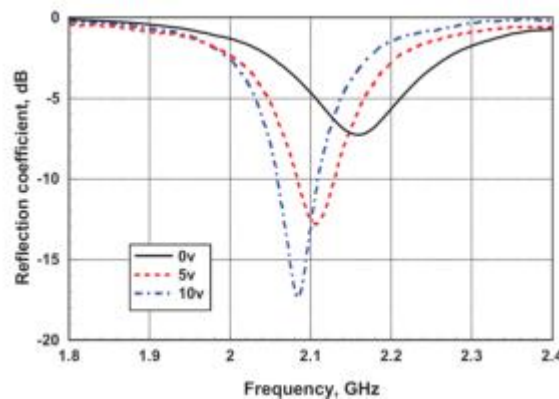


Figure I-14 Résultats de mesure du paramètre  $|S_{11}|$  [7]

### I.2.2.2. Les matériaux magnétiques

Les ferromagnétiques sont des matériaux dont la perméabilité peut être modifiée sous l'action d'un champ magnétique extérieur. A la fréquence gyromagnétique, leurs pertes diélectriques deviennent très élevées. Pour la reconfiguration, les ferrites sont les matériaux magnétiques les plus utilisés. Il existe trois types de ferrites utilisés en hyperfréquence :

- Les grenats sont caractérisés par de faibles pertes aux fréquences micro-ondes et par une faible aimantation à saturation. On les utilise dans la bande de fréquence de 1 à 10 GHz.
- Les ferrites spinelles sont caractérisés par leur faible pertes conductrices et d'une aimantation à saturation supérieure aux grenats. On les utilise dans la bande de fréquence de 3 à 30 GHz.

- Les hexaferrites sont caractérisés par leur large cycle d'hystérésis. On les utilise pour la fabrication des aimants permanents, mais dans le domaine de la micro-onde ils sont utilisés dans la bande de fréquence allant jusqu'à 100 GHz.

Les applications d'agilité à base de ferrites sont freinées par leur faible aimantation à saturation et par leur forte conductivité qui entraîne des courants de fuite importants. Donc pour y remédier à ces problèmes, la solution envisagée est la création des composites entre matériau ferromagnétique et un isolant appelé composite ferromagnétique.

Des études ont montré un réel potentiel sur l'utilisation de ces composites dans le domaine de la reconfigurabilité. Les matériaux magnétiques sont utilisés à des fréquences éloignées de leur fréquence gyromagnétique. Les pertes diélectriques sont alors faibles et l'application d'un champ magnétique statique permet la modification de la perméabilité du substrat.

Les avantages principaux des matériaux ferromagnétiques sont leur faible perte diélectrique hors de la fréquence gyromagnétique, leur agilité importante sur la perméabilité. Mais l'inconvénient principal de ce matériau concerne la commande magnétique pour laquelle l'intégration des dispositifs passifs demeure problématique.

Les substrats ferromagnétiques sont souvent utilisés pour la réalisation des antennes « patch » à fréquence ajustable, de déphaseurs mais aussi de filtre passe-bande dont la fréquence centrale est en fonction du champ magnétique de commande...

A titre d'exemple, un déphaseur accordable est montré dans la figure I-15, il est réalisé à partir d'un composite ferromagnétique LIFT (Lamellaire Isolant/Ferromagnétique illuminé sur la Tranche). [8]

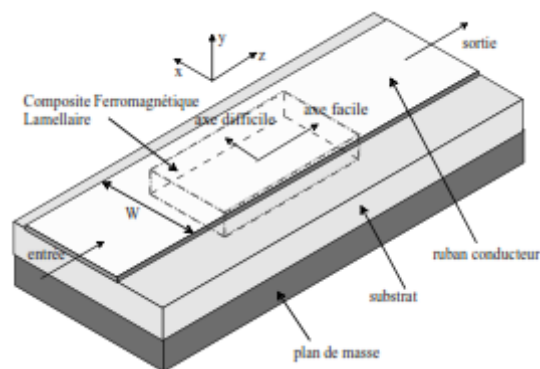


Figure I-15 La structure du déphaseur réalisé à partir d'un composite LIFT [8]

Les résultats montrés sur la figure I-16 sont intéressants, obtenus à la fois à des fréquences supérieures ou inférieures à la fréquence gyromagnétique et montrent le potentiel important de ces matériaux pour des applications de reconfiguration.

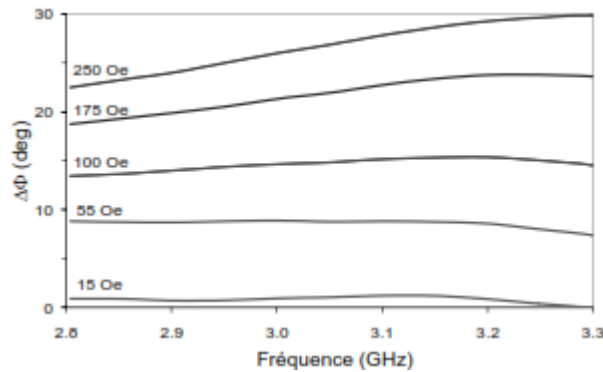


Figure I-16 Résultats des réponses en dessous de la fréquence gyromagnétique du déphaseur [8]

Lorsqu'un champ magnétique fort est appliqué suivant l'axe de difficile aimantation (axe perpendiculaire à la propagation du signal), le signal ne voit plus le moment magnétique et l'absorption gyromagnétique disparaît. Si on applique le champ magnétique dans la direction de facile aimantation, le pic d'absorption dû à la fréquence gyromagnétique se déplace. On peut ainsi réaliser un filtre passe bande variable.

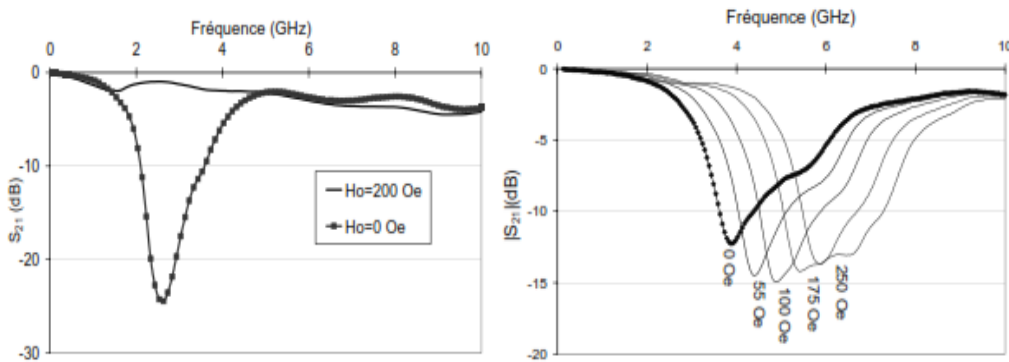


Figure I-17 Paramètres de transmission d'une structure micro-ruban sur substrat ferromagnétique appliqués selon l'axe difficile à gauche et l'axe facile aimantation à droite [8]

### I.2.2.3. Les matériaux ferroélectriques

Les matériaux ferroélectriques sont des matériaux dont la permittivité varie fortement sous l'effet d'une polarisation électrique statique. Cette forte agilité de la permittivité laisse une importante variation des paramètres de répartition des dispositifs, même si elle est atténuée par la faible épaisseur de la couche ferroélectrique.

Ils sont généralement utilisés en phase paraélectrique pour des applications micro-ondes car pour cette phase, les pertes diélectriques sont plus faibles qu'en phase ferroélectrique et la commande en tension de la permittivité n'est pas de type hystérésis. Ceci permet aux dispositifs de retrouver leur état initial en l'absence d'excitation extérieure. C'est également dans cette phase que les variations de la permittivité en fonction de la température sont les plus fortes, ce qui permet en cause l'utilisation préférentielle de cette phase pour les applications hyperfréquences. Un paramètre des matériaux ferroélectriques est la température de Curie qui correspond à la transition de phase ferroélectrique – paraélectrique. Au-dessus de la température de Curie nous sommes dans la phase paraélectrique.

Grâce à leur constante diélectrique relativement important les matériaux ferroélectriques permettent une dimension réduite des circuits. Mais leur principales limitations venaient de leurs pertes importantes en hyperfréquences (de l'ordre de  $\tan\delta = 0,3$  à 3GHz pour le  $B_aT_iO_3$ ) et d'un champ électrique de commande important.

Le matériau le plus utilisé actuellement dans les circuits est le Titanate de Baryum Strontium ( $Ba_{1-x}Sr_xTiO_3$ ). Dans le cas limite c'est-à-dire  $x=0$  on aura du  $B_aT_iO_3$  et  $x=1$  du  $S_rT_iO_3$ .

Les matériaux ferroélectriques sont utilisés pour la réalisation des filtres agiles et de résonateurs accordables de faible dimension.

Un exemple est représenté dans la figure I-18, c'est une antenne fente accordable en fréquence avec un matériau ferroélectrique. [9]

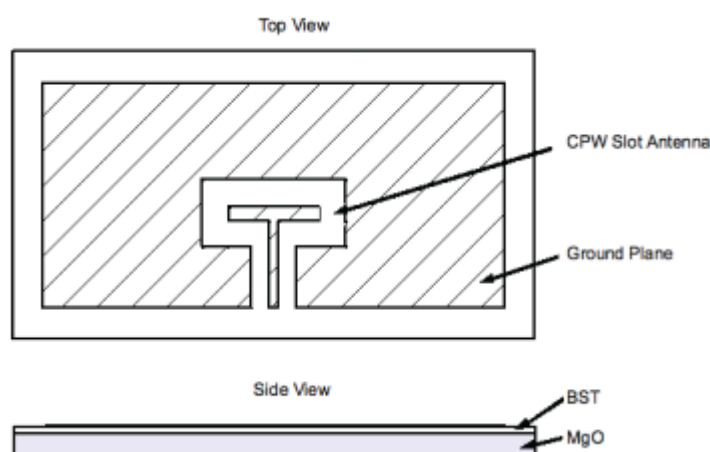


Figure I-18 Antenne fente accordable en fréquence avec un matériau ferroélectrique [9]

La fréquence de résonance de cette antenne peut varier de 33,54 GHz à 31,35 GHz



### **I.3. Comparaison des différents éléments localisés et les matériaux agiles [10]**

Nous allons comparer ces différentes technologies sur six critères :

- Le facteur d'agilité c'est le rapport entre la capacité maximale et la capacité minimale obtenue par l'application d'une commande extérieure.
- Le CQF (Commutation Quality Factor ou facteur de Vendik) c'est le facteur pour évaluer les performances des composants agiles indépendamment de la technologie utilisé. Ce facteur prend en compte l'agilité de l'élément variable et ses pertes.
- Temps de réponse
- Tension de commande
- Consommation de puissance
- Coût

Tableau I- 1 Comparaison des performances de différents éléments localisés agiles [10]

	Facteur d'agilité	CQF	Temps de réponse (s)	Tension de commande (V)	Consommation de puissance	Coût
Diode PIN	-	Moyen	$10^{-6}$	5	Elevée	Moyen
MEMS	50-100	Elevé	$10^{-5}$	30	Faible	Elevé
Diode Varactors	2-4	Moyen	$10^{-6}$	6	Elevée	Moyen
Capacités ferroélectrique	1,5-3	Moyen	$10^{-10}$	qq.centaines (planaire)	Faible	Faible
Transistors FET	-	Faible	$10^{-9}$	5	Elevé	Moyen
Photoconducteurs	-	Moyen	$10^{-9}$	-	-	Elevé

Tableau I- 2 Comparaison des performances de différents matériaux agiles [10]

	Facteur d'agilité	Temps de réponse (s)	Pertes diélectriques ou magnétiques	Intégration de la commande	Intégration du matériau	Potentiel d'amélioration du matériau
Cristaux liquides	1,1 – 1,5	$T_{on}$ = qq.ms $T_{off}$ = qq.s	$\geq 10^{-2}$	Aisée	Moyenne	Elevé
Ferromagnétiques	Jusqu'à 10	$10^{-10}$	$10^{-4} - 10^{-3}$	Difficile	Aisée	Moyen
Ferroélectriques	1,5 – 4	$10^{-10}$	$10^{-3} - 10^{-2}$	Aisée	Aisée	Moyen

Ces deux tableaux permettant d'obtenir une fonctionnalité de reconfiguration des antennes montrent qu'il n'existe pas de solution universelle, mais le choix technologique doit se faire en fonction des besoins de l'application visée, notamment en termes de consommation, d'encombrement, de simplicité de mise en œuvre, de la fiabilité, du coût et de performance électriques.

Chacune de ces technologies présente des avantages et des inconvénients qui lui sont propres. Une limitation commune à toutes ces solutions réside dans leur tenue de puissance micro-ondes.

Pour cela, l'utilisation de décharges plasma est une des solutions alternative lorsque la puissance est trop élevée parce que le plasma a une capacité à supporter des densités de

puissance élevée. Il est d'ailleurs intéressant de noter que le plasma peut être utilisé sous la forme d'éléments localisés mais aussi comme matériau reconfigurable.

### **I.3.1. Utilisation des plasmas pour la reconfiguration**

Depuis quelques années, plusieurs travaux expérimentaux ont montré la faisabilité de la décharge plasma en reconfiguration micro-ondes. Nous allons voir quelques applications du plasma en reconfiguration dans le domaine antennaire reconfigurable, les circuits ou dispositifs reconfigurables.

#### **I.3.1.1. Plasma comme un matériau à permittivité fortement négative**

Lorsque la partie réelle de la permittivité du plasma est fortement négative, le milieu se comporte comme un conducteur électrique. Ce comportement métallique du plasma a été largement étudié dans le cadre de l'utilisation des décharges comme un élément de reconfiguration.

Par exemple, un filtre passe-bande accordable en fréquence est présenté dans la figure I-19. La décharge plasma est déclenchée dans un tube, à la manière des tubes Néon utilisés pour l'éclairage. Ce tube est inséré en bout d'un guide d'onde rectangulaire et à côté d'une sonde coaxiale. Le couplage entre les deux structures propagatrices est à faible bande. On obtient alors un filtre passe bande dont la fréquence peut être accordée électriquement en faisant varier la densité électronique du plasma. En pratique, l'augmentation du courant dans la décharge et celle de la densité électronique entraîne une augmentation de la fréquence centrale du filtre, c'est-à-dire une variation entre 3,295 GHz et 3,982 GHz et une diminution de sa bande passante, c'est-à-dire entre 320 MHz et 80 MHz. Les pertes d'insertion de ce type de dispositif ne dépassent pas les 2 dB. [11]

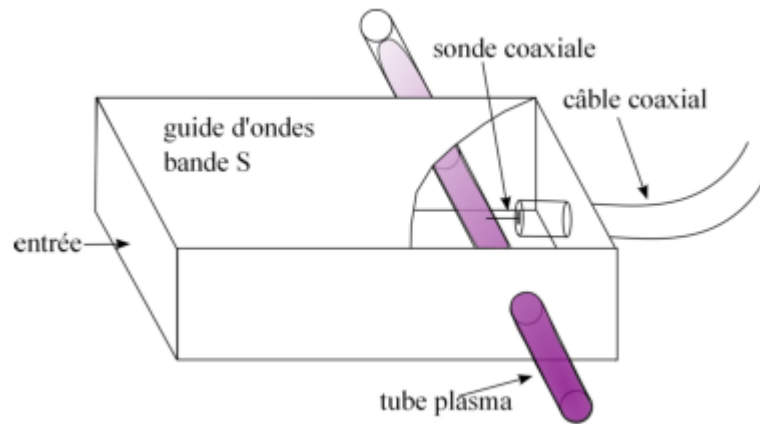


Figure I-19 Filtres passe-bande à tube plasma [11]

### I.3.1.2. Plasma comme un matériau à permittivité faiblement négative

Lorsque la partie réelle de la permittivité est faiblement négative, les effets sont légèrement différents et des applications en reconfiguration sont envisageables.

Dans les années 60, des résultats expérimentaux ont montré que le rayonnement d'une antenne miniature placée au centre d'une sphère remplie de plasma pouvait être sensiblement amélioré si l'antenne est utilisée à une fréquence légèrement inférieure à la fréquence plasma. Dans ce cas, le plasma présente une permittivité faiblement négative et cette sphère de plasma se comporte alors comme un élément inductif pour le champ électromagnétique. C'est en fait le signe négatif de la permittivité qui transforme l'effet capacitif de la sphère en un effet inductif. Au final, cette sphère de plasma permet de réduire l'effet de la forte capacitance qui existe dans le cas des antennes miniatures, et aussi améliorer l'efficacité d'antennes miniatures. Plus récemment, avec l'avènement des métamatériaux, cette constatation expérimentale a été remise au goût du jour d'un point de vue théorique. L'effet alors recherché est le comportement d'un matériau à permittivité faiblement négative ou ENG (Epsilon NeGative). Ce type de matériau pourrait permettre de réaliser des antennes miniatures efficaces, des antennes à ondes de surface reconfigurables en diagramme ou encore des coupleurs directionnels aux performances optimales. [12]

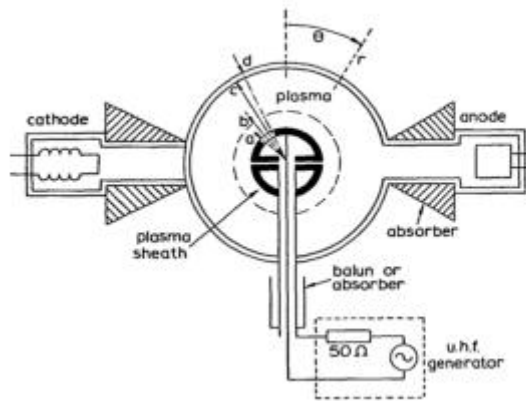


Figure I-20 Antenne miniature entouré d'une sphère de plasma [12]

### I.3.1.3. Plasma comme un matériau à permittivité nul ou positif

Lorsque la permittivité est nulle ou proche de 0, on les appelle dans la littérature matériau des ENZ (Epsilon Near-Zero). Dans ce cas particulier, l'onde peut être propagatrice avec une longueur d'onde qui tend vers infini.

Un exemple, le caractère positif de la permittivité a été utilisé pour la réalisation d'une lentille reconfigurable en diagramme à 36 GHz. Le principe de fonctionnement du dispositif est basé sur les propriétés de réfraction du plasma lorsqu'on génère un gradient de densité électronique. En générant, un milieu dont la permittivité relative varie entre 0 et 1, on peut contrôler la déviation d'un champ électromagnétique incident provenant d'une antenne source, donc le dépointage du diagramme de rayonnement.

L'antenne source est un cornet qui éclaire une enceinte où le plasma est généré. La figure I-21 montre le dispositif expérimental proposé. Le résultat obtenu du diagramme de rayonnement en champ lointain pour la lentille plasma à 36 GHz est donné sur la figure I-22. [13]

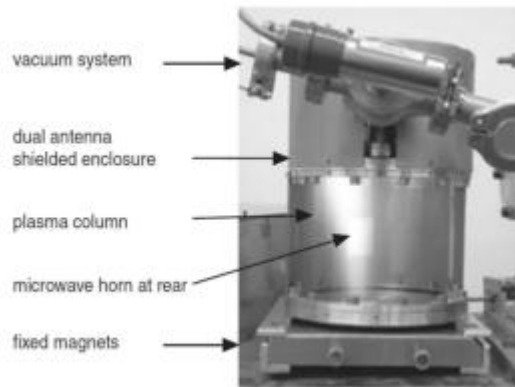


Figure I-21 Dispositif de lentille plasma pour la reconfiguration du diagramme de rayonnement [13]

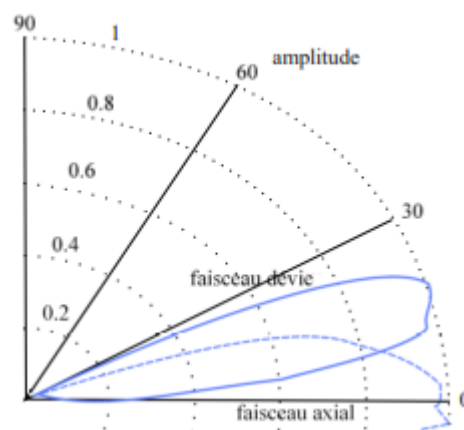


Figure I-22 Résultat de la mesure du champ lointain de la lentille plasma [13]

La figure I-22 montre une excellente collimation du faisceau dévié avec une déviation maximale du faisceau de 25°. Les pertes d'insertion sont évaluées à environ 2dB et elles proviennent des pertes par diffraction et par couplage de l'onde à travers la surface en verre de la cloche vide.

Nous nous intéressons sur cette propriété du plasma c'est-à-dire la permittivité nulle ou positive pour notre simulation. Il est détaillé au CHAPITRE III l'importance de cette propriété du plasma.

Mais avant d'entamer sur ce sujet nous allons voir sur le chapitre suivant, la méthode des éléments finis ou MEF.

# **CHAPITRE II : METHODE DES ELEMENTS FINIS**

## II.1. Introduction

La méthode des éléments finis ou « finite element method » FEM est une méthode de discrétisation d'une équation intégrable prise sous forme variationnelle dans le but de la ramener sous une forme de système d'équations linéaires. Combinée avec une méthode numérique convenable, elle permet de résoudre un problème physique à l'issue d'une modélisation.

Cette méthode consiste à approcher dans un sous espace quelconque de dimension finie, un problème variationnel posé dans un espace de dimension infinie. La solution approchée est une fonction déterminée par un nombre fini de paramètres. La méthode des éléments finis présente un grand avantage sur son adaptation sur les géométries complexes et la souplesse de la prise en compte des différents types de conditions aux limites. Mais son principal inconvénient est son grand coût sur le temps de calcul et de la mémoire.

Voici les principales étapes de la construction d'un modèle éléments finis :

- Discrétisation du milieu continu en sous domaine
- Construction de l'approximation nodale par sous domaine
- Calcul des matrices élémentaires correspondant à la forme intégrale du problème
- Assemblage des matrices élémentaires
- Prise en compte des conditions aux limites
- Résolution du système d'équation

## II.2. Principe général de la MEF [14]

La méthode des éléments finis est une méthode d'approximation interne particulière permettant de résoudre un problème variationnel posé sous la forme suivante :

$$u \in V \text{ tel que } a(u, v) = L(v) \quad \forall v \in V \quad (\text{II-1})$$

$u$  est l'inconnue

$V$  est un espace de Hilbert

$a$  est une forme bilinéaire continue sur  $V \times V$

$L$  est la forme linéaire continue sur  $V$

Le modèle mathématique d'un problème mécanique prend généralement sous la forme de l'équation (II-1) avec :



$$a(u, v) = \int_D \sigma_{ij}(u) \varepsilon_{ij}(v) dV \quad (\text{II-2})$$

et

$$L(v) = \int_D f_i v_i dV + \int_{\partial D} f_j v_j dS \quad (\text{II-3})$$

$D$  est le domaine physique délimitant le corps

$u$  représente le champ de déplacement solution

$v$  représente un champ cinématiquement admissible arbitraire

$\sigma_{ij}$  et  $\varepsilon_{ij}$  les tenseurs de contraintes et déformations respectivement

$f_i$  forces agissant aux systèmes

L'espace des champs cinématiquement admissibles prend la forme d'un espace de Solobev  $H^1(D)$  :

$$H^1(D) = \left\{ \forall \varphi / \int_D |\varphi|^2 dx < \infty \text{ et } \int_D |\nabla \varphi|^2 dx < \infty \right\} \quad (\text{II-4})$$

$\varphi$  est une fonction commensurable de classe  $C^1$  de  $D$  vers  $\mathbb{R}$

$H^1(D)$  est un cas particulier d'un espace Hilbert séparable qui représente  $V$  dans l'équation (II-1).

Le principe d'approximation interne de  $u$  impose à munir  $H^1(D)$  d'une base pratique  $e_i$ .

L'espace  $V$  est remplacé par  $V_h$  de dimension finie  $N_h$  dont  $(e_1 \dots e_n)$  en est une base,

l'approximation de  $u_h$  dans cette base s'écrit :

$$u_h = \sum_{i=1}^{N_h} q_i e_i \quad (\text{II-5})$$

En général, la construction de  $V_h$  s'effectue à partir du partitionnement de  $D$  en un nombre fini d'élément présentant des formes assez simples. Ce qui donnera  $u$  sera obtenue finalement que par assemblage des solutions locales  $u_h$ .

### II.2.1. Discrétisation géométrique

Elle consiste à diviser le domaine d'étude en petits éléments de telle façon qu'ils soient formés par leurs assemblages respectifs. Cette étape est aussi appelée maillage du système et les éléments ainsi formés sont appelés mailles.

Le principe de la discrétisation géométrique est de créer un nombre fini d'éléments  $N_e$  dans un domaine restreint  $D_e$ , elle s'écrit de manière suivante :

$$D = \sum_{e=1}^{N_e} D_e \quad (\text{II-6})$$

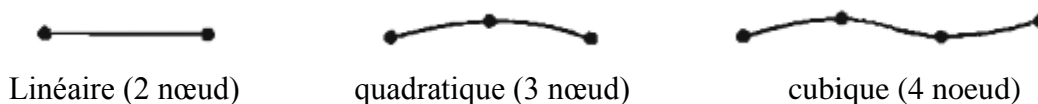
Les points particuliers caractérisant la forme géométrique de l'élément sont appelés nœuds géométriques.

Le principe de maillage par éléments finis est basé sur les règles suivantes :

- Les éléments ne sont assemblés entre eux qu'aux nœuds situés sur leurs frontières communes si elles existent ;
- Les erreurs provoquées sur les frontières courbes seront réduites en utilisant des éléments à frontière courbe ou en diminuant leur taille ;
- Il faut adapter le maillage pour que l'ensemble de tous les éléments constitue un modèle géométrique aussi proche que possible de la structure réelle

Suivant la dimension du domaine d'étude, il existe trois types d'éléments classiques, ces éléments sont identifiés par un nom précisant sa forme ainsi que par le type de courbe ou de surface qui en forme la frontière. De plus, nous donnons le nombre de nœuds géométriques nécessaires pour définir l'élément : [15]

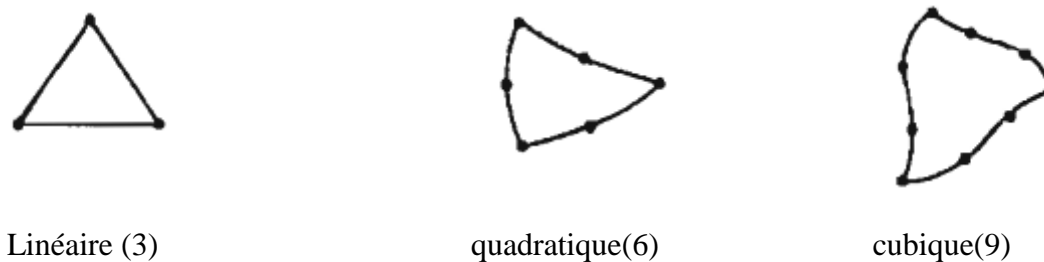
- ✓ Les éléments linéiques ou à une dimension :



- ✓ Les éléments surfaciques ou à deux dimensions :

Ce sont des triangles ou quadrilatères dont les côtés sont des courbes polynomiales du 1<sup>er</sup>, 2<sup>e</sup> ou 3<sup>e</sup> degré.

Éléments triangulaires :



Eléments quadrilatéraux :



Linéaire (4)



Quadratique(8)



Cubique(12)

✓ Les éléments volumiques ou à trois dimensions :

Ce sont des tétraèdres, hexaèdres ou prismes dont les faces sont des surfaces polynomiales du 1<sup>er</sup>, 2<sup>e</sup> ou 3<sup>e</sup> degré.

Eléments tétraédriques :



Linéaire(4)

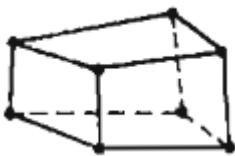


Quadratique(10)



Cubique(16)

Eléments hexaédriques :



Linéaire(8)

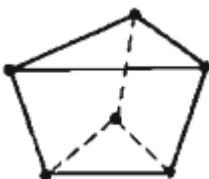


Quadratique(20)



Cubique(32)

Eléments prismatiques :



Linéaire(6)



Quadratique(15)



Cubique(24)

## II.2.2. Approximation nodale

Les inconnues  $q_i$  construits à partir de l'approximation n'ont pas de sens physique évident. Pour comprendre ce problème, la méthode des éléments finis propose d'exprimer la solution  $u$  à l'intérieur d'une maille, à partir de l'interpolation de ses valeurs sur quelques points particuliers appelés nœuds d'interpolation. Les valeurs nodales deviennent les inconnues du problème. Il s'agit donc d'une représentation nodale de l'approximation ou plus simplement une approximation nodale.

$$\bar{u} = N \cdot u_n \quad (\text{II-7})$$

$N$  représente les fonctions d'interpolation

$u_n$  désigne les variables nodales

Le changement de variable précédent annonce que les fonctions d'interpolations sont construites à partir des fonctions de base.

Deux catégories de fonctions de base peuvent générer les fonctions d'interpolation :

- Les bases polynomiales complètes de type linéaire, quadratique ou cubique.

Par exemple, en deux dimensions la fonction de base :

- ✓ Linéaire utilise trois variables :  $(1, x, y)$
- ✓ Quadratique utilise six variables  $(1, x, y, z, x^2, xy, y^2)$

Et en trois dimensions :

- ✓ Linéaire correspond à quatre variables  $(1, x, y, z)$
- ✓ Quadratique, la fonction utilise dix variables  $(1, x, y, z, x^2, xy, y^2, xz, yz, xyz)$
- Les bases polynomiales incomplètes qui sont de type bilinéaire ou biquadratique ou bicubique en deux dimensions, trilinéaire ou triquadratique ou tricubique en trois dimensions

Par exemple, une fonction de base incomplète :

- ✓ Bilinéaire contient quatre variables  $(1, x, y, xy)$
- ✓ Trilinéaire contient huit variables  $(1, x, y, z, xy, xz, yz, xyz)$

La condition des erreurs et la convergence d'un élément sont liées étroitement au choix de fonction de base générant la fonction d'interpolation.

### II.2.3. Approche de calcul aux niveaux élémentaires

Le fondement de la méthode des éléments finis a annoncé la nécessité de restreindre les calculs dans des sous-domaines élémentaires. En effet, il s'agit de considérer les éléments réels comme étant l'image par une transformation géométrique, caractérisée par sa matrice de passage  $[J_i]$ , d'un élément de référence pour lequel les fonctions d'interpolation sont connues. Ainsi, au lieu de travailler sur les éléments réels, les calculs sont ramenés au niveau des éléments de référence.

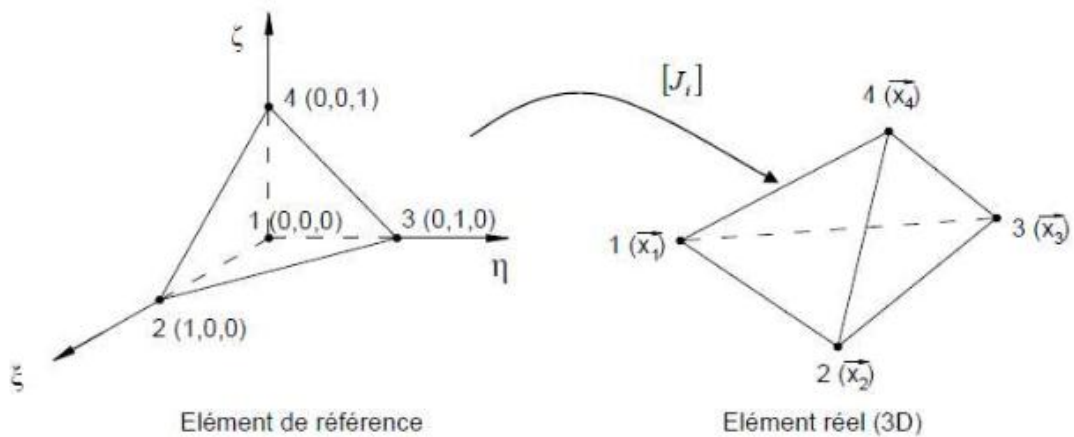


Figure II-01 Elément de référence et élément réel

### II.2.4. Convergence de la méthode des éléments finis

La démonstration de la convergence de la méthode des éléments finis nécessite des développements assez difficiles et longs. Mais en résumant, le but est de définir les conditions nécessaires et suffisantes sur lesquelles la transformation d'un problème continu en problème discret conduit à la recherche d'une solution approchée suffisamment voisine de la solution exacte.

Un problème numérique est consistant si la solution exacte des équations discrétisées tend vers la solution exacte des équations continues lorsque le pas de discrétisation tend vers zéro. Donc il est stable si la différence entre ces deux solutions est bornée.

Pour une approximation par éléments finis, ces critères de convergence sont traduits mathématiquement par la norme d'erreur  $e_u$  (erreur d'approximation de tous les termes de l'équation intégrale obtenue par la formulation variationnelle) qui doit être d'ordre  $n \geq 1$ .

On a :

$$e_u^2 = \|u_h - u_{ex}\|^2 \quad (\text{II-8})$$

On obtient la condition de la convergence :

$$e_u = O(h^n) \leq c \cdot h^n \quad \forall c > 0 \text{ et } n \geq 1 \quad (\text{II-9})$$

$u_h$  solution obtenue par éléments finis

$u_{ex}$  solution exacte du problème

$h^n$  la taille des éléments finis

### II.3. Etapes d'analyse par éléments finis

#### II.3.1. Phase de prétraitement

C'est la phase préliminaire de la modélisation, elle comporte la création du modèle physique et du modèle mathématique correspondant au problème.

La création du modèle physique est surtout caractérisée par la discrétisation géométrique du système. En effet, le principe se base sur le choix du type d'élément à générer et l'élaboration de l'algorithme créant le maillage.

- Maillage :

La création d'un maillage reste une étape assez complexe et relève des bases de calcul matriciel assez important. Elle est caractérisée par le dressage de deux matrices caractéristiques :

- ✓ La matrice des coordonnées, qui est une matrice contenant toutes les coordonnées de chaque nœud dans le repère utilisé. Sa taille est égale au :

nombre de noeuds  $\times$  dimension de l'espace d'étude

- ✓ La matrice des connectivités, qui est une matrice caractérisant la liaison des nœuds à chaque élément.

L'exemple suivant illustre brièvement un mode de dressage de ces deux matrices. Considérons un cube de côté 2 et le repère de construction du maillage coïncide avec le centre du cube, le maillage à générer sera de type tétraédrique à quatre nœuds. [14]

Tableau II- 1 Matrice des connectivités et des coordonnées

**Matrice des connectivités**

Eléments	Nœuds			
1	6	2	3	1
2	6	5	3	1
3	6	4	2	3
4	6	4	8	3
5	6	7	5	3
6	6	7	8	3

**Matrice des coordonnées**

Nombre des nœuds	x	y	z
1	-1	-1	-1
2	-1	1	-1
3	1	-1	-1
4	1	1	-1
5	-1	-1	1
6	-1	1	1
7	1	-1	1
8	1	1	1

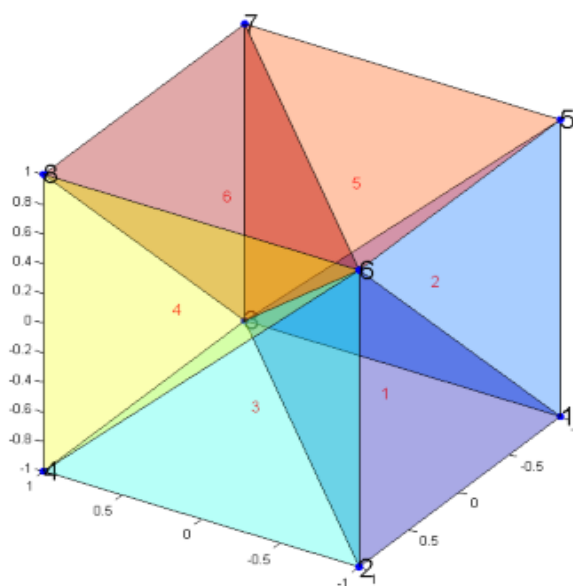


Figure II-02 Cube de côté 2 sous un maillage tétraédrique [14]

La méthode de création d'un maillage dépend du mode de dressage des deux matrices (matrices des coordonnées et matrice des connectivités). La première matrice caractérise la forme de l'objet à mailler, il s'agit de créer une multitude de points donnant la forme de l'objet. Puis la matrice de connectivités caractérise la forme de l'élément à générer c'est-à-dire la création d'une liaison entre les points donnant la forme de l'élément.

Mais il est toujours possible de créer un raffinement dans les zones présentant des changements brusques de géométrie. De ce fait, deux types de maillage peuvent être pris en compte :

- ✓ Un maillage de type structuré dont les éléments sont tous identiques et de mêmes tailles
- ✓ Un maillage de types non structuré en opposition avec celui du type précédent.

La génération de maillage non structuré se base sur deux principes essentiels : le premier consiste à augmenter le nombre des nœuds dans la zone à raffiner et le second se fonde sur un déplacement des nœuds déjà en place dans la zone à raffiner. Ces deux méthodes de raffinement nécessitent la manipulation des deux matrices caractéristiques, si bien que cette étape se fait manuellement dans la plupart des cas.

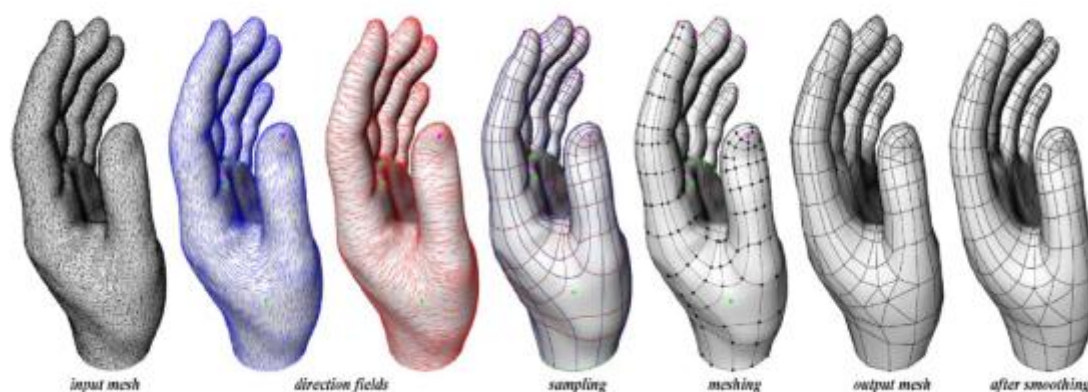


Figure II-03 Manipulation des maillages

Le maillage présente une importante influence dans les calculs, le changement de type d'élément peut présenter une répercussion sur la précision du résultat final.

### II.3.2. Phase de calcul

#### III.3.2.1. Matrice de rigidité élémentaire

La discrétisation du travail intérieur dû à une déformation virtuelle conduit à la création de la matrice de rigidité élémentaire qui est généralement de la forme :

$$[K_e] = \int_{D_e} [B]^T [D][B]dV \quad (II-10)$$

$[K_e]$  est la matrice de rigidité élémentaire

$[B]$  est une matrice d'opérateur différentiel appliqué aux fonctions d'interpolation



[D] désigne la matrice d'élasticité du matériau

[K<sub>e</sub>] est une matrice carré dont le nombre de lignes est égale à la dimension de l'espace d'étude multiplié par le nombre de nœuds de l'élément.

### III.3.2.2. Vecteurs force équivalentes élémentaire

Les forces de surfaces extérieures agissant sur une facette frontière d'un élément sont équivalentes à un vecteur concentré {f<sub>e</sub>} agissant aux nœuds constituant l'élément.

L'expression de ce vecteur est obtenue à partir de la discrétisation du travail des forces extérieures dû à un déplacement virtuel quelconque. L'expression de {f<sub>e</sub>} prend la forme suivante :

$$\{f_e\} = \int_{D_e} [N]^T f_d dV + \int_{\partial D_e} [N]^T T_d dS \quad (\text{II-11})$$

Avec f<sub>d</sub> et T<sub>d</sub> sont respectivement les forces de volume et forces surfaciques agissant sur la frontière ∂D<sub>e</sub>.

[N] la matrice d'interpolation

### III.3.2.3. Assemblage des matrices

Par définition, la matrice de rigidité globale ou matrice du système est la matrice [K] telle que :

$$[K] = [A]^T [K_e] [A] \quad (\text{II-12})$$

[K<sub>e</sub>] la matrice de rigidité élémentaire

[A] la matrice de connectivités

La construction de [K] ne suit pas cette formule mais par procédure d'assemblage des matrices de rigidité élémentaire.

Il existe deux méthodes d'assemblage de cette matrice :

- L'assemblage en mécanique de structures c'est-à-dire créer le système d'équations globales en utilisant la continuité des déplacements aux nœuds
- L'assemblage par expansion des matrices qui consiste à placer les matrices élémentaires les unes après les autres dans un système de numérotation globale des nœuds

Pour les éléments volumiques, l'assemblage par expansion des matrices est plus pratique afin d'éviter la répétition des numéros des nœuds dans le système de numérotation globale.

L'assemblage des matrices pour chaque opérateur correspond à la création de la matrice de rigidité globale et ceux des vecteurs correspondent à la création du vecteur sollicitation globale du système.

Ils sont définis par les relations suivantes :

$$[K] = \sum [K^e] \quad (\text{II-13})$$

et

$$[F] = \sum [f^e] \quad (\text{II-14})$$

#### **III.3.2.4. Conditions aux limites**

Sans la prise en compte des conditions aux limites, la matrice de rigidité est encore singulière, ce qui signifie que l'état d'équilibre n'est pas encore atteint.

Les différents types des conditions aux limites sont :

- **Conditions aux limites de Dirichlet**

Les conditions aux limites de Dirichlet sont spécifiées sur une partie ou sur toute la frontière du domaine. On l'appelle aussi valeur à bord

- **Conditions aux limites de Neumann ou gradients au bord**

On l'utilise lorsqu'on souhaite spécifier les valeurs que l'équation doit vérifier sur la frontière du domaine (flux, contraintes,...)

- **Conditions aux limites de Robin ou condition de Fourier**

On parle des conditions de Robin ou condition de Fourier ou condition d'impédance lorsqu'on souhaite spécifier une relation linéaire entre les valeurs de la fonction et les valeurs de la dérivée de la fonction qui est imposée sur toute ou une partie du domaine. C'est une association des conditions aux limites de Dirichlet et des conditions aux limites de Neumann.

- **Conditions limites dynamiques**

Les Conditions limites dynamiques sont utilisées lorsqu'on souhaite spécifier une combinaison linéaire entre la dérivée temporelle et la dérivée normale que la solution doit vérifier sur toute ou une partie du domaine.

- **Conditions aux limites mêlées**

On parle des conditions limites mêlées lorsqu'on juxtapose plusieurs conditions aux limites différentes sur toute ou une partie du domaine.

### **III.3.2.5. Résolution du système linéaire**

La mise en équation matricielle conduit à la résolution d'un système d'équations linéaires de la forme :

$$[K][U] = [F] \quad (II-15)$$

Nombreuses méthodes peuvent être utilisées pour résoudre un tel système d'équations. La méthode de Gauss fondée sur les notions d'échange de lignes et pivots, est plus souple à programmer. La valeur obtenue requiert une extrême vigilance puisque la résolution n'est effectuée correctement que lorsque les pivots successifs restent assez grands.

Par contre, il n'est pas à exclure que l'utilisation de la méthode de factorisation de CHOLESKY, adaptée aux matrices symétriques définies positives, correspond aux propriétés de la matrice de rigidité. Elle est également utilisée pour l'inversion des matrices.

### **II.3.3. Post-traitement**

Cette phase correspond aux diverses vérifications de la méthode.

Elle consiste à :

- Vérifier les critères de convergence des éléments. Dans ce cas, il y a lieu d'effectuer une étude de cas afin de comparer les résultats obtenus avec les résultats théoriques
- Exploiter les résultats numériques
- Interpréter les résultats finals

### **II.4. Utilisation d'un logiciel éléments finis**

Un programme général de type industriel doit être capable de résoudre des problèmes variés de grandes tailles. Ces programmes complexes nécessitent un travail d'approche non négligeable avant de pouvoir traiter un problème réel de façon correcte.

Citons quelques exemples de logiciels comme NASTRAN, ANSYS, COMSOL Multiphysics, CESAR, SAMCEF, ... Les possibilités offertes par de tels programmes sont nombreuses :

- Analyse linéaire ou non d'un système physique continu
- Analyse statique ou dynamique
- Prise en compte de lois de comportement complexes
- Prise en compte des phénomènes divers
- Problème d'optimisation etc...

Tout logiciel de calcul par la méthode des éléments finis contient les étapes caractéristiques ou blocs fonctionnels suivante : [16]



**CHAPITRE III : MODELE  
MULTIPHYSIQUE DU PLASMA  
RADIO-FREQUENCE**

### **III.1. Introduction du plasma**

#### **III.1.1. Définition**

Le plasma, connu comme le quatrième état de la matière, est défini comme un gaz partiellement ou totalement ionisé. Il se compose ainsi d'électrons, d'ions, ainsi que d'espèces neutres (atomes ou molécules). Pour le créer, il suffit d'appliquer un champ électrique suffisamment fort pour ioniser le gaz.

L'univers se trouve essentiellement à l'état plasma puisque la plus grande partie de la matière interstellaire ainsi que les étoiles sont des plasmas. Il y a naturellement de grandes différences entre les régions proches du cœur des étoiles qui sont extrêmement chaudes et denses, et la matière interstellaire, froide et diluée. Ces différences se retrouvent dans les plasmas créés par l'homme, séparés en deux grandes catégories : les plasmas chauds et les plasmas froids.

- Les plasmas chauds, totalement ionisés, ont des températures et des densités très élevées. Le confinement des particules chargées obtenu dans les plasmas chauds, est suffisant pour initier des réactions de fusion thermonucléaire similaires à celles qui entretiennent les étoiles. Le contrôle de ces réactions, qui n'est toujours pas obtenu, est un enjeu majeur puisqu'il donnerait à l'humanité une réserve d'énergie inépuisable.
- Les plasmas froids, appelés aussi plasma de décharge, ne sont que faiblement ionisés. Ils sont entretenus par une source d'énergie électrique, dont la gamme de fréquence est très large puisqu'elle varie de zéro (source continue) à plusieurs GHz (source micro-onde). Les puissances injectées sont modestes, en général à l'ordre du kW et les plasmas de décharge sont donc majoritairement constitués de molécules et d'atomes (neutres) avec une faible fraction d'ions et d'électrons. L'extension spatiale du plasma est limitée par des parois, qui peuvent être conductrices ou isolantes, au voisinage desquelles s'établissent des zones de charge d'espace positive.

Si les études pionnières des décharges étaient essentiellement fondamentales, la tendance actuelle est d'étudier les propriétés des décharges de plus en plus dans un but applicatif. La production de matériaux semi-conducteurs, les dispositifs pour la microélectronique, les sources de lumière, les écrans plasma, l'aéronautique, le traitement des déchets toxiques, l'emballage des produits alimentaires sont seulement quelques exemples notables d'applications assistées par plasma.

### III.1.2. Classification du plasma

L'obtention d'un plasma se fait par ionisation d'un gaz initialement neutre par apport à une énergie qui peut être électrique (application d'un champ électrique), thermique (par chauffage du gaz) ou électromagnétique (par microonde par exemple). L'énergie fournie au gaz sert à accélérer les électrons libres et à créer des collisions avec les particules neutres. Une énergie suffisante dépendant du type du gaz permet d'ioniser les particules neutres à partir de ces collisions. Les collisions successives forment ainsi le plasma.

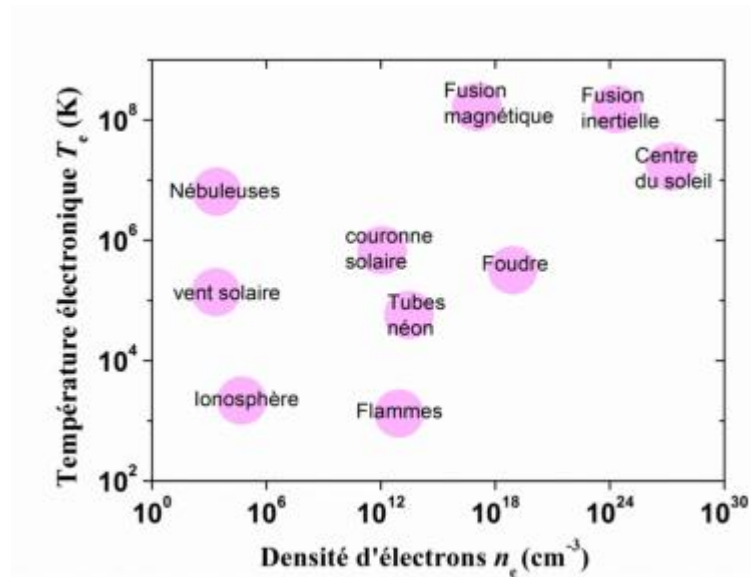


Figure III-01 Classification des décharges plasma selon  $n_e$  et  $T_e$  en échelle logarithmique

Notons qu'à l'échelle macroscopique, le plasma est en général électriquement neutre, en d'autres termes :

$$n_e = n_i \quad (\text{III-1})$$

Avec  $n_i$  représentant la densité des ions dans le gaz.

Nous pouvons classer les plasmas selon leur degré d'ionisation défini par :

$$\alpha = \frac{n_e}{n_e + n_g} \quad (\text{II-2})$$

Avec  $n_g$  la densité des particules neutres dans le gaz.

Cette grandeur prend des valeurs très faibles de l'ordre de  $10^{-10}$  pour les plasmas faiblement ionisés et peut aller jusqu'à 1 pour les plasmas très fortement ionisés comme les plasmas de fusion ou le cœur des étoiles. A partir d'une valeur typique du degré d'ionisation  $\alpha_0 = 10^{-4}$ , on distingue deux catégories : les plasmas froids tels que  $\alpha < \alpha_0$  et les plasmas chauds tels que  $\alpha > \alpha_0$ .



### III.1.3. Plasma faiblement ionisé ou plasma froid

Selon le processus de génération et de pertes du plasma, un équilibre thermodynamique peut exister ou pas entre les différentes particules présentes dans le gaz. Selon ce critère, on distingue deux classes de plasmas froids

- **Plasmas froids à l'équilibre thermodynamique** : Ce type de plasma nécessite une énergie thermique importante pour atteindre l'énergie d'ionisation. Dans ce cas, les températures de toutes les particules sont quasiment identiques :  $T_e \approx T_i \approx T_g$  avec  $T_i$  la température des ions et  $T_g$  celle du gaz
- **Plasmas froids hors-équilibre** : D'autres mécanismes du chauffage du gaz sont responsables de la génération du plasma, comme l'application d'un champ électrique. Les températures des particules dans le gaz sont différentes, avec  $T_e \gg T_i \approx T_g$

### III.1.4. Les paramètres caractéristiques d'un plasma froid hors équilibre [17]

Les plasmas froids hors-équilibre sont des plasmas qui ont une densité électronique  $n_e$  comprise généralement entre  $10^{11}$  et  $10^{21} \text{m}^{-3}$ , avec des températures électroniques  $T_e$  pouvant varier sur plusieurs ordres de grandeurs et dont une valeur moyenne classique est de l'ordre de quelques eV, en fonction de la méthode de production du plasma. Dans ce cas précis, les interactions entre les particules du gaz déclenchant le processus d'ionisation s'effectuent principalement par des collisions entre les électrons et les neutres présents dans le gaz. En pratique, ce sont les électrons qui reçoivent l'énergie extérieure utile pour l'ionisation du gaz.

Pour mieux comprendre l'interaction entre un milieu plasma froid hors-équilibre et une onde électromagnétique, il convient d'introduire quelques paramètres décrivant le comportement intrinsèque d'un plasma.

#### III.1.4.1. Pulsation plasma $\omega_p$

Si on considère un milieu plasma déjà établi et qu'on le soumet à une perturbation extérieure locale sous la forme d'un champ électrique incident qui altère la distribution des charges, le plasma tend alors à revenir à un état d'équilibre. Les forces produites par cette différence de potentiel à l'intérieur du volume font que les électrons oscillent en cherchant à retourner vers un point d'équilibre. Ces oscillations de type harmonique se produisent à la pulsation plasma  $\omega_p$  :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (\text{III-3})$$

Avec :

$e$  la charge d'électron :  $1.602 \times 10^{-19} \text{C}$

$m_e$  la masse d'électron :  $9.109 \times 10^{-31} \text{kg}$

$n_e$  la densité d'électron

$\epsilon_0$  la permittivité du vide :  $8.85418782 \times 10^{-12} \text{F.m}^{-1}$

### III.1.4.2. Libre parcours et fréquence de collision

Le libre parcours moyen des électrons se définit comme suit :

$$\lambda_e = \frac{1}{n_g \sigma_e} \quad (\text{III-4})$$

A partir du libre parcours moyen, on peut écrire la fréquence de collision comme suit :

$$\nu \approx \frac{v_e}{\lambda_e} \quad (\text{III-5})$$

Avec

$\sigma_e$  section efficace de transfert de quantité de mouvement électron-neutre

$n_g$  densité des neutres

$v_e$  vitesse électronique de l'ordre de  $10^5$  à  $10^6$  m/s

D'après l'équation des gaz parfaits  $P = n_g k_B T_g$ , on peut voir que la fréquence de collision est liée directement à la pression du gaz. Donc plus  $P$  est élevé, plus  $\nu$  est importante, i.e. les électrons font plus de collisions avec les particules neutres.

### III.1.4.3. Longueur de Debye

On appelle longueur de Debye  $\lambda_D$ , la longueur sur laquelle les charges électriques (par exemple les électrons) écrantent le champ électrostatique dans un plasma ou un autre conducteur. Autrement dit,  $\lambda_D$  est la distance en dessus de laquelle une séparation significative des charges peut avoir lieu, il en résulte que la neutralité du plasma n'existe qu'à une échelle d'observation supérieure à  $\lambda_D$ .

Elle s'exprime comme suit :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (\text{III-6})$$

Avec  $k_B$  la constante de Boltzmann :  $1.3806488 \times 10^{-23} \text{m}^2 \text{kg s}^{-2} \text{K}^{-1}$

Pour avoir un plasma neutre, les dimensions de l'enceinte contenant le gaz doivent être beaucoup plus grandes que la longueur de Debye. Cette longueur dépend à la fois de la température  $T_e$  et de la densité électronique  $n_e$ .

Ainsi, pour une enceinte donnée, le plasma est neutre à une densité suffisamment élevée pour que  $\lambda_D$  soit négligeable devant les dimensions de l'enceinte.

#### III.1.4.4. Gaine

Pour comprendre la notion de gaine, considérons un plasma neutre, i.e.  $n_e = n_i$  limité par une paroi isolée électriquement. Le plasma est dans un état initial de neutralité, comme le montre la Figure III-2 (a), mais l'agitation thermique des particules dans le gaz ionisé va changer cet état. En effet, la vitesse thermique électronique étant beaucoup plus importante que celle des ions, vu la différence de masse entre ces 2 particules, les électrons arrivent vers la paroi rapidement. Les électrons suivants seront refoulés par la couche d'électrons sur la paroi et les ions seront attirés. Ainsi, la zone proche de la paroi où un déficit en électrons est créé, i.e.  $n_e \ll n_i$  est appelée gaine. De plus, ce déficit électronique dans la gaine engendre l'application d'une force électrostatique sur les électrons dirigée de la paroi vers le plasma et d'une force opposée dirigée vers la gaine sur les ions. La densité des électrons décroît alors progressivement à partir de la frontière séparant le plasma neutre de la gaine jusqu'à la paroi, comme le montre la Figure III-2 (b). La courbe de décroissance de  $n_e$  dépend de plusieurs paramètres et sera étudiée dans la suite de ce chapitre dans le cas particulier d'un plasma RF (Radiofréquence).

La neutralité dans le plasma est alors assurée par deux phénomènes opposés : la vitesse thermique des électrons d'un côté et la force électrostatique de l'autre. L'épaisseur de la gaine est de l'ordre de quelques longueurs de Debye et dépend du mécanisme de génération du plasma.

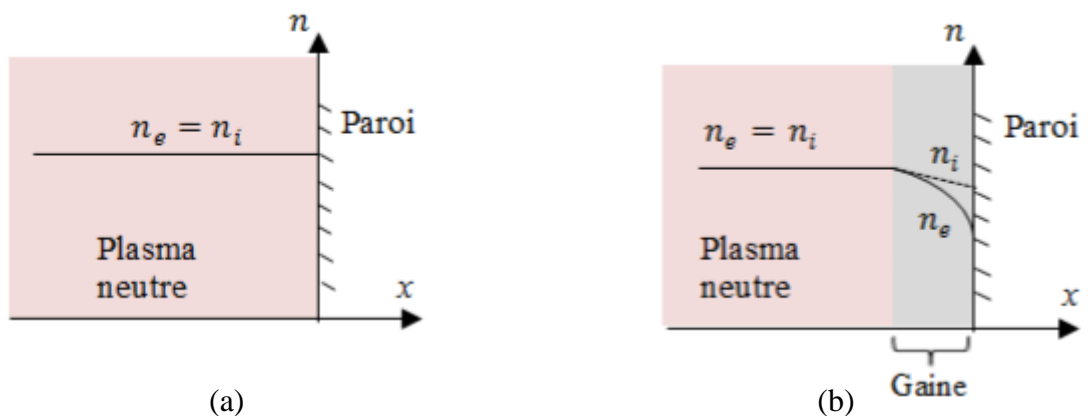


Figure III-02 Description de la formation de la gaine avec la densité : (a) état initial (b) état une fois la gaine formée. [17]

### III.1.4.5. Epaisseur de peau

Il est important d'évaluer l'épaisseur de peau quand l'onde électromagnétique est responsable de la réaction du plasma. L'onde électromagnétique incidente pénètre dans le plasma sur une épaisseur de peau  $\delta_p$ , il s'agit de l'épaisseur nécessaire pour que l'onde soit atténué d'un rapport de  $\frac{1}{e}$  c'est-à-dire que la dimension de l'enceinte contenant le gaz doit être beaucoup plus grande que l'épaisseur de peau.

L'épaisseur de peau dans le plasma s'écrit comme suit :

$$\delta_p = \frac{c}{\omega} \frac{1}{|\text{Im}(\sqrt{\epsilon_1})|} \quad (\text{III-7})$$

Il dépend donc des mêmes paramètres que la permittivité du plasma :  $\omega$ ,  $\omega_p$  et  $\nu$ . Des expressions plus simples de  $\delta_p$  peuvent être obtenues avec des hypothèses particulières : un plasma sans collisions ( $\nu \ll \omega$ ) et un plasma à fréquence de collision très élevée ( $\nu \gg \omega$ ).

### III.2. Modèle de Drude de la permittivité diélectrique d'un plasma froid hors-équilibre [18]

Pour modéliser un milieu plasma d'un point de vue électromagnétique, on exprime classiquement sa permittivité relative complexe à partir du modèle de Drude. Pour déterminer son expression, il faut considérer l'équation de mouvement appliquée aux électrons du plasma lorsqu'ils sont soumis à un champ électromagnétique incident.

Si on considère un milieu plasma non magnétisé (i.e. sans champ magnétique externe), l'équation de la dynamique appliquée aux électrons s'écrit :

$$m_e \frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} = -e\mathbf{E} - m_e \nu \mathbf{v}_e \quad (\text{III-8})$$

Où  $\mathbf{v}_e$  vecteur vitesse de dérive d'un électron et  $\mathbf{E}$  le vecteur champ électrique incident.

La partie de droite de cette égalité est composée de deux forces : la première est la force de Lorentz appliquée par le champ électrique incident sur un électron, et la seconde est la force de frottement subie par l'électron dans le plasma à cause des collisions. En régime harmonique, la solution de l'équation différentielle en temps de l'équation (III-8) s'exprime comme suit :

$$\mathbf{v}_e = -\frac{e}{m_e} \left( \frac{1}{\nu + j\omega} \right) \mathbf{E} \quad (\text{III-9})$$

Avec  $\omega$  la pulsation de l'onde électromagnétique

L'expression du vecteur de densité de courant électronique s'écrit alors :

$$\mathbf{J}_e = -en_e \mathbf{v}_e = \frac{e^2 n_e}{m_e} \left( \frac{1}{\nu + j\omega} \right) \mathbf{E} \quad (\text{III-10})$$

D'après la loi d'Ohm :

$$\mathbf{J}_e = \sigma \mathbf{E} \quad (\text{III-11})$$

On en déduit par identification et en utilisant la pulsation du plasma l'expression de la conductivité  $\sigma = \sigma' + j\sigma''$  du plasma :

$$\sigma = \varepsilon_0 \omega_p^2 \left( \frac{1}{\nu + j\omega} \right) \quad (\text{III-12})$$

$$\sigma = \varepsilon_0 \frac{\left( \frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \nu}{1 + \left( \frac{\nu}{\omega} \right)^2} - j \varepsilon_0 \frac{\frac{\omega_p^2}{\omega}}{1 + \left( \frac{\nu}{\omega} \right)^2} \quad (\text{III-13})$$

Le modèle de Drude nous donne donc une expression de la conductivité complexe d'un milieu plasma froid hors-équilibre non magnétisé. L'introduction d'un champ magnétique aurait pour principale influence de créer de l'anisotropie dans l'expression de la conductivité du plasma.

En exprimant l'équation de Maxwell-Ampère ( $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_e + j\omega\varepsilon_0 \mathbf{E}$ ) sous la forme ( $\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\varepsilon_0 \varepsilon_1 \mathbf{E}$ ) on peut obtenir une expression équivalente en termes de permittivité diélectrique du milieu plasma :

$$\nabla \times \mathbf{H} = \left( \frac{\sigma''}{\omega\varepsilon_0} + 1 - j \frac{\sigma'}{\omega\varepsilon_0} \right) j\omega\varepsilon_0 \mathbf{E} \quad (\text{III-14})$$

Donc

$$\varepsilon_1 = \left( \frac{\sigma''}{\omega\varepsilon_0} + 1 - j \frac{\sigma'}{\omega\varepsilon_0} \right) = \varepsilon_1' - j\varepsilon_1'' \quad (\text{III-15})$$

Puis on remplace les termes de conductivité obtenus dans l'équation ci-dessus pour obtenir la permittivité relative complexe du plasma :

$$\varepsilon_1 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - j\omega\nu} \quad (\text{III-16})$$

que l'on peut aussi écrire sous la forme suivante :

$$\varepsilon_1 = 1 - \frac{\left( \frac{\omega_p}{\omega} \right)^2}{1 + \left( \frac{\nu}{\omega} \right)^2} - j \frac{\left( \frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \left( \frac{\nu}{\omega} \right)}{1 + \left( \frac{\nu}{\omega} \right)^2} \quad (\text{III-17})$$

Avec

$$\varepsilon'_1 = 1 - \frac{\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2}{1 + \left(\frac{\nu}{\omega}\right)^2} \quad (\text{III-18})$$

Comme l'expression de la conductivité, celle de la permittivité dépend de la fréquence de collision électron-neutre  $\nu$ , de la pulsation plasma  $\omega_p$  et de la pulsation de l'onde  $\omega$  qui interagit avec le plasma. En fonction des valeurs des paramètres physiques de la décharge plasma, la partie réelle de la permittivité relative du plasma peut ainsi prendre des valeurs négatives, nulles ou comprises entre zéro et un pour une pulsation donnée.

Afin de mieux comprendre, nous traçons sur la figure III-3 et figure III-4 la partie réelle  $\varepsilon'_1$  et la partie imaginaire  $\varepsilon''_1$  en fonction des rapports  $\frac{\nu}{\omega}$  et  $\frac{\omega_p}{\omega}$ .

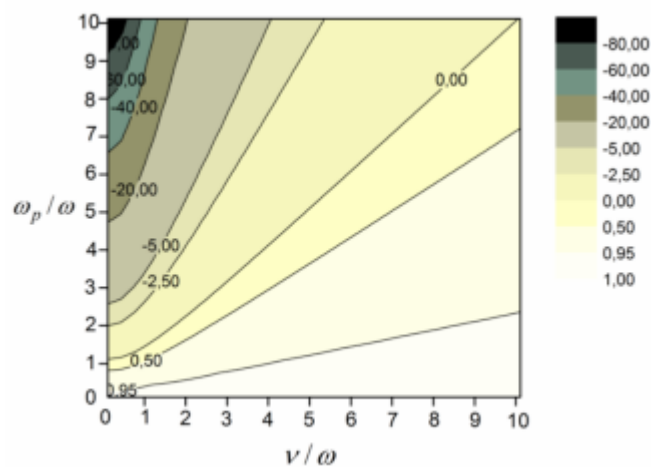


Figure III-03 Partie réelle de la permittivité  $\varepsilon'_1$  en fonction de  $\frac{\nu}{\omega}$  et  $\frac{\omega_p}{\omega}$

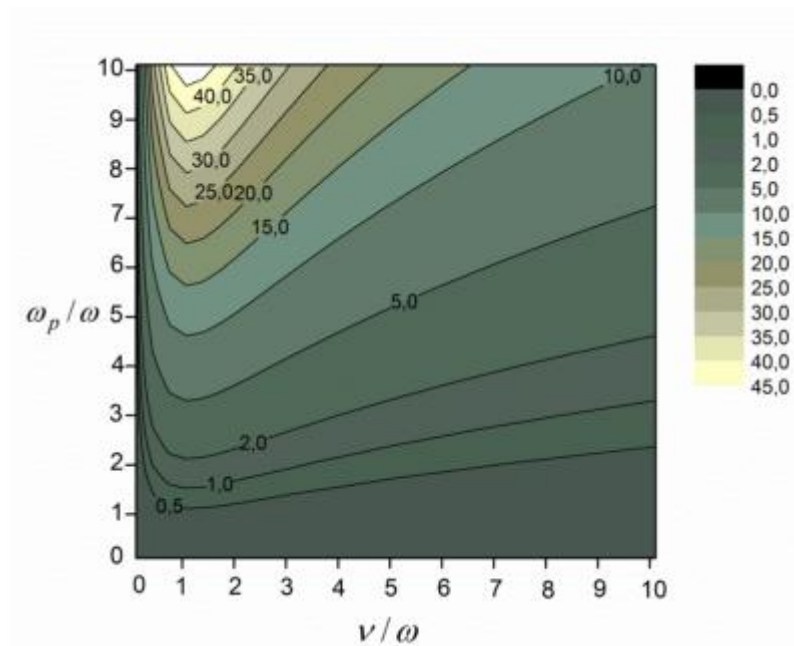


Figure III-04 Partie imaginaire  $\varepsilon''_1$  en fonction de  $\frac{\nu}{\omega}$  et  $\frac{\omega_p}{\omega}$

D'après les figures ci-dessus,  $\epsilon'_1$  prend des valeurs négatives quand  $\frac{\omega_p}{\omega}$  est grand puis passe par zéro et tend vers un, quand  $\frac{\omega_p}{\omega}$  est petit.

Le contour correspondant à la valeur zéro à pour équation :

$$\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 = \left(\frac{v}{\omega}\right)^2 + 1 \quad (\text{III-19})$$

La partie imaginaire tracée sur la figure III-4 montre des maximums à l'abscisse  $\frac{v}{\omega} = 1$  pour des valeurs  $\frac{\omega_p}{\omega}$  fixées. Comparée à la zone  $\frac{v}{\omega} > 1$ , la zone  $\frac{v}{\omega} < 1$  la valeur de  $\epsilon''_1$  décroît plus rapidement, ainsi ses derniers sont plus faibles.

Les courbes de la permittivité du plasma permettent d'analyser la variation de ses parties réelle et imaginaire en fonction des rapports  $\frac{v}{\omega}$  et  $\frac{\omega_p}{\omega}$ .

### III.3. Mécanisme de création du plasma par Radiofréquence (RF) [18]

La puissance RF injectée dans le gaz est transmise aux électrons et permet ainsi d'ioniser le gaz. La fréquence utilisée aux réacteurs RF est de 13,56 MHz. Il existe 2 mécanismes principaux de chauffage dans la gamme de radiofréquence : le couplage capacitif et le couplage inductif.

#### III.3.1. Le plasma à couplage capacitif ou CCP

Le plasma à couplage capacitif qui est très utilisé dans le domaine de la microélectronique. Il consiste à appliquer un champ électrique RF sur une électrode directement plongée dans le plasma volumique. Ce type de décharge fonctionne à faible pression 1-100 mTorr mais ne peut dépasser la densité la densité électronique  $10^{16} - 10^{17} \text{ m}^{-3}$ . Augmenter la tension RF appliquée sur l'électrode afin d'obtenir des densités élevée induit l'élargissement de la gaine. De plus, la gaine oscille dans le temps car elle génère des harmoniques à la fréquence de l'onde RF. Un réacteur capacitif multifréquence peut remédier à certain problème de ce type de décharge mais crée des ondes stationnaires, ce qui cause des non uniformités dans le plasma.

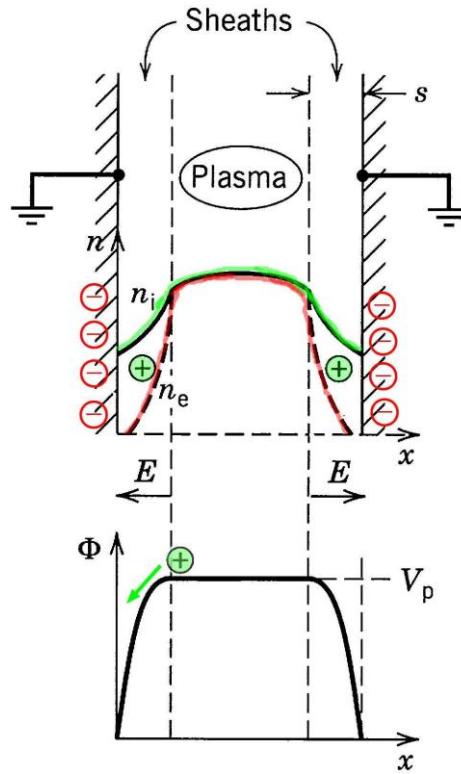


Figure III-05 Principe de la décharge CCP

### III.3.2. Le plasma à couplage inductif ou ICP

Il est créé à partir d'une bobine dans laquelle circule un courant RF. La bobine est séparée de l'enceinte contenant le gaz par une fenêtre diélectrique, ce qui le différencie au réacteur à couplage capacitif CCP. Mais aussi au niveau de la densité électronique du plasma, elle peut atteindre jusqu'à  $10^{18} \text{ m}^{-3}$  à faible pression i.e. 10 fois plus qu'une décharge CCP peut atteindre.

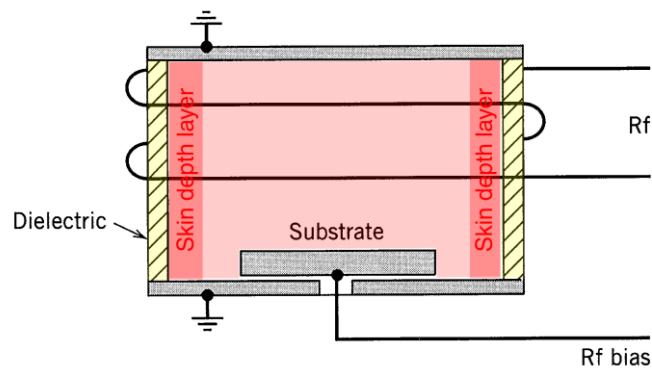


Figure III-06 Configuration à bobine hélicoïdale



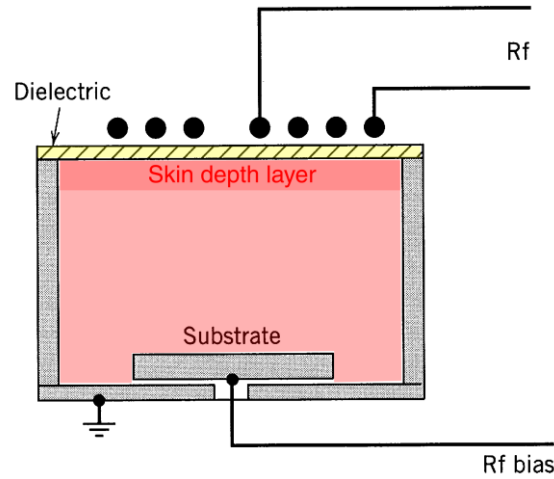


Figure III-07 Configuration à bobine plate

### III.3.3. Principe de fonctionnement de la décharge ICP

Le principe de fonctionnement de la décharge ICP est simple, avec une excitation RF à la pulsation  $\omega_{RF} = 2\pi \times 13,56 \text{ MHz}$ , un courant  $I_{coil}$  circule dans la bobine. La puissance électrique est transmise aux électrons à travers la fenêtre diélectrique sur une profondeur de peau  $\delta_p$ , comme le montre la figure III-8. Les électrons entrant en collisions avec les neutres forment ainsi le plasma.

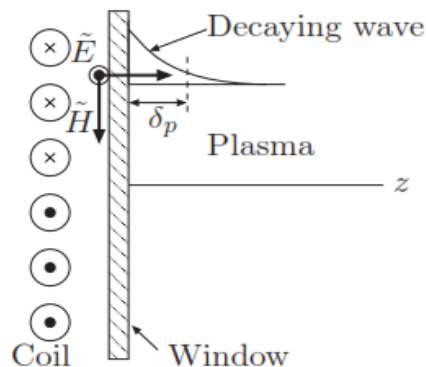


Figure III-08 Absorption de l'énergie RF sur l'épaisseur de peau  $\delta_p$  et champs induits dans le plasma

Initialement, en absence du plasma, les lignes de champ magnétique de la bobine plate sont symétriques comme représenté sur la figure III-9 (a). Quand un plasma est créé en dessous de la bobine, un champ électrique induit est créé dans le plasma. Ce champ est confiné dans le plasma sur une couche d'épaisseur de même ordre que l'épaisseur de peau  $\delta_p$ .

Par association au champ électrique induit, un courant induit est créé dans le plasma sur une profondeur de peau. Le sens de circulation est opposé au courant de la bobine.

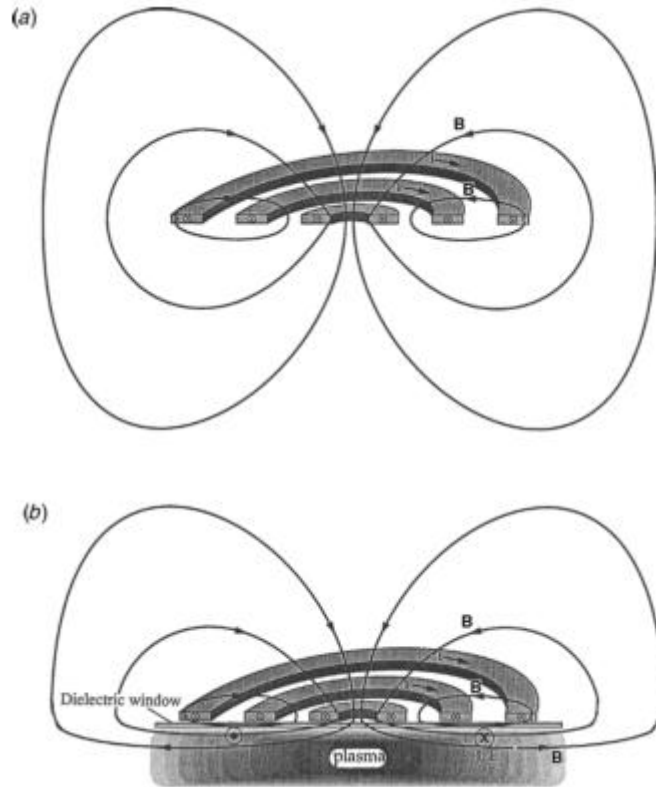


Figure III-09 Ligne de champ magnétique d'une bobine plate sans (a) et avec plasma (b).

Dans le paragraphe suivant nous décrivons avec plus de détails le modèle du plasma à couplage inductif.

### III.4. Modèle physique du plasma ICP [19][20]

#### III.4.1. Transport des électrons

Les équations de la Dérive-diffusion sont employées pour décrire le transport des électrons et de l'énergie d'électrons. L'approximation de la Dérive-diffusion est souvent employée à place de l'équation du moment.

Donc l'équation de conservation des électrons ou transport des électrons est écrit comme suit :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_e = R_e - (\mathbf{u} \cdot \nabla) n_e \quad (\text{III-20})$$

$n_e$  la densité d'électron

$\Gamma_e$  le flux d'électron dû au champ électrique et à la diffusion

$R_e$  la source d'électron dû au collision ou au réaction

$-(\mathbf{u} \cdot \nabla) n_e$  l'expression convective

Le flux d'électron dépend des coefficients de transport : mobilité d'électron, diffusivité d'électron. Il est donné par l'expression suivante :

$$\Gamma_e = [-(\mu_e \cdot E)n_e - D_e \nabla n_e] \quad (\text{III-21})$$

$$D_e = \mu_e T_e \quad (\text{III-22})$$

$\mu_e$  et  $D_e$  la mobilité d'électron et la diffusivité d'électron respectivement

$E$  le champ électrique statique

$\mathbf{u}$  vecteur vitesse du mélange du gaz

La source d'électron est déterminée par la chimie du plasma en utilisant le coefficient de taux  $k_k$ .

On suppose qu'il y a  $M$  réactions qui contribuent à la croissance ou l'affaiblissement de la densité d'électron et  $P$  collisions inélastique des électrons-neutres. En générale,  $P \gg M$ , dans ce cas la source d'électron s'écrit comme suit :

$$R_e = \sum_{k=1}^M x_k k_k N_n n_e \quad (\text{III-23})$$

$x_k$  fraction molaire de l'espèce pour la réaction  $k$

$k_k$  coefficient de taux pour la réaction  $k$

$N_n$  nombre totale de la densité des neutres

**Condition limite :**

$$-\mathbf{n} \cdot \Gamma_e = \frac{1}{2} v_{e,th} n_e \quad (\text{III-24})$$

$\mathbf{n}$  vecteur normal à la surface

$v_{e,th}$  vitesse thermique d'électron

$$v_{e,th} = \sqrt{\frac{8k_B T_e}{m_e \pi}} \quad (\text{III-25})$$

### III.4.2. Equations d'énergie d'électron

Le bilan énergétique d'électron est d'écrit par :

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_\epsilon) + \nabla \cdot \Gamma_\epsilon = P_{ind} - \Gamma_e \cdot E + R_\epsilon - \mathbf{u} \cdot \nabla (n_\epsilon) \quad (\text{III-26})$$

$n_\epsilon$  l'énergie d'électron

$\Gamma_\epsilon$  le flux d'énergie d'électron

$R_\epsilon$  le gain ou perte d'énergie due à la réaction et au collisions

$P_{\text{ind}}$  densité de puissance déposée dans le plasma et calculée comme suit :

$$P_{\text{ind}} = \frac{1}{2} \text{Re}(\sigma_p) |\mathbf{E}|^2 \quad (\text{III-27})$$

$-\mathbf{u} \cdot \nabla(n_e)$  l'expression conductive

Comme le flux d'électron, le flux d'énergie d'électron dépend de la mobilité d'énergie d'électron et de la diffusivité d'énergie d'électron. Il s'écrit comme suit :

$$\Gamma_\varepsilon = -n_e \boldsymbol{\mu}_\varepsilon \cdot \mathbf{E} - \mathbf{D}_\varepsilon \nabla n_\varepsilon \quad (\text{III-28})$$

$\boldsymbol{\mu}_\varepsilon = \frac{5}{3} \boldsymbol{\mu}_e$  et  $\mathbf{D}_\varepsilon = \boldsymbol{\mu}_\varepsilon T_e$  mobilité et diffusivité d'énergie d'électron

L'expression du gain ou de la perte d'énergie est donner par :

$$R_\varepsilon = \sum_{k=1}^P x_k k_k N_n n_e \Delta \varepsilon_k \quad (\text{III-29})$$

$\Delta \varepsilon_k$  énergie du gain ou de perte pour la réaction k

**Condition limite :**

$$-\mathbf{n} \cdot \Gamma_\varepsilon = \frac{5}{6} v_{e,\text{th}} n_\varepsilon \quad (\text{III-30})$$

$\mathbf{n}$  normal à la surface

$v_{e,\text{th}}$  vitesse thermique d'électron

$$v_{e,\text{th}} = \sqrt{\frac{8k_B T_e}{m_e \pi}} \quad (\text{III-31})$$

### III.4.3. Le coefficient de taux

Le coefficient de taux est calculé par l'intégrale suivant :

$$k_k = \gamma \int_0^\infty \varepsilon \sigma_k(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon \quad (\text{III-32})$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{2q}{m_e}} \quad (\text{III-33})$$

$\varepsilon$  énergie

$\sigma_k$  section de la collision d'électron

$f(\varepsilon)$  fonction de distribution d'énergie d'électron

Cette fonction est assumée par l'EEDF Maxwellien.

### III.4.4. Transport des espèces lourde

Le transport des espèces lourdes est déterminé par la forme modifiée de l'équation de Maxwell-Stefan. Les espèces lourdes sont considérées comme toute espèces dans le plasma sauf les électrons c'est-à-dire les ions ou les neutres :

$$\rho \frac{\partial (w_k)}{\partial t} + \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) w_k = R_k + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_k \quad (\text{III-34})$$

Avec  $\rho$  densité du gaz

$w_k$ ,  $R_k$  et  $\mathbf{\Gamma}_k$  fraction massique, expression de taux de l'espèce k et flux de l'espèce k (ion ou neutre)

D'après une approximation de la drift-diffusion, le flux s'exprime :

$$\mathbf{\Gamma}_k = \rho w_k \mathbf{V}_k \quad (\text{III-35})$$

$\mathbf{V}_k$  vitesse de diffusion pour l'espèce k et elle est définie par :

$$\mathbf{V}_k = D_k \nabla \ln w_k + D_k \nabla \ln M + D^T \nabla \ln T - z_k \mu_k \mathbf{E} \quad (\text{III-36})$$

$D_k$  coefficient de diffusion de l'espèce k dans le gaz

$M$  masse molaire moyenne

$D^T$  coefficient de diffusion thermique classique

$z_k$  charge de l'espèce k

$\mu_k$  mobilité de l'espèce k dans le gaz

Le coefficient de diffusion, si k sont des espèces neutre est donner par :

$$D_k = \frac{1 - w_k}{\sum_{j \neq k}^Q \frac{x_j}{D_{kj}}} \quad (\text{III-37})$$

$D_{kj}$  le coefficient de diffusion binaire de l'espèce k dans l'espèce j

Mais si k sont des ions, le coefficient de diffusion est donné par la relation d'Einstein :

$$D_k = \mu_k T_k \quad (\text{III-38})$$

$T_k$  la température des ions k et elle est donnée par :

$$T_k = T + \left( \frac{M_k + M_n}{5M_k + 3M_n} \right) \frac{M_n}{k_B N_A} (\mu_k \cdot \mathbf{E})(\mu_k \cdot \mathbf{E}) \quad (\text{III-39})$$

$T$  la température du gaz

$M_k$  masse molaire de l'espèce k

$M_n$  masse molaire moyenne des espèces lourde

$\mu_k$  mobilité de l'espèce k

### III.4.5. Equation de continuité et de la conservation de la quantité de mouvement

Pour calculer la vitesse  $\mathbf{u}$ , et de la pression P, on utilise l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (\text{III-40})$$

Et l'équation de la conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \nabla \cdot \left[ -P \bar{\mathbf{I}} + \eta(\nabla \cdot \mathbf{u} + (\nabla \cdot \mathbf{u})^T) - \frac{2}{3} \eta(\nabla \cdot \mathbf{u}) \cdot \bar{\mathbf{I}} \right] + \mathbf{F} \quad (\text{III-41})$$

$\eta$  coefficient de viscosité dynamique

P pression statique

$\mathbf{F}$  vecteur force de volume

$\bar{\mathbf{I}}$  tenseur unité

$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t}$  exprime la quantité d'accélération du fluide par unité de volume

$\rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}$  terme de transport convectif de quantité de mouvement (qui rend l'équation de Navier Stokes non linéaire d'où la complexité de résolution)

Les termes situés à droite de l'équation (III-43) modélisent respectivement les effets des forces de pression et des contraintes de viscosité de l'écoulement.

$\frac{1}{2}(\nabla \cdot \mathbf{u} + (\nabla \cdot \mathbf{u})^T)$  est le tenseur des taux de déformation.

Le terme  $\eta(\nabla \cdot \mathbf{u} + (\nabla \cdot \mathbf{u})^T) - \frac{2}{3} \eta(\nabla \cdot \mathbf{u}) \cdot \bar{\mathbf{I}}$  est le tenseur des contraintes de viscosité.

Dans notre cas, la force  $\mathbf{F}$  est égale à 0. La condition au limite d'entrée et de sortie sont données par la vitesse d'entrée et la pression de sortie respectivement. Tandis que la condition au limite du mur est simplement définie par la condition Dirichlet,  $\mathbf{u} = 0$ .

L'équation de la conservation de la quantité de mouvement a une influence importante sur la distribution du plasma, cette influence peut se voir sur deux aspects :

- La source (où le plasma se génère ou se dissipe) est proportionnelle à la densité du gaz neutre.
- La densité du gaz neutre peut changer la fréquence de collision des électrons ou d'autres particules.

### III.4.6. Equation électromagnétique

Le champ électromagnétique dans le réacteur est calculé par l'interface ICP dans COMSOL Multiphysics

### III.4.6.1. Equation de Poisson

L'équation de Poisson est résolue seulement dans la région du plasma; elle est utilisée pour le calcul du potentiel électrostatique du plasma,  $V$

$$-\nabla \cdot \epsilon_0 \epsilon_r \nabla V = q \left( \sum_{k=1}^N z_k n_k - n_e \right) \quad (\text{III-42})$$

$N$  nombre total des espèces lourde (espèce neutre et ions)

$z_k$  charge de l'espèce  $k$

$n_k$  densité de l'espèce  $k$

Pour les murs intérieurs du réacteur, la condition aux limites est  $V=0$ , sur le mur intérieur au niveau du diélectrique, la condition aux limites  $\mathbf{n} \cdot (\epsilon_0 \epsilon_r \nabla V) = \rho_s$ , où  $\mathbf{n}$  vecteur unité normale et  $\rho_s$  la densité de charge surfacique. Et enfin la condition aux limites à l'entrée et la sortie du gaz est de  $\mathbf{n} \cdot \nabla V = 0$ .

### III.4.6.2. Champ électromagnétique

Afin de calculer le vecteur potentiel magnétique  $\mathbf{A}$  dans le réacteur, il faut résoudre la loi d'Ampère qui s'exprime comme suit :

$$\nabla \times ((\mu_0 \mu_r)^{-1} \nabla \times \mathbf{A}) = \mathbf{J}_{\text{tot}} \quad (\text{III-43})$$

$\mathbf{A}$  vecteur potentiel magnétique

$\mu_0$  perméabilité du vide

$\mu_r$  perméabilité relative des matériaux utilisés (ex : quartz, air)

$\mathbf{J}_{\text{tot}}$  vecteur du densité de courant total, elle est la somme du densité de courant de déplacement  $\mathbf{J}_d$ , densité de courant induit  $\mathbf{J}_{\text{ind}}$  et la densité de courant externe  $\mathbf{J}_A$

$$\mathbf{J}_{\text{tot}} = \mathbf{J}_A + \mathbf{J}_d + \mathbf{J}_{\text{ind}} \quad (\text{III-44})$$

Le courant induit est :

$$\mathbf{J}_{\text{ind}} = -j\omega\sigma\mathbf{A} \quad (\text{III-45})$$

Le courant de déplacement :

$$\mathbf{J}_d = \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{A} \quad (\text{III-46})$$

$\omega$  fréquence angulaire du courant alternative

$\sigma$  conductivité électrique

$\epsilon_0$  permittivité du vide

$\epsilon_r$  permittivité relative des matériaux

Elle est exprimée en fonction du vecteur potentiel magnétique  $\mathbf{A}$  et en tenant compte du courant de déplacement. La loi d'Ampère se résout dans le domaine fréquentiel.

Le courant externe  $\mathbf{J}_A$  est sinusoïdal et crée un champ magnétique dans le réacteur, mais au lieu de calculer ce champ magnétique l'équation (III-49) calcule le vecteur potentiel magnétique  $\mathbf{A}$ . D'après la loi de Faraday, le champ magnétique crée un champ électrique induit dans le réacteur qui accélère les électrons et crée le courant induit de l'équation (III-47)

D'où l'équation (III-45) s'écrit :

$$(\jmath\omega\sigma - \omega^2\epsilon_0\epsilon_r)\mathbf{A} + \nabla \times ((\mu_0\mu_r)^{-1}\nabla \times \mathbf{A}) = \mathbf{J}_A \quad (\text{III-47})$$

La condition aux limites de la loi d'Ampère au mur, à l'entrée et à la sortie du réacteur est  $\mathbf{A}=\mathbf{0}$

### III.5. Chimie du plasma [20]

On utilise l'argon pour notre étude car il est le plus simple pour toutes les chimies du plasma c'est à dire qu'il a seulement sept réactions et quatre espèces.

Tableau III- 1 Chimie du plasma (Argon) [20]

Réaction	Formule	Type de réaction	Type de collision	$\Delta\epsilon(\text{eV})$
1	$e + \text{Ar} \Rightarrow e + \text{Ar}$	Irréversible	Elastique	0
2	$e + \text{Ar} \Rightarrow e + \text{Ar}^*$	Irréversible	Excitation	11,56
3	$e + \text{Ar}^* \Rightarrow e + \text{Ar}$	Irréversible	Super élastique	-11,56
4	$e + \text{Ar} \Rightarrow 2e + \text{Ar}^+$	Irréversible	Ionisation	15,80
5	$e + \text{Ar}^* \Rightarrow 2e + \text{Ar}^+$	Irréversible	Ionisation	4,24
6	$\text{Ar}^* + \text{Ar}^* \Rightarrow e + \text{Ar} + \text{Ar}^+$	Irréversible	Penning ionization	-
7	$\text{Ar}^* + \text{Ar} \Rightarrow \text{Ar} + \text{Ar}$	Irréversible	Metastable quenching	-

En plus de ses 7 réactions, on rajoute les deux réactions de surfaces :



Tableau III- 2 Les réactions de surface [20]

<b>Réaction</b>	<b>Formule</b>	<b>Coefficient d'adhésion</b>
<b>1</b>	$\text{Ar}^* \Rightarrow \text{Ar}$	1
<b>2</b>	$\text{Ar}^+ \Rightarrow \text{Ar}$	1

Quand l'atome d'argon métastable se heurte avec le mur, il se retrouve à l'état fondamental de l'atome d'argon avec une certaine probabilité (coefficient d'adhésion).

Nous allons voir les simulations issues de ce paragraphe dans le chapitre qui va suivre et interpréter les résultats obtenus.

## **CHAPITRE IV : RESULTATS DES SIMULATIONS ET APPLICATION**

Dans ce travail, nous avons utilisé le logiciel commercial COMSOL Multiphysics version 4.2 pour simuler notre modèle, c'est un logiciel d'analyse par éléments finis destiné à résoudre des problèmes physiques communs mais également capable de coupler plusieurs physiques entre elles.

Pour réaliser une simulation sur COMSOL Multiphysics il faut suivre ses quatre étapes principales :

- le choix de la géométrie
- le choix des matériaux à utiliser
- le choix des physiques avec les conditions aux limites
- le maillage de la structure au complet.

Une fois que ces quatre étapes sont faites, il est possible de réaliser la simulation, de vérifier qu'il converge vers une solution et enfin d'exploiter les résultats obtenus.

#### IV.1. Construction du modèle numérique ICP :

On utilise l'argon dans cette simulation, la fréquence RF de la décharge est de 13,56 MHz, la pression du gaz est 30 mTorr, avec un débit de gaz 50 sccm dans l'unité standard S.I. La température du gaz est de 300 K. [21]

Dans cette simulation, la vitesse d'écoulement du gaz et la pression du gaz obtenus à partir de l'écoulement du gaz sont implémentées dans la simulation du plasma ainsi que les densités de gaz, les viscosités dynamiques obtenues à partir de la simulation de plasma sont implémentées dans l'écoulement du gaz.

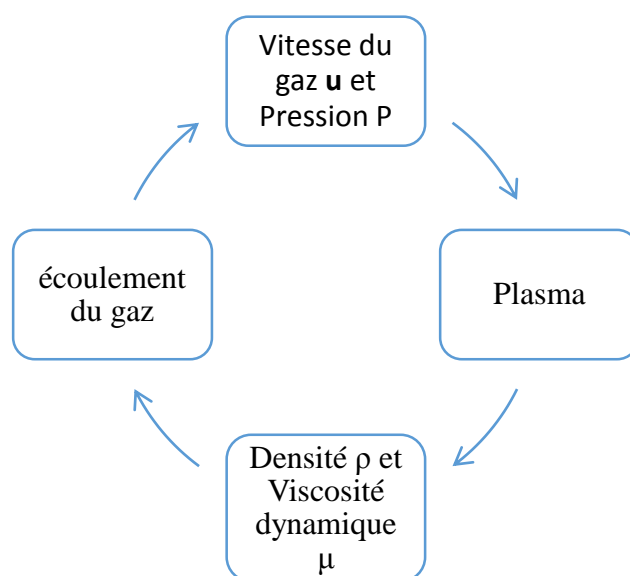


Figure IV-01 Relation entre l'écoulement du gaz et le plasma

Le calcul de l'écoulement de gaz est exécuté par le modèle d'écoulement laminaire qu'on trouve égale dans COMSOL Multiphysics. Le travail se focalise plutôt sur la densité du plasma.

La densité d'électron initiale est de  $1 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$  et l'énergie électronique moyenne initiale est de 4 eV.

La fonction de distribution d'énergie d'électron est assumée par la distribution Maxwellienne.

#### IV.1.1. Construction de la géométrie

Le repère choisi pour la modélisation est le repère cartésien à deux dimensions (2D) et l'unité choisie est le centimètre. La géométrie de la décharge plasma ICP est une association de quatre blocs :

- le premier bloc est le compartiment où le gaz d'argon est placé (compartiment du plasma)
- le second bloc est le diélectrique qui est du quartz
- le troisième bloc c'est la bobine à n=3
- le quatrième bloc c'est de l'air

Le tableau suivant donne la dimension et les coordonnées du réacteur ICP :

Tableau IV- 1 Dimensions et coordonnées du réacteur

	Dimension (cm)		Position	
	Longueur	Hauteur	X	Y
<b>Compartiment du plasma</b>	15	6	0	0
<b>Quartz</b>	14	1	0	-1
<b>Bobine</b>	0,5	0,5	1,5	-1,5
			3,5	-1,5
			5,5	-1,5
			8	-1,5
			10	-1,5
			12	-1,5
<b>Entrée du gaz</b>	1	1	14	-1
<b>Sortie du gaz</b>	1	1	14	6
<b>Air</b>	15	3	0	-4

### IV.1.2. Caractéristiques des matériaux utilisés

Pour le réacteur plasma à couplage inductif, on a besoin que de la conductivité, la permittivité relative et la perméabilité relative du matériau comme propriété à utiliser.

Le tableau suivant montre les valeurs de ces propriétés du réacteur.

Tableau IV- 2 Propriétés des matériaux utilisés

	<b>Conductivité électrique (<math>S \cdot m^{-1}</math>)</b>	<b>Permittivité relative</b>	<b>Perméabilité relative</b>
<b>Plasma</b>	-	1	1
<b>Quartz</b>	0	4,2	1
<b>Bobine</b>	$6 \times 10^7$	1	1
<b>Air</b>	0	1	1

L'entrée et la sortie du gaz sont dans le même domaine que le plasma, donc ils ont les mêmes propriétés que le plasma.

Après avoir énuméré les propriétés et les dimensions du réacteur, nous allons voir sur la figure IV-2 la géométrie complète du réacteur dans le logiciel COMSOL Multiphysics.

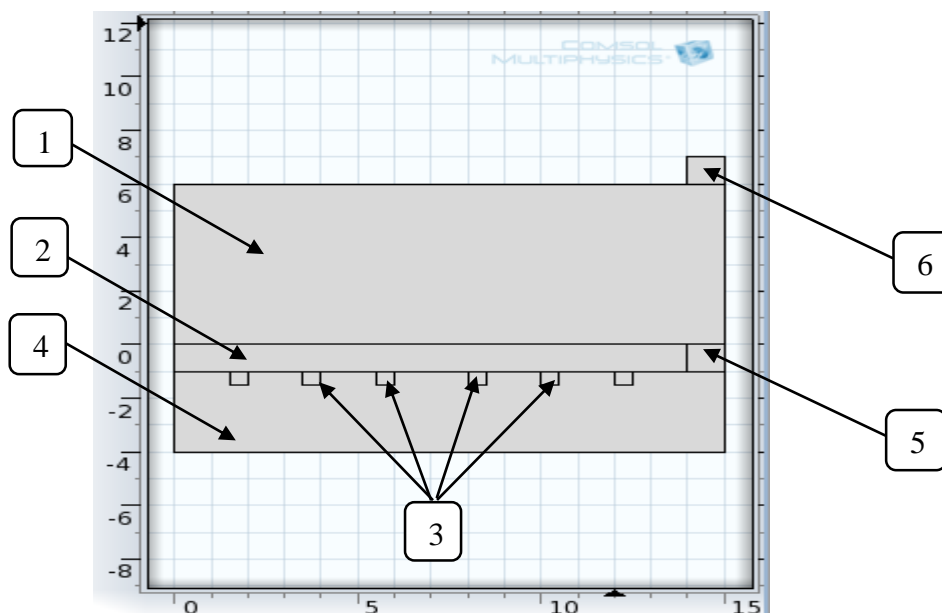


Figure IV-02 Géométrie en 2D du réacteur

- 1 : Plasma
- 2 : Diélectrique (Quartz)
- 3 : Bobine (n=3)
- 4 : Air

5 : Entrée du gaz

6 : Sortie du gaz

## IV.2. Modèle physique et conditions aux limites sur COMSOL

C'est en fonction de l'étude à mener qu'il faut choisir le module et les physiques appropriées au travail. Notre étude se base sur le module ICP (Inductively Coupled Plasma) en ajoutant le module de l'écoulement laminaire.

Le module ICP utilise des équations comme le montre la figure IV-3 :

Forme de l'équation:

Contrôlée par l'étude

Montrer les équations en considérant:

Etude 1, Transitoire en fréquence

$$(j\omega\sigma - \omega^2\epsilon_0\epsilon_r)\mathbf{A} + \nabla \times \mathbf{H} - \sigma\mathbf{v} \times \mathbf{B} = \mathbf{J}_e$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_v$$

$$\mathbf{E} = -\nabla V$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_e = R_e - (\mathbf{u} \cdot \nabla)n_e$$

$$\frac{\partial n_c}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_c + \mathbf{E} \cdot \Gamma_e = S_{en} - (\mathbf{u} \cdot \nabla)n_c + (Q + Q_{gen})/q$$

Figure IV-03 Equation du modèle ICP sur COMSOL

Et le module de l'écoulement laminaire (spf) utilise l'équation de Navier-Stokes :

Forme de l'équation:

Stationnaire

$$\rho(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} = \nabla \cdot \left[ -p\mathbf{I} + \mu(\nabla\mathbf{u} + (\nabla\mathbf{u})^T) - \frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \mathbf{u})\mathbf{I} \right] + \mathbf{F}$$

$$\nabla \cdot (\rho\mathbf{u}) = 0$$

Figure IV-04. Equation du module d'écoulement sur COMSOL

COMSOL possède les équations principales régissant chaque physique, cependant il est possible de modifier ces équations et même d'en ajouter, ou bien de les simplifier en utilisant des conditions initiales appropriées.

Pour les conditions aux limites, il y a la condition à la limite électrique, il a pour but de donner la valeur initiale au potentiel de 0 (zéro) Volt, c'est-à-dire mettre une masse électrique au frontière du compartiment du plasma (en bleu sur la figure IV-5)

La condition à la limite qui décrit comment les électrons agissent l'une sur l'autre aux frontières du compartiment du plasma avec un coefficient de réflexion  $r_e = 0,2$ . Puis il y a aussi les conditions aux limites d'entrée et de sortie du gaz, pour l'entrée on utilise l'écoulement de masse de débit standard de 50 sccm et celle de sortie on utilise la pression  $P_0$ .

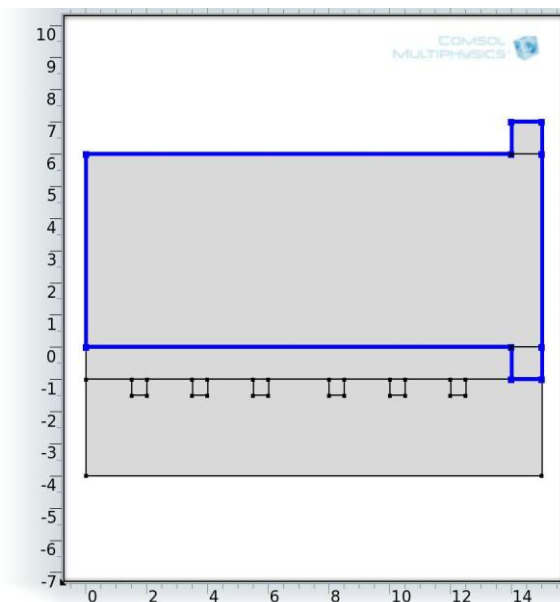


Figure IV-05 Les frontières où sont appliquées les conditions aux limites

Les conditions aux limites et les valeurs initiales permettent au logiciel de calculer et converger vers une solution et ce dernier permet de résoudre les équations du modèle. Ce calcul est effectué en résolvant les équations différentielles partielles de manière discrète.

### IV.3. Maillage

Pour notre structure, nous avons choisi un maillage triangulaire de taille extrêmement grossier (ce choix est fait pour minimiser le temps de calcul et de mémoire de l'ordinateur).

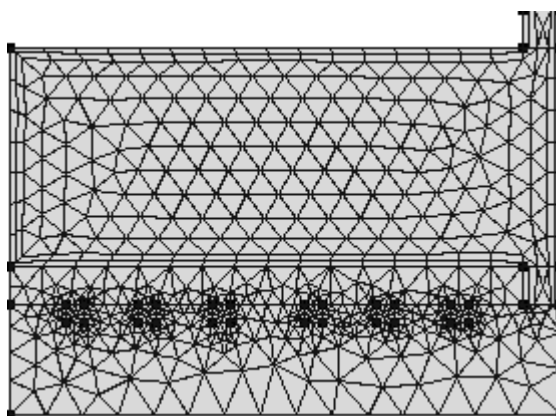


Figure IV-06 Maillage de la structure entier avec 1488 éléments

#### IV.4. Résultats des simulations

Dans notre étude, nous avons pris deux valeurs de l'intensité de courant de la bobine.

Le premier est de  $I_{\text{coil}} = 15$  A et le second est de  $I_{\text{coil}} = 20$  A.

Après avoir lancé la simulation on obtient dans la figure IV-7 et la figure IV-8 les profils de la densité d'électronique.

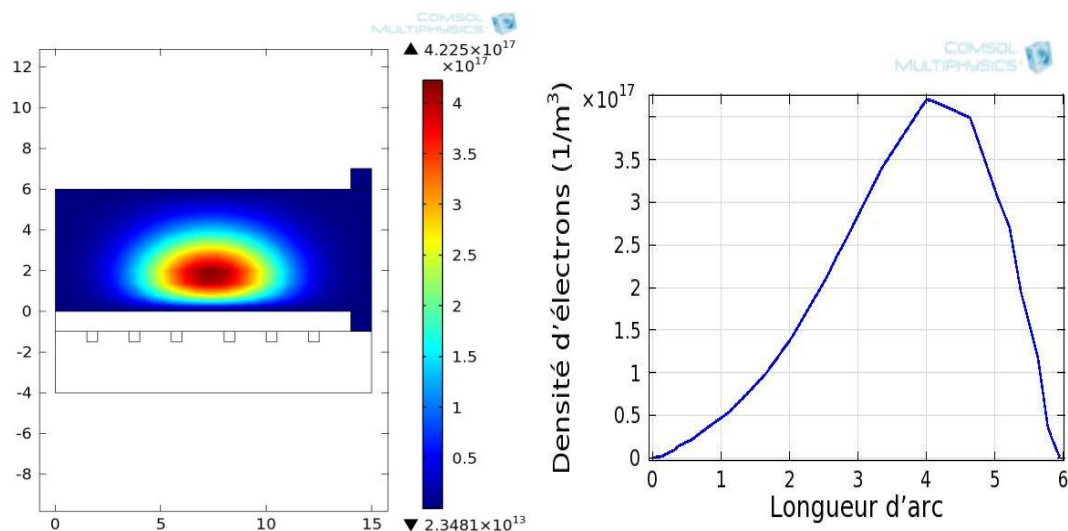


Figure IV-07 Profil de densité électronique pour  $I_{\text{coil}} = 15$  A et à droite le profil de densité d'électron au milieu de l'enceinte

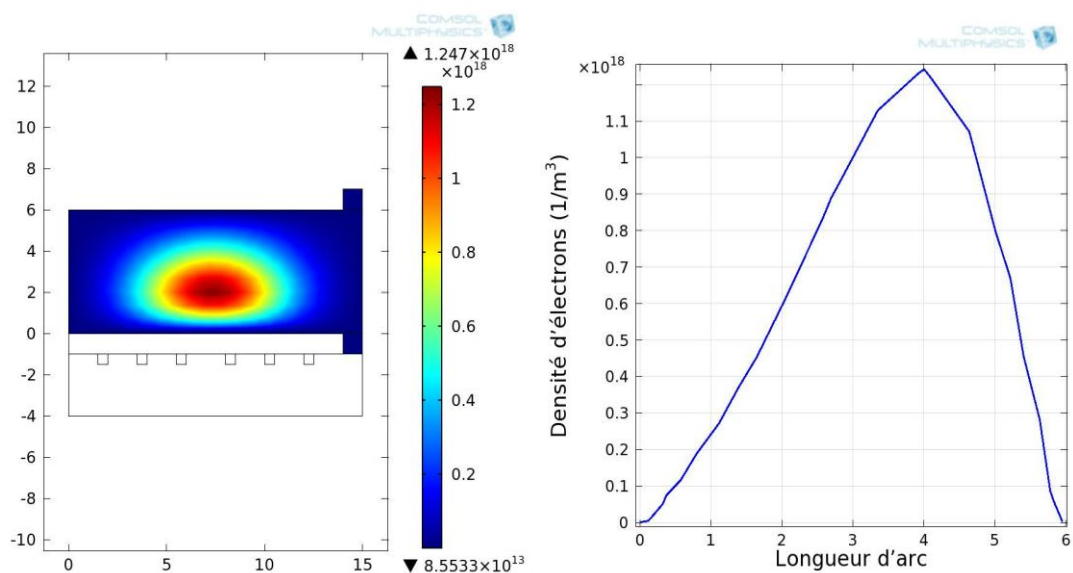


Figure IV-08 Profil de densité électronique pour  $I_{\text{coil}} = 20$  A et à droite le profil d'électron au milieu de l'enceinte

On remarque que dans les deux cas, il y a un écart entre le diélectrique et la densité d'électron du plasma, ce petit écart est l'épaisseur de peau  $\delta_p$ . On voit aussi qu'il y a une



grande différence de densité électronique entre les deux simulations, cela est dû à la différence de puissance de la bobine.

Pour  $I_{\text{coil}} = 15 \text{ A}$  la densité maximale est de  $n_{\text{emax}} = 4,225 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  tandis que l'autre,  $I_{\text{coil}} = 20 \text{ A}$  est de  $n_{\text{emax}} = 1,247 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ .

La densité électronique est maximale au à  $x = 7,25 \text{ cm}$  et  $y = 2 \text{ cm}$  et minimale au niveau des parois latéraux dans les deux cas, cela s'explique par le phénomène de diffusion et la recombinaison des ions et des électrons aux parois.

Les résultats obtenus sont utiles pour notre étude, parce qu'ils sont implantés dans l'équation de la permittivité de l'équation III-18, la permittivité ainsi obtenue est le paramètre utilisé pour l'application du plasma ICP (antenne). [22]

La figure IV.9 suivante nous montre la convergence de calcul effectué. En fait c'est à cause de notre maillage (extrêmement grossier), que notre calcul prend moins de temps et de mémoire.

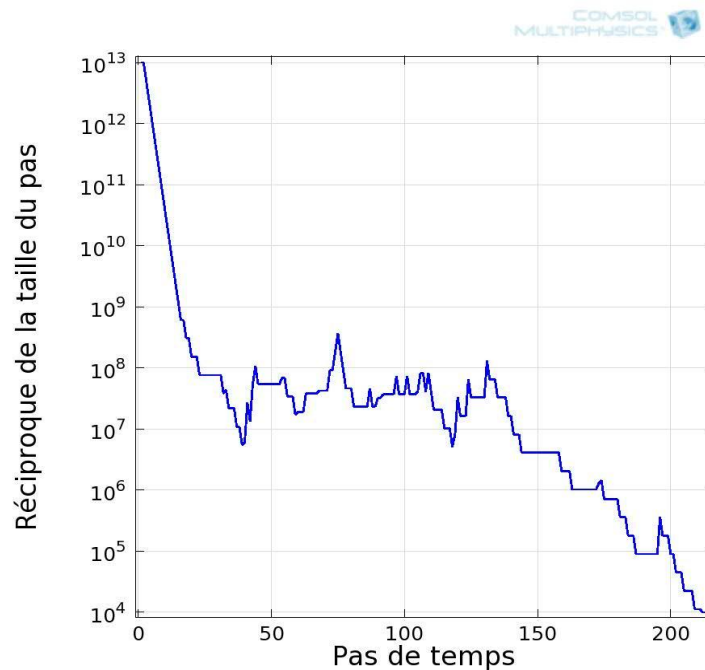


Figure IV-09 Convergence de calcul

#### IV.5. Application du plasma

Pour l'application du plasma, nous avons utilisé la permittivité du plasma comme un moyen de reconfiguration d'une antenne c'est-à-dire qu'on a utilisé le plasma comme un matériau agile. Sachant que la permittivité que l'on cherche est entre 0 et 1 comme nous l'avons dit dans le chapitre I. Nous allons voir cela dans le paragraphe suivant.

Dans la simulation de l'antenne, on modifie un peu la géométrie du réacteur plasma et on ajoute aussi un cornet pyramidal de dimension 2 cm. Mais dans le logiciel le cornet est simulé par un « port ».

1 : Air

2 : Diélectrique (quartz)

3 : Port

4 : Quartz

5 : Plasma

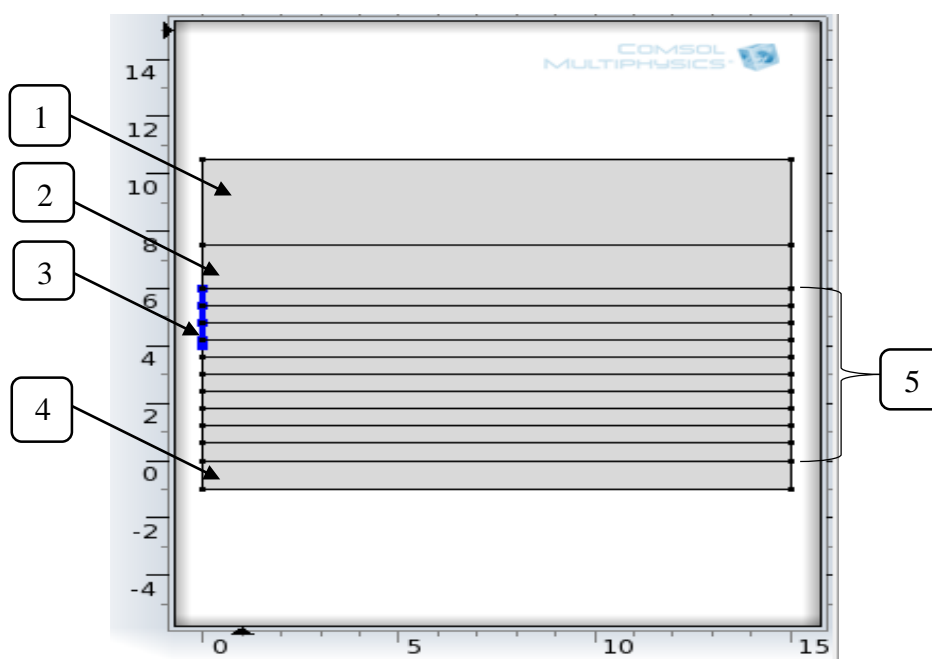


Figure IV-10 Géométrie de l'antenne sur COMSOL

Tableau IV- 3 Caractéristiques de l'antenne

Matériaux	Dimension (cm)	Permittivité relative
Air	3	1
Quartz	1,5	4,2
Port (Cornet pyramidal)	2	-
Quartz	1	4,2
Plasma	0,6 × 10	Variant de 0 à 1

Le gradient de la densité est modélisé sous forme de couches discrètes dont la permittivité suit le profil obtenu sur la figure IV.7 et la figure IV.8. On voit aussi que le cornet est

remplacé dans cette simulation par un « port ». Et le quartz est la fenêtre diélectrique utilisée.

Dans l'application du plasma, nous allons comparer deux simulations (au niveau du diagramme de rayonnement) avec un maximum de profil de la densité électronique  $n_{\text{emax}} = 4,225 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  et  $n_{\text{emax}} = 1,247 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ .

Après avoir introduite les profils de densité électronique dans l'équation III-18, nous avons effectué se calcule par Excel, nous obtenons dans la figure IV.11 la partie réelle de la permittivité du plasma.

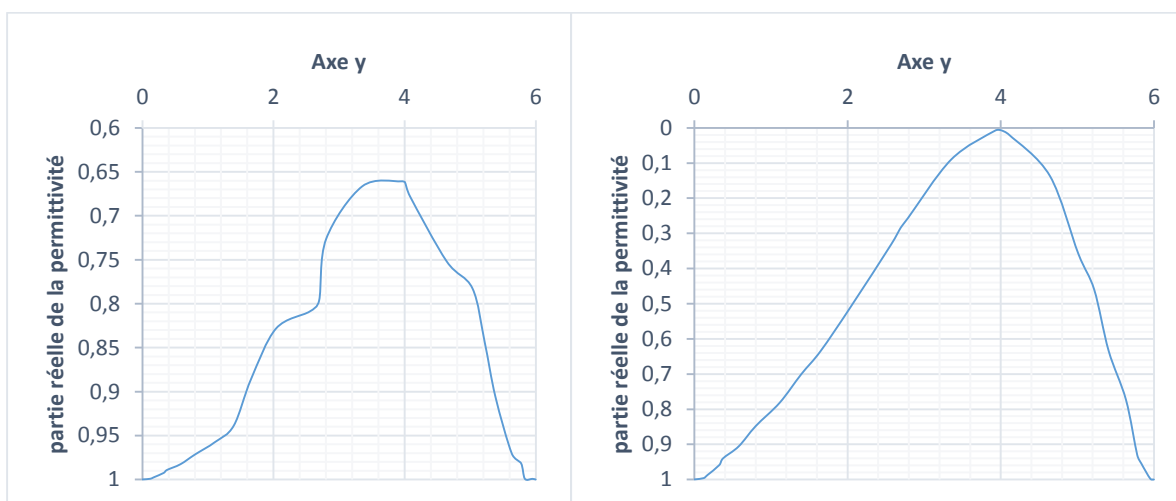


Figure IV-11 La partie réelle de la permittivité du plasma à gauche à un maximum  $n_{\text{emax}} = 4,225 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  et à droite à un maximum  $n_{\text{emax}} = 1,247 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ .

Comme nous l'avons dit en haut que la partie réelle à chercher varie entre 0 et 1, la simulation du plasma ICP que nous avons fait répond bien à ces résultats. A  $n_{\text{emax}} = 4,225 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  la partie réelle varie de 0,6618 à 1 et à  $n_{\text{emax}} = 1,247 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  la partie réelle varie de 0,069. Au delas de la densité électronique  $n_{\text{emax}} = 1,25 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  la permittivité devient négative.

La densité électronique maximum de chaque cas donne la permittivité minimale de ce dernier c'est-à-dire si  $n_{\text{emax}} = 4,225 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  la permittivité est de  $\epsilon'_1 = 0,6618$  et si  $n_{\text{emax}} = 1,247 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  la permittivité est de  $\epsilon'_1 = 0,069$ .

Après avoir introduit ses permittivités dans le modèle, nous lançons la simulation, et cette dernière donne sur la figure IV-12 le diagramme de rayonnement obtenu.

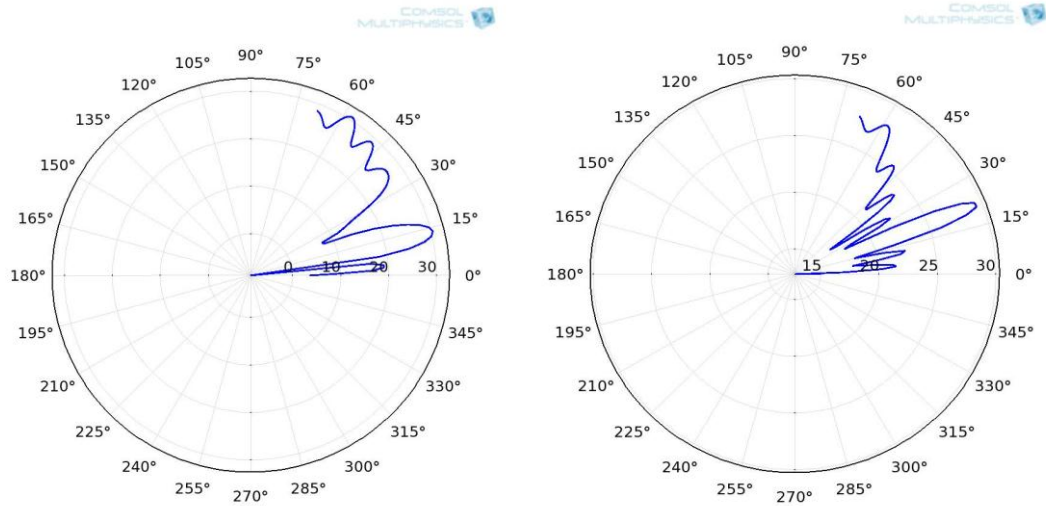


Figure IV-12 Le diagramme de rayonnement obtenu après simulation à gauche avec la densité maximale  $n_{e\max1} = 4,225 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  et à droite avec la densité maximale

$$n_{e\max2} = 1,247 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$$

Nous analysons le diagramme de rayonnement obtenu en simulation. Nous distinguons sur les courbes un lobe principal dont la direction notée  $\theta_{\max1} = 14^\circ$ , avec un gain de 30 dB pour le profil dont la densité maximale est égale  $n_{e\max1} = 4,225 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  et  $\theta_{\max2}$  entre  $15^\circ$  et  $30^\circ$ , pour cette angle, le gain est entre 25 et 30 dB pour le profil de densité maximale  $n_{e\max2} = 1,247 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$

Le résultat de la simulation prouve que notre structure peut balayer un angle de  $14^\circ$  à  $22,5^\circ$  à une fréquence fixe de 10GHz. Et que si on augmente la densité électronique, l'angle balayé sera de plus en plus grande.

#### IV.6. Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre la simulation en 2D de la décharge ICP, et on a eu les profils de densité électronique avec deux intensités de la bobine différente. Puis on a présenté la partie réelle de la permittivité relative du plasma, ce dernier est implanté dans l'antenne sous forme de couche discrète. Enfin nous avons vu après simulation que l'antenne est bien reconfigurable en diagramme de rayonnement parce qu'elle peut balayer un angle de  $14^\circ$  à  $22,5^\circ$  avec une densité électronique maximale de  $n_{e\max1} = 4,225 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  et de  $n_{e\max2} = 1,247 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ .

# **CONCLUSION**

Les plasmas représentent des milieux actifs qui possèdent des propriétés très intéressantes pour la reconfiguration micro-onde, en particulier sur les antennes reconfigurable. Ce milieu donne une permittivité relative complexe qui dépend de la pression du gaz et du courant de la bobine. Cette permittivité est clé essentielle de cette reconfiguration.

Ce travail a pour but de modéliser et simuler une antenne reconfigurable par plasma couplé inductivement grâce au logiciel commercial COMSOL Multiphysics, mais avant d'avoir eu cet objectif, il a fallu présenter plusieurs étapes.

Dans le premier chapitre, nous avons présenté les différentes techniques possibles pour réaliser une reconfiguration et classer de nombreuses structures d'antennes reconfigurables, nous avons vu après comparaison de toutes les techniques qu'il n'existe pas une méthode universelle, mais le choix technologique doit se faire en fonction des besoins de l'application visée. La méthode des éléments finis est ensuite présentée dans le second chapitre, pour nous faire voir l'étape à suivre et ce qu'il faut savoir sur la MEF. Ensuite, nous avons établi le modèle physique du plasma en partant de la définition simple du plasma jusqu'à établir les équations régissant sur la modélisation du plasma. En dernier chapitre, nous avons pu voir qu'en variant l'intensité de courant nous pouvons avoir une variation de densité d'électron, c'est grâce à ce dernier qu'on peut avoir la permittivité relative pour simuler l'antenne.

Les résultats que nous avons obtenus semblent proches de ceux existant dans la littérature, ce qui permet de valider partiellement notre programme. Cette petite différence est liée à la puissance de notre machine. Nous avons donc choisi le maillage extrêmement grossier afin de résoudre ce problème puissance.

En guise de perspectives à ce travail :

- Dans notre simulation nous avons utilisé le gaz d'argon dans notre travail, mais on peut utiliser d'autre gaz comme l'Argon-Dihydrogène ou bien du Néon-Xénon comme dans l'article publié [21].
- L'apparition des applications intéressantes des métamatériaux à permittivité proche de zéro (Epsilon Near Zero), comme le transport d'énergie sans pertes ni changement de phase dans un canal de très faible permittivité, nous pouvons remplacer ces matériaux par un plasma à permittivité nul ou positif. [23] [24]

## BIBLIOGRAPHIES

- [1] S. Shynu, A. Guijo, C. Anansan, P. Mohonan, and K. Vasudevan, "A reconfigurable dual-frequency slot-loaded microstrip antenna controlled by pin diodes," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 44, pp. 374–376, 2005.
- [2] W. Kang, J. Park, and Y. Yoon, "Simple reconfigurable antenna with radiation pattern," *Electronics Letters*, vol. 44, no. 3, pp. 182–183, 2008.
- [3] F. Yang and Y. Rahmat-Samii, "A reconfigurable patch antenna using switchable slots for circular polarization diversity," *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 12, no. 3, pp. 96–98, 2002.
- [4] S. Shynu, G. Augustin, C. K. Aanandan, P. Mohanan, and K. Vasudevan, "Triple slot arm loaded reconfigurable dual frequency microstrip antenna using varactors," in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, 2005, vol. 2B, pp. 609–612, 2005.
- [5] E. Erdil, K. Topalli, M. Unlu, O. Civi, and T. Akin, "Frequency tunable microstrip patch antenna using rf mems technology," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 55, no. 4, pp. 1193–1196, 2007.
- [6] L. Petit, L. Dussopt, and J.-M. Laheurte, "Mems-switched parasitic-antenna array for radiation pattern diversity," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 54, no. 9, pp. 2624–2631, 2006.
- [7] L. Liu and R. Langley, "Electrically small antenna tuning techniques," in *Antennas Propagation Conference, 2009. LAPC 2009. Loughborough*, pp. 313–316, 2009.
- [8] Vincent Laur, thèse de doctorat : Contribution à la réalisation des circuits reconfigurables à partir des couches minces ferroélectriques ; Des matériaux aux dispositifs, 2007 p25-36.
- [9] A. Castro-Vilaro and R. Solis, "Tunable folded-slot antenna with thin film ferroelectric material," in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, 2003. Vol. 2, pp. 549–552 vol.2, 2003.
- [10] Trong Duc Nguyen, thèse de doctorat : Conception d'antenne intelligente reconfigurable pour la radio cognitive, 2013 p12-16.

- [11] L. Kaufman and W. Steier, "A plasma-column band-pass microwave filter," IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 10, pp. 431–439, Nov. 1962.
- [12] A. M. Messiaen and P. E. Vandenplas, "Theory and experiments of the enhanced radiation from a plasma-coated antenna," Electronic Letters, vol. 3, pp. 26–27, Jan. 1967.
- [13] P. Linardakis, G. Borg, and N. Martin, "Plasma-based lens for microwave beam steering," Electronics Letters, vol. 42, pp. 444–446, Apr. 2006.
- [14] RANDRIATSILANY Herilala Antonio A. Mémoire de fin d'étude : Modélisation des structures élastiques par éléments finis volumiques : Application sous Matlab, promotion 2008
- [15] Gouri Dhatt, Gilbert Touzot, Une présentation de la méthode des éléments finis, Les presses de l'Université Laval Québec 1981 pp24-30.
- [16] Hervé Oudin, Méthode des éléments finis, Ecole d'ingénieur. Nantes, France. 2008 pp27-36.
- [17] J. M. Rax, Physique des plasmas. Dunod, 2005.
- [18] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, Principles of Plasma Discharges. John Wiley Sons Inc, 2005.
- [19] G J M Hagelaar, G Fubiani and J-P Bœuf : Model of an inductively coupled negative ion source: I. General model description ; Plasma Sources Sci. Technol. 2011 pp16.
- [20] Cheng Jia, Ji Linhong, Wang Kesheng, Han Chuankun, and Shi Yixiang : Two-dimensional simulation of inductively coupled plasma based on COMSOL and comparison with experimental data. Journal of Semiconductors, 2013
- [21] Lizhu Tong : Effect of Gas Flow Rate and Gas Composition in Ar/CH4 Inductively Coupled Plasmas ; COMSOL CONFERENCE BOSTON, 2011.
- [22] A. Kallel, J. Sokoloff, and T. Callegari, "Theory and simulations of a beam-scanning plasma antenna," in 7th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP) 2013, pp. 3457–3461, 2013.
- [23] A. Alù, M. Silveirinha, et N. Engheta, "Transmission-line analysis of near-zero-filled narrow channels," Physical Review E, vol. 78, no 1, p.016604, 2008.



[24] M. Silveirinha, et N. Engheta, "Tunneling of electromagnetic energy through subwavelength channels and bends using e-near-zero materials," *Physical review letters*, vol. 97, no 15, p. 157403, 2006.

# ANNEXES

## Annexe 1 : Autres mécanismes de création du plasma

### Décharge à courant continu :

Le premier type de source de décharge dans le domaine des plasmas froids hors équilibre est la décharge Direct Current (DC) ou en français le décharge à courant continu. La configuration la plus simple est composée de deux électrodes parallèles distantes de  $d$  sur lesquelles on applique une tension continue. Le gaz est placé entre les électrodes à une pression  $P$ , ce gaz devient un plasma à partir d'une tension minimale appelée tension de claquage qui dépend directement du produit  $P_d$ . Cette tension suit une courbe caractéristique appelée loi de Paschen pour chaque type de gaz.

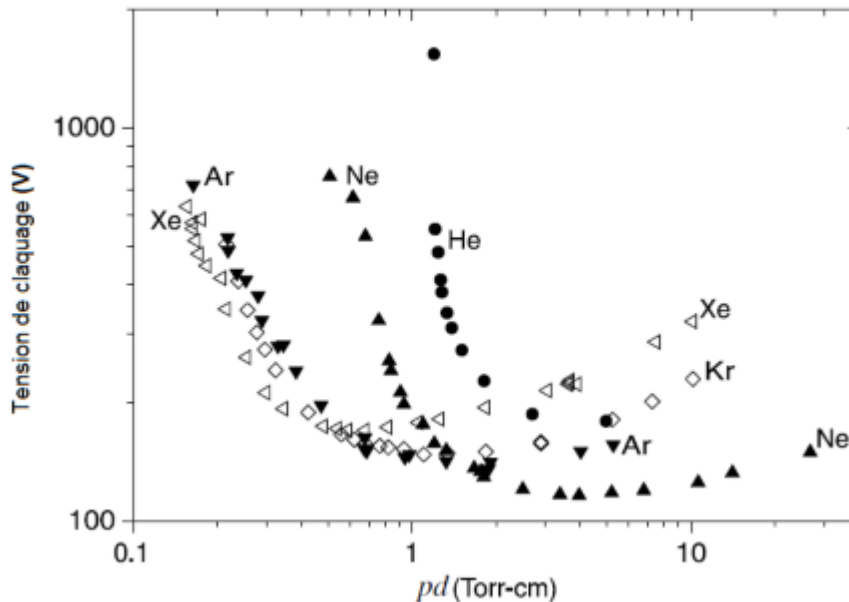


Figure I : Courbes de tension de claquage pour les gaz rares

Ces courbes montrent qu'à faible produit  $P_d$ , la tension de claquage est très élevée. Comme pour l'hélium, dans le cas où  $P_d = 1$  Torr. cm, un plasma ne peut s'allumer que si la tension appliquée sur les électrodes dépasse 1 kV, par contre l'argon peut devenir du plasma dans la même condition avec une tension plus faible 200 V.

### Décharge à courant alternatif :

Elle repose sur le même principe que celle de la décharge à courant continu, les mêmes propriétés mais du fait que le courant oscille avec la période du courant donc la densité électronique oscille. Le plasma est alors instable dans le temps.

## La décharge micro-onde :

Ce type de décharge se répartit en deux catégories :

- La décharge à cavité résonnante : elle est créée par une onde électromagnétique en polarisation TM (transverse magnétique) dans une cavité cylindrique. La puissance micro-onde est injectée dans la cavité résonnante contenant le gaz à travers une fenêtre diélectrique. Des configurations de cavité non résonnantes peuvent générer des plasmas de forte densité électronique en introduisant un champ magnétique statique par résonance cyclotronique des électrons.
- La décharge à onde de surface est comme son nom l'indique amorcée et entretenue par une onde de surface. Cette onde de surface n'existe qu'avec le plasma dont il représente le support de propagation. La diffusion électronique crée un plasma volumique.

Ces deux types de décharge peuvent créer un plasma à densités électronique élevées avec des gaz à pression faible

### Annexe 2 : Calcul de la partie réelle de la permittivité $\epsilon'_1$

$$\epsilon'_1 = 1 - \frac{\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2}{1 + \left(\frac{\nu}{\omega}\right)^2}$$

Où

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}}$$

$$e = 1,602 \times 10^{-19} \text{C}$$

$$\epsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12} \text{F.m}^{-1}$$

$$m_e = 9,109 \times 10^{-31} \text{Kg}$$

$$\omega = 2\pi f$$

$$\nu = 10^8 \text{s}^{-1}$$

$$n_{\text{emax}} = 4,225 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$$

$$n_{\text{emax}} = 1,247 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$$

$$8,35\text{E}+13$$

$$2,53\text{E}+17$$

$$2,70\text{E}+14$$

$$9,23\text{E}+17$$

$$1,06\text{E}+15$$

$$3,41\text{E}+17$$

$$4,84\text{E}+15$$

$$1,13\text{E}+18$$

$$2,99\text{E}+15$$

$$4,14\text{E}+17$$

$$1,56\text{E}+16$$

$$1,23\text{E}+18$$

$$9,28\text{E}+15$$

$$4,21\text{E}+17$$

$$5,09\text{E}+16$$

$$1,23\text{E}+18$$

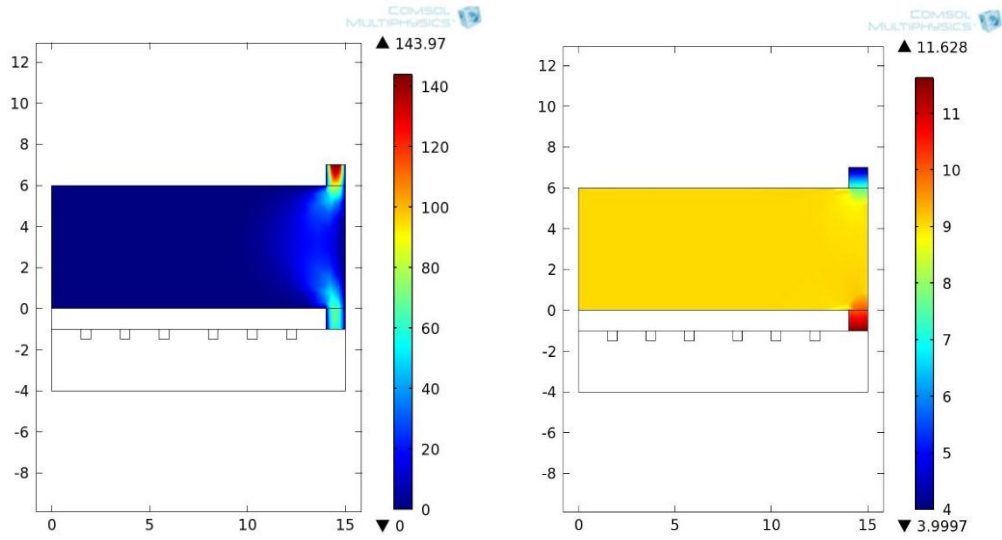
1,34E+16	4,20E+17	7,46E+16	1,22E+18
2,17E+16	4,00E+17	1,17E+17	1,07E+18
3,52E+16	3,08E+17	1,88E+17	7,97E+17
5,29E+16	2,70E+17	2,71E+17	6,70E+17
7,61E+16	1,94E+17	3,71E+17	4,55E+17
9,89E+16	1,17E+17	4,54E+17	2,81E+17
1,42E+17	3,66E+16	6,08E+17	8,69E+16
2,13E+17	2,29E+16	8,30E+17	5,70E+16
2,37E+17	1,06E+15	8,89E+17	2,67E+15
	9,49E+14		

Après calculé sous Excel, on obtient la permittivité :

	$\epsilon'_1$ pour $n_{\text{emax}} = 4,225 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$	$\epsilon'_1$ pour $n_{\text{emax}} = 1,247 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$	
0,99993273	0,79639766	0,99978276	0,25658648
0,99914474	0,72543314	0,99609747	0,08980597
0,99759388	0,66649217	0,98742057	0,00796689
0,99252159	0,66080025	0,95900304	0,00693477
0,98916476	0,6618925	0,93988967	0,01995649
0,98254835	0,67805307	0,905533	0,13670619
0,97164304	0,75187106	0,84824251	0,35740982
0,95741052	0,78261796	0,78163303	0,46029795
0,93867054	0,84339977	0,7009881	0,63356521
0,92033107	0,90608637	0,63437998	0,77322868
0,8857563	0,97046636	0,50987558	0,92997541
0,828274	0,981523	0,33120427	0,9540279
0,80885569	0,99914384	0,28333209	0,9978474
	0,99923558		1

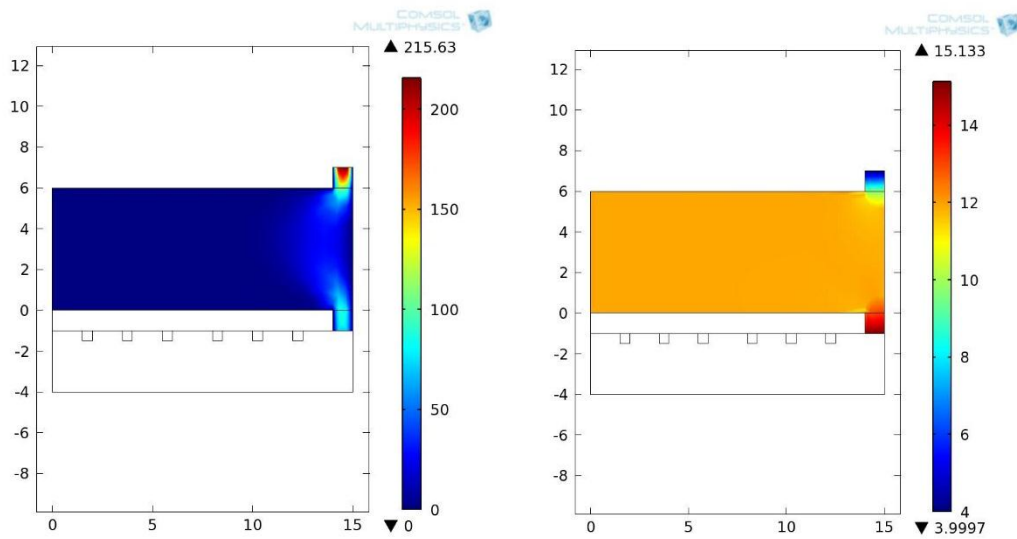
### Annexe 3 : La vitesse et la pression obtenue sur la simulation du réacteur ICP

Pour  $I_{\text{coil}} = 15 \text{ A}$



A gauche c'est la vitesse, on voit qu'il est maximale à la sortie du gaz et minimale dans l'enceinte, à droite c'est le profil de la pression, il est maximale à l'entrée du gaz et minimale à la sortie.

Pour  $I_{\text{coil}} = 20 \text{ A}$



De même pour  $I_{\text{coil}} = 20 \text{ A}$ , pour le profil de la vitesse il est maximal sur la sortie du gaz et minimal dans l'enceinte et le profil de la pression, il est minimal sur la sortie du gaz et maximal sur l'entrée du gaz.

# TABLE DES MATIERES

<b>REMERCIEMENTS</b> .....	i
<b>SOMMAIRE</b> .....	iii
<b>NOTATIONS ET SYMBOLES</b> .....	iv
<b>LISTE DES ABREVIATIONS</b> .....	vii
<b>LISTE DES TABLEAUX</b> .....	viii
<b>LISTE DES FIGURES</b> .....	ix
<b>INTRODUCTION</b> .....	1
<b>CHAPITRE I : LES ANTENNES RECONFIGURABLES</b> .....	3
I.1. Définition .....	4
I.2. Technique de reconfigurabilité .....	4
I.2.1. Utilisation d'éléments localisés .....	4
I.2.1.1. Diodes PIN .....	5
I.2.1.2. Diodes Varactor .....	7
I.2.1.3. MEMS .....	8
I.2.2. Utilisation de matériaux accordables ou agiles .....	11
I.2.2.1. Cristaux liquides .....	11
I.2.2.3. Les matériaux ferroélectriques .....	15
I.3. Comparaison des différents éléments localisés et les matériaux agiles .....	17
I.3.1. Utilisation des plasmas pour la reconfiguration .....	19
<b>CHAPITRE II : METHODE DES ELEMENTS FINIS</b> .....	23
II.1. Introduction .....	24
II.2. Principe général de la MEF .....	24
II.2.1. Discrétisation géométrique .....	25
II.2.2. Approximation nodale .....	28
II.2.3. Approche de calcul aux niveaux élémentaires .....	29
II.2.4. Convergence de la méthode des éléments finis .....	29
II.3. Etapes d'analyse par éléments finis .....	30
II.3.1. Phase de prétraitement .....	30
II.3.2. Phase de calcul .....	32
II.3.3. Post-traitement .....	35
II.4. Utilisation d'un logiciel éléments finis .....	35
<b>CHAPITRE III : MODELE MULTIPHYSIQUE DU PLASMA RADIO-FREQUENCE</b> .....	38
III.1. Introduction du plasma .....	39
III.1.1. Définition .....	39

III.1.2. Classification du plasma .....	40
III.1.3. Plasma faiblement ionisé ou plasma froid .....	41
III.1.4. Les paramètres caractéristiques d'un plasma froid hors équilibre .....	41
III.2. Modèle de Drude de la permittivité diélectrique d'un plasma froid hors- équilibre .....	44
III.3. Mécanisme de création du plasma par Radiofréquence (RF) .....	47
III.3.1. Le plasma à couplage capacitif ou CCP .....	47
III.3.2. Le plasma à couplage inductif ou ICP .....	48
III.3.3. Principe de fonctionnement de la décharge ICP.....	49
III.4. Modèle physique du plasma ICP .....	50
III.4.1. Transport des électrons .....	50
III.4.2. Equations d'énergie d'électron .....	51
III.4.3. Le coefficient de taux .....	52
III.4.4. Transport des espèces lourde .....	53
III.4.5. Equation de continuité et de la conservation de la quantité de mouvement	54
III.4.6. Equation électromagnétique .....	54
III.5. Chimie du plasma .....	56
<b>CHAPITRE IV : RESULTATS DES SIMULATIONS ET APPLICATION</b> .....	<b>58</b>
IV.1. Construction du modèle numérique ICP : .....	59
IV.1.1. Construction de la géométrie .....	60
IV.1.2. Caractéristiques des matériaux utilisés.....	61
IV.2. Modèle physique et conditions aux limites sur COMSOL.....	62
IV.3. Maillage .....	63
IV.4. Résultats des simulations .....	64
IV.5. Application du plasma .....	65
IV.6. Conclusion .....	68
<b>CONCLUSION</b> .....	<b>69</b>
<b>BIBLIOGRAPHIES</b> .....	<b>71</b>
<b>ANNEXES</b> .....	<b>I</b>

Titre : **MODELISATION ET SIMULATION D'UNE ANTENNE  
RECONFIGURABLE PAR PLASMA RADIOFREQUENCE**

RAMANANTSIALONINA Frédéric

Né le 16 décembre 1992

Lot IE p/elle 12/12 Tanamakoa-Toamasina

(+261)32 58 306 02

[FredericRamanantsialonina@gmail.com](mailto:FredericRamanantsialonina@gmail.com)



Nombre de pages : 73

Nombres de figure : 47

Nombre de tableaux : 5

**Résumé :**

Le but principal de ce mémoire sera l'établissement d'une modélisation et simulation d'une antenne reconfigurable par plasma RF par le logiciel COMSOL Multiphysics. Ce modèle est basé sur le caractère accordable de la permittivité du plasma à décharge inductive, cette permittivité dépend principalement de la densité électronique du plasma et la résolution se fera par la méthode des éléments finis MEF. Dans la première partie de ce travail, nous avons présenté les différentes technologies d'une antenne reconfigurable, puis nous avons établi le principe de la méthode des éléments finis en second lieu. Ensuite, le modèle multiphysique du plasma RF a été présenté afin de valider le modèle ICP. La dernière partie de ce travail, se consacre sur la simulation du plasma et de l'antenne. Les résultats obtenus ont bien montré que l'antenne peut balayer un angle de  $14^\circ$  à  $22,5^\circ$  à une fréquence fixe.

**Mots clés:** Antenne reconfigurable, plasma ICP, COMSOL Multiphysics, éléments finis, diagramme de rayonnement, simulation.

**Abstract :**

The principal goal of this master thesis will be the establishment of a modeling and simulation of a reconfigurable antenna by plasma RF by software COMSOL Multiphysics. This model is based on the reconcilable character of the permittivity of plasma with inductive discharge. This permittivity depends mainly on the electron density of plasma and the resolution will be done by the finite element method MEF. In the first part of this work, we presented various technologies of a reconfigurable antenna, then we established the principle of the finite element method in the second place. Then, the model multiphysic of plasma RF was presented in order to validate model ICP. The last part of this work is devoted on the simulation of plasma and the antenna. The result indicated well that the antenna can sweep an angle of  $14^\circ$  to  $22,5^\circ$  at a fixed frequency.

**Keywords :** Reconfigurable antenna, plasma ICP, COMSOL Multiphysics, finite element, radiation pattern, simulation