



HAL
open science

Étude des sources plasma micro-onde à structure coaxiale pour la conception amont d'applicateurs à transformateur d'impédance intégré. Influence de la pression, de la géométrie et de la fréquence d'excitation

Pierre Baële

► **To cite this version:**

Pierre Baële. Étude des sources plasma micro-onde à structure coaxiale pour la conception amont d'applicateurs à transformateur d'impédance intégré. Influence de la pression, de la géométrie et de la fréquence d'excitation. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Université Grenoble Alpes, 2015. Français. NNT : 2015GREAI088 . tel-01269788

HAL Id: tel-01269788

<https://theses.hal.science/tel-01269788v1>

Submitted on 5 Feb 2016

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : Mécanique des fluides, procédés, énergétique

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Pierre BAËLE

Thèse dirigée par **Ana LACOSTE** et
Co-encadrée par **Bernard DARGES**

préparée au sein du **Laboratoire de Physique Subatomique et
de Cosmologie de Grenoble**
dans l'**École Doctorale I-MEP2**

Étude des sources plasma micro-onde à structure coaxiale pour la conception amont d'applicateurs à transformateur d'impédance intégré

Influence de la pression, de la géométrie et de la fréquence d'excitation

Thèse soutenue publiquement le **17 Septembre 2015**,
devant le jury composé de :

Mme. Ana LACOSTE

Professeur à l'Université de Grenoble Alpes, Directrice de thèse

M. Bernard DARGES

Expert en radiofréquence à Thales Electron Devices, Co-encadrant

M. Khaled HASSOUNI

Professeur à l'Université Paris XIII, Rapporteur, Président

Mme. Ane AANESLAND

Directeur de recherche au LPP, Rapporteur

M. Eugen STAMATE

Senior Scientist à l'Université technique du Danemark, Membre

M. François SILVA

Ingénieur de recherche, Membre

M. Pascal PONARD

Responsable des études amont à Thales Electron Devices, Invité

M. Stéphane BÉCHU

Chargé de recherche au LPSC, Invité



Table des matières

INTRODUCTION GENERALE.....	6
CHAPITRE 1. Hyperfréquences et rayonnement dans les plasmas. Rappels théoriques.	14
1.1 Applicateurs constitués des lignes coaxiales de transmission : état de l'art.....	17
1.2 Applicateurs d'onde électromagnétique. Rappels théoriques hyperfréquences.	21
1.2.1 Description électromagnétique d'un quadripôle. Méthode de changement du plan d'impédance.	22
1.2.2 Simulation des applicateurs d'onde par CST : modèles à 1 et 2 ports	25
1.2.3 Validation par CST de la méthode de changement du plan d'impédance	27
1.3 Rayonnement dans les plasmas : rappels électromagnétiques.....	31
1.3.1 Modes de propagation d'une onde électromagnétique dans un plasma magnétisé	31
1.3.2 Diagramme CMA. Coupures, résonances et conversion de modes.....	36
1.3.3 Plasma non magnétisé	43
CHAPITRE 2. Modèles d'impédance pour des applicateurs coaxiaux	48
2.1 Plasmas non-magnétisés, collisionnels.....	51
2.1.1 Applicateur de type planaire (Modèle analytique de Marcuvitz)	52
2.1.2 Applicateur de type monopôle (Modèle CST à 1 port)	57
2.2 Plasmas magnétisés. Applicateurs coaxiaux de type monopôle.	61
2.2.1 Applicateur de type monopôle (Modèle de Balmain)	61
2.2.2 Étude paramétrique. Validité et comparaison des modèles	63
2.2.3 Lien entre impédance et modes de propagation électromagnétique	70
CHAPITRE 3. Techniques et méthodes expérimentales	72
3.1 Méthode de détermination de l'impédance plasma	75
3.1.1 État de l'art des techniques de mesure	75
3.1.2 Dispositifs hyperfréquence.....	78
3.1.3 Méthode A/R pour la mesure d'impédance.....	82
3.2 Techniques de caractérisation électrique du plasma.....	88
3.2.1 Sonde de Langmuir	88
3.2.2 Méthode d'auto-interférométrie	88
3.2.3 Sonde d'absorption.....	91
CHAPITRE 4. Étude expérimentale des sources plasma micro-onde magnétisé	102
4.1 Structures d'applicateurs étudiées	105

4.1.1	Configurations terminales des applicateurs.....	105
4.1.2	Méthodologie expérimentale.....	109
4.2	Configuration tête-bêche à 2,45 GHz : performances plasma et énergétiques.....	111
4.2.1	Caractérisation électrique.....	112
4.2.2	Caractérisation électromagnétique.....	118
4.3	Applicateur tête-bêche à 2,45 GHz. Influence de la géométrie et du champ magnétique...	124
4.3.1	Caractérisation électrique et électromagnétique.....	124
4.3.2	Comparaison avec le modèle électromagnétique.....	127
4.4	Configuration dipolaire à 2,45 GHz. Impédances et modes EM.....	130
4.4.1	Régimes de fonctionnement.....	131
4.4.2	Régimes et modes de propagation.....	135
4.5	Configuration tête-bêche à 2,45 GHz et 352 MHz. Influence de la fréquence.....	138
4.5.1	De 2,45 GHz à 352 MHz : évolution prévisionnelle.....	138
4.5.2	Caractérisation électromagnétique.....	141
4.5.3	Caractérisation électrique.....	144
CHAPITRE 5. Applicateur plasma coaxial à onde de surface – Étude exploratoire.....		152
5.1	Description de l'applicateur coaxial à onde de surface.....	155
5.2	Étude d'une décharge en argon.....	159
5.2.1	Longueur de la colonne plasma et efficacité de transmission de puissance.....	159
5.2.2	Densité électronique du plasma.....	160
5.3	Application à la production de photons : plasma de soufre.....	164
CONCLUSION GENERALE.....		168
Annexe 1 Caractérisation électrique par sonde de Langmuir.....		174
Annexe 2 Onde de surface. Rappels théoriques.....		186
Références.....		189

REMERCIEMENTS

La réalisation de mon travail de thèse a été possible grâce au concours de plusieurs personnes à qui je voudrais témoigner toute ma reconnaissance.

Je tiens à remercier, tout d'abord, Mme. Ana Lacoste, Professeur à l'université Grenoble Alpes, pour m'avoir encouragé à effectuer une thèse sous sa direction, pour son suivi et son analyse critique tout au long de cette thèse. Je remercie également M. Bernard Darges, Expert en radiofréquence à Thales Electron Devices, pour avoir accepté de co-encadrer mon travail de thèse et pour le support technique qu'il m'a apporté. J'adresse également mes remerciements à M. Serge Kox, Directeur du LPSC, et son successeur M. Arnaud Lucotte, pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire.

Je souhaite adresser ma gratitude à Mme. Ane Aanesland, Directeur de recherche au LPP, et M. Khaled Hassouni, Professeur à l'Université Paris XIII et président du jury, pour avoir accepté de relire ma thèse et d'en être rapporteurs. Mes remerciements vont également à Messieurs Eugen Stamate, Senior Scientist, François Silva, Ingénieur de recherche, Pascal Ponard, Responsable des études amont à Thales Electron Devices, et Stéphane Béchu, Chargé de recherche au CNRS, pour avoir accepté de participer à mon jury de thèse.

Je tiens à exprimer des remerciements particuliers à M. Alexandre Bes, Ingénieur de recherche au LPSC, pour son assistance technique, son soutien et son attitude positive dans les moments les plus critiques. J'adresse ma reconnaissance à M. Jacques Pelletier, Directeur de Recherche émérite du LPSC, pour ses idées lumineuses et l'aide qu'il m'a apporté en début de thèse.

Je remercie également M. Laurent Bonny, Technicien au LPSC, qui m'a permis d'avancer rapidement sur les expériences en réalisant de nombreuses pièces mécaniques dans l'urgence.

Je remercie mes collègues thésards, post-doctorants et stagiaires du CRPMN pour les interactions et les échanges que nous avons eus, Spyridon Aleiferi, Cyril Lambusson, Long Phan Than, Codrin Prahovteanu, Alexandru Todoran, et en particulier Rémi Maurau pour ses précieux conseils.

Egalement, mon travail de thèse n'aurait pas pu se faire sans l'aide précieuse des différents services du LPSC en particulier l'atelier mécanique, le service administratif et électronique que je remercie pour le support qu'ils m'ont apporté.

J'adresse ma reconnaissance également à Guillaume Regnard, Ingénieur R&D à Thales Electron Devices, pour ses travaux antérieurs qui ont servi de base à mon travail ainsi que pour ses conseils et son support technique durant ma thèse.

Je souhaite également remercier mes proches et en particulier mes parents pour la constance avec laquelle ils ont su m'encourager tout au long de ma thèse. Je n'oublie pas non plus tous mes amis grenoblois, parisiens et lislois avec qui j'ai passé tant de bons moments - Benji, Fafa, Fafou, Guillaume, Joss, Dju, Mathias, Mehdi, Rachel, Vincent et d'autres qui se reconnaîtront. Enfin, un grand merci à Ilinca qui, avec son sourire et sa patience presque infaillible, a su parvenir à éclairer les moments les plus sombres.

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

Les plasmas excités par micro-ondes sont utilisés pour des applications toujours plus nombreuses et variées, par exemple dans la microélectronique et les nanotechnologies, dans les traitements de surface industriels, dans le domaine des matériaux, dans le domaine de l'environnement (abattement des gaz nocifs, économies d'énergie) ou encore dans le domaine du biomédical (stérilisation, biomatériaux). Les technologies plasma micro-ondes bénéficient d'un certain nombre d'avantages communs aux technologies à plus basses fréquences (ICP, Hélicon) comme, par exemple, l'absence d'électrodes actives en contact avec le plasma (absence de bombardement non-intentionnel des surfaces) et la possibilité d'obtenir des plasmas de fortes densités. Un autre avantage est celui de la séparation des fonctions qui offre la possibilité de contrôler de manière indépendante le flux et l'énergie des ions bombardant les surfaces (cibles, substrat) immergées dans le plasma. Enfin, les mécanismes résonnants dus à la présence d'un champ magnétique, comme la résonance cyclotron électronique (RCE), assurent le maintien d'un plasma à des pressions nettement plus faibles que celles accessibles dans d'autres types de décharges. Le domaine opératoire couvert par les technologies micro-ondes s'étend ainsi de la très basse pression jusqu'à la pression atmosphérique.

Avec l'augmentation toujours plus importante de la dimension des substrats utilisés dans l'industrie, il y a une demande de plus en plus forte pour des technologies en mesure de produire des plasmas homogènes sur de grandes dimensions [1]. Alors que les technologies usuelles (CCP, ICP) souffrent d'un problème d'inhomogénéité du plasma dès lors que la longueur d'onde devient comparable aux dimensions du réacteur, la technologie micro-onde avec des longueurs d'onde plus faibles présenterait un intérêt certain pour l'extension d'échelle des procédés.

Pour répondre à ce besoin d'extension d'échelle, le groupe CRPMN du LPSC développe depuis les années 2000 une technologie de production de plasma reposant sur la distribution en nombre de sources plasma unitaires selon des réseaux bidimensionnels (sources planes) ou tridimensionnels (plasmas en volume). Depuis 2006, la collaboration entre Thales (TED) et l'Université Grenoble - Alpes (UGA) a permis d'améliorer considérablement les rendements énergétiques des applicateurs utilisés pour la transmission de l'onde au plasma par une optimisation de leur configuration et de leur compacité. Cependant, le rendement énergétique de ces sources reste limité à cause des pertes d'insertion liées à la fréquence généralement utilisée de 2,45 GHz. Les travaux menés dans le cadre de cette collaboration ont également permis de démontrer la faisabilité et l'intérêt d'utiliser des générateurs à état solide directement couplés au plasma afin d'améliorer davantage les rendements énergétiques des applicateurs. Toutefois, le bénéfice avéré par cette nouvelle approche est limité par le coût des transistors pour la réalisation des générateurs micro-ondes à état solide, celui-ci étant

étroitement lié à la fréquence. Une des solutions envisagée est d'explorer le domaine des fréquences plus basses, en particulier la fréquence de 352 MHz qui représenterait le meilleur compromis en termes de coût pour la génération de plasma à des puissances de l'ordre du kW.

L'avantage associé à une diminution en fréquence est la diminution significative des pertes d'insertion occasionnées par les éléments constitutifs de la ligne de propagation et donc l'augmentation du rendement global énergétique. Par contre, un changement en fréquence n'est pas sans conséquences puisque, au même titre que la géométrie et la pression, la fréquence d'excitation fait partie des paramètres opératoires qui ont un impact direct sur la nature du couplage électromagnétique et, par conséquent, sur les propriétés du plasma [2,3]. Il est donc important de d'évaluer les changements majeurs induits par la diminution d'un facteur 7 en fréquence et de démontrer les avantages que cette fréquence pourrait procurer.

Dans ce contexte, mon travail de thèse porte sur l'étude des plasmas magnétisés et non-magnétisés produits par des structures coaxiales (applicateurs d'onde) qui font office à la fois de propagateur d'onde et de coupleur à impédance adaptée au plasma. Un objectif majeur visé dans le cadre de ce travail est l'évaluation de l'efficacité énergétique de différents types applicateurs, aussi bien en termes de couplage entre l'onde électromagnétique et le plasma, qu'en termes de production d'espèces, et ce, pour différentes conditions opératoires : fréquence d'excitation (352 et 2450 MHz), configuration magnétique, géométrie de l'applicateur. La mise en évidence du lien entre ces conditions opératoires et l'impédance constitue un deuxième objectif présentant un intérêt, tant du point de vue fondamental pour une meilleure compréhension des mécanismes d'absorption de la puissance dans ce type d'applicateurs coaxiaux, que du point de vue appliqué pour la conception amont et l'optimisation d'applicateurs à haute efficacité énergétique.

Ce mémoire de thèse est organisé en cinq chapitres et débute par un bref rappel des configurations de sources plasma unitaires développées au LPSC depuis les années 2000 et de la méthodologie précédemment développée pour l'optimisation du transfert et du couplage de l'onde au plasma.

*Le **Chapitre 1** rappelle les notions théoriques nécessaires à la description électromagnétique des structures coaxiales de propagation d'une onde (applicateur) et des milieux (plasma) soumis à un champ haute fréquence (HF).*

Afin de pouvoir introduire la nouvelle approche proposée dans le cadre de mon travail de thèse, l'essentiel du premier chapitre porte sur des rappels théoriques d'électromagnétisme : hyperfréquences et rayonnement dans les plasmas.

Le formalisme d'hyperfréquences est introduit à partir de la représentation d'un applicateur par un quadripôle chargé, de part et d'autre, par deux impédances. Basé sur cette représentation, la méthode de changement de plan de référence des impédances et le principe des deux modèles (1 et 2 ports) de simulation numérique par le programme CST sont présentés. Dès ce premier chapitre, le modèle à 2 ports est appliqué à la validation de la méthode de changement du plan d'impédance et la procédure employée est indiquée. L'intérêt du modèle à 1 port est mis en exergue, en raison de son importance dans la validation des modèles analytiques et dans la simulation des applicateurs chargés par un plasma.

Après avoir précisé ces outils théoriques nécessaires à la description électromagnétique des applicateurs, les principaux phénomènes qui peuvent avoir lieu du point de vue de la propagation d'une onde HF et du chauffage des électrons dans un plasma sont rappelés. La description effectuée s'appuie sur des cas particuliers simples, mais jugés suffisants pour introduire la réponse diélectrique d'un plasma et les phénomènes les plus significatifs produits, aussi bien par une onde électromagnétique, que par une onde électrostatique générée par le plasma lui-même.

*Le **Chapitre 2** est dédié à l'étude paramétrique de l'impédance des applicateurs, et en particulier, du plasma en tant que charge placée en sortie de ces structures.*

Le modèle numérique à 1 port décrit dans le premier chapitre est ici complété par deux modèles analytiques permettant, au même titre que celui numérique, de décrire la connexion électromagnétique entre l'applicateur et le plasma par une impédance dans le plan qui délimite les deux milieux.

Les modèles mis en œuvre pendant ce travail de thèse sont appliqués et exploités dans ce chapitre pour l'investigation de deux types d'applicateurs correspondant à des structures identiques ou proches de celles utilisées en pratique pour différents procédés et qui sont caractérisées expérimentalement dans le Chapitre 4. Le premier type est défini par un plan au niveau de la sortie de l'applicateur et de l'injection de l'onde HF. Le deuxième type d'applicateur présente un prolongement de l'âme centrale de la ligne coaxiale au-delà du plan défini comme plan de sortie. Par conséquent, cet applicateur est traité par un modèle d'antenne monopôle.

Les applicateurs monopôle sont investigués en présence d'un plasma aussi bien magnétisé, que non magnétisé. Quel que soit le modèle utilisé, la configuration de l'applicateur n'est prise en compte que par sa géométrie et ses dimensions au niveau du plan de sortie. Autrement dit, la structure de propagation qui se trouve en amont n'est pas considérée.

Les hypothèses requises par les modèles analytiques sont présentées et, lorsque celles-ci ne sont plus satisfaites pour les dimensions caractéristiques des applicateurs soumis à l'étude, la simulation numérique avec le programme CST est effectuée.

A travers l'impédance dans le plan de sortie de l'applicateur, la réponse du plasma au rayonnement électromagnétique est investiguée pour différents paramètres caractéristiques du plasma (densité électronique, fréquence de collision, intensité et orientation du champ magnétique) et à l'applicateur d'onde (fréquence d'excitation, forme et dimensions).

Le Chapitre 3 regroupe les méthodes et techniques expérimentales.

Pour la qualification électromagnétique des structures étudiées, des méthodes de diagnostic adaptées sont nécessairement requises. Après un court passage en revue de l'état de l'art sur les techniques de mesure d'impédance aux fréquences micro-ondes, les méthodes spécifiques mises au point dans le cadre de mon travail de thèse sont décrites. Plus particulièrement, la méthode dite A / R est explicitée de manière détaillée en soulignant l'importance majeure de la calibration requise pour la détermination de l'impédance dans le plan de l'applicateur face au plasma. L'analyse des incertitudes engendrées par ce type de mesures est également présentée.

La deuxième partie du chapitre est consacrée aux techniques de mesure des paramètres plasma. Les grandeurs caractéristiques déterminées à l'aide d'une sonde électrostatique de Langmuir sont brièvement rappelées. Dans certaines conditions opératoires, l'utilisation d'une sonde d'absorption pour la détermination de la densité plasma est plus appropriée. Ainsi, la sonde réalisée dans le cadre de cette thèse et le principe de fonctionnement sont décrits. Dans la dernière partie du chapitre nous présentons la méthode d'auto-interférométrie qui est parfaitement adaptée à la caractérisation d'un plasma à onde de surface étudié dans le chapitre 5.

Le Chapitre 4 est consacré à la caractérisation expérimentale de différentes configurations d'applicateurs utilisés pour la production des plasmas, à l'exploitation et à l'interprétation des résultats.

La première section de ce chapitre décrit les différentes configurations terminales des applicateurs examinés et la méthodologie employée pour leur caractérisation. Toutes les configurations utilisées sont pourvues d'un aimant permanent et le domaine en pression exploré est limité à la dizaine de Torr.

Dans les deux sections suivantes, 4.2 et 4.3, la configuration de type tête-bêche excitée à 2,45 GHz est étudiée et analysée, à travers l'impédance, du point de vue électrique (densité plasma, température électronique, potentiels plasma et flottant) et électromagnétique (efficacité en transmission, efficacité de couplage de l'onde à la charge constituée par le plasma). L'étude systématique est effectuée sur une

large gamme de pressions et de puissances, et ce, pour deux dimensions caractéristiques différentes. Les conséquences d'un changement dimensionnel de la structure coaxiale de transmission dans sa partie terminale et, implicitement, du champ magnétique sont ainsi dégagées et discutées. Pour la structure des dimensions réduites, la comparaison des résultats expérimentaux avec ceux issus du modèle analytique décrivant une structure de type antenne monopole est également présentée.

Les phénomènes constatés lors de l'étude paramétrique de la configuration tête-bêche, à savoir l'existence de plusieurs régimes de couplage (capacitif, inductif et purement résistif), le changement d'un régime à un autre en fonction de la puissance et/ou de la pression, ont été également observés dans le passé sur la première configuration (dipolaire) développée au LPSC. En raison d'une répartition spatiale du plasma plus appropriée à l'expérimentation, l'étude effectuée sur la configuration dipolaire a été reprise pour pouvoir atteindre une meilleure compréhension des phénomènes qui gouvernent le couplage onde-plasma. L'analyse des résultats obtenus est présentée dans la section 4.4.

Une autre grande section (4.5) est consacrée au changement de la fréquence d'excitation (de 2,45 GHz à 352 MHz). Plus précisément, dans cette section on s'intéresse à l'influence de la fréquence sur l'impédance, le couplage et, par conséquent, sur les performances du plasma en termes de production d'espèces.

*La présentation effectuée dans le **Chapitre 5** concerne l'étude exploratoire d'un plasma à pression intermédiaire (200 mTorr - 100 Torr)*

Ce dernier chapitre présente les résultats d'une étude exploratoire effectuée en utilisant un applicateur à 2,45 GHz développé au LPSC [4] pour la génération d'une colonne de plasma non magnétisé à des pressions intermédiaires (200 mTorr - 100 Torr).

Dans la première section, nous présentons la structure et les spécificités de l'applicateur conçu à cet effet, ainsi que le dispositif expérimental utilisé pour la production et la caractérisation de la décharge. Les différentes configurations de plasma susceptibles d'être générées selon le nombre de tubes diélectriques utilisés sont présentées.

La deuxième section concerne l'étude d'un plasma d'argon et, plus particulièrement, de l'évolution de la longueur de la colonne de plasma et de l'efficacité en transmission en fonction de la puissance et à différentes pressions. Des mesures d'auto-interférométrie de la phase et de la puissance électromagnétique ont été réalisées le long de la colonne plasma. Moyennant certaines hypothèses, le

profil longitudinal de la densité électronique a pu être déduit. Les résultats obtenus sont examinés pour en extraire des informations sur la nature du mode permettant l'entretien du plasma.

Enfin dans la dernière section, nous nous intéresserons à l'application qu'il serait possible de donner à ce type de décharge, à savoir à la production de photons. Pour cela, des mesures par spectroscopie d'émission optique ont été effectuées dans un plasma de mélange Soufre-Argon. Les résultats préliminaires obtenus sont donc présentés à la fin de ce chapitre.

Bien évidemment, les conclusions générales et les perspectives seront présentées dans un chapitre qui clôturera ce mémoire de thèse, mais pas la recherche dans ce domaine.

CHAPITRE 1. Hyperfréquences et rayonnement dans les plasmas. Rappels théoriques.

Introduction du Chapitre 1

Ce chapitre est consacré à des rappels théoriques introduits après une description des types de sources plasma micro-onde développés au LPSC, tous conçus autour des lignes coaxiales.

Les rappels effectués visent l'introduction de la terminologie et des concepts nécessaires à la description électromagnétique des structures coaxiales de propagation d'une onde (applicateurs) et des milieux (plasma) soumis à un champ haute fréquence (HF).

Le formalisme d'hyperfréquences est introduit à partir de la représentation d'un applicateur par un quadripôle chargé et les grandeurs intrinsèques et extrinsèques du quadripôle sont définies. L'expression qui relie ces grandeurs est connue sous le nom de *méthode de changement du plan de référence* et son importance, aussi bien au niveau expérimental, qu'au niveau de la simulation d'applicateurs est précisée. La procédure utilisée pour la validation de cette méthode est également décrite. Elle fait appel au modèle à 2 ports fourni par le programme CST. Nous rappelons donc le principe des deux modèles (1 et 2 ports) de simulation par le programme CST, ainsi que la méthodologie utilisée pour en déduire l'impédance de la charge dans le plan d'intérêt, c'est-à-dire le plan situé à l'interface applicateur / plasma lorsque celui-ci n'est pas accessible à la mesure. En particulier, nous précisons l'utilisation qui est donnée au modèle à 1 port dans le cadre de ce travail de thèse, à savoir : la simulation des applicateurs (chargés par un plasma) dont la configuration ne se prête pas à la modélisation par le modèle à 2 ports, et la validation des modèles analytiques.

Après avoir précisé ces outils théoriques nécessaires à la description électromagnétique des applicateurs, nous consacrons une partie à l'interaction d'une onde électromagnétique avec un plasma. Ainsi, les principaux phénomènes qui peuvent avoir lieu du point de vue de la propagation de l'onde HF et du chauffage des électrons dans un plasma sont rappelés. Outre les modes électromagnétiques et électrostatiques de propagation, nous précisons les coupures et les résonances de l'onde car, par les effets qu'ils engendrent, ces phénomènes peuvent être expérimentalement identifiés.

1.1 Appicateurs constitués des lignes coaxiales de transmission : état de l'art

Un applicateur d'onde électromagnétique opérant dans le domaine des micro-ondes ($f > 0,3$ GHz) représente un dispositif hyperfréquence qui permet de fournir une puissance électromagnétique dans un volume de matière (gaz, liquide, solide) à un niveau suffisant pour entraîner une modification permanente ou temporaire de ses propriétés. Lorsqu'il s'agit de créer et de maintenir un plasma à l'aide d'un tel applicateur, la notion d'*applicateur plasma* est employée.

Depuis les années 2000, différents types d'appicateurs plasma à absorption localisée de puissance ont été développés au LPSC. Ces applicateurs ont l'avantage de pouvoir être distribués en nombre selon des réseaux bi- ou tridimensionnels de manière à obtenir des plasmas uniformes ou homogènes sur de grandes dimensions.

Toutes les configurations d'appicateurs développées au LPSC ont en commun une ligne de transmission coaxiale constituée donc d'une âme centrale et un conducteur extérieur, les deux séparés par un diélectrique constituant le milieu de propagation. La terminaison de la ligne est ouverte dans le demi-plan infini et, suivant l'application, sa configuration a été modifiée. On peut notamment diviser les terminaisons de ces applicateurs en deux catégories, une terminaison coaxiale plane où l'âme centrale et le conducteur extérieur se trouvent dans le même plan que la paroi du réacteur (figure 1.2), et une terminaison de type antenne monopole où l'âme centrale est volontairement prolongée au delà du plan de masse du réacteur (figures 1.1 et 1.3).

Historiquement, deux familles d'appicateurs ont été conçues et étudiées : les **applicateurs dipolaires** [5], représentés sur la figure 1.1, qui comportent un aimant permanent pour assister la production des plasmas à très basses pressions (1 - 10 mTorr) et les applicateurs dépourvus de champ magnétique statique (figure 1.2) connus sous le nom d'**applicateurs matriciels** [6] en raison de la distribution géométrique utilisée lors de leur première utilisation dans une chambre de dépôt. Leur domaine optimum de fonctionnement, expérimentalement établi, s'étend de la centaine de mTorr jusqu'à quelques Torr.

Plus récemment, les **applicateurs tête-bêche** (figure 1.3) ont été développés dans le cadre d'un projet ANR-Émergence (APANAGE 2011-2013), le principal objectif étant l'extension du domaine de pression (figure 1.4) avec le recouvrement de la décade de 10 à 100 mTorr inaccessible aux deux autres types d'appicateurs.

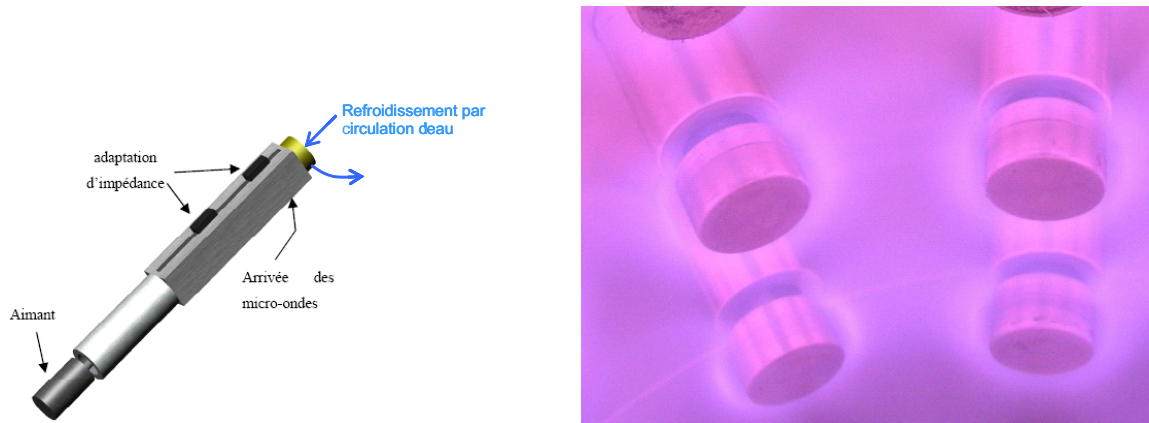


Figure 1.1 Vue en perspective d'un applicateur dipolaire (à gauche).
Photo d'un plasma d'argon (2,45 GHz) dans un réacteur multi-dipolaire (à droite).

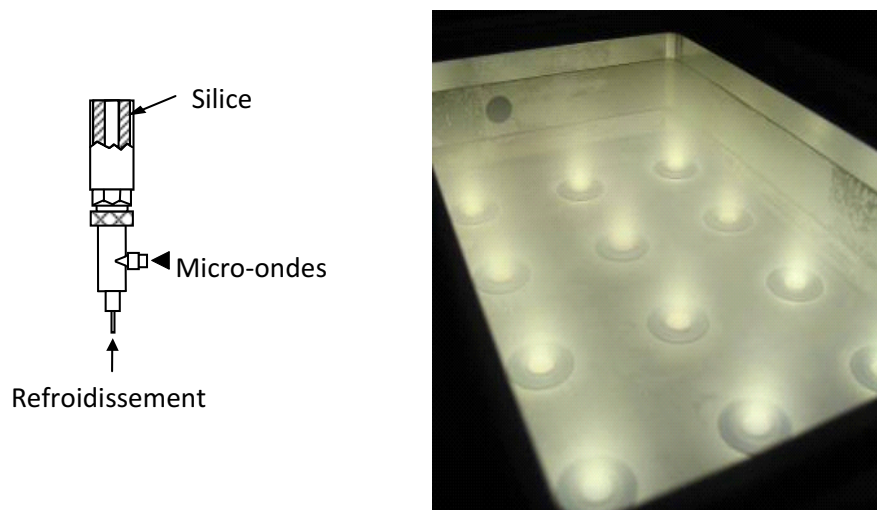


Figure 1.2 Schéma de principe d'un applicateur plasma matriciel (à gauche).
Photo d'un plasma d'oxygène ($f = 2,45$ GHz) dans un réacteur matriciel (à droite).

Les applicateurs développés au LPSC sont déjà utilisés, aussi bien en milieu industriel, que dans différents laboratoires pour différentes applications. A titre d'exemple, les **applicateurs dipolaires** sont installés au LPSC sur deux réacteurs pour l'élaboration des matériaux complexes en films minces (*e.g.* hydrures métalliques [7], alliages ternaires [8]) par pulvérisation assistée par plasma (PAPVD) où un contrôle très précis du flux de particules et d'énergie est requis pour leur synthèse. Depuis plusieurs années, ces applicateurs sont intégrés dans les réacteurs industriels de HEF pour des dépôts par PECVD. Les **applicateurs matriciels**, conçus et installés sur un réacteur prototype au LPSC ont, pour leur part, démontré une efficacité accrue dans des procédés de gravure et de dépôt par PACVD [9]. Actuellement, ces applicateurs sont utilisés avec succès au LSPM pour le dépôt de diamant

nanocristallin sur grande surface [10]. En ce qui concerne les **applicateurs tête-bêche**, ils sont installés au LPSC sur un réacteur dédié à des études de gravure et, en particulier, à la gravure profonde des polymères [11] et du diamant [12].

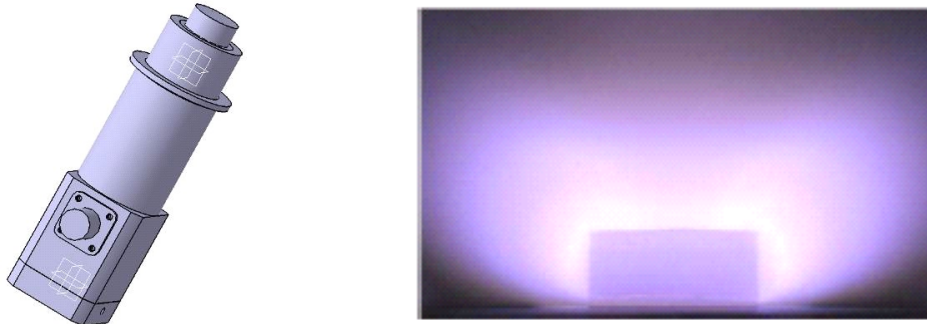


Figure 1.3 Vue en perspective d'un applicateur élémentaire à aimant tête-bêche (à gauche). Photo d'un plasma d'argon ($f = 2,45$ GHz) (à droite).

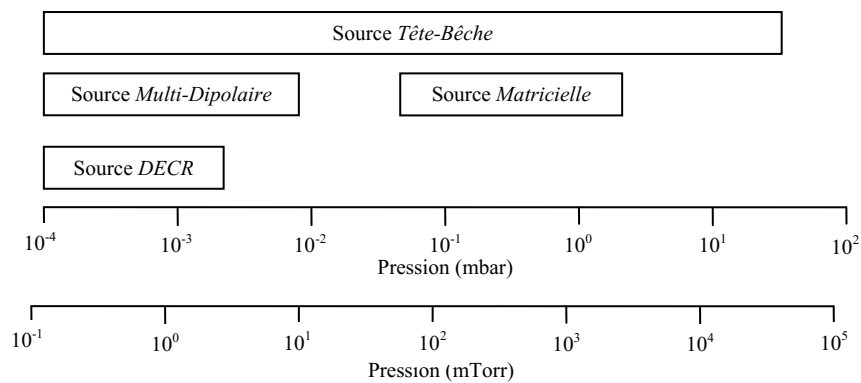


Figure 1.4 Domaine de fonctionnement en pression des différents applicateurs plasma (DECR, Multi-Dipolaire, Matricielle et Tête-Bêche).

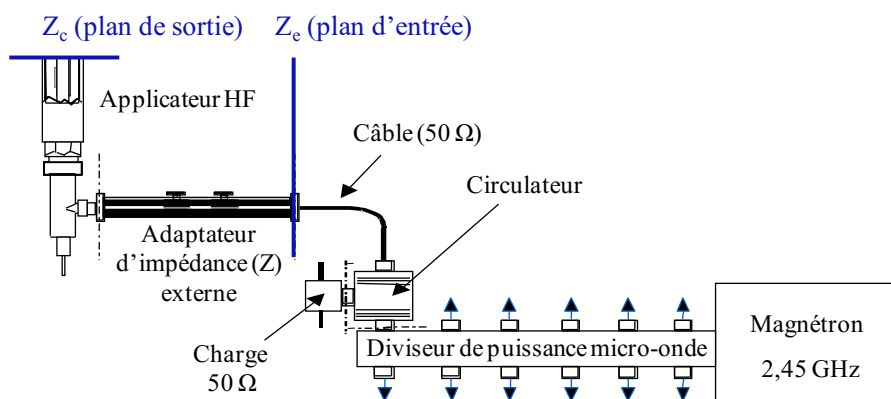


Figure 1.5 Dispositif de distribution de la puissance et d'alimentation des applicateurs.

Lors de l'utilisation en nombre des applicateurs dans une chambre plasma, un diviseur de puissance est intégré dans le circuit hyperfréquence (figure 1.5) pour assurer la répartition de la puissance d'un magnétron de haute puissance sur chacun des applicateurs. Le circuit hyperfréquence comporte également des isolateurs, composés d'une charge 50Ω et d'un circulateur, connectés à chacune des sorties du diviseur pour empêcher le retour de la puissance réfléchie vers le magnétron. Un adaptateur d'impédance est inséré dans la ligne de propagation pour optimiser la transmission de puissance vers la décharge. Celui-ci accomplit donc une transformation de l'impédance Z_c vue dans le plan de sortie (voir figure 1.5) à une valeur Z_e égale à l'impédance caractéristique de la ligne de transmission (50Ω). Cependant, l'ensemble de ces éléments et les différentes connectiques associées constituent des pertes importantes qui s'évaluent à plus de 30% de la puissance fournie par le générateur HF.

Pour l'amélioration du rendement énergétique en transmission des applicateurs, il est donc indispensable de diminuer ces pertes d'insertion en réduisant, par exemple, le nombre d'éléments du circuit HF. Une solution proposée lors des travaux antérieurs dans le cadre de la collaboration LPSC - TED [13] consiste en la réalisation d'applicateurs faisant office de transformateurs d'impédance afin de pouvoir s'affranchir de l'utilisation d'un adaptateur auxiliaire (cf. figure 1.1) ou externe (cf. schéma de la figure 1.5). Cela revient à réaliser des applicateurs avec des impédances de valeurs Z_e et Z_c prédéfinies respectivement par la ligne de transmission (généralement 50Ω) dans le plan d'entrée, et par une charge quelconque dans le plan de sortie. Ainsi, lorsque l'impédance Z_p du plasma vue au niveau du plan de sortie de l'applicateur est égale à la valeur nominale Z_c (pour laquelle l'applicateur a été conçu), sa valeur ramenée dans le plan d'entrée sera celle de la ligne de transmission ($Z_e = 50 \Omega$) [13]. Cette transformation d'impédance d'un plan à un autre, de Z_c à Z_e , permet d'optimiser la transmission de la puissance vers la charge (plasma) et de la rendre maximale sur une fenêtre de conditions opératoires pour lesquelles l'impédance du plasma est proche de la valeur nominale Z_c .

Pour la conception par simulation numérique d'applicateurs performants en termes d'efficacité en transmission, l'impédance Z_c doit être donc choisie aussi près que possible de l'impédance du plasma et, par conséquent, la connaissance de cette valeur est primordiale. Or, elle est étroitement liée aux conditions opératoires (nature du gaz, pression, géométrie, fréquence d'onde) et ne peut être déterminée précisément que par des mesures expérimentales. Une méthodologie basée à la fois sur la simulation et l'expérimentation est donc indispensable, et celle établie pour la réalisation de l'applicateur *tête-bêche* lors des travaux antérieurs consiste à : i) concevoir un applicateur pour une impédance Z_c donnée ; ii) déterminer expérimentalement l'impédance réelle du plasma sur un domaine de conditions opératoires aussi étendu que possible ; iii) redimensionner l'applicateur par simulation numérique (CST) en tenant compte de l'impédance réelle sur une fenêtre de conditions opératoires correspondant à l'application visée ; iv) valider expérimentalement, par des mesures de puissance réfléchie, l'impédance du plasma.

Outre l'obtention d'un rendement en transmission proche de 100% sur plus d'une décade en pression, ce changement dans la conception d'applicateurs a permis de réduire l'encombrement du circuit par la suppression de l'adaptateur d'impédance externe, mais également par l'optimisation des dimensions de l'applicateur. Toutefois, cette procédure en étapes nécessite la réalisation d'un, voire plusieurs applicateurs test. De plus, il est difficile d'anticiper une valeur Z_c proche de l'impédance Z_p du plasma lorsqu'il s'agit des changements majeurs au niveau des conditions opératoires (fréquence de l'onde, pression, géométrie dans le plan de sortie, etc). Or, un écart trop important, entre l'impédance Z_c prédéfinie de l'applicateur test et la valeur nominale imposée par le plasma, peut conduire à des difficultés de fonctionnement (amorçage, stabilité du plasma, formation d'ondes stationnaires le long de la ligne) et, par conséquent, d'évaluation avec précision de l'impédance du plasma. En effet, dans ce cas précis d'utilisation d'un applicateur complètement désadapté pour le domaine opératoire visé, l'utilisation d'un adaptateur d'impédance est nécessaire et les erreurs engendrées sur la détermination de l'impédance plasma à partir des mesures expérimentales peuvent devenir considérables.

Une autre approche, développée dans le cadre de cette thèse pour évaluer et prédire les valeurs de l'impédance Z_c dans le plan de sortie, s'appuie entièrement sur des *modèles électromagnétiques des milieux de propagation* qui associent l'élément de propagation et de transmission de l'onde (applicateur) à un autre milieu (plasma) de dispersion et d'absorption de l'énergie de l'onde. Ce dernier peut être traité, soit comme un élément de circuit (charge caractérisée par une impédance), soit comme un milieu diélectrique (tenseur permittivité ou conductivité) déterminées par ses propriétés microscopiques.

Dans les deux sections suivantes, nous rappelons donc les formalismes théoriques sur lesquels repose la description électromagnétique, d'une part, de l'applicateur (Section 1.2) et, d'autre part, du plasma (Section 1.3). En particulier, la Section 1.2 présente le principe de la simulation numérique par le programme CST et les grandeurs caractéristiques qui en résultent, et décrit la méthode de changement du plan d'impédance. Cette méthode s'avère très utile, voire indispensable dans certains cas (cf. Chapitre 3), à la détermination de l'impédance du plasma à partir des mesures expérimentales effectuées dans un plan, nécessairement différent du plan de sortie de l'applicateur. La validation de cette méthode à l'aide de la simulation CST est également effectuée et présentée dans cette section.

1.2 Applicateurs d'onde électromagnétique. Rappels théoriques hyperfréquences.

Le formalisme présenté dans cette section est essentiellement issu des références [14,15] et repose sur la représentation de l'applicateur d'onde comme un quadripôle. Celui-ci peut être entièrement décrit par des coefficients intrinsèques, propres à une fréquence de l'onde électromagnétique et une géométrie donnée. Ces coefficients complexes, définis dans ce qui suit par $S_{i,j}$ et $Z_{i,j}$ sont donc

indépendants des impédances Z_e et Z_c , également complexes, et permettent d'établir une relation réciproque entre ces impédances.

1.2.1 Description électromagnétique d'un quadripôle. Méthode de changement du plan d'impédance.

Lorsque la longueur d'onde d'un signal électrique devient comparable ou inférieure aux dimensions du circuit électrique, comme dans le cas des fréquences du domaine des micro-ondes, le courant et la tension prennent des valeurs différentes le long du circuit électrique et satisfont à une équation de propagation, comme décrit dans ce qui suit.

Formalisme S_{ij} . Le système de propagation est caractérisé par les coefficients S_{ij} de la combinaison linéaire donnée par l'équation 1.1 qui associe un signal réfléchi b_i en un point d'accès i du circuit aux signaux incidents a_j appliqués en tout point d'accès j :

$$b_i = \sum_{j=1}^N S_{ij} a_j, \tag{1.1}$$

où N représente le nombre d'accès (ou de ports) du circuit.

Un applicateur d'onde, comme tout composant HF, peut être représenté par un quadripôle (figure 1.6), c'est-à-dire un système à 2 ports ($N = 2$). L'équation 1.1 appliquée au quadripôle conduit alors au système d'équations 1.2 :

$$\begin{aligned} b_1 &= S_{11} a_1 + S_{12} a_2 \\ b_2 &= S_{21} a_1 + S_{22} a_2 \end{aligned} \tag{1.2}$$

où $S_{11} = b_1/a_1|_{a_2=0}$ et $S_{22} = a_2/b_2|_{a_1=0}$ représentent les coefficients de réflexion en entrée du quadripôle lorsque $a_2 = 0$, et en sortie du quadripôle quand $a_1 = 0$. Les deux autres coefficients, $S_{21} = b_2/a_1|_{a_2=0}$ et $S_{12} = b_1/a_2|_{a_1=0}$, sont respectivement le gain et le gain inverse du quadripôle.

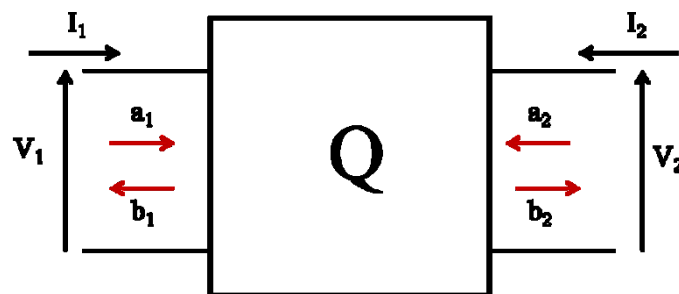
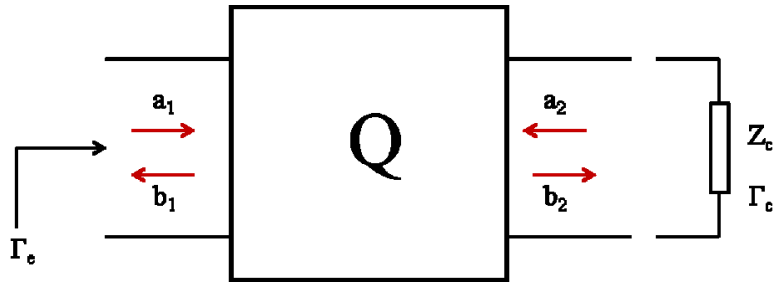


Figure 1.6 Schéma d'un quadripôle.


Figure 1.7 Schéma d'un quadripôle chargé

Lorsque le quadripôle est terminé par une charge (figure 1.7), les coefficients de réflexion S_{11} et S_{22} au niveau du port d'entrée et de la charge sont définis par :

$$\Gamma_e = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2 \neq 0} = S_{11} + S_{12} \frac{a_2}{a_1} \quad \text{et} \quad \frac{1}{\Gamma_c} = \left. \frac{b_2}{a_2} \right|_{a_1 \neq 0} = S_{22} + S_{21} \frac{a_1}{a_2} \quad (1.3)$$

En éliminant le rapport a_2/a_1 des expressions 1.3, on obtient une relation entre ces deux coefficients de réflexion (Γ_e , Γ_c) du quadripôle chargé et ceux intrinsèques à ce-même quadripôle (S_{ij}) :

$$\Gamma_c = S_{22} - \frac{S_{12} S_{21}}{S_{22} - \Gamma_e} \quad (1.4)$$

Pour un coefficient de réflexion Γ_e connu au port d'entrée, l'équation 1.4 permet donc de déterminer le coefficient de réflexion au niveau de la charge Γ_c . Les coefficients de réflexion complexes peuvent être exprimés en fonction de leurs modules et arguments (phases φ) au niveau du port correspondant :

$$\Gamma_c = |\Gamma_c| e^{j\varphi_c} \quad \text{et} \quad \Gamma_e = |\Gamma_e| e^{j\varphi_e} \quad (1.5)$$

A partir de l'expression 1.6 qui relie le coefficient de réflexion Γ_c à l'impédance Z_c :

$$\frac{Z_c}{Z_0} = \frac{1 + \Gamma_c}{1 - \Gamma_c}, \quad (1.6)$$

et tenant compte des équations 1.4 et 1.5, l'impédance Z_c peut être donc exprimée en fonction des paramètres intrinsèques S_{ij} du quadripôle et de son impédance caractéristique $Z_0 = \sqrt{L/C}$. Cette dernière est déterminée par l'inductance L (H/m) et la capacité C (F/m) linéiques au niveau du port de sortie et, par conséquent, par la géométrie de l'applicateur dans ce plan.

L'équation 1.6 montre que la détermination de l'impédance Z_c nécessite une opération de dénormalisation (par rapport à Z_0) et, lorsqu'un applicateur plasma est constitué d'une chaîne de

quadripôles d'impédances caractéristiques différentes (voir figure 1.11), cette opération est requise à chaque interface de changement d'impédance caractéristique. Pour s'affranchir de cet inconvénient, il est plus judicieux d'utiliser un autre formalisme comme celui décrit ci-dessous.

Formalisme Z_{ij} Les paramètres intrinsèques Z_{ij} permettent de relier la tension à un accès i en fonction des courants aux accès i et j :

$$\begin{aligned} V_1 &= Z_{11}I_1 + Z_{12} I_2 \\ V_2 &= Z_{21}I_1 + Z_{22} I_2 \end{aligned} \quad (1.7)$$

De la même manière que pour S_{ij} , les paramètres intrinsèques Z_{ij} du quadripôle non-chargé sont définis par les rapports tension/courant lorsque les courants I_1 et I_2 sont alternativement nuls ([15], p15) :

$$Z_{ii} = \left. \frac{V_i}{I_i} \right|_{I_j=0} \quad \text{et} \quad Z_{ij} = \left. \frac{V_i}{I_j} \right|_{I_i=0} \quad (1.8)$$

Pour le quadripôle chargé, les coefficients de réflexion Γ_e et Γ_c sont respectivement remplacés par l'impédance d'entrée Z_e et de la charge Z_c définies par (cf. 1.6 et 1.8) :

$$Z_e = \left. \frac{V_1}{I_1} \right|_{I_2 \neq 0_e} = Z_{11} + Z_{12} \frac{I_2}{I_1} \quad (1.9)$$

et

$$Z_c = \left. \frac{V_2}{I_2} \right|_{I_1 \neq 0} = Z_{21} + Z_{22} \frac{I_1}{I_2}.$$

Par l'élimination du rapport des courants entre les deux expressions, on déduit la relation réciproque entre les deux impédances Z_e et Z_c , exempte de l'impédance caractéristique Z_0 :

$$Z_c = \frac{Z_{21}Z_{12}}{Z_{11} - Z_e} - Z_{22} \quad (1.10)$$

Pour un applicateur entièrement caractérisé par ses paramètres intrinsèques Z_{ij} , l'équation 1.10 permet donc de déterminer l'impédance Z_c quand celle dans le plan d'entrée Z_e est, soit fournie par la mesure expérimentale, soit évaluée par la simulation CST lorsque la charge est représentée par un milieu de propagation hétérogène et/ou complexe (voir *modèle à un port*).

1.2.2 Simulation des applicateurs d'onde par CST : modèles à 1 et 2 ports

L'approche théorique matérialisée par les équations 1.4 ou 1.10 correspond à la méthode de changement du plan de référence (ou changement de plan d'impédance) et s'assimile à une opération de *désencastrement* (*de-embedding*) bien connue dans l'ingénierie des hyperfréquences. En effet, dans les deux équations ci-dessus mentionnées, la fonction de l'applicateur (en tant qu'élément de propagation de l'onde électromagnétique caractérisé par S_{ij} ou Z_{ij}) se réduit à celle de connexion mutuelle des coefficients de réflexion Γ_e et Γ_c (équation 1.4) ou des impédances Z_e et Z_c (équation 1.10). Du point de vue de la détermination de l'impédance Z_c , la méthode des Z_{ij} est plus directe que celle basée sur les paramètres S_{ij} puisque cette dernière requiert une étape supplémentaire de calcul des coefficients de réflexion (cf. équations 1.4-1.6). De plus, comme déjà précisé, la méthode de Z_{ij} ne requiert plus une opération de dénormalisation.

Le programme CST de simulation électromagnétique est un outil puissant de conception des composants hyperfréquences. Il peut être donc utilisé pour la conception et l'optimisation d'applicateurs d'onde électromagnétique et, de manière implicite, pour la caractérisation et la description électrique du plasma en termes d'impédance et d'efficacité de couplage. Pour mieux mettre en évidence l'intérêt de la simulation CST, nous rappelons brièvement le principe et les grandeurs qui peuvent être déterminées par deux méthodes que le programme CST procure : **modèle à 2 ports** et **modèle à 1 port**.

Le **modèle à 2 ports** consiste à délimiter l'élément propageur par 2 plans (2 ports) d'impédances égales aux valeurs caractéristiques Z_{01} et Z_{02} de l'applicateur (figure 1.8). Ces impédances sont donc fixées par les caractéristiques de l'applicateur (dimensions, milieux de propagation interne) et, ajoutées à la fréquence de l'onde, elles constituent les paramètres d'entrée dans le programme.

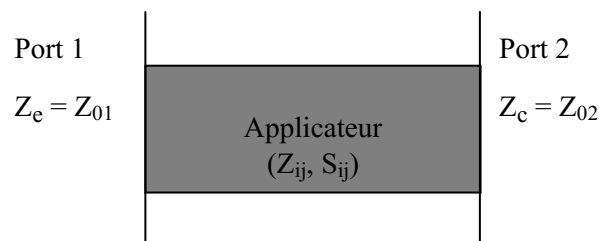


Figure 1.8 Schéma de principe de la méthode à 2 ports pour un applicateur d'impédances caractéristiques Z_{01} et Z_{02} .

Grandeurs déterminées (cf. texte) : Z_{ij} et S_{ij} , $|\Gamma_c|$ (ou $|\Gamma_e|$), φ_c (ou φ_e), Z_c (ou Z_e).

Par cette méthode, l'applicateur est traité de manière indépendante pour en déterminer ses paramètres intrinsèques Z_{ij} et/ou S_{ij} . Ces paramètres restent donc invariants tant qu'aucun changement n'est effectué au niveau de la géométrie de l'applicateur. Par contre, lorsqu'une impédance (Z_c , par exemple) différente de celle caractéristique de l'applicateur est placée à l'un des ports ($Z_c \neq Z_{02}$ au port 2 sur la figure 1.8), l'impédance au port opposé (Z_e) est modifiée en conséquence, et le programme CST fournit non seulement sa valeur, mais également le coefficient de réflexion (module $|\Gamma_e|$ et phase φ_e).

Modèle à 1 port. Contrairement au modèle précédent, l'impédance dans le plan de sortie est remplacée par le milieu de propagation (figure 1.9). Celui-ci est représenté par les permittivités (ϵ) et/ou conductivités (σ) électriques selon la nature des milieux imposés au-delà du plan de sortie : vide, plasma, métal et/ou diélectrique. Dans cas, le programme CST détermine l'impédance Z_e et le coefficient de réflexion ($|\Gamma_e|$ et φ_e) dans le plan d'entrée. Le milieu de propagation situé au-delà du plan de sortie est perçu au niveau de ce plan comme une impédance Z_c qui ne peut être déduite que par la suite, en utilisant la méthode de changement du plan de référence (équation 1.10 ou le set d'équations 1.4-1.6) et les paramètres intrinsèques Z_{ij} , (S_{ij}) déduits au préalable par le modèle à 2 ports.

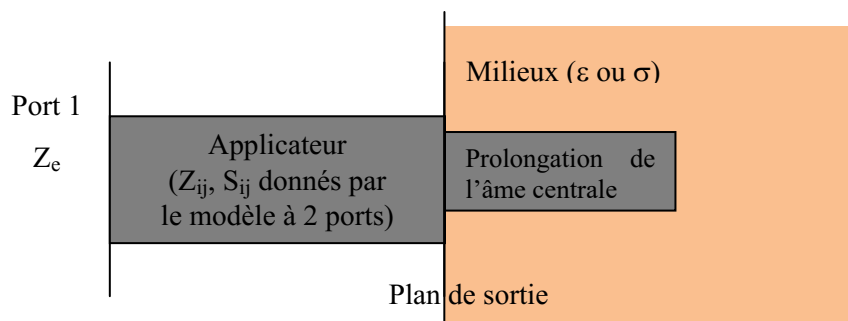


Figure 1.9 Schéma de principe de la méthode à 1 port pour un applicateur de caractéristiques Z_{ij} , (S_{ij}) déterminées par la méthode à 2 ports. Grandeurs déterminées (cf. texte) : Z_e .

Lors de la conception d'applicateurs, l'intérêt majeur de la simulation CST découle de la possibilité de modifier progressivement une configuration préalablement établie jusqu'à l'obtention des performances recherchées, à savoir un maximum de transfert de puissance vers une charge imposée. Cela revient à rechercher simultanément un minimum pour le coefficient de réflexion Γ_e au niveau du port 1 (cf. Chapitre 3) et un maximum pour le coefficient de transmission S_{21} au niveau du port 2.

Les schémas présentés sur les figures 1.8 et 1.9 suggèrent que le modèle à 2 ports peut suffire pour la simulation et l'optimisation d'applicateurs ayant une terminaison de configuration plane, comme celle

de l'applicateur matriciel (figure 1.2). En revanche, le modèle à 1 port se révèle indispensable pour des applicateurs présentant des terminaisons du type monopole (dipolaire, tête-bêche), voire plus complexes, où l'âme centrale est volontairement prolongée au delà du plan de sortie tel que défini sur la figure 1.5. Dans ce cas, l'impédance Z_c ne peut être définie au niveau de ce plan de sortie (port 2) et, par conséquent, sa valeur n'est déduite que subséquentement, en passant par la simulation du milieu de propagation externe à l'applicateur (pour en déduire Z_e) et par la méthode de changement du plan de référence (pour la jonction $Z_e \leftrightarrow Z_c$).

Comme les paramètres électriques du milieu (ϵ , σ) peuvent être accordés aux conditions opératoires escomptées (pression, puissance, fréquence), il apparait clairement que le modèle à 1 port peut constituer un outil prédictif de l'ordre de grandeur de l'impédance Z_c de la charge (plasma) et de son évolution avec les différents paramètres (via sa permittivité), et ce, pour toute configuration terminale de l'applicateur. De plus, dans le cas où la géométrie terminale et le milieu de propagation se prêtent à une modélisation analytique, la simulation CST à 1 port permettrait la validation du modèle analytique appliqué. En ce sens, deux exemples sont présentés dans le Chapitre 2.

Si la connaissance de l'impédance de la charge (Z_c) présente une importance majeure pour la conception d'applicateurs à forte efficacité en transmission, du point de vue expérimental il est également indispensable de pouvoir en déduire sa valeur à partir de celle prélevée (Z_e) dans un plan accessible à la mesure (cf. Chapitres 3 et 4).

Comme déjà précisé, la connexion entre Z_e (déterminée expérimentalement ou par la simulation CST) et Z_c passe par la méthode de changement du plan d'impédance. Pour être mise en application, cette méthode doit être d'abord validée et le modèle CST à 2 ports confère cette possibilité.

1.2.3 Validation par CST de la méthode de changement du plan d'impédance

La méthode à 1 port montre de manière explicite la nécessité de la validation de la méthode du changement du plan de référence, sans lequel il ne serait possible de déterminer la valeur de l'impédance de la charge pour des configurations complexes d'applicateurs. Pour cela, les deux formalismes Z_{ij} et S_{ij} seront considérés, et ce, pour deux configurations différentes d'applicateurs excités à 2,45 GHz : 1) configuration simple à 1 tronçon (figure 1.10) ; 2) configuration à 3 tronçons (figure 1.11). Pour la configuration à 1 tronçon, l'impédance caractéristique $Z_{01} = 50 \Omega$ est la même sur toute la longueur $L = 10$ cm de l'applicateur, tandis que pour la deuxième configuration, chaque tronçon a une impédance caractéristique différente. De ce fait, elle prend des valeurs différentes dans les deux plans terminaux : $Z_{01} = 50 \Omega$ ($L_1 = 2$ cm), $Z_{02} = 75 \Omega$ ($L_2 = 4,5$ cm) et $Z_{03} = 10 \Omega$ ($L_3 = 3.5$ cm).

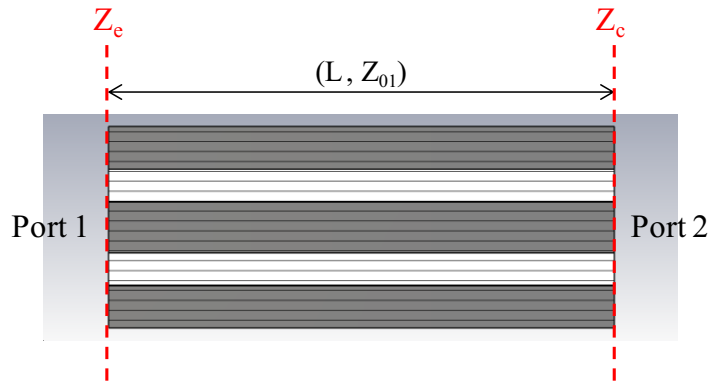


Figure 1.10 Configuration à 1 tronçon d'impédance caractéristique Z_{01} sur toute la longueur L .

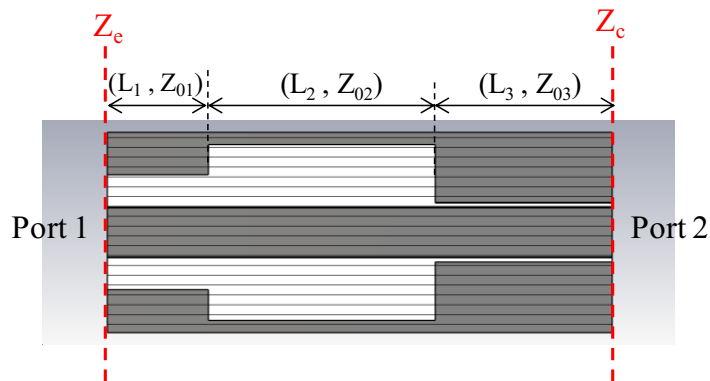


Figure 1.11 Configuration à 3 tronçons d'impédances caractéristique Z_{01} , Z_{02} , Z_{03} sur les longueurs L_1 , L_2 , L_3 correspondantes.

La méthodologie de validation adoptée (schématisée sur la figure 1.12) consiste à fixer l'impédance Z_c au port 2 des applicateurs étudiés pour en déduire, par le modèle CST à 2 ports, aussi bien les paramètres Z_{ij} , que l'ensemble des paramètres au niveau du port d'entrée : Z_e , Γ_e , φ_e . Ces valeurs sont ensuite utilisées dans les équations relatives au changement du plan d'impédance (équation 1.10 pour le formalisme Z_{ij} et 1.4-1.6 pour le formalisme S_{ij}) afin d'en déduire Z_c . La valeur résultante est comparée à celle initialement définie comme paramètre d'entrée dans la simulation CST et leurs valeurs doivent être sensiblement les mêmes si la méthode est valide.

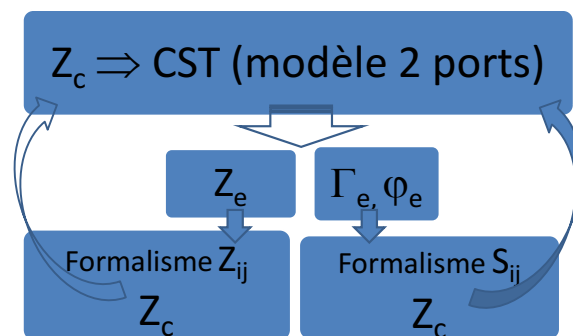


Figure 1.12 Représentation schématisée de la méthodologie utilisée pour la validation de la méthode de changement du plan d'impédance.

Les tableaux 1.1 et 1.2 indiquent les valeurs réelles et imaginaires des paramètres intrinsèques Z_{ij} des deux applicateurs. Les autres paramètres issus de la simulation CST sont indiqués, respectivement pour chaque configuration, dans les tableaux 1.3 et 1.4 pour une série de 5 valeurs des paramètres d'entrée, dont la valeur correspondant à un court circuit (première ligne de chaque tableau, $Z_c = 0$).

En ce qui concerne le calcul analytique, l'équation 1.10 a été utilisée pour en déterminer directement $Z_c = R_c + jX_c$. Par contre, comme déjà mentionné, le formalisme S_{ij} nécessite d'abord le calcul du module du coefficient de réflexion $|\Gamma_c|$ et du déphasage φ_c pour pouvoir déterminer Z_c à partir des équations 1.5 et 1.6 avec Z_0 pris dans le plan de sortie (Z_{01} pour 1 tronçon, et Z_{03} pour la configuration à 3 tronçons).

Paramètres Z	Re(Z_{ij})	Im(Z_{ij})
$Z_{1,1}$	0	22,54
$Z_{2,1}$	0	55,03
$Z_{1,2}$	0	55,03
$Z_{2,2}$	0	22,74

Tableau 1.1 Paramètres $Z_{i,j}$ pour la configuration à 1 tronçon.

Paramètres Z	Re(Z_{ij})	Im(Z_{ij})
$Z_{1,1}$	0	3,53
$Z_{2,1}$	0	8,08
$Z_{1,2}$	0	8,08
$Z_{2,2}$	0	3,62

Tableau 1.2 Paramètres $Z_{i,j}$ pour la configuration à 3 tronçons.

Paramètres d'entrée CST		Paramètres de sortie CST				Calcul analytique Formalisme S_{ij}		Calcul analytique Formalisme Z_{ij}	
R_c (Ω)	X_c (Ω)	R_e (Ω)	X_e (Ω)	$ \Gamma_e $	φ_e	R_c (Ω)	X_c (Ω)	R_c (Ω)	X_c (Ω)
0	0	0	111	1,00	-48,64	0	0	0	-0,06
10	0	49,1	-89	0,67	-48,65	9,94	0	10,01	0
23	-25	130	35,3	0,48	12,64	22,9	-24,8	23,1	-25
100	30	23,7	10	0,38	151,3	99,2	29,91	99,8	30,1
5	-100	2,53	61,6	0,96	78,09	4,99	-99,5	5	-99,95

Tableau 1.3 Valeurs caractéristiques pour la configuration à 1 tronçon.

Paramètres d'entrée CST		Paramètres de sortie CST				Calcul analytique Formalisme S_{ij}		Calcul analytique Formalisme Z_{ij}	
R_c (Ω)	X_c (Ω)	R_e (Ω)	X_e (Ω)	$ \Gamma_e $	φ_e	R_c (Ω)	X_c (Ω)	R_c (Ω)	X_c (Ω)
0	0	0	-14,5	1,00	-147,7	0	0	0	0
10	0	5,76	1,46	0,79	176,62	1,27	3,17	10,04	0
23	-25	1,52	4,95	0,94	168,68	0,35	4	22,9	-25,04
100	30	0,586	3,34	0,98	172,36	0,13	3,63	100,8	29,07
5	-100	0,0351	4,21	1,00	170,37	0	3,83	4,93	-99,37

Tableau 1.4 Valeurs caractéristiques pour la configuration à 3 tronçons.

La phase φ_c est déterminée à partir de la valeur φ_e et du déphasage $\Delta\varphi^{cc}$ pour le court-circuit ($Z_c = 0$). En effet, au niveau du court circuit, la réflexion est de 180° , d'où un déphasage $\Delta\varphi^{cc} = (\varphi_c - \varphi_e)^{cc}$ de $228,64^\circ$. Comme ce déphasage est invariant au changement des charges placées au niveau des ports, la phase φ_c peut être déduite à l'aide de :

$$\varphi_c = \varphi_e + \Delta\varphi^{cc} \quad (1.11)$$

En ce qui concerne le module du coefficient de réflexion, celui-ci est considéré égale au module du coefficient de réflexion dans le plan d'entrée : $|\Gamma_c| = |\Gamma_e|$. Ceci correspond à l'hypothèse très souvent employée qui suppose que l'applicateur ne fait qu'introduire un déphasage de l'onde lors de sa propagation entre les deux ports.

Les valeurs Z_c déterminées par le formalisme S_{ij} sont également indiquées dans les tableaux 1.3 et 1.4 et, enfin, comparées aux autres valeurs. Des deux tableaux de valeurs, il en ressort clairement que la méthode de changement du plan d'impédance basée sur le formalisme S_{ij} n'est validée que pour un applicateur dont l'impédance caractéristique est identique tout le long de l'applicateur. En revanche, les valeurs Z_c déterminées à l'aide du formalisme Z_{ij} sont très proches de celles injectées dans le programme CST pour les deux configurations d'applicateurs.

On peut donc conclure que le formalisme Z_{ij} n'est pas influencé par les changements de l'impédance caractéristique d'un tronçon à un autre et, par conséquent, la méthode de changement du plan d'impédance peut être appliquée pour des configurations d'applicateurs plus complexes qu'un simple tronçon coaxial. Ce résultat est d'une importance majeure puisque, dans la pratique, les applicateurs conçus pour accomplir la fonction de transformateur d'impédance sont généralement constitués de plusieurs tronçons d'impédances différentes. Cette approche constitue donc l'une des méthodes

utilisée dans le cadre de cette thèse pour la détermination de l'impédance du plasma obtenu à l'aide d'un applicateur de paramètres Z_{ij} identifiés par CST.

Le modèle à 1 port, brièvement décrit dans cette section, est également utilisé pour la simulation ou pour la validation des modèles analytiques présentés dans le Chapitre 2.

L'ensemble de modèles relie l'impédance dans le plan de sortie de l'applicateur aux propriétés électriques du plasma déterminées par l'onde électromagnétique qui le traverse. Pour cela, un rappel de la réponse du plasma à une onde électromagnétique est donné dans la section qui suit.

1.3 Rayonnement dans les plasmas : rappels électromagnétiques

Cette section n'a pas vocation à développer le vaste et le très complexe domaine de l'interaction entre un champ électromagnétique et un plasma, mais de rappeler de manière aussi simple que possible les principaux phénomènes qui peuvent avoir lieu du point de vue de la propagation de l'onde et du chauffage des électrons. Pour cela, les notions théoriques présentés dans cette section sont introduites en considérant des cas particuliers simplificateurs du formalisme mathématique, mais jugés suffisants pour décrire la réponse diélectrique du plasma et les phénomènes les plus significatifs produits, aussi bien par une onde électromagnétique, que par une onde dite électrostatique générée par le plasma lui-même.

Cette section repose essentiellement sur des résultats et conclusions repris, soit des ouvrages traitant de manière exhaustive le rayonnement dans les plasmas [16,17], soit des publications dédiées aux modes de couplage pour des applications à la fusion ou à la production de faisceaux intenses d'ions [18–20].

Elle passe en revue les modes de propagation dans un plasma d'abord magnétisé et ensuite non magnétisé, les coupures et les résonances, ainsi que les modes susceptibles de fournir de l'énergie aux électrons du plasma.

1.3.1 Modes de propagation d'une onde électromagnétique dans un plasma magnétisé

L'interaction d'une onde électromagnétique avec le plasma est décrite par les équations de Maxwell où le milieu dispersif est le plasma caractérisé par sa permittivité électrique tensorielle $\boldsymbol{\epsilon}_p$. Ainsi, pour une onde de la forme $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{j(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)}$ traversant un milieu dispersif infini, cette interaction est décrite par l'équation 1.11 :

$$\left[\mathbf{k} \wedge \mathbf{k} \wedge + \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \boldsymbol{\epsilon}_p \right] \mathbf{E} = 0 \quad (1.11)$$

où c est la vitesse de la lumière, ω la pulsation de l'onde et \mathbf{k} le vecteur du nombre d'onde. En utilisant la loi d'Ohm :

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (1.12)$$

dans l'équation de Faraday- Maxwell, la permittivité ϵ_p peut être reliée à la conductivité électrique σ des électrons du plasma comme ci-dessous :

$$\epsilon_p = \mathbf{I} + j \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \quad (1.13)$$

où \mathbf{I} est la matrice unité. Dans le domaine de hautes fréquences considéré, la contribution des ions à la propagation et à l'absorption de l'énergie de l'onde par le plasma peut être négligée en raison de leur forte inertie par rapport à celle des électrons. Par conséquent, dans ce qui suit, seule la contribution des électrons est prise en considération.

L'équation 1.11 est valide aussi bien pour un plasma froid ($T_e = 0$), que pour un plasma où les électrons thermiques ($T_e \neq 0$) sont pris en compte. En revanche, sa forme explicite dépend du modèle choisi pour décrire la population électronique, à savoir un modèle fluide ou cinétique, un plasma magnétisé ou non, un plasma collisionnel ou non-collisionnel.

Pour simplicité, mais sans enlever de la généralité des mécanismes physiques, nous allons dans un premier temps rappeler les principaux phénomènes relatifs à l'interaction onde-plasma en considérant un plasma *froid* ($T_e = 0$), faiblement collisionnel ($v \ll \omega$), décrit parfaitement par un modèle fluide [21] :

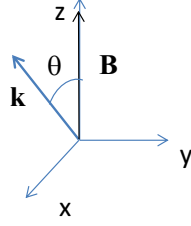
$$-j\omega m_e \mathbf{v} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) - \frac{\nabla(n K_B T_e)}{n} - m_e \mathbf{v} \mathbf{v} \quad (1.14)$$

dans lequel les deux derniers termes seront négligés. La relation entre la vitesse et la conductivité électrique :

$$\mathbf{J} = -n e \mathbf{v} = \sigma \mathbf{E} \quad (1.15)$$

permet d'en déduire et de particulariser la permittivité électrique (cf. équation 1.13) et, par conséquent, l'équation de dispersion de l'onde par le plasma considéré.

Vu la configuration des sources étudiées dans le cadre de ce travail de thèse, nous allons examiner un plasma magnétisé. Une fois de plus, pour la simplicité, le champ magnétique statique est supposé uniforme, dirigé suivant l'axe Oz ($\mathbf{B} = B \mathbf{e}_z$), et le vecteur d'onde \mathbf{k} dans le plan xOz formant un angle θ avec la direction du champ magnétique ($\mathbf{k} = k \sin\theta \mathbf{e}_x + k \cos\theta \mathbf{e}_z$), conformément au schéma ci-dessous.



Avec la décomposition du vecteur de la vitesse \mathbf{v} : (v_x, v_y, v_z) , le tenseur diélectrique (dédiuit, dans l'ordre, à partir des équations 1.14, 1.15 et 1.13) devient :

$$\boldsymbol{\epsilon}_p = \begin{pmatrix} 1 - \frac{X}{1 - Y^2} & j \frac{XY}{1 - Y^2} & 0 \\ -j \frac{XY}{1 - Y^2} & 1 - \frac{X}{1 - Y^2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 - X \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

avec les notations 1.17 qui relie la pulsation de l'onde ω à la pulsation plasma $\omega_p^2 = ne^2/(m\epsilon_0)$ et à la pulsation cyclotron électronique $\omega_c = eB/m$:

$$X = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad \text{et} \quad Y = \frac{\omega_c}{\omega} \quad (1.17)$$

Pour simplifier l'écriture, on introduit également les notations ci-dessous :

$$K_1 = 1 - \frac{X}{1 - Y^2}, \quad K_2 = -\frac{XY}{1 - Y^2}, \quad K_0 = 1 - X, \quad (1.18)$$

$$R = 1 - \frac{X}{1 - Y} = K_1 + K_2 \quad \text{et} \quad L = 1 - \frac{X}{1 + Y} = K_1 - K_2 \quad (1.19)$$

et la permittivité électrique peut être mise sous la forme 1.20 :

$$\boldsymbol{\epsilon}_p = \begin{pmatrix} K_1 & -jK_2 & 0 \\ jK_2 & K_1 & 0 \\ 0 & 0 & K_0 \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

Pour le cas particulier du vecteur de propagation \mathbf{k} : $(k_x, 0, k_z)$, on en déduit (cf. équation 1.11) l'équation de propagation :

$$\begin{pmatrix} K_1 - N^2 \cos^2 \theta & -jK_2 & N^2 \sin \theta \cos \theta \\ jK_2 & K_1 - N^2 & 0 \\ N^2 \sin \theta \cos \theta & 0 & K_0 - N^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \quad (1.21)$$

et, enfin, l'équation de dispersion par l'annulation du déterminant de la matrice :

$$AN^4 - BN^2 + C = 0 \quad (1.22)$$

$$A = K_1 \sin^2 \theta + K_0 \cos^2 \theta \quad (1.23)$$

$$B = RL \sin^2 \theta + K_0 K_1 (1 + \cos^2 \theta) \quad (1.24)$$

$$C = RLK_0 \quad (1.25)$$

Dans les équations 1.21 et 1.22, $N = \sqrt{N_x^2 + N_z^2}$ représente l'indice de réfraction relié au vecteur d'onde par la relation 1.26 :

$$\mathbf{N} = \frac{c}{\omega} \mathbf{k} \quad (1.26)$$

Selon les valeurs prises par N^2 , l'onde se propage $N^2 > 0$, est entièrement réfléchi $N^2 = 0$ (coupure d'onde caractérisée par une vitesse de phase $v_\phi \rightarrow \infty$), ou entre en résonance avec les électrons lorsque $N^2 \rightarrow \infty$ ($v_\phi \rightarrow 0$).

En fonction de la valeur de l'angle θ , c'est-à-dire de la direction de propagation de l'onde par rapport à la direction du champ magnétique statique, plusieurs modes de propagation sont possibles.

Modes R (droit) et L (gauche) - $\theta = 0$. Les modes de propagation R et L correspondent à une propagation de l'onde le long des lignes du champ magnétique. Dans ce cas, l'équation de propagation (1.21) et de dispersion (1.22) se réduisent respectivement à 1.27 et 1.28 :

$$\begin{pmatrix} K_1 - N^2 & -jK_2 & 0 \\ jK_2 & K_1 - N^2 & 0 \\ 0 & 0 & K_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \quad (1.27)$$

$$K_0 (N^4 - 2K_1 N^2 + (K_1 - K_2)(K_1 + K_2)) = 0 \quad (1.28)$$

avec les solutions suivantes :

$$K_0 = 0, \quad N^2 = K_1 + K_2 = R \quad \text{et} \quad N^2 = K_1 - K_2 = L \quad (1.29)$$

L'expression 1.27 montre que le champ électrique est polarisé ($jE_x/E_y = jv_x/v_y = \pm 1$) **droit** pour $N^2 = K_1 + K_2 = R$, et **gauche** pour $N^2 = K_1 - K_2 = L$. En d'autres termes, le champ électrique tourne dans le même sens (pour R) ou dans le sens opposé (pour L) que celui du mouvement de Larmor des électrons. En ce qui concerne la solution $K_0 = 0$, celle-ci représente les oscillations plasma (cf. 1.18) stationnaires $\omega = \omega_p$, sans aucune propagation (approximation plasma froid, $T_e = 0$).

Modes O (ordinaire) et X (extraordinaire) - $\theta = \pi/2$. Pour une propagation de l'onde en direction perpendiculaire au champ magnétique ($\theta = \pi/2$), les expressions 1.21 et 1.22 décrivent les modes de propagation O (ordinaire) et X (extraordinaire) :

$$\begin{pmatrix} K_1 & -jK_2 & 0 \\ jK_2 & K_1 - N^2 & 0 \\ 0 & 0 & K_0 - N^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \quad (1.30)$$

$$K_1 N^4 - ((K_1 - K_2)(K_1 + K_2) + K_0 K_1) N^2 + K_0 (K_1 - K_2)(K_1 + K_2) = 0 \quad (1.31)$$

avec les solutions suivantes :

$$N^2 = K_0 \quad \text{et} \quad N^2 = \frac{(K_1 + K_2)(K_1 - K_2)}{K_1} = \frac{RL}{K_1} \quad (1.32)$$

La première solution, $N^2 = K_0 = 1 - (\omega_p/\omega)^2$, correspond à une onde électromagnétique (direction de propagation perpendiculaire au champ électrique, $k_x \perp E_z$) avec le champ électrique parallèle au champ magnétique ($k_x \perp E_z // B_z$). La propagation de cette onde est indépendante de Y (voir équation 1.18) et, donc, du champ magnétique. Elle présente les caractéristiques d'une onde dans un plasma non-magnétisé, d'où le nom d'onde ordinaire (O). La deuxième solution décrit une onde dite extraordinaire X pour laquelle les trois vecteurs sont perpendiculaires entre eux ($k_x \perp E_y \perp B_z$).

Les solutions des équations de dispersion sont reprises dans le tableau 1.5 pour les quatre modes de propagation. Les orientations possibles du champ électrique par rapport au champ magnétique statique, ainsi que les polarisations de l'onde sont également représentées sur le diagramme de la figure 1.13.

	Mode de propagation	Indice de réfraction
<div style="display: flex; justify-content: space-around; align-items: center;"> <div style="text-align: center;"> <p>k // B</p> <p>↓</p> <div style="display: flex; justify-content: space-around;"> <p>E ⊥ B</p> <p>E ⊥ B</p> </div> <p>↓</p> <div style="display: flex; justify-content: space-around;"> <p>R</p> <p>L</p> </div> </div> <div style="text-align: center;"> <p>k ⊥ B</p> <p>↓</p> <div style="display: flex; justify-content: space-around;"> <p>E ⊥ B</p> <p>E // B</p> </div> <p>↓</p> <div style="display: flex; justify-content: space-around;"> <p>X</p> <p>O</p> </div> </div> </div>	R (cf. 1.29)	$N^2 = \left(\frac{ck}{\omega}\right)^2 = 1 - \frac{X}{1-Y}$
	L (cf. 1.29)	$N^2 = \left(\frac{ck}{\omega}\right)^2 = 1 - \frac{X}{1+Y}$
	X (cf. 1.32)	$N^2 = \left(\frac{ck}{\omega}\right)^2 = 1 - \frac{X(1-X)}{1-(X+Y^2)}$
	O (cf. 1.32)	$N^2 = \left(\frac{ck}{\omega}\right)^2 = 1 - X$ $\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2$

Tableau 1.5- Équations de dispersion pour les modes électromagnétiques (EM) : R, L, O et X.

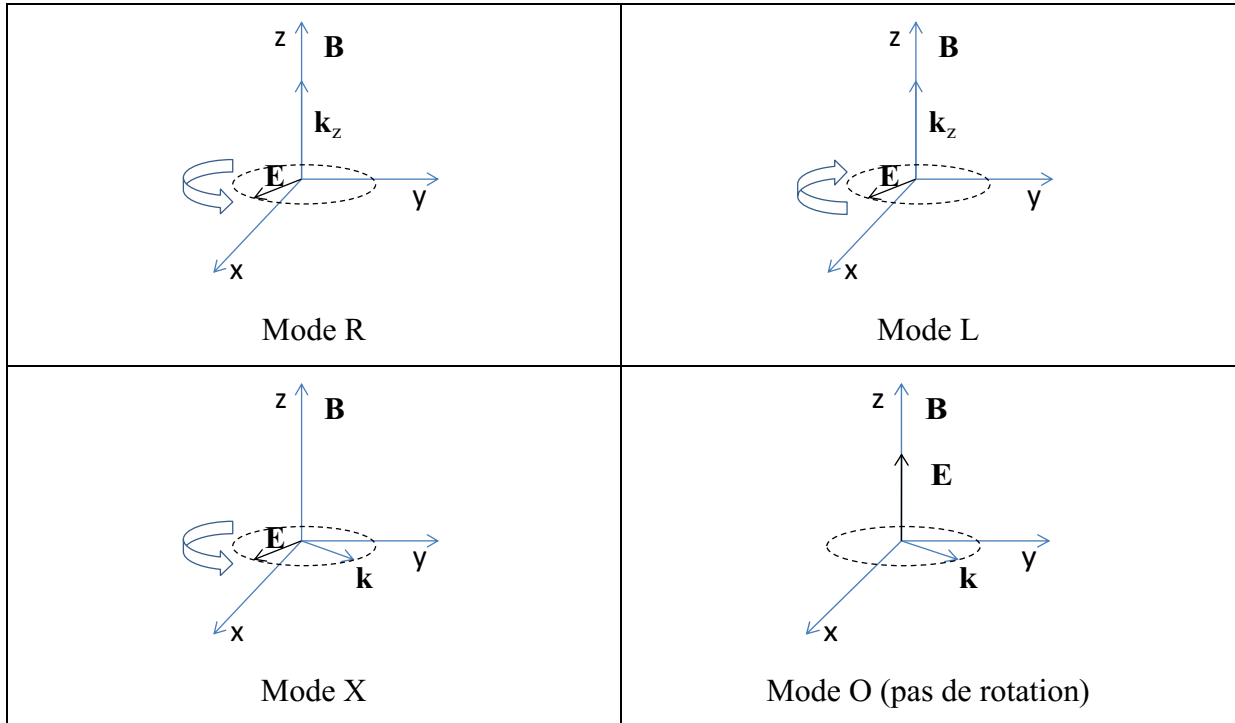


Figure 1.13 Orientations possibles du champ électrique par rapport au champ magnétique statique et les polarisations de l'onde.

1.3.2 Diagramme CMA. Coupures, résonances et conversion de modes

Les conditions de coupure et de résonance des différents modes peuvent être déduites, soit à partir des équations 1.22-1.25 valables pour un angle θ quelconque, soit en utilisant directement les indices de réfraction déterminés pour les cas particuliers $\theta = 0$ et $\theta = \pi/2$. D'après l'équation 1.25, la condition $N^2 = 0$ conduit aux **coupures** suivantes :

- Coupure du mode R ($\theta = 0$) : $R = 0$, soit $X = 1 - Y$, ou encore

$$\omega = \omega_R = 1/2 \left(\omega_c + \sqrt{\omega_c^2 + 4\omega_p^2} \right)$$
- Coupure du mode L ($\theta = 0$) : $L = 0$, soit $X = 1 + Y$, ou encore

$$\omega = \omega_L = 1/2 \left(-\omega_c + \sqrt{\omega_c^2 + 4\omega_p^2} \right)$$
- Coupure du mode O ($\theta = \pi/2$) : $K_0 = 0$, soit $1 = X$, ou encore $\omega = \omega_O = \omega_p$
- Coupure du mode X ($\theta = \pi/2$) : $RL = 0$ d'où la coupure aussi bien à $\omega = \omega_R$, qu'à $\omega = \omega_L$.

La condition de résonance résulte de l'annulation, dans l'équation 1.22, du coefficient rattaché au nombre d'onde N d'ordre le plus élevé, soit $A = 0$ (1.23) :

$$\tan^2 \theta = -\frac{K_0}{K_1} \quad (1.33)$$

Ceci conduit à la **résonance** des modes, comme indiqué ci-dessous :

- R ($\theta = 0$) : pour $K_1 \rightarrow \infty$, soit $Y = 1$, ou encore $\omega = \omega_c = \omega_{\text{RCE}}$ (RCE - résonance cyclotron électron)
- X ($\theta = \pi/2$) : pour $K_1 = 0$, soit $1 = X + Y^2$, ou encore $\omega^2 = \omega_{\text{UHR}}^2 = \omega_c^2 + \omega_p^2$ (résonance hybride supérieure UHR pour laquelle les électrons sont simultanément soumis aux oscillations de Larmor et plasma résultant en une trajectoire elliptique).

Pour un angle θ quelconque, les résonances sont situées entre les deux résonances extrêmes, c'est-à-dire entre RCE ($\theta = 0$) et UHR ($\theta = \pi/2$).

Le **diagramme CMA** (Clemow-Mullaly-Allis) [22] donné sur la figure 1.14 représente l'ensemble de coupures et de résonances en fonction du rapport $(\omega_p/\omega)^2$ pour un plasma à une seule composante (électronique). Sur ce diagramme on peut observer que, dans la zone de forts champs magnétiques $\omega_c / \omega > 1$, le mode R peut se propager au-delà de la densité critique du plasma ($\omega_p / \omega > 1$). De même, le mode X peut se propager jusqu'à la coupure fixée par ω_L , excepté la zone comprise entre la coupure ω_R et la résonance ω_{UHR} . Au-delà de la coupure ω_L , aucun mode EM ne peut plus se propager dans la zone de faible champ magnétique ($\omega_c / \omega < 1$). Autrement dit, au-delà de $\omega = \omega_L$, toute onde EM est réfléchiée par le plasma. En ce qui concerne les résonances des modes R et X, on peut noter qu'elles se produisent dans la zone de densité sous-critique, $n < n_c$, ($n_c = m \varepsilon_0 \omega_p^2 / e^2$). La résonance sur-critique du mode R peut être considérée plus comme une conséquence formelle du traitement mathématique qu'une réalité physique.

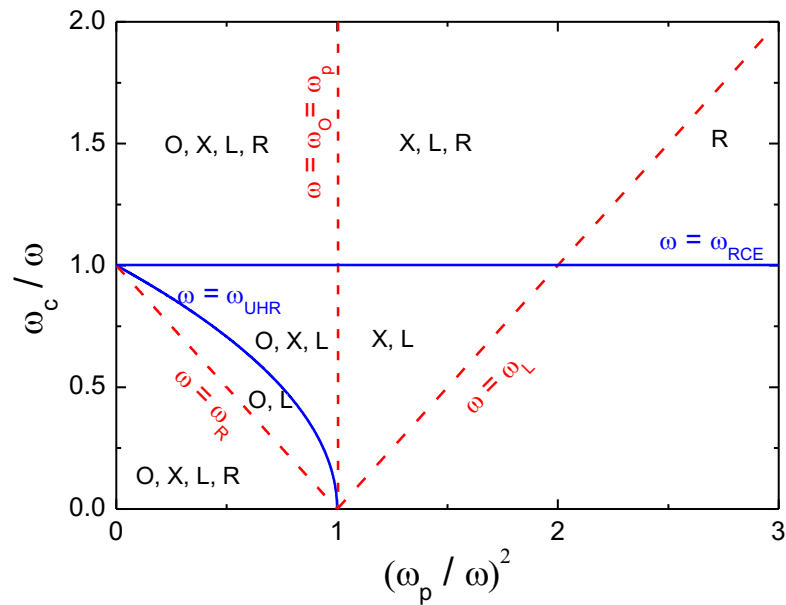


Figure 1.14 Diagramme CMA avec les coupures $\omega = \omega_R$, $\omega = \omega_L$, $\omega = \omega_O = \omega_p$ (traits discontinus) et les résonances $\omega = \omega_c$, $\omega = (\omega_c^2 + \omega_p^2)^{1/2}$ (traits continus). Dans chaque zone délimitée par des coupures et résonances, les modes de propagation ($N^2 > 0$) sont précisés.

Dans le domaine de très basse pression ou de haute fréquence ($\nu \ll \omega$), les modes résonnants (R et X) constituent un moyen très efficace de chauffage des électrons par l'absorption de puissance. Celui-ci se traduit par une très forte augmentation de la vitesse des électrons et, donc, de la conductivité électrique (cf. équation 1.15), et ce, au moins dans l'une des directions du champ électrique. Comme l'absorption de puissance est reliée à la partie imaginaire de la permittivité diélectrique (voir équation 1.13), l'équation 1.16 montre que le transfert efficace de l'énergie du champ aux électrons ($\nu \rightarrow \infty$) n'est obtenu que pour $Y = 1$, soit $\omega = \omega_c = \omega_{RCE}$. Il en résulte que le chauffage RCE est le seul mécanisme par lequel le transfert d'énergie d'une onde EM aux électrons s'effectue de manière directe. Le chauffage par la résonance $\omega_{UHR}^2 = \omega_c^2 + \omega_p^2$ du mode extraordinaire X est également efficace, mais il requiert deux étapes [19] : 1) la *conversion* à la résonance du mode électromagnétique (EM) X dans un mode électrostatique (ES) ; 2) transfert d'énergie de l'*onde électrostatique* aux électrons par mécanismes résonnants. Ceci sera expliqué ci-dessous et dans le paragraphe *Conversion de modes. Modes plasma*.

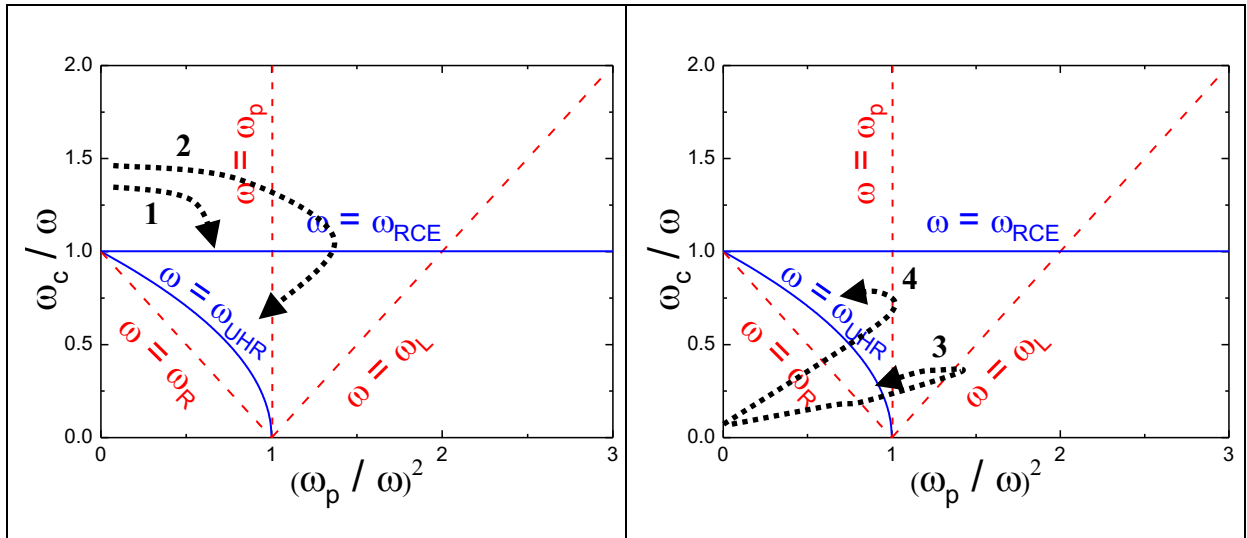


Figure 1.15 Scénarios possibles pour atteindre la résonance ECR (1 - par une onde R) et UHR (2 et 3 par une onde X, et 4 par une onde O après sa conversion en onde X).

Pour obtenir un chauffage efficace dans un plasma non-collisionnel, il faut donc d'abord atteindre les résonances ECR et UHR. Celles-ci peuvent être accédées par l'injection (du vide vers le plasma, $\omega_p \ll \omega$) d'une onde R et X dans la zone de fort champ magnétique ($\omega_c / \omega > 1$, cf. figure 1.15) capable de se propager, respectivement, jusqu'à $\omega = \omega_{RCE}$ (figure 1.15 – parcours 1) et $\omega = \omega_{UHR}$ (figure 1.15 – parcours 2). La résonance UHR peut être également approchée par une onde X injectée par la zone de faible champ magnétique ($\omega_c / \omega < 1$) et de faible densité ($\omega_p \ll \omega$) [18,19]. Cette onde rapide (de grande vitesse de phase) parvient à traverser sa coupure en ω_R (figure 1.15 – parcours 3) si la zone traversée présente un gradient en ω_p (*i.e.* un gradient en densité) de même ordre de grandeur que la longueur d'onde dans le vide [18,19]. Une autre possibilité est d'injecter une onde O qui peut se *convertir*, si les conditions à la coupure $\omega = \omega_O = \omega_p$ sont réunies, en une onde X (figure 1.15 – parcours 4).

Dans ce qui suit nous rappelons brièvement les notions d'*onde électrostatique* et de *couplage* (*conversion*) des modes (EM \leftrightarrow EM et EM \leftrightarrow ES) en se référant, sans démonstration, aux principaux résultats issus de la littérature [16–20].

Conversion de modes. La conversion d'un mode dans un autre mode peut avoir lieu lorsque deux modes ont les mêmes caractéristiques, c'est-à-dire un même nombre d'onde. Dans ces conditions, il n'y a plus de distinction entre ces deux modes et une conversion réciproque, d'un mode à l'autre, est possible : on parle alors d'un *couplage de modes*. Par exemple, d'après l'équation 1.32, les modes électromagnétiques O et X sont caractérisés par le même nombre d'onde lorsque l'égalité $K_0 K_1 = RL$ est satisfaite à la coupure du mode O dans la zone de faible champ ($\omega_c / \omega < 1$). Comme

précédemment précisé, après cette conversion, l'onde X peut se propager jusqu'à la résonance UHR. D'après les publications plus récentes [18-20], l'augmentation de la densité au-delà d'un ordre de grandeur par rapport à la densité critique ($n_c = m \epsilon_0 \omega_p^2 / e^2$) serait plutôt attribuée à la résonance d'une onde ES, qu'à la résonance d'une onde EM (RCE, UHR). Dans le cas de l'onde X, celle-ci peut se convertir, à la résonance, dans une onde ES connue sous le nom d'onde électrostatique de Bernstein (EBW) [16,17].

Ondes électrostatique ou Modes plasma. Par définition, une onde électrostatique est générée dans le plasma et correspond aux oscillations des charges sous l'action du champ électrique. Ces oscillations, qui ne génèrent pas un champ magnétique ($\mathbf{k}_L \wedge \mathbf{E} = \mathbf{0}$), se propagent le long du champ électrique, d'où $\mathbf{k}_L // \mathbf{E} \neq 0$ (l'indice L pour le nombre d'onde *longitudinal* par rapport au champ électrique). En tenant compte de cette propriété, l'équation de propagation 1.11 devient :

$$\left[\frac{\mathbf{N} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_{pL} \cdot \mathbf{N}}{N^2} \right] \mathbf{E}_L = 0 \quad \text{ou encore} \quad \left[\left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \frac{\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_{pL} \cdot \mathbf{k}}{k^2} \right] \mathbf{E}_L = 0 \quad (1.34)$$

et l'équation de dispersion est obtenue pour :

$$\boldsymbol{\epsilon}_{pL} = \frac{\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_{pL} \cdot \mathbf{k}}{k^2} = 0 \quad (1.35)$$

Pour le cas considéré dans cette section ($\mathbf{k} = k \sin\theta \mathbf{e}_x + k \cos\theta \mathbf{e}_z$), l'équation de dispersion 1.35 s'écrit :

$$k_x^2 \epsilon_{xx} + 2k_x k_z \epsilon_{xz} + k_z^2 \epsilon_{zz} = 0 \quad (1.36)$$

Dans l'approximation $T_e = 0$, les coefficients ϵ_{ij} sont ceux définis par la matrice 1.20 ($\epsilon_{xx} = K_1$, $\epsilon_{zz} = K_0$, $\epsilon_{xz} = 0$), et les égalités qui en découlent :

$$k_x^2 \left(1 - \frac{X}{1 - Y^2} \right) E_x = 0 \quad \text{et} \quad k_z^2 (1 - X) E_z = 0$$

montrent qu'aucune propagation parallèle au champ électrique n'est possible. L'existence d'une onde électrostatique ne peut donc être mise en évidence que par la description du plasma par un modèle cinétique qui prend, bien évidemment, en compte les électrons thermiques de vitesse $v_{th}^2 = 2k_B T_e / m$. Pour encore plus de simplicité, nous considérons le cas particulier $\theta = \pi/2$ ($k_z = 0$, $\mathbf{k} = k \mathbf{e}_x$, $\mathbf{B} = B \mathbf{e}_z$) pour lequel l'onde plasma correspond à des oscillations qui se propagent ($\mathbf{k} = k \mathbf{e}_x$) parallèlement au champ électrique de composante ($\mathbf{E} = E \mathbf{e}_x$) et, donc, perpendiculairement au champ magnétique. Dans

le cadre de la théorie cinétique, il est démontré que pour une distribution Maxwellienne en énergie des électrons, l'équation de dispersion 1.35 écrite pour le cas particulier considéré ($\theta = \pi/2$) devient [16] :

$$\epsilon_{pL}\left(k_x, \omega, \theta = \frac{\pi}{2}\right) = 1 + 2\left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2 b^2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{I_m(b)e^{-b}}{1 - (\omega/m\omega_c)^2} = 0 \quad (1.37)$$

c'est-à-dire :

$$\frac{k_x^2 v_{th}^2}{\omega_p^2} = 4 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{I_m(b)e^{-b}}{\left(\frac{\omega}{m\omega_c}\right)^2 - 1} \quad (1.38)$$

où $I_m(b)$ est la fonction de Bessel de première espèce modifiée et $b = \left(\frac{k_x v_{th}}{\omega_c \sqrt{2}}\right)^2$. L'équation 1.38

montre que l'onde électrostatique de Bernstein (EBW) peut se propager, sans coupure à $\omega = \omega_p$, entre deux harmoniques RCE successives et elle est absorbée de manière résonante ($k_x \rightarrow \infty$) aux fréquences égales aux harmoniques cyclotron $m\omega_c$ ($m = 1, 2, 3, \dots$). Même si plusieurs harmoniques existent, en réalité l'absorption se produit aux deux premières : $m = 1$ et 2 [18]. Pour des valeurs faibles du nombre d'onde ($k_x \rightarrow 0$), le développement en série des fonctions $I_1(b) \approx (b/2 + b^3/16 + \dots)$, $I_2(b) \approx (b^2/8 + b^4/16 + \dots)$ et $e^{-b} \approx (1 - b + b^2/2 + \dots)$, conduit à l'équation $\omega^2 = \omega_{UHR}^2 = \omega_c^2 + \omega_p^2$ correspondant à la résonance de l'onde X. En d'autres termes, le mode électromagnétique X peut se convertir dans le mode électrostatique EBW, celle-ci peut se propager et céder de l'énergie aux électrons par un mécanisme résonnant, comme schématisé sur la figure 1.16.

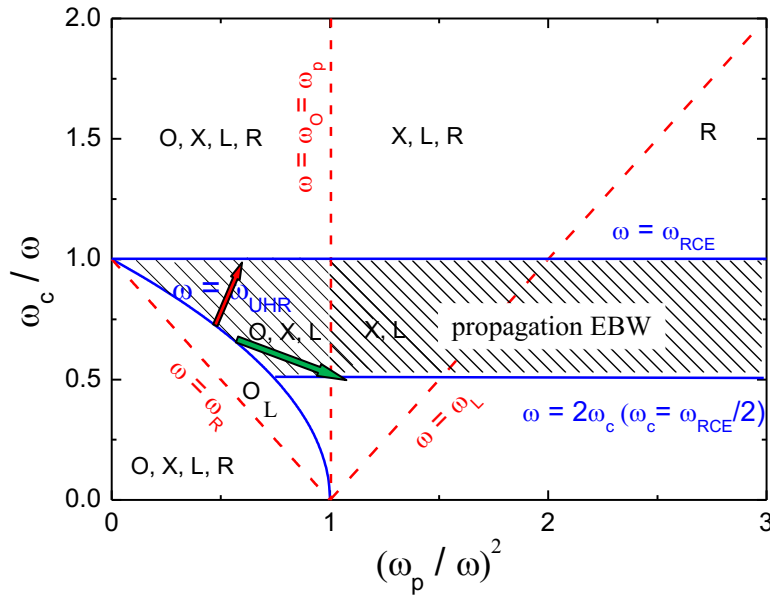


Figure 1.16 Zone de propagation de l'onde de Bernstein (EBW) et absorption résonnante à $\omega = \omega_c$ et $\omega = m\omega_c$.

La théorie cinétique [16,17] permet de démontrer que l'onde EBW ($k_z = 0$) chauffe les électrons sans amortissement du champ électrique, la direction de propagation de l'onde restant confinée près d'une direction perpendiculaire au champ B (k_x dans le cas considéré).

Pour introduire l'onde électrostatique EBW, le cas $\theta = 0$ ($\mathbf{k} = k \mathbf{e}_z$, $\mathbf{B} = B \mathbf{e}_z$ et $\mathbf{E} = E \mathbf{e}_z$) a été exclu. Toutefois, pour le cas d'un angle quelconque, l'équation $\epsilon_{pL}(k_z, \omega, \theta)$ équivalente à 1.37 fait apparaître une onde plasma dans la direction parallèle au champ magnétique ($k_z // E_z // B_z$) [16,17]. Une partie des électrons peuvent être alors chauffés par cette onde aux harmoniques $\omega = m\omega_c$ avec un amortissement de l'onde de type Landau (voir section 1.3.3).

La génération et l'absorption d'une onde de Bernstein peuvent être expérimentalement démontrées par [18] : i) l'apparition, lors d'un balayage en fréquence, des pics secondaires superposés au spectre de l'onde excitatrice (phénomène en lien avec les mécanismes non-linéaires produits lors de la conversion X - EBW) ; ii) la présence d'électrons chauds de température élevée (due à la forte absorption d'énergie aux harmoniques de ω_c), de la dizaine jusqu'à la centaine d'eV [19]; iii) l'obtention des densités plasma bien plus élevées que la densité critique (pour la même raison qu'en ii).

Pour conclure sur les plasmas magnétisés non-collisionnels, les principaux mécanismes de conversion de modes sont schématisés sur la figure 1.17 [18]. Près des résonnances, la vitesse de phase de l'onde EM devient comparable à la vitesse thermique des électrons et une conversion d'un mode EM en un mode ES est possible. La figure 1.17 indiquant le scénario de conversion $X_{UHR} \rightarrow$ EBW est complétée par une autre conversion possible [23] : $R_{RCE} \rightarrow$ Onde de Langmuir (amortissement résonnant Landau).

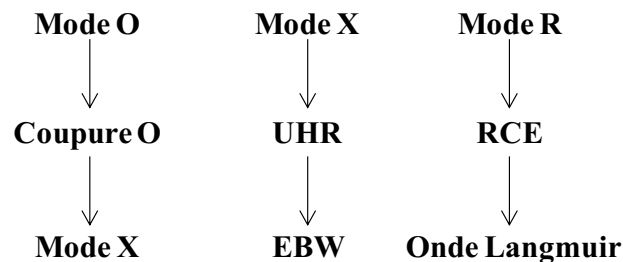


Figure 1.17 Principaux circuits de conversion de modes dans un plasma non-collisionnel magnétisé.

1.3.3 Plasma non magnétisé

Plasma non collisionnel. Dans le cas d'un plasma froid ($T_e = 0$) non magnétisé les équations 1.17 et 1.18 conduisent à :

$$Y = 0, \quad K_1 = 1 - X \quad \text{et} \quad K_2 = 0$$

Le tenseur diélectrique (équation 1.16) devient diagonal (permittivité scalaire) et, comme attendu, pour l'onde EM ($k_x \perp E_{y,z}$, $k_z \perp E_{x,y}$) on retrouve la condition de propagation de l'onde ordinaire (équation 1.32) :

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2 \quad (1.39)$$

avec une coupure en $X = 1$.

Comme précisé précédemment (cf. équation 1.29), dans l'approximation plasma froid ($T_e = 0$), la solution $K_0 = 1 - (\omega_p/\omega)^2 = 0$ correspond à des oscillations plasma stationnaires. Toutefois, la prise en considération des électrons thermiques (équation 1.14 avec le 2^{ème} terme du membre de droite non négligé) permet de mettre en évidence la propagation de ces oscillations le long du champ électrique. Cette onde électrostatique ($k_z // E_z$) est connue sous le nom d'onde de Langmuir. En effet, la résolution de cette équation couplée à la conservation de particules donne (après linéarisation) [17] :

$$\varepsilon_{zz} = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \left(1 + \frac{3}{2} \left(\frac{v_{th} k}{\omega} \right)^2 \right) = 0 \quad (1.40)$$

L'expression 1.40 peut être mise sous la forme plus habituelle :

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \frac{3}{2} v_{th}^2 k^2 \quad (1.41)$$

qui montre une propagation ($k^2 > 0$) des oscillations parallèle au champ E_z dans la zone de faibles densités ($\omega_p < \omega$).

Remarques : Les deux équations de propagation 1.32 (pour l'onde EM) et 1.41 (pour l'onde ES) montrent que les deux ondes ne peuvent se propager que si $\omega_p < \omega$, et que la différence majeure entre elles est au niveau de leur vitesse de phase. En effet, pour k grand, la vitesse de phase de l'onde ES ($v_\phi \approx v_{th}$) est inférieure à la celle d'une onde EM ($v_\phi \approx c$). Pour k faible, les deux ondes sont stationnaires (pas de propagation). On peut également noter que l'onde EM près de la coupure (sa vitesse de phase diminue) peut se convertir en une onde ES (nombres d'onde identiques).

L'absence dans l'équation 1.40 d'une partie imaginaire pour la permittivité électrique signifierait que cette onde ne peut pas céder de l'énergie aux électrons. Or, le phénomène d'absorption d'énergie

d'une onde de Langmuir par les électrons chauds du plasma ($v_{th} \approx v_\phi$) est bien connu. En effet, le traitement du fluide électronique par le modèle cinétique fait apparaître, dans l'équation 1.40, les termes imaginaires d'ordre supérieur en vitesse [17] :

$$\varepsilon_{zz} = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \left(1 + \frac{3}{2} \frac{v_{th}^2}{v_\phi^2} + i\pi \frac{\omega^2}{k^2} \frac{\partial F_{0z}}{\partial w_z} \Big|_{w_z = \frac{\omega}{k_z}} \right) \quad (1.42)$$

qui quantifient (par leur module) l'absorption d'énergie du champ électrique (avec un amortissement de l'onde – amortissement Landau) par les électrons lorsque la vitesse des électrons w_z est proche de la vitesse de phase, et lorsque la pente de la fonction de distribution F_{0z} est négative. Comme déjà précisé, cette absorption non-collisionnelle peut avoir lieu dans les zones de faible densité électronique où un champ EM peut également se propager et céder de son énergie aux électrons par effet résonnant. Toutefois, dans le domaine des micro-ondes, l'absorption par onde ES prévaut sur l'absorption résonante non-collisionnelle EM [24], contrairement au domaine RF où cette dernière peut être conséquente [25,26].

Plasma collisionnel. Modèle de Drude. A l'autre extrémité, plasma collisionnel ($\nu \gg \omega$), le modèle fluide simplifié (équation 1.14 avec $T_e = 0$, $\mathbf{B} = 0$, mais $\nu \neq 0$) suffit pour démontrer que les modes EM peuvent se propager dans un plasma dense, mais sur des très courtes distances δ (épaisseur de peau) :

$$\delta = \frac{c}{\omega_p} \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}} \ll \frac{\lambda_0}{2\pi} \quad (1.43)$$

où l'énergie de l'onde est fortement absorbée par mécanisme collisionnel. En effet, toujours pour le cas particulier $\mathbf{k} = k\mathbf{e}_z$, la permittivité correspondant aux modes EM ($k_z \perp E_{x,y}$) prend la forme :

$$\varepsilon_{xx,yy} = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \frac{1}{1 + j\left(\frac{\nu}{\omega}\right)} \quad (1.44)$$

et l'équation de propagation :

$$\left(\frac{c\mathbf{k}_{x,y}}{\omega} \right)^2 = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \frac{1}{1 + j\left(\frac{\nu}{\omega}\right)} \quad (1.45)$$

Pour un milieu dense $\omega_p^2 \gg \nu\omega$, l'équation 1.44 se réduit à :

$$\varepsilon_{xx,yy} \approx 1 + j \frac{\omega_p^2}{\nu\omega} \quad (1.46)$$

et confirme une forte absorption de l'onde pour un plasma dense, puisque :

$$|\text{Im}\{\varepsilon\}| = \varepsilon'' = \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \frac{v/\omega}{1+(v/\omega)^2} \approx \frac{\omega_p^2}{v\omega} \gg 1 \quad (1.47)$$

et

$$\varepsilon'' = |\text{Im}\{\varepsilon\}| \gg |\text{Re}\{\varepsilon\}| = \varepsilon' \quad (1.48)$$

Dans le cas contraire (milieu dilué, $\omega_p^2 \ll v\omega$), l'onde EM se propage sans atténuation. Par conséquent elle est inefficace en termes de chauffage des électrons.

En ce qui concerne l'onde ES dans un plasma collisionnel, l'équation 1.41 s'écrit comme [27] :

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \frac{3}{2} v_{th}^2 k^2 - jv\omega \quad (1.49)$$

et elle montre que pour un milieu dense ($\omega_p^2 \gg v\omega$) l'onde ES ne peut pas subsister.

En résumé, de cette section 1.3 on peut retenir :

- En termes de transfert d'énergie et donc de chauffage des électrons, les résonances des modes ES (modes plasma) sont très efficaces, voire plus efficaces que celles des modes EM
- Les modes ES peuvent être obtenus par une conversion d'un mode EM en un mode ES
- Les deux modes ES et leurs résonances sont : onde de Langmuir (amortissement Landau à $\omega \geq 2\omega_p$) et onde de Bernstein (amortissement aux harmoniques ECR), avec la précision qu'une onde de Langmuir ne peut être créée que dans une direction parallèle au champ B ou pour B = 0
- Expérimentalement, les coupures et les résonances des modes EM sont généralement identifiables (voir Chapitres 2 et 4)
- Les résonances des modes ES sont plus difficilement mesurables (par exemple, à partir d'un spectre en fréquence), en raison de leurs courtes longueurs d'onde (faible vitesse de phase). Par contre, leur présence se manifeste par les effets engendrés : fortes températures électroniques, fortes densités plasma.

Conclusion du Chapitre 1

Bien que basée sur des cas particuliers, tels qu'un champ magnétique supposé homogène et uniforme suivant une seule direction ou un plasma homogène en absence de champ magnétique, un plasma infini sans gradients dus à la présence des parois, la Section 1.3 de ce chapitre révèle la complexité évidente quant aux modes de propagation possibles et aux mécanismes de chauffage des électrons. De plus, ces phénomènes se juxtaposent lorsqu'il s'agit des domaines de pression où le plasma est

gouverné à la fois par le champ magnétique et par les collisions. Cela présage la difficulté, au niveau expérimental, de séparer et de quantifier la contribution d'un mécanisme de chauffage par rapport à un autre. Les grandeurs introduites et les phénomènes décrits dans cette section seront utilisés, aussi bien pour la description des modèles analytiques (Chapitre 2), que pour l'interprétation des résultats expérimentaux et la compréhension des mécanismes décisifs de l'évolution de l'impédance du plasma avec les conditions opératoires (Chapitre 4).

Les outils théoriques complémentaires ont été introduits dans la Section 1.2 et concernent essentiellement l'élément propageur utilisé pour la production du plasma. En particulier, il s'agit de la méthodologie généralement utilisée pour la simulation CST des applicateurs. Elle a été mise en application, dans ce Chapitre 1, pour la validation de la méthode de changement du plan d'impédance et, dans le Chapitre 2, elle sera utilisée pour la prédiction de l'impédance du plasma produit avec différents types d'applicateurs.

CHAPITRE 2. Modèles d'impédance pour des applicateurs coaxiaux

Introduction du Chapitre 2

La terminologie utilisée depuis le développement des premiers types d'applicateurs dédiés à la production d'un plasma est celle de *source plasma élémentaire* ou *source plasma unitaire*. Une source plasma est donc constituée de deux éléments, comme déjà mentionné dans le précédent chapitre : l'applicateur (essentiellement milieu de propagation) et le plasma (principalement milieu de dispersion). La connexion entre les deux milieux, établie dans ce chapitre via les propriétés électriques du plasma, se traduit par l'impédance au niveau de la surface de séparation entre les deux éléments.

Ce chapitre se propose d'investiguer la réponse du plasma au rayonnement électromagnétique pour différents paramètres caractéristiques au plasma (densité électronique, fréquence de collisions, intensité et orientation du champ magnétique, épaisseur de gaine) et à l'applicateur d'onde (fréquence d'excitation, forme et dimensions).

Deux types de modèles sont alors proposés dans ce chapitre : i) le premier fait appel à la simulation numérique réalisée avec le programme CST ; ii) le deuxième, analytique, repose sur des éléments équivalents de circuit où seule la géométrie terminale de l'applicateur est exigée. Dans ce deuxième cas, deux modèles sont utilisés, suivant la présence (modèle de Marcuvitz) ou non (modèle de Balmain) d'un champ magnétique statique.

Les modèles sont appliqués à deux types d'applicateurs correspondant à des structures identiques ou proches de celles utilisées pour différents procédés. Le premier type d'applicateur est celui terminé par un plan (cf. applicateurs de configuration matricielle) et le deuxième a une configuration de type monopôle (similaire à l'applicateur tête-bêche). Pour ce dernier, deux cas sont traités : plasma magnétisé et non-magnétisé.

2.1 Plasmas non-magnétisés, collisionnels

La partie terminale de la structure coaxiale des applicateurs plasma, qu'elle soit de type plan ou antenne monopole, est semblable aux structures terminales des sondes de permittivité coaxiales. Celles-ci sont utilisées dans un nombre important de procédés industriels pour le contrôle qualité ou en tant qu'outil de diagnostic non destructif des propriétés diélectriques de différents matériaux (figure 2.1). A titre d'exemple, on peut citer leur utilisation pour déterminer le taux d'humidité des ciments [28], des poudres industrielles[29], pour examiner les propriétés diélectriques des liquides[30] ou des tissus biologiques [31] et, également, pour des applications médicales comme le diagnostic d'anomalies dans certaines parties du corps humain [32], [33].

Les sondes de permittivité sont connectées à un analyseur de réseau vectoriel (ARV) qui permet de mesurer l'impédance dans son plan de sortie sur une large gamme de fréquences. L'impédance est directement reliée aux propriétés diélectriques de la matière analysée à travers sa permittivité. Afin d'extraire la permittivité du matériau de la mesure d'impédance, il est nécessaire de connaître la relation mathématique entre les caractéristiques de la sonde (géométrie, diélectrique terminal), la fréquence du signal généré par l'ARV et la permittivité du matériau diagnostiqué. De nombreux articles sont consacrés à la méthode d'extraction et au développement des modèles analytiques spécifiques aux sondes coaxiales à terminaison de type plan [34] ou de type antenne monopole [35]. Ces modèles peuvent être transposés aux sources plasma pour établir la corrélation entre la géométrie terminale de l'applicateur, la fréquence d'excitation, les propriétés du plasma et l'impédance dans le plan de sortie. En effet, les applicateurs d'onde peuvent être en même temps considérés comme des sondes de diagnostic du plasma créé par eux-mêmes.

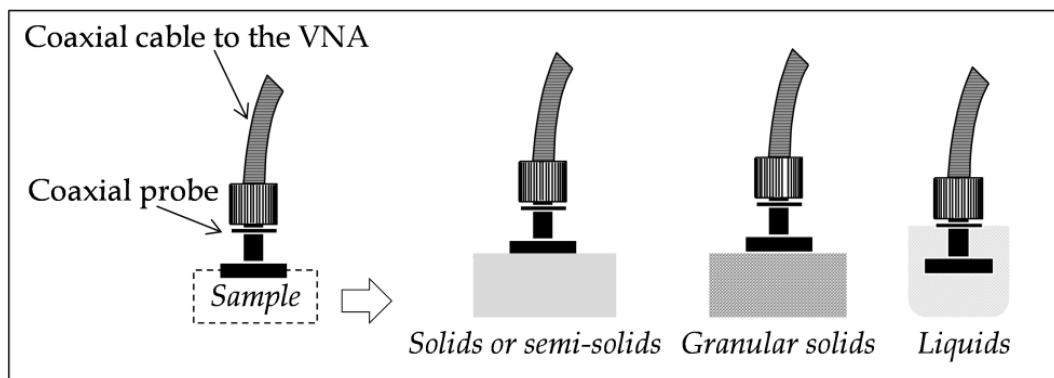


Figure 2.1 Mesures de spectroscopie diélectrique utilisant des sondes coaxiales [36].

Remarque : Même si les structures des applicateurs d'onde et les sondes de permittivité sont similaires, les objectifs considérés au moment de leur conception sont différents. Pour une sonde, la principale performance recherchée est la sensibilité de la mesure aux évolutions de la permittivité du milieu investigué [36,37]. En ce qui concerne les applicateurs d'onde, un maximum de puissance électromagnétique transmise au plasma est visé, et ce, sur une large gamme des conditions opératoires.

Il est donc souhaitable que les variations de la permittivité globale du plasma, engendrées par le changement des conditions opératoires, aient une conséquence aussi faible que possible sur les propriétés électromagnétiques des applicateurs. Cela revient à la conception des structures de moindre sensibilité, autant que possible, aux changements d'impédance dans le plan de sortie de l'applicateur.

2.1.1 Applicateur de type planaire (Modèle analytique de Marcuvitz)

Les premiers travaux concernant la modélisation analytique de l'impédance terminale d'une structure coaxiale peuvent être attribués à Marcuvitz [38]. Ses travaux ont été repris par la suite et appliqués aux sondes de permittivité pour la caractérisation électrique des milieux liquides [39]. Dans ce qui suit, le modèle de Marcuvitz est appliqué à une structure de propagation coaxiale, comme celle représentée sur la figure 2.2-a, pour la détermination de l'impédance de cette structure rayonnant dans un milieu semi-infini, au-delà du plan de masse. Ce dernier doit être au moins deux fois supérieur à la différence $(b - a)$ des rayons pour que le modèle soit valide [32].

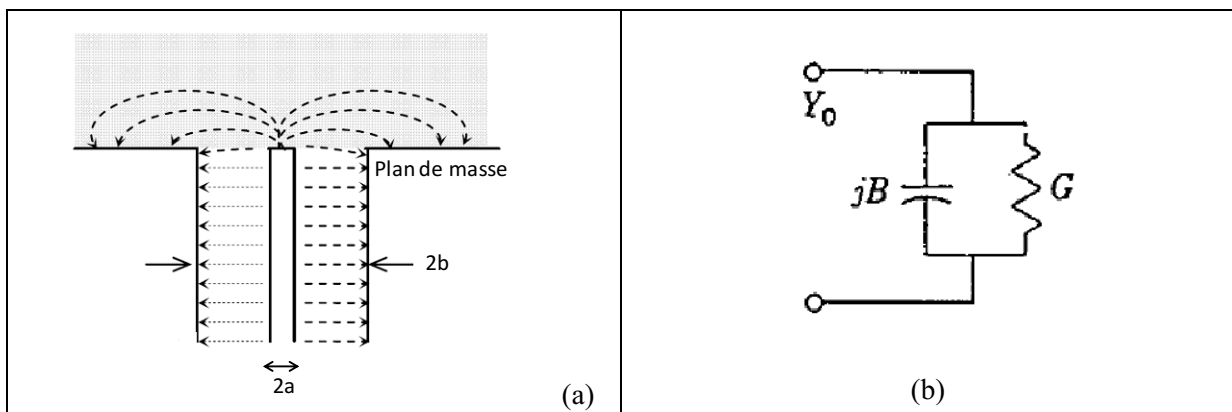


Figure 2.2 a) Schéma d'un applicateur coaxial avec terminaison dans un plan ; b) Circuit électrique équivalent composé de l'admittance caractéristique Y_0 de la ligne de propagation, de la conductance G et de la susceptance B dans le plan de masse.

De manière générale, les modèles analytiques d'impédance relient les éléments d'un circuit électrique équivalent (figure 2.2-b), représentatifs de la partie terminale de l'applicateur, aux propriétés électromagnétiques du champ rayonnant dans un milieu de permittivité donnée. Le circuit électrique équivalent est représenté par une admittance Y constituée d'une conductance G et une susceptance B normalisées à l'admittance caractéristique Y_0 de la ligne de propagation :

$$\frac{Y}{Y_0} = \frac{G}{Y_0} + j \frac{B}{Y_0} \quad (2.1)$$

Pour une structure rayonnant dans le vide, de symétrie azimutale et des dimensions a (pour l'âme centrale) et b (pour la paroi extérieure), Marcuvitz trouve :

$$\frac{G_v}{Y_0} = \frac{1}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)} \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sin \theta} [J_0(kb \sin \theta) - J_0(ka \sin \theta)]^2 \quad (2.2)$$

pour la conductance et :

$$\frac{B_v}{Y_0} = \frac{1}{\pi \ln\left(\frac{b}{a}\right)} \int_0^{\pi} \left[2 \operatorname{Si}\left(k\sqrt{a^2 + b^2 - 2ab \cos \theta}\right) - \operatorname{Si}\left(2ka \sin \frac{\theta}{2}\right) - \operatorname{Si}\left(2kb \sin \frac{\theta}{2}\right) \right] d\theta \quad (2.3)$$

pour la susceptance.

Ces grandeurs sont exprimées en fonction de la constante de propagation de l'onde électromagnétique $k = \omega/c$ dans le vide, où c représente la vitesse de la lumière et ω la pulsation de l'onde. J_0 et Si sont respectivement la fonction de Bessel d'ordre zéro de première espèce et la fonction *Sinus intégral*.

Par la transformation de l'admittance en impédance, $Y_v = 1/Z_v$, avec $Z_v = R_v + jX_v$, les expressions de la résistance R_v et de la réactance X_v normalisées à l'impédance caractéristique Z_0 peuvent être ensuite déduites :

$$\frac{R_v}{Z_0} = \frac{G_v}{G_v^2 + B_v^2} \quad (2.4)$$

$$\frac{X_v}{Z_0} = -j \frac{B_v}{G_v^2 + B_v^2} \quad (2.5)$$

Les fonctions données par les équations 2.4 et 2.5 sont présentées sur la figure 2.3 en fonction de la variable $(b - a)f/c$ pour différentes dimensions fixées par le rapport b/a : 1,1 ; 1,5 et 2. La figure 2.3 montre que la réactance capacitive est la partie prédominante de l'impédance pour $(b - a)f/c < 10^{-2}$, et que son module est d'autant plus grand que la différence des rayons $(b-a)$ et/ou la fréquence f diminuent.

Bien évidemment, l'impédance caractéristique Z_0 (généralement purement résistive) est fixée par la géométrie et les dimensions de la partie terminale de l'applicateur. La valeur absolue de l'impédance de la structure dans le plan de masse sera donc modifiée en conséquence par tout changement de Z_0 .

A partir des équations 2.2 et 2.3, il est possible de déterminer l'impédance dans le plan de sortie de l'applicateur rayonnant dans un plasma homogène de permittivité complexe $\varepsilon = \varepsilon' + j\varepsilon''$. Les travaux de Deschamps [40] ont démontré que l'admittance Y_c peut être déduite par la multiplication de l'admittance à vide Y_v avec un facteur $\sqrt{\varepsilon}$, et par la substitution du nombre d'onde à vide $k = \omega/c$ avec celui correspondant au milieu considéré $k = \omega/c\sqrt{\varepsilon}$:

$$Y_c(\omega, \varepsilon) = \sqrt{\varepsilon} Y_v(\omega \sqrt{\varepsilon}) \quad (2.6)$$

Lorsque la charge placée dans le plan de sortie de l'applicateur est un plasma, nous convenons de remplacer l'indice c des valeurs correspondantes avec l'indice p : $Z_p = R_p + jX_p$.

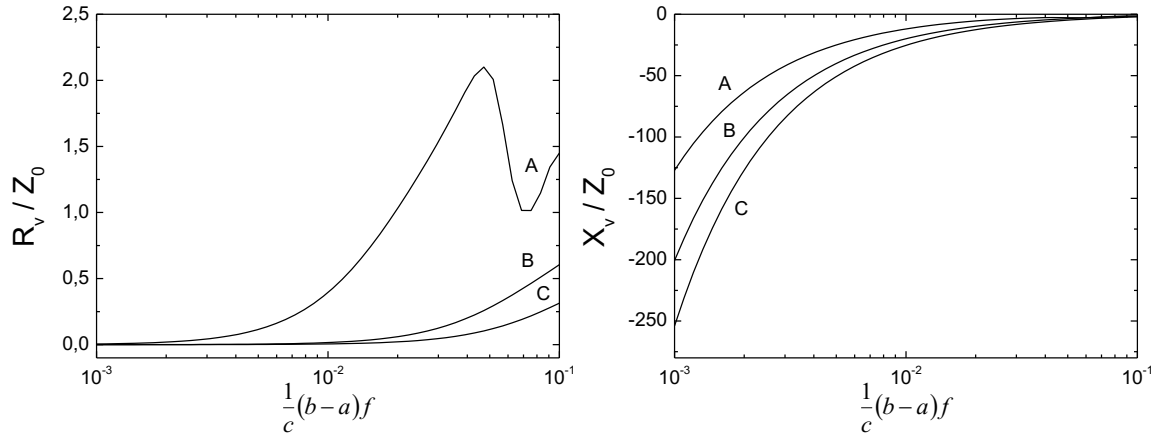


Figure 2.3 Résistance R_v et réactance X_v en sortie d'un applicateur coaxial rayonnant dans le vide en fonction du paramètre $(b-a)f/c$ pour trois valeurs de b/a : 1,1 (courbe A), 1,5 (courbe B), et 2 (courbe C).

Le modèle concrétisé par les équations 2.2-2.6 est appliqué à une configuration coaxiale des dimensions radiales $a = 12$ mm et $b = 15$ mm, correspondant à celles de l'applicateur tête-bêche (cf. Section 1.1, Chapitre 1). Les dimensions de la prolongation de l'âme centrale au-delà du plan de sortie (rayon $a = 12$ mm et longueur $h = 10$ mm) comparées aux longueurs d'onde, permettent de considérer cette configuration comme plane et non pas comme une antenne monopôle (cf. hypothèses de la Section 2.2). Cet applicateur rayonne à 2,45 GHz dans un plasma supposé homogène et suffisamment collisionnel pour considérer le modèle de Drude pour la description électrique du plasma (cf. Section 1.3 du Chapitre 1). Plus précisément, le rapport $\nu/\omega = 0,26$ est choisi pour une fréquence de collisions $\nu = 4 \times 10^9$ s⁻¹ et, donc, pour une pression de l'ordre du Torr.

Les valeurs déterminées, R_p et X_p , sont représentées sur la figure 2.4 en fonction de la densité du plasma, allant de 10^9 cm⁻³ jusqu'à 10^{12} cm⁻³.

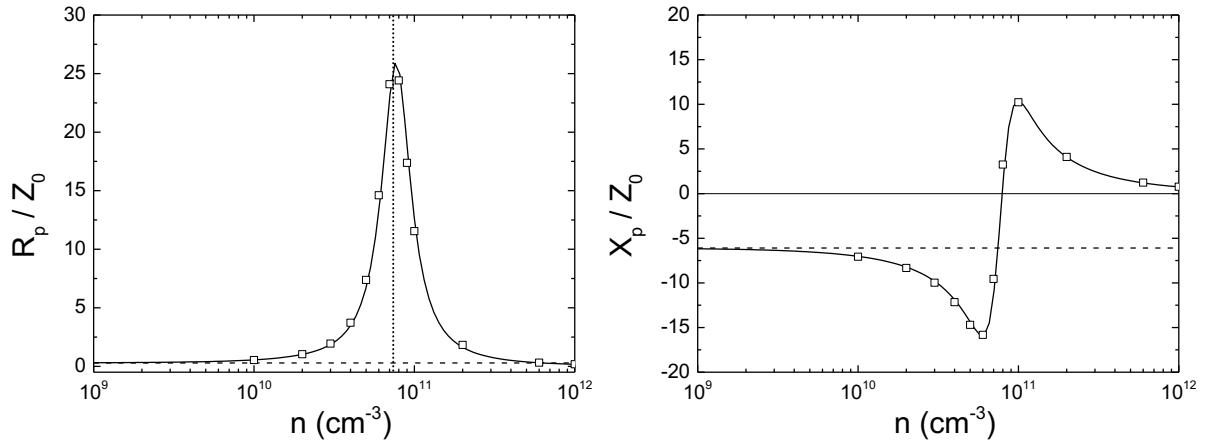


Figure 2.4 Résistance R_p et réactance X_p en sortie d'un applicateur coaxial en fonction de la densité du plasma obtenues par le modèle de Marcuvitz (trait continu) et par le modèle à 1 port (carrés vides). La droite pointillée représente l'impédance de cette structure à vide.

$$(a = 12 \text{ mm}, b = 15 \text{ mm}, \nu = 4 \times 10^9 \text{ s}^{-1}, f = 2,45 \text{ GHz})$$

Afin de valider le calcul analytique, ce même applicateur a été simulé par CST avec le modèle à 1 port en utilisant une configuration tel que présentée sur la figure 2.5. Elle considère la longueur de l'âme centrale $h = 0$ et ne prend en compte que la partie terminale de l'applicateur sans sa structure en amont. En effet, le modèle à 1 port permet de déterminer l'impédance au niveau du plan d'entrée (Z_e au port 1) et, pour le calcul de l'impédance Z_p au niveau du plan de sortie avec la méthode de changement du plan d'impédance, seuls les paramètres Z_{ij} comptent (cf. Section 1.2 du Chapitre 1). Cette configuration simplifiée suffit donc largement pour l'objectif proposé. Les résultats obtenus par la simulation CST sont également représentés sur la figure 2.4.

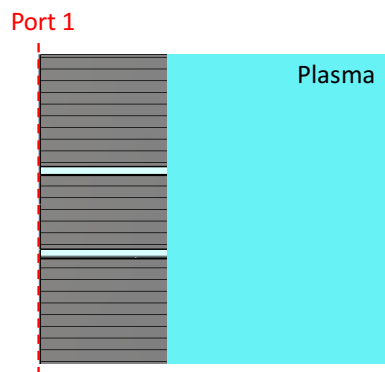


Figure 2.5 Schéma représentatif de la structure utilisée pour la simulation à 1 port.

Tout d'abord, on peut constater un parfait accord entre les deux modèles, analytique et numérique, avec comme avantage pour le modèle analytique d'être plus rapide à mettre en œuvre.

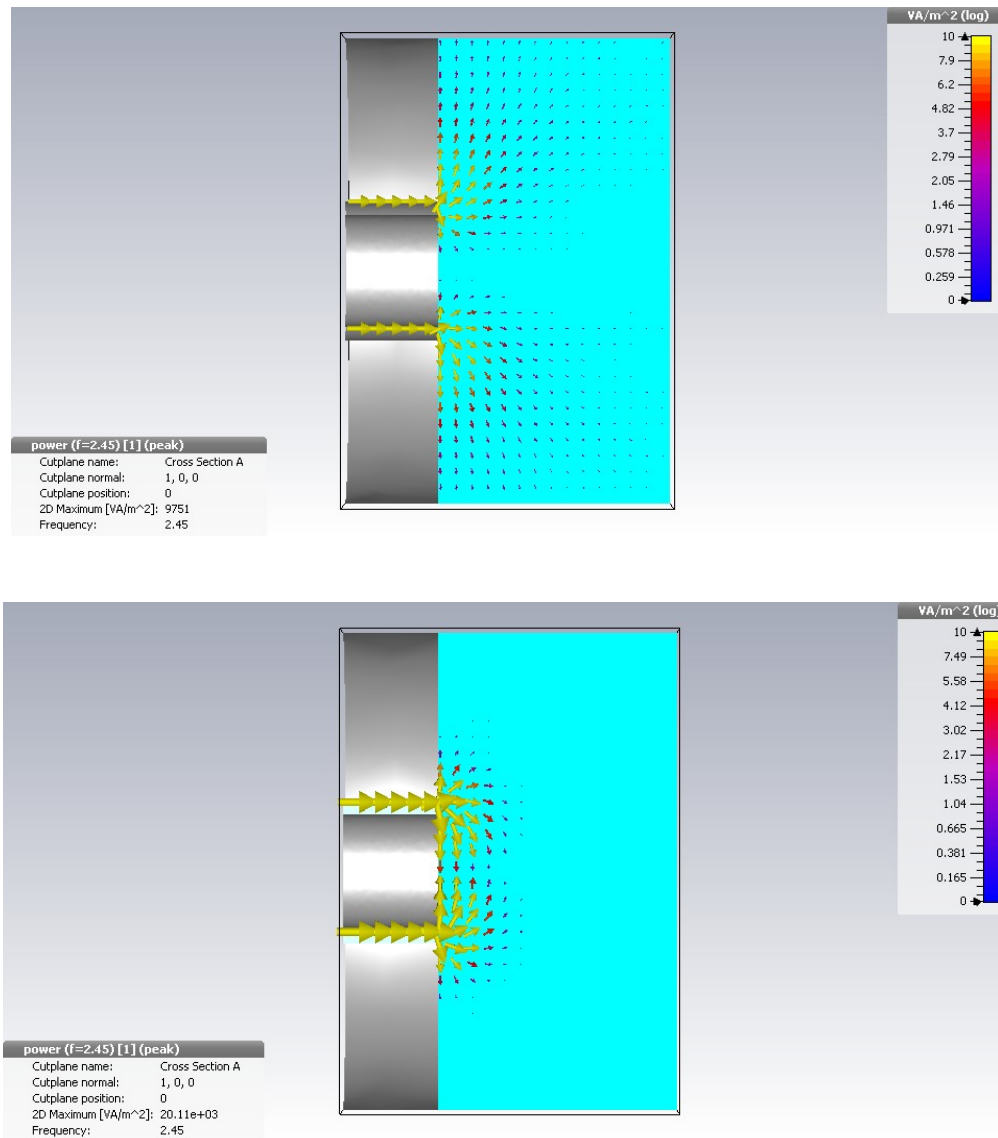


Figure 2.6 Distribution du vecteur de densité de puissance pour un couplage capacitif (figure du haut) et inductif (figure du bas).

En ce qui concerne l'évolution de l'impédance (résistance et réactance) en fonction de la densité du plasma, la figure 2.4 montre que la résistance passe par un maximum obtenu pour une densité égale à la densité critique ($n_c = 7,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ pour 2,45 GHz). De part et d'autre de cette valeur, la réactance est de signe opposé ($X_p < 0$ pour $n < n_c$ et $X_p > 0$ pour $n > n_c$), le changement de signe étant observé à $n = n_c$. Par conséquent, le changement d'un régime capacitif à un régime inductif est la signature d'un changement au niveau du couplage de l'onde électromagnétique au plasma. En effet, le changement de signe de la réactance correspond (cf. équations 1.44 - 45) au passage de $\epsilon'' < \epsilon'$ à $\epsilon'' > \epsilon'$, c'est-à-dire d'une propagation avec faible absorption à un amortissement collisionnel de l'onde sur des distances (cf. équation 1.43) inférieures à 10% de la longueur d'onde à vide.

Naturellement, pour des faibles valeurs de densité ($n \ll n_c$), l'impédance correspond à celle du vide, et donc l'écart entre les valeurs à vide et celles en présence du plasma. Par conséquent, un applicateur plasma optimisé au moment de sa conception pour des valeurs de densités plasma élevées sera fortement désadapté à vide ou pour de faibles densités du plasma.

Pour le système simulé (*i.e.* plasma homogène), la différence entre les régimes de type capacitif et inductif peut être mise en évidence par la distribution du vecteur de densité de puissance (vecteur de Poynting) extraite de la simulation CST. La figure 2.6 suggère une absorption de puissance près des surfaces (le plan de sortie de l'applicateur dans le cas présent) lorsque le couplage est inductif.

2.1.2 Applicateur de type monopôle (Modèle CST à 1 port)

Lorsque l'âme centrale dépasse sur une longueur h le plan de masse (figure 2.7) et lorsque les dimensions caractéristiques ne permettent plus d'assimiler la terminaison de l'applicateur à un plan, le modèle de Marcuvitz n'est plus applicable. Une telle structure peut être considérée comme une antenne monopôle et You [41] donne une expression analytique de l'impédance valide dans l'hypothèse d'une antenne courte ($h < 0,25 \lambda$) et très fine ($a < 10^{-4} \lambda$). Toutefois, lors de la conception des applicateurs il est impératif de tenir compte des contraintes liées au procédé visé (implémentation sur machine, nature du procédé) et, dans ce cas, les dimensions géométriques des applicateurs doivent être considérées en conséquence. De ce fait, les applicateurs ne satisfont pas nécessairement cette hypothèse d'antenne fine. Ainsi, plutôt que d'utiliser l'expression analytique, les impédances présentées dans cette section sont obtenues uniquement par la simulation CST associée à la méthode de changement du plan d'impédance pour une structure telle que présentée sur la figure 2.8.

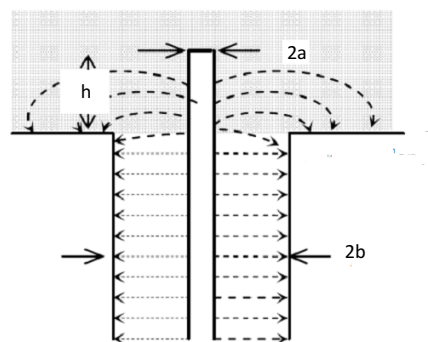


Figure 2.7 Schéma d'un applicateur coaxial à terminaison de type antenne monopôle.

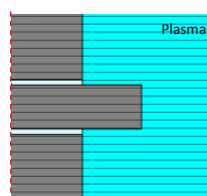


Figure 2.8 Configuration utilisée pour la simulation à 1 port d'un applicateur coaxial de type antenne monopôle ($a = 5,8$ mm, $b = 7,25$ mm, $h = 20$ mm).

La structure terminale considérée correspond aux caractéristiques d'un applicateur similaire à l'applicateur tête-bêche avec un même rapport b/a , mais des rayons différents : rayon de l'âme centrale de 5,8 mm et rayon extérieur de 7,25 mm. Par conséquent, la différence $(b-a)$ est plus petite, de 1,45 mm au lieu de 3 mm donnée pour la configuration examinée dans la section précédente. Les autres paramètres sont considérés identiques : fréquence d'onde 2,45 GHz, fréquence de collisions $\nu = 4 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$, soit $\nu/\omega = 0,26$. Les valeurs de la résistance R_p et de la réactance X_p obtenues pour une longueur d'antenne $h = 20 \text{ mm}$ sont représentées sur la figure 2.9.

Pour une meilleure identification de l'influence du monopôle par rapport à une terminaison plane, le même applicateur, mais avec $h = 0$, a été examiné avec le modèle analytique de Marcuvitz. Les courbes correspondantes sont également tracées sur la figure 2.9.

On peut constater que le comportement des grandeurs R_p et X_p est similaire à celui précédemment trouvé, avec un passage par la densité critique du plasma correspondant à un maximum en résistance et à un changement de signe pour la réactance.

Tout d'abord, en comparant les valeurs des figures 2.4 et 2.9 pour $h = 0$, on retrouve que la diminution du passage de l'onde électromagnétique $(b - a)$ augmente aussi bien les pics de la résistance, que les réactances.

Par contre, la comparaison des deux cas, $h = 20 \text{ mm}$ et $h = 0$, montre que l'antenne réduit considérablement l'effet réactif, et ce, sur tout le domaine des densités considérées. Cela revient à une désadaptation en impédance entre le mode de fonctionnement en présence du plasma et à vide fortement réduite.

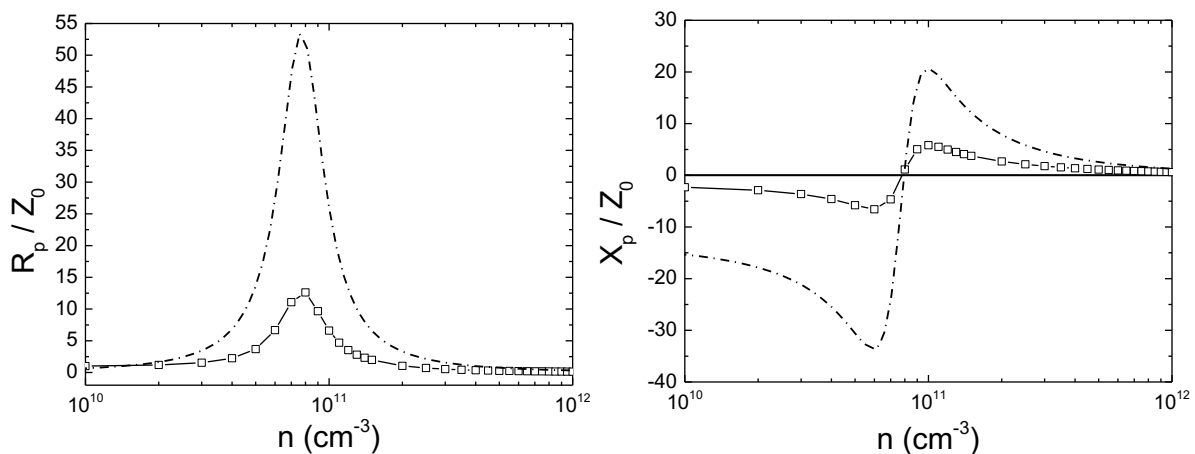


Figure 2.9 Résistances R_p et réactances X_p en fonction de la densité plasma pour un applicateur de type monopôle (traits avec symbole) et de type plan (traits discontinus) obtenues respectivement par le modèle à 1 port et par le modèle de Marcuvitz.

($a = 5,8 \text{ mm}$, $b = 7,25 \text{ mm}$, $h = 20 \text{ mm}$, $\nu = 4 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$, $f = 2,45 \text{ GHz}$)

L'influence de l'antenne a été également analysée en faisant varier sa longueur, de 5 mm à 70 mm, pour l'applicateur rayonnant dans le vide, puis dans le plasma pour deux densités : $n = 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (inférieure à la densité critique) et $n = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ (supérieure à la densité critique). Les résultats sont reportés sur la figure 2.10.

Pour l'impédance à vide, on retrouve le comportement typique d'une antenne monopôle, avec une résistance proche de 36Ω et une réactance minimale de module 25Ω lorsque l'antenne a une longueur ($h = 30 \text{ mm}$) correspondant au quart d'onde à vide. Pour un plasma de densité sous-critique, l'augmentation de la longueur de l'antenne se traduit par une diminution aussi bien de la résistance, que de la réactance jusqu'à des longueurs inférieures au quart d'onde. Par contre, au-delà de cette longueur ($h > \lambda/4$), la résistance commence à augmenter rapidement. Enfin, pour un plasma de densité sur-critique, les valeurs déterminées ($R < 10 \Omega$ et $X < 10 \Omega$) sont indépendantes de la longueur de l'âme centrale.

De cette étude, on peut retenir l'intérêt de la configuration d'applicateur de type antenne monopôle qui permet de réduire significativement la partie capacitive de l'impédance et, implicitement, la désadaptation en impédance entre différents régimes en densité. Par contre, l'utilisation des antennes longues ($h > \lambda/4$) n'est plus nécessairement utile.

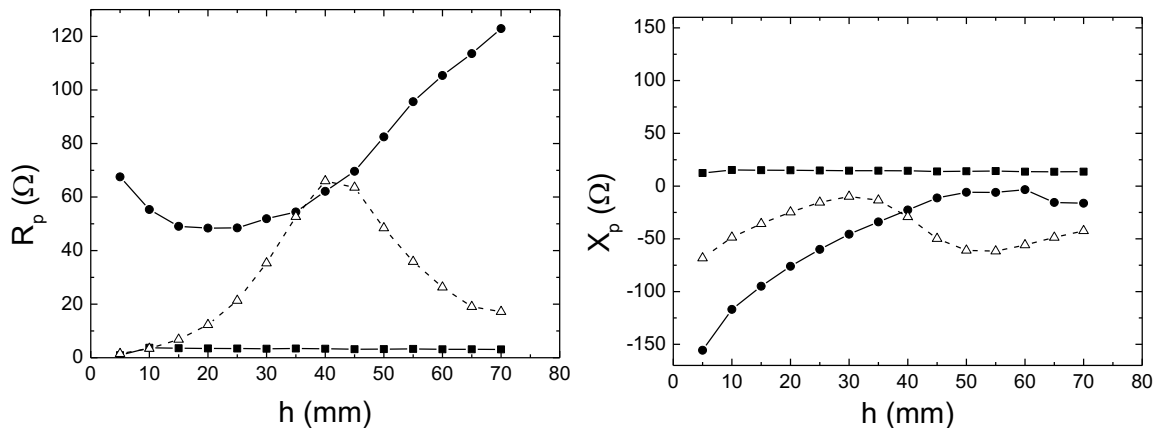


Figure 2.10 Résistance R_p et réactance X_p en fonction de la longueur d'antenne rayonnant dans le vide (triangles) et dans un plasma de densité $n = 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (ronds) et $n = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ (carrés).
($a = 5,8 \text{ mm}$, $b = 7,25 \text{ mm}$, $v = 4 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$, $f = 2,45 \text{ GHz}$)

Pour continuer l'investigation paramétrique de l'applicateur de type monopôle, la longueur de l'âme centrale a été fixée à 15 mm et l'influence de deux autres paramètres a été examinée : l'influence de la fréquence (de 2,45 GHz à 352 MHz) et l'influence de la présence d'une gaine (de 0 à 0,5 mm) autour du monopôle.

Les résultats regroupés sur la figure 2.11 montrent une différence importante de comportement pour les deux fréquences. Ceci est dû à la diminution d'un facteur 49 de la densité critique, d'où un passage de la résistance par un maximum pour des densités plus faibles et donc, un passage au régime inductif

qui se produit plus rapidement (pour des puissances plus faibles). De plus, dans le domaine inductif, la réactance et la résistance sont faibles à partir de quelques 10^{10} cm^{-3} en densité, et ce, grâce à une absorption collisionnelle plus importante. En effet, comme la fréquence de collisions est maintenue constante ($\nu = 4 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$), la diminution de la fréquence de l'onde rend le rapport ν/ω encore plus favorable à une absorption collisionnelle (équation 1.47). Par contre, l'écart en impédance (résistance et réactance) entre les valeurs dans le domaine de basses densités et celles de hautes densités est beaucoup plus important. Cela a pour conséquence des désadaptions en impédance plus conséquentes entre le régime à vide et le régime plasma.

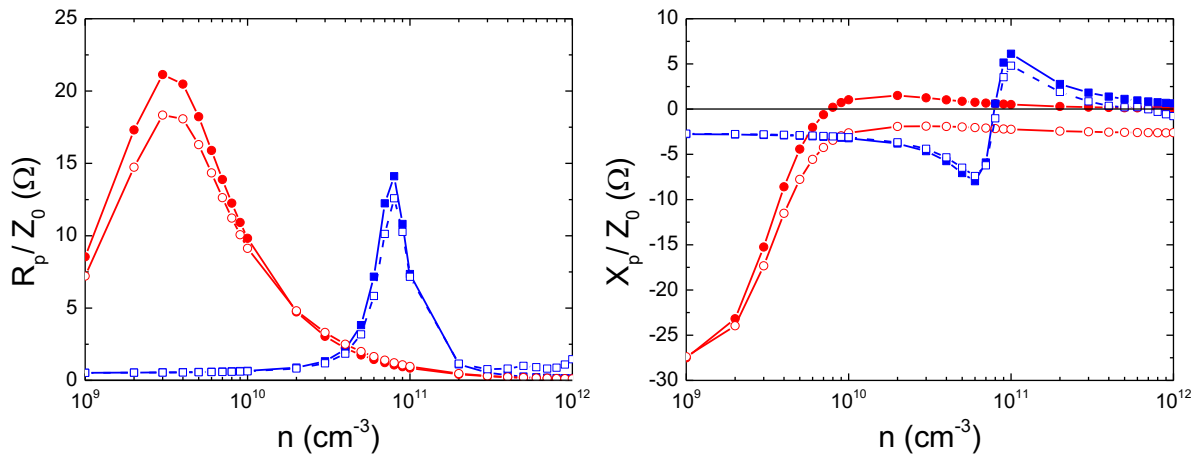


Figure 2.11 Résistances R_p et réactances X_p en fonction de la densité plasma pour deux fréquences d'excitation, 2,45 GHz (carrés) et 352 MHz (ronds). Les symboles pleins et vides correspondent respectivement à l'absence ($l_g = 0$) et à la présence ($l_g = 0,5 \text{ mm}$) d'une gaine autour de l'antenne. ($a = 5,8 \text{ mm}$, $b = 7,25 \text{ mm}$, $h = 15 \text{ mm}$, $\nu = 4 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$)

Si on tient compte de la présence de la gaine, la figure 2.11 montre clairement que les réactances dans le domaine d'intérêt de hautes densités sont plus influencées pour 352 MHz par rapport à celles obtenus pour 2,45 GHz. Comme du point de vue des circuits équivalents la gaine est considérée comme une capacité en série avec la réactance du plasma, la réactance capacitive totale devient plus importante avec la diminution de la fréquence de l'onde. La présence d'une gaine (ce qui correspond aux cas réels des décharges en contact avec des surfaces) ne permet d'atteindre le domaine inductif que pour des valeurs en densité supérieures à celles obtenues à plus haute fréquence. Autrement dit, des puissances plus importantes et/ou pressions plus élevées sont exigées pour atteindre le régime inductif lorsque la fréquence de l'onde est diminuée.

2.2 Plasmas magnétisés. Applicateurs coaxiaux de type monopôle.

2.2.1 *Applicateur de type monopôle (Modèle de Balmain)*

Les travaux sur des antennes immergées dans un plasma froid magnétisé, que ce soit pour l'étude de la propagation des ondes dans l'ionosphère ou pour le diagnostic des plasmas, sont rapportés dans de nombreuses publications [42]. L'étude présentée dans cette section repose sur la formulation analytique donnée par Balmain pour l'impédance d'une antenne rayonnant dans un plasma magnétisé [43,44]. Elle prend en compte l'effet du champ magnétique à travers son intensité et son orientation par rapport à l'axe de symétrie azimutale de l'antenne. Outre la validation par ses propres travaux expérimentaux, les prédictions du modèle analytique de Balmain ont également été confirmées par les résultats expérimentaux de Bhat et Rao [45] et de Nakatani [46]. Ce modèle peut être encore utilisé pour extraire le profil des paramètres plasma ionosphériques (fréquence de collisions, densité plasma) à partir des mesures d'impédance effectuées par des fusées-sondes [47] lors de l'exploration de la haute atmosphère.

Il est important de noter que le modèle de Balmain peut être appliqué aux antennes (monopôle ou dipôle) courtes $h < \lambda$ (longueur d'antenne inférieure à la longueur d'onde) et relativement fines $a < h$ (rayon inférieur à la longueur), comme discuté dans la deuxième section 2.2.2.

L'impédance d'une antenne monopôle de surface S et de longueur h , orientée suivant l'axe Oz , peut être calculée à partir de l'équation 2.7 [48] :

$$Z = -\frac{1}{|I(0)|^2} \int_S \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} \, dS \quad (2.7)$$

qui relie la densité de courant linéique \mathbf{J} et le champ électrique \mathbf{E} , tous deux parallèles à la surface de l'antenne. $I(0)$ représente le courant de l'antenne en $z = 0$. Pour calculer cette intégrale, Balmain se place dans l'approximation des régimes quasi-stationnaires et fait l'hypothèse d'une évolution linéaire de la densité de courant sur la surface de l'antenne :

$$J(z) = J(0) \left(1 - \frac{z}{h} \right) \quad (2.8)$$

Pour le calcul du champ électrique parallèle à la surface du monopôle, Balmain remplace l'antenne par un courant filamentaire situé le long de l'axe du monopôle et considère le champ créé par ce courant. La valeur du champ est déduite à partir du potentiel scalaire (approximation quasi-stationnaire) et, après une série d'hypothèses simplificatrices, l'expression de l'impédance d'une antenne dans un plasma magnétisé est donnée par :

$$Z_p = Z_{\text{corps}} + Z_{\text{gaine}} = -j |Z_v| \frac{F(\beta) - F(\beta_g) + \frac{F(\beta_p)}{\sqrt{K_1} \sqrt{A}}}{F(\beta)} \quad (2.9)$$

Cette expression représente la somme de deux termes correspondant au corps du plasma (Z_{corps}) et à la gaine (Z_{gaine}) des dimensions caractéristiques représentées par :

$$\beta = \frac{a}{h} \quad (2.10)$$

et

$$\beta_g = \frac{a + l_g}{h} \quad (2.11)$$

avec les notations a , h pour le rayon et la longueur du monopôle, et l_g pour l'épaisseur de la gaine. Les propriétés diélectriques du plasma sont prises en considération par le paramètre :

$$\beta_p = \frac{a + l_g}{h} \frac{\sqrt{K_0}}{2\sqrt{A}} \left(\frac{\sqrt{K_1}}{\sqrt{A}} + 1 \right) \quad (2.12)$$

avec le coefficient $A = K_1 \sin^2 \theta + K_0 \cos^2 \theta$ (cf. équation 1.23). Les expressions des coefficients K_0 , K_1 données par l'équation 1.18 sont élargies au cas plus général où les collisions sont prises en compte par le terme $U = 1 - j\nu/\omega$:

$$K_1 = 1 - \frac{XU}{U^2 - Y^2} \quad \text{et} \quad K_0 = 1 - \frac{X}{U} \quad (2.13)$$

Pour mémoire, $X = (\omega_p/\omega)^2$ et $Y = \omega_c/\omega$ (cf. équation 1.17). Les fonctions F de l'équation 2.9 sont donc représentatives, par l'argument considéré, du milieu de propagation (β_p) et des dimensions de l'antenne entourée (β_g) ou non (β) d'une gaine, et prend la forme générique :

$$F(\beta) = \ln \frac{\left(1 + \sqrt{1 + \beta^2}\right)^2}{\beta \left(2 + \sqrt{4 + \beta^2}\right)} + \frac{1}{2} \left(3\beta + \sqrt{4 + \beta^2} - 4\sqrt{1 + \beta^2}\right) \quad (2.14)$$

Enfin, le terme Z_v de l'équation 2.9 représente l'impédance à vide de l'antenne :

$$Z_v = -j \frac{F(\beta)}{2\pi \omega \epsilon_0 h} \quad (2.15)$$

2.2.2 Étude paramétrique. Validité et comparaison des modèles

Comme on peut le constater, l'impédance exprimée par l'équation 2.9 dépend de nombreux paramètres reliés : 1) au plasma ($n \propto \omega_p^2$, ν) ; 2) à l'épaisseur de la gaine (l_g) ; 3) au champ magnétique (B , θ) ; 4) à la fréquence d'excitation (ω) ; 5) aux dimensions de l'antenne (a , h).

Puisque, dans la pratique, la fréquence de l'onde est maintenue constante et, à une pression donnée, la densité du plasma est modifiée par la variation de la puissance ($P \propto n$), il est judicieux de mener l'étude paramétrique de l'impédance en fonction de la densité du plasma. Ainsi, l'influence de ces différents paramètres (dans l'ordre de présentation des résultats : B , ν , θ , ω , l_g) sur la résistance et la réactance en fonction de la densité plasma est présentée dans ce qui suit.

Afin de se placer dans les hypothèses du modèle de Balmain et de s'assurer de la validité du modèle, l'antenne considérée a les dimensions suivantes : $h = 20$ mm et $a = 1$ mm (sachant que les applicateurs jusqu'ici conçus ont des rayons plus importants, cf. Chapitre 4).

Influence de l'intensité du champ magnétique

$B =$ de 600 à 1100 G, Paramètres fixes : B parallèle à l'axe de l'antenne, $l_g = 0$, $\nu = 4 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, $\nu/\omega \approx 0,026$, $f = 2,45 \text{ GHz}$

L'influence du champ magnétique sur l'impédance est examinée pour 6 valeurs de B correspondant aux rapports ω_c/ω suivants : 0,69, 0,8 et 0,9 < 1 (*i.e.* en dessous de la résonance $B < B_{RCE}$), et 1,03, 1,1 et 1,3 > 1 (*i.e.* au dessus de la résonance $B > B_{RCE}$), avec $B_{RCE} = 875$ G à 2,45 GHz. Pour cette même fréquence d'onde, la fréquence de collisions considérée $\nu = 4 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ conduit à un rapport $\nu/\omega \approx 0,026$. Le plasma peut être donc supposé comme non collisionnel. On note également que l'orientation parallèle du champ par rapport à l'axe de l'antenne correspond $A = K_1$, soit $\theta = \pi/2$ avec les notations introduites dans la section 1.3 du premier chapitre (cf. équation 1.23).

La résistance R_p et la réactance X_p sont représentées sur les figures 2.12 et 2.13 pour des intensités de champ magnétique, respectivement, inférieures et supérieures à la valeur de résonance.

Tout d'abord, on peut constater des variations semblables à celles obtenues pour le plasma non-magnétisé (cf. section 2.1), à savoir, le passage de la résistance par des maxima et des changements de régime (capacitif $C \rightarrow$ inductif L) pour la réactance. Toutefois, les maxima de la résistance ne sont pas toujours positionnés autour de la densité critique ($n_c = 7,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ fixé par $\omega_p/\omega = 1$), comme pour le cas du plasma non magnétisé.

En partant de la valeur la plus faible ($B = 600$ G), on observe (figure 2.12) que les maxima sont tous localisés à $n < n_c$, et à des valeurs de plus en plus faibles lorsque le champ B augmente (de 600 à 800 G), mais sans dépasser la valeur B_{RCE} . En augmentant encore l'intensité du champ B ($B > B_{RCE}$, figure 2.13) le pic aux faibles densités s'estompe et un autre apparaît. Ce pic est positionné à $n \approx n_c$ pour toutes les valeurs de $B > B_{RCE}$ (900, 1000 et 1100 G).

Un calcul rapide montre que les pics à $n < n_c$ correspondent bien aux résonances ω_{UHR} . Au-dessus de B_{RCE} ($\omega_c/\omega > 1$) aucune résonance ou coupure n'est traversée sur le diagramme CMA (figure 1.14) à part la coupure $\omega_p/\omega = 1$. Il est donc logique de n'observer d'autres pics que celui de la densité critique $\omega_c/\omega > 1$.

Le changement de régime C \rightarrow L ($B < B_{RCE}$, figure 2.12) est bien corrélé aux pics en résistance correspondant à la résonance ω_{UHR} . Ces résultats étaient prévisibles, mais on peut retenir que la résistance est d'autant plus faible que le champ B augmente. Pour des champs forts ($B > B_{RCE}$, figure 2.13) l'impédance reste réactive sur tout le domaine représenté et le pic de la résistance augmente avec le champ magnétique. Les valeurs (R_p , X_p) obtenues pour $B > B_{RCE}$ à haute densité plasma pourraient être mises en question (cf. section 3.2.3), mais la localisation des pics est logique.

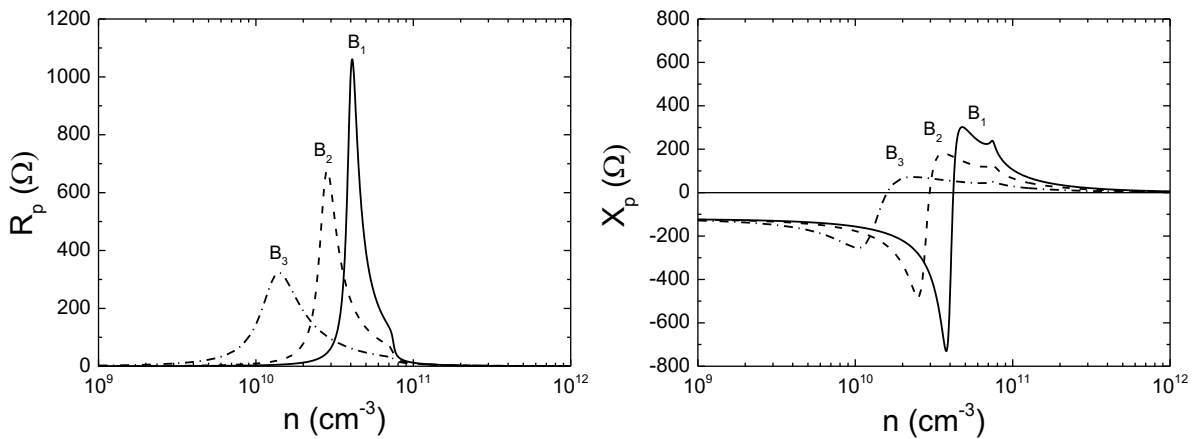


Figure 2.12 Résistance R_p et réactance X_p d'une antenne monopôle en fonction de la densité plasma pour un champ magnétique de 600 G (B_1), 700 G (B_2) et 800 G (B_3).
($f = 2,45\text{GHz}$, $a = 1\text{ mm}$, $h = 20\text{ mm}$, $\nu = 4 \times 10^8\text{ s}^{-1}$, $l_g = 0\text{ mm}$)

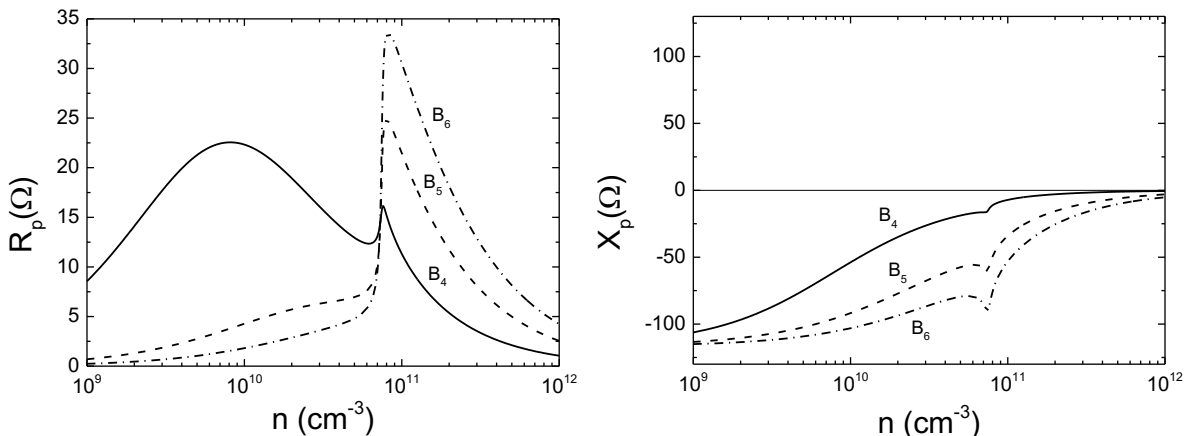


Figure 2.13 Résistance R_p et réactance X_p d'antenne monopôle en fonction de la densité plasma pour un champ magnétique de 900 G (B_4), 1000 G (B_5) et 1100 G (B_6).
($f = 2,45\text{ GHz}$, $a = 1\text{ mm}$, $h = 20\text{ mm}$, $\nu = 4 \times 10^8\text{ s}^{-1}$, $l_g = 0\text{ mm}$)

Influence de la fréquence de collision ($B = 800 \text{ G}$)

$\nu = 4 \times 10^8$ à $4 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$, Paramètres fixes : $B = 800 \text{ G}$, B parallèle à l'axe de l'antenne, $l_g = 0$, $f = 2,45 \text{ GHz}$

En partant de la fréquence précédente, $\nu = 4 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, sa valeur est augmentée jusqu'à $\nu = 4 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$, soit un accroissement de ν/ω d'un ordre de grandeur : de 0,026 à 0,26. Les collisions ne sont donc plus négligeables et leur influence sur l'impédance est investiguée pour un champ de 800 G, inférieur à celui de résonance ECR. Les résultats présentés sur la figure 2.14 montrent clairement que sous l'effet des collisions, le pic en résistance se déplace sur l'axe des densités vers la valeur de la densité critique. La valeur des maxima de la résistance diminue (de 300 à 100 Ω pour une augmentation d'un ordre de grandeur de ν/ω) et les pics s'élargissent. Aussi bien la réactance capacitive du domaine de basses densités, que celle inductive du domaine opposé sont réduites sous l'effet de collisions pour en arriver à un plasma majoritairement résistif à partir de quelques 10^{10} cm^{-3} . L'élargissement des pics avec l'augmentation de la fréquence de collisions (à B constant) peut s'expliquer par la convolution de deux contributions, du champ B et des collisions, la première en décroissance et la deuxième en croissance. En effet, on peut remarquer que les sommets des pics s'encadrent entre $n_{\text{UHR}} \approx 1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (pour $\omega = \omega_{\text{UHR}}$) et $n_c \approx 8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (pour $\omega = \omega_p$).

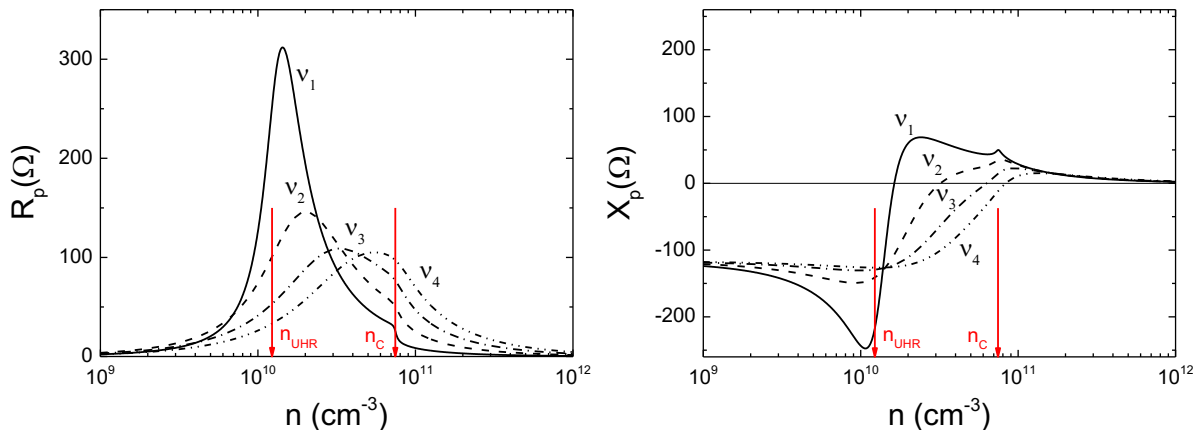


Figure 2.14 Résistance R_p et réactance X_p d'une antenne monopole en fonction de la densité plasma pour une fréquence de collision de 4×10^8 (ν_1), $1,2 \times 10^9$ (ν_2), $2,4 \times 10^9$ (ν_3) et $4 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ (ν_4). ($B = 800 \text{ G}$, $f = 2,45 \text{ GHz}$, $a = 1 \text{ mm}$, $h = 20 \text{ mm}$, $l_g = 0 \text{ mm}$)

Du point de vue de la diminution des effets réactifs et de la résistance, l'augmentation de la fréquence de collisions a le même impact que celui de l'augmentation du champ B (pour $B < B_{\text{RCE}}$), cf. figures 2.12 et 2.14. La différence porte sur la localisation des pics : déplacement à droite vers $\omega_p/\omega = 1$ (vers n_c) pour la fréquence de collisions contre le déplacement à gauche vers $\omega_{\text{UHR}}/\omega = 1$ pour l'intensité du champ magnétique. Par comparaison, on peut également noter que les maxima de la résistance correspondant à ω_{UHR} (faible B ou faible ν) sont plus élevés que ceux correspondant à des pics s'approchant de la densité critique (B ou ν plus grands).

Influence de l'orientation du champ magnétique.

B parallèle et perpendiculaire à l'axe de l'antenne, Paramètres fixes : $B = 800 \text{ G}$, $\nu = 4 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, $l_g = 0$, $f = 2,45 \text{ GHz}$

Toujours pour une valeur de champ à 800 G ($\omega_c / \omega = 0,9$) et une faible fréquence de collisions, $4 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ ($\nu / \omega = 0,026$), l'orientation du champ magnétique par rapport à l'axe de l'antenne est cette fois-ci modifiée de 90° : dans l'équation 2.12, $A = K_1$ (orientation parallèle) devient $A = K_0$ (orientation perpendiculaire).

Comme on peut l'observer sur la figure 2.15, l'orientation du champ n'a qu'une faible influence sur les impédances, excepté la variation plus marquée à la densité critique lorsque l'antenne et le champ sont perpendiculaires. Cette faible influence ne surprend pas outre mesure en raison de l'effet du champ magnétique : quel que soit l'angle et la manière d'appliquer le champ électrique, en présence du plasma toutes les composantes du champ électrique et les différents modes peuvent coexister (cf. équations 1.21, 1.27, 1.30). Cela explique la présence du mode extraordinaire (identifié par sa résonance) dans les deux cas.

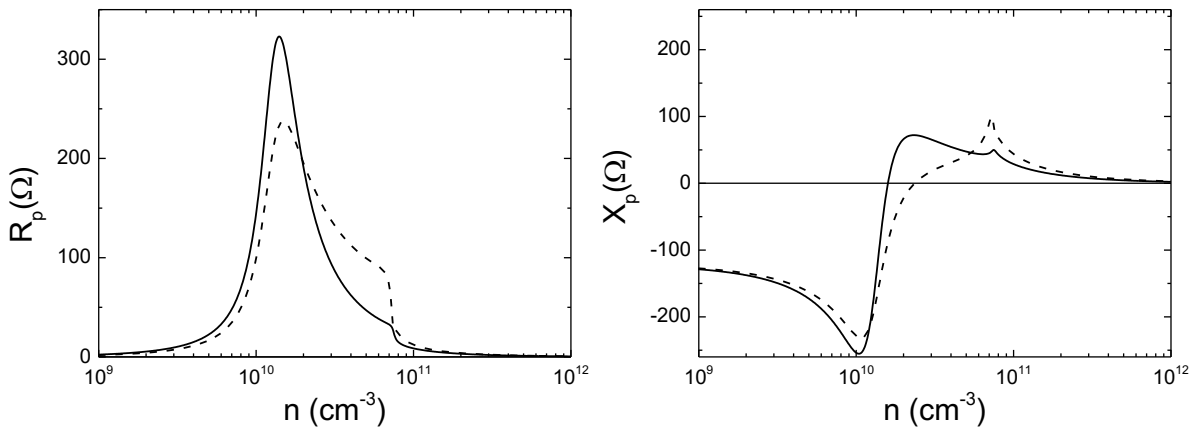


Figure 2.15 Résistance R_p et réactance X_p d'une antenne monopole en fonction de la densité plasma $B = 800 \text{ G}$ orienté parallèlement (traits continus) et perpendiculairement (traits discontinus) à l'antenne.

($f = 2,45 \text{ GHz}$, $a = 1 \text{ mm}$, $h = 20 \text{ mm}$, $\nu = 4 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, $l_g = 0 \text{ mm}$)

Influence de la fréquence d'excitation et de la gaine

$f = 2,45 \text{ GHz}$ et 352 MHz , $l_g = 0$, Paramètres fixes : $B = 800 \text{ G}$, B parallèle à l'axe de l'antenne, $\nu = 4 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, $f = 2,45 \text{ GHz}$

En revenant à l'orientation du B parallèle à l'axe de l'antenne, $B = 800 \text{ G}$ et $\nu = 4 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, la fréquence d'excitation est diminuée d'un facteur 7, de $2,45 \text{ GHz}$ à 352 MHz . Comme déjà expliqué dans la section 2.12 (monopôle dans un plasma non magnétisé), cette diminution en fréquence conduit à un déplacement à gauche sur l'axe des densités. Du point de vue du rapport ν/ω (de $0,026$ à $2,45 \text{ GHz}$ il passe à $0,18$ à 352 MHz), l'effet collisionnel doit être plus important à 352 MHz . Malgré cela,

la résistance et la réactance sont plus importantes à 352 MHz (pour une même densité, 10^{10} cm^{-3} par exemple), et le régime résistif n'est atteint qu'à des très fortes densités (figure 2.16). Cela s'explique par l'effet simultané du B (puisque $B > B_{\text{RCE}}$ à 352 MHz tandis que $B < B_{\text{RCE}}$ pour 2,45 GHz) et des collisions/fréquence (ν/ω).

Sur la même figure, l'*influence de la gaine* est montrée pour les deux fréquences. Pour une gaine de même épaisseur ($l_g = 1 \text{ mm}$), on observe qu'elle diminue la résistance et augmente l'effet réactif. Comme pour le plasma non magnétisé, cette augmentation du module de la réactance est plus marquée à basse fréquence par l'ajout, en série avec le plasma, de la gaine qui est d'autant plus capacitive que la fréquence est basse.

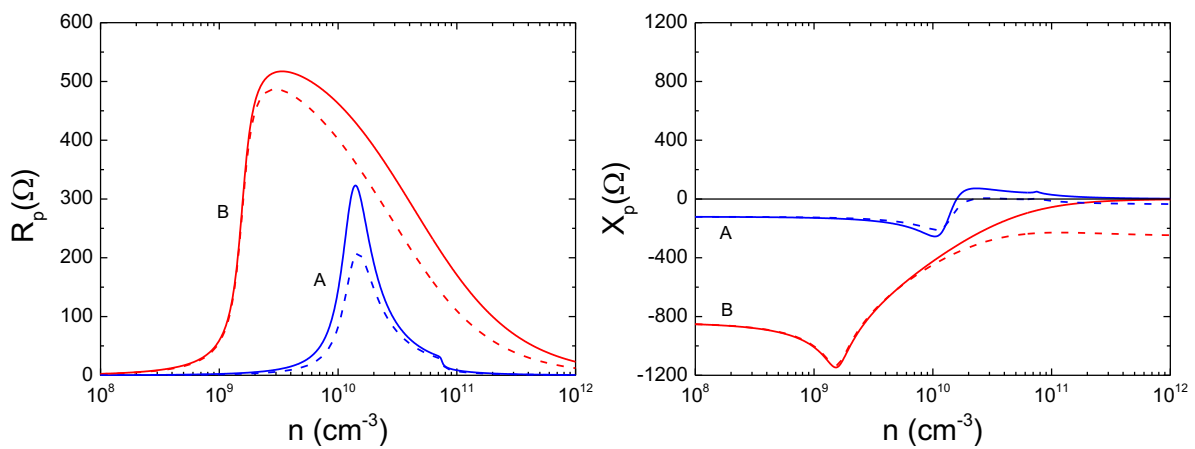


Figure 2.16 Résistance R_p et réactance X_p d'une antenne monopole en fonction de la densité plasma pour 2,45 GHz (courbes A) et 352 MHz (courbes B). Les traits continus et discontinus correspondent, respectivement, à l'absence de la gaine ($l_g = 0$) et à sa présence ($l_g = 1 \text{ mm}$).

$$(B = 800 \text{ G}, a = 1 \text{ mm}, h = 20 \text{ mm}, \nu = 4 \times 10^8 \text{ s}^{-1})$$

Validité du modèle. L'approximation des régimes quasi-stationnaires est valide pour des antennes de longueurs h inférieures à la longueur d'onde [45,49] :

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{K_1}} \quad (2.16)$$

où λ_0 est la longueur d'onde à vide. Pour une antenne de rayon $a = 5,8 \text{ mm}$ et de longueur $h = 16,5 \text{ mm}$ orientée parallèlement au champ magnétique, le rapport h / λ est représenté sur la figure 2.17 en fonction de la densité du plasma, pour une fréquence de collisions de $1 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ et différentes valeurs de champ magnétique : 800, 825, 850 et 875 G.

Pour les faibles densités du plasma, la longueur d'onde est équivalente à celle de l'onde électromagnétique dans le vide, d'où un rapport $h / \lambda \approx 0,13$ pour $f = 2,45 \text{ GHz}$. Lorsque la densité du plasma augmente, λ diminue et devient comparable à la longueur de l'antenne. La figure 2.17 montre

que le domaine de non-validité est atteint plus rapidement avec l'augmentation du champ magnétique et pour des fortes densités du plasma ($h/\lambda \approx 0,95$ pour $B = B_{RCE} = 875$ G et $n = 10^{12}$ cm^{-3}). La formule de Balmain est donc applicable pour les configurations présentées dans cette section 2.2, mais questionnable pour des champs proches ou supérieurs à B_{RCE} et pour des très fortes densités du plasma.

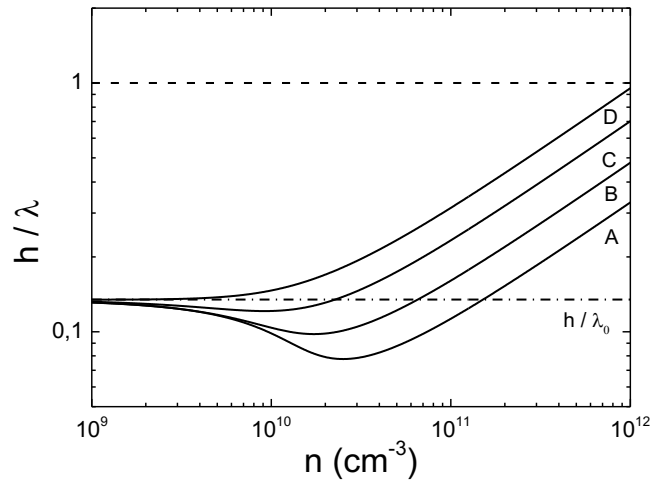


Figure 2.17 Validité de l'approximation statique utilisée en fonction de la densité du plasma pour des champs magnétiques de 800 G (A), 825 G (B), 850 G (C) et 875 G (D) ($f = 2,45$ GHz, $a = 5,8$ mm, $h = 16,5$ mm, $\nu = 10^9$ s^{-1})

Comparaison des modèles analytique (Balmain) et numérique (CST).

Plasma magnétisé $B \neq 0$. Pour la comparaison du modèle de Balmain avec le modèle numérique CST, une antenne de rayon $a = 5,8$ mm et de longueur $h = 16,5$ mm a été choisie et les résultats obtenus sont représentés sur la figure 2.18 pour les deux orientations du champ B : parallèle et perpendiculaire à l'axe de l'antenne. Pour les deux modèles, l'intensité du champ est $B = 800$ G, la fréquence d'onde $f = 2,45$ GHz et de collisions $\nu = 10^9$ s^{-1} , et la gaine n 'est pas prise en compte ($I_g = 0$). Pour la simulation CST (modèle à 1 port), l'orientation du champ B n'entraîne aucune différence notable et, de ce fait, une seule courbe est représentée sur la figure 2.18.

L'allure des courbes montre un accord très raisonnable entre le modèle analytique et la simulation CST. Toutefois, le pic de la résistance donnée par le modèle de Balmain est moins intense que celui obtenu par la simulation. Cet écart est également observé pour les faibles densités du plasma où le milieu est comparable au vide : R_p donné par le modèle de Balmain tend vers zéro, alors que R_p obtenu par CST prend une valeur finie non nulle (voisine de 10 Ω). Cette différence peut s'expliquer par l'hypothèse du modèle analytique qui considère l'impédance à vide purement capacitive, ce qui est satisfait pour une antenne très courte devant la longueur d'onde ($h \ll \lambda$). Or, la simulation CST prend en compte la résistance liée aux pertes par rayonnement (résistance de rayonnement). Enfin, le modèle de Balmain ne tient pas compte de la structure coaxiale d'alimentation de l'antenne qui peut être l'une

des principales raisons des différences observées entre les résultats analytiques et ceux issus de la simulation.

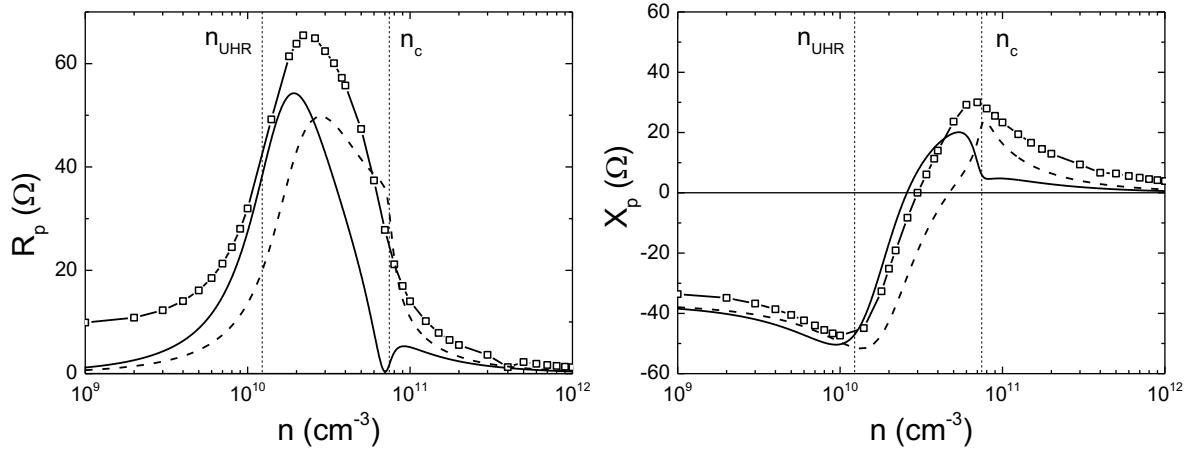


Figure 2.18 Résistance R_p et réactance X_p d'une antenne monopole en fonction de la densité plasma obtenue par le modèle de Balmain pour orientation du B perpendiculaire (traits continus) et parallèle (traits discontinus) et par la simulation CST (traits avec symboles).

($B = 800$ G, $f = 2,45$ GHz, $a = 5,8$ mm, $h = 16,5$ mm, $\nu = 10^9$ s $^{-1}$, $l_g = 0$ mm)

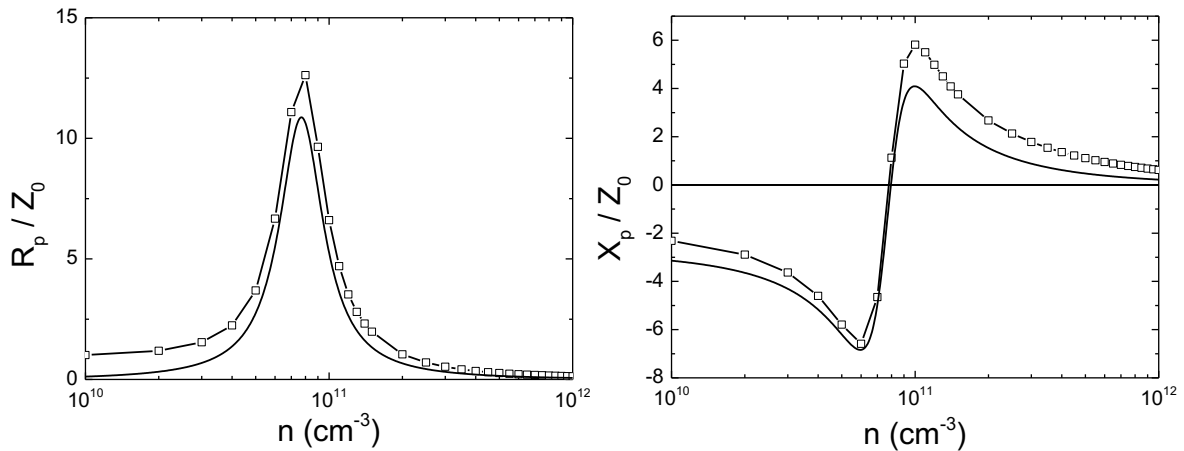


Figure 2.19 Résistance R_p et réactance X_p en sortie d'un applicateur de type monopole obtenues par la simulation CST (traits avec symbole) et par le modèle de Balmain (traits continus).

($f = 2,45$ GHz, $a = 5,8$ mm, $b = 7,25$ mm, $h = 20$ mm, $\nu = 4 \times 10^9$ s $^{-1}$, $B = 0$ G)

Plasma non magnétisé ($B = 0$). Comme présenté dans la section 2.1, le modèle de Marcuvitz ne peut être appliqué qu'aux applicateurs à terminaison plane et la seule solution prédictive du comportement de l'impédance resterait celle de la simulation CST. Toutefois, un modèle analytique est plus rapide et peut donner des informations suffisamment pertinentes quant au comportement du plasma et de l'impédance dans le plan de sortie de l'applicateur. Pour cette raison, un ultime test (présenté sur la figure 2.19) a été effectué pour vérifier si le modèle de Balmain peut être appliqué à un plasma non

magnétisé produit par un applicateur de type monopôle. La figure 2.19 montre un très bon accord entre les deux modèles, le seul écart étant celui induit par l'omission de la résistance de rayonnement dans le modèle analytique.

2.2.3 Lien entre impédance et modes de propagation électromagnétique

La corrélation de l'impédance aux modes de propagation électromagnétique peut être mise en évidence par la formulation simplifiée du modèle de Balmain donnée par Stone *et al.* [50] :

$$Z_p = \frac{\left(\ln\left(\frac{h}{a}\right) - 1 \right)}{j4\omega\pi\epsilon_0 h} \frac{1}{K_1 \left(\cos^2 \theta + \frac{K_0}{K_1} \sin^2 \theta \right)^{1/2}} \quad (2.17)$$

Le premier rapport du membre de droite de l'équation 2.17 correspond à l'impédance à vide et le deuxième à la contribution du plasma, sans gaine. Le signe de la réactance de Z_p est déterminé par le signe de K_1 . Les différents régimes capacitifs et inductifs sont reportés sur le diagramme CMA.

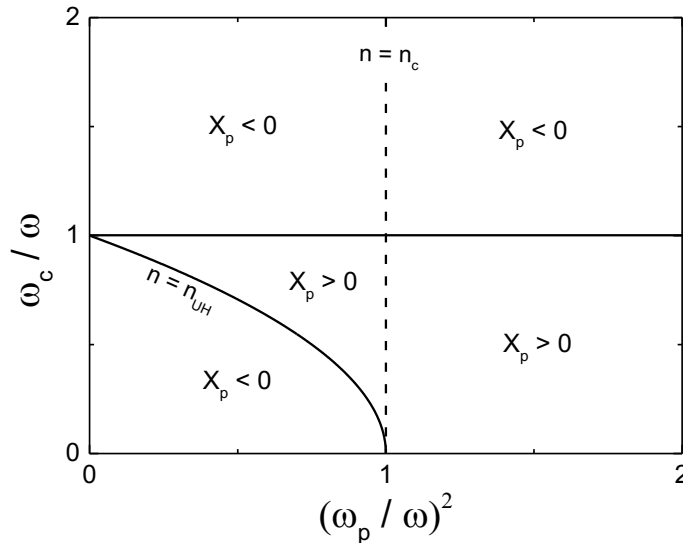


Figure 2.20 Signe de la réactance X_p en fonction de sa position sur le diagramme CMA.

Comme illustré sur la Figure 2.20, la réactance X_p est capacitive, sur tout le domaine en densité plasma, pour des champs magnétiques supérieurs à la valeur de résonance ECR ($\omega_c / \omega > 1$), ainsi que dans le domaine des basses densités ($\omega_p / \omega < 1$) situé en dessous de la résonance UHR, soit $\omega_c / \omega < \sqrt{1 - (\omega_p / \omega)^2}$. Le régime inductif ($X_p > 0$) s'étale dans tout le domaine compris entre $\omega_c / \omega < 1$ et la résonance hybride $\omega_c / \omega > \sqrt{1 - (\omega_p / \omega)^2}$.

Cette représentation donne une indication de premier ordre sur les modes de propagation possibles lorsque le plasma est en régime capacitif ou inductif. Inversement, lorsque les réactances sont déterminées expérimentalement, leur signe et valeur donne une indication sur la zone du diagramme CMA parcourue et sur les différents modes de propagation possibles.

Conclusion du Chapitre 2

L'objectif principal est de disposer d'un modèle permettant de présager l'impédance du plasma pour des conditions auxquelles les sources sont destinées. La connaissance de sa valeur permet ainsi de réaliser un travail en amont de simulation et de conception d'applicateurs avant de procéder à leur réalisation mécanique. Les modèles analytiques et numériques présentés dans ce chapitre peuvent être donc considérés comme des outils prédictifs pour la conception d'applicateurs, mais aussi pour la compréhension des mécanismes de couplage onde-plasma et pour l'interprétation des résultats expérimentaux (Chapitre 4).

L'exploitation de ces modèles a permis de mettre en avant, d'une part, les variations importantes d'impédance entre les régimes de basse et de haute densité du plasma, et d'autre part, l'influence sur l'impédance des autres paramètres, tels que la géométrie de la partie d'applicateur en contact avec le plasma et la fréquence de l'onde.

L'étude effectuée a permis de montrer que les variations importantes en impédance sont bien induites par des changements au niveau du couplage de l'onde avec les électrons du plasma. Ces variations se traduisent par des pics en résistance et, généralement, par une transition d'un comportement capacitif à un comportement inductif ou purement résistif. Elles sont fortement influencées par le type de terminaison de l'applicateur (plane ou monopôle) et par la fréquence de l'onde.

Ces résultats prédictifs peuvent être donc décisionnels lors d'un travail de prospective quand, pour une application envisagée, le type d'applicateur et la fréquence doivent être retenus.

Les modèles analytiques constituent un outil privilégié en raison de leur mise en œuvre plus rapide et plus facile par rapport aux modèles numériques. Toutefois, la simulation CST s'est imposée ici comme une nécessité pour la validation réciproque des deux modèles, analytique et numérique. La simulation numérique est d'autant plus utile que les hypothèses posées sur les modèles analytiques ne sont pas entièrement satisfaites ou qu'elles sont en limite de validité, comme cela pourrait être le cas pour un applicateur de type monopôle. Deux exemples ont été donnés pour comparer le modèle numérique CST avec le modèle de Marcuvitz (applicateur de terminaison plane), d'une part, et Balmain (applicateur de terminaison monopôle), d'autre part. Toutefois, la pertinence d'un modèle ne peut être évaluée que par sa validation avec des résultats expérimentaux. Ce travail sera présenté dans le Chapitre 4.

CHAPITRE 3. Techniques et méthodes expérimentales

Introduction du Chapitre 3

Ce chapitre regroupe les méthodes et les techniques expérimentales nécessaires à l'évaluation des performances énergétiques des applicateurs, aussi bien en termes de couplage électromagnétique qu'en termes de production d'espèces.

Dans ce chapitre nous développons essentiellement les techniques mises en œuvre dans le cadre de ce travail de thèse.

Dans la première partie, après une synthèse bibliographique des techniques de mesure de l'impédance appliquées aux plasmas micro-onde, le principe de fonctionnement d'un analyseur de réseau vectoriel et d'un coupleur bidirectionnel sont rappelés. Nous présentons ensuite la méthode dite A/R de détermination de l'impédance basée sur l'utilisation conjointe de ces deux dispositifs (i.e ARV et bicoupleur).

Une attention particulière est donnée à la procédure requise pour remonter à l'impédance dans le plan d'intérêt, à savoir dans le plan d'interface applicateur-plasma. Deux procédures sont décrites, l'une entièrement expérimentale et l'autre hybride qui combine les deux approches, expérimentales et simulation électromagnétique. Nous précisons les conditions d'application de chacune d'entre elles.

La deuxième partie du chapitre est consacrée aux techniques de mesure des paramètres électriques du plasma. En particulier, nous présentons la méthode d'auto-interférométrie qui permet la détermination du profil longitudinal de la densité d'un plasma créé par une onde de type *onde de surface* dans un tube cylindrique. Cette technique sera utilisée dans le Chapitre 5.

La théorie électromagnétique d'une onde de surface est à la base du fonctionnement d'une sonde d'absorption. Celle-ci a été développée comme un moyen de diagnostic alternatif à la sonde de Langmuir. Dans ce chapitre, nous décrivons donc la sonde réalisée et la méthodologie de détermination de la densité du plasma.

3.1 Méthode de détermination de l'impédance plasma

3.1.1 État de l'art des techniques de mesure

Mesures d'impédance aux fréquences RF. Pour les technologies plasma RF (CCP, ICP, Hélicon), la détermination de l'impédance de la décharge est vite apparue comme essentielle pour l'optimisation de leur efficacité énergétique et les techniques développées ont largement contribué à l'industrialisation des procédés à ces fréquences. De nombreux travaux ont été consacrés à la mesure expérimentale, ou à la modélisation analytique de l'impédance des décharges CCP [51–54] avec pour objectif d'établir l'influence de la nature du gaz, de la pression, de la fréquence ou encore de la puissance RF sur l'impédance. Sur la base de ces études, des dispositifs d'adaptation d'impédance (boîtes d'accord) toujours plus performants ont été développés pour contrôler le transfert de puissance à la décharge. Ces dispositifs sont de plus en plus utilisés pour la mesure in-situ de l'impédance pour le suivi ou le contrôle des procédés plasma comme, par exemple, la détection de fin de gravure [55–58] ou des dérives dans un procédé industriel [59].

Mesures d'impédance aux fréquences MO. Les travaux consacrés à la détermination de l'impédance plasma aux fréquences micro-ondes sont bien moins nombreux. L'une des raisons réside dans la complexité accrue de la mesure à ces fréquences. Du fait des longueurs d'onde plus faibles mises en jeu, l'impédance varie le long du circuit électrique et, par conséquent, elle dépend fortement du plan de mesure. Une procédure pré- ou post-mesure est alors nécessaire pour déduire, à partir des valeurs mesurées dans un plan, les impédances dans un autre plan d'intérêt qui est, généralement, inaccessible à l'expérimentateur. Cette procédure préparatoire ou de traitement, si elle n'est pas convenablement réalisée, peut engendrer des erreurs importantes sur les valeurs d'impédance déduites.

Les principales méthodes de détermination de l'impédance d'un plasma excité par micro-ondes reportées dans la littérature sont présentées dans le tableau 3.1. Les différentes références sont classées en fonction de l'instrument de mesure et de la procédure utilisés. Le domaine de pression, ainsi que le type d'excitateur (applicateur d'onde) sont également indiqués.

Le puissance-mètre associé à des coupleurs directionnels permet la détermination du coefficient de réflexion à partir de la mesure des puissances incidente et réfléchi. L'impédance peut alors être déduite à partir du coefficient de réflexion (cf. section 1.2 du Chapitre 1,) [60,61], à condition d'avoir des précisions sur la phase entre le signal incident et réfléchi. Dans certains cas, celle-ci est annulée en ajoutant au dispositif une longueur de ligne en court-circuit et, dans d'autres, elle est évaluée par le calcul du déphasage introduit par la longueur totale de la ligne parcourue par l'onde.

Des mesures d'impédance effectuées à l'aide d'un dispositif hétérodyne basique ont également été reportées [13,62,63]. Basé sur l'opération de multiplication des signaux incidents et réfléchis avec un

signal de référence, ce dispositif a l'avantage de faciliter la mesure de phase entre les deux signaux en transposant leurs fréquences vers des fréquences plus basses directement observable avec un oscilloscope. Le dispositif hétérodyne est nécessairement associé à un puissance-mètre pour la détermination du coefficient de réflexion complexe.

Les lignes fendues ont été également utilisées par Moisan *et al.* [64,65] comme instrument de mesure de l'impédance plasma, mais elles ont été très vite remplacées par des analyseurs de réseau vectoriel (ARV).

Après la mesure de l'impédance à l'aide de l'un de ces dispositifs, une procédure de post-traitement est requise pour déduire, selon les cas, l'impédance dans le plan d'entrée ou de sortie du système exciteur, ou encore l'impédance intrinsèque du plasma. Ces procédures reposent sur des modèles électriques de circuits équivalents, sur les équations des lignes de propagation, sur la simulation électromagnétique, ou sur des mesures expérimentales effectuées sur les éléments associés au système exciteur (adaptateur d'impédance, par exemple).

Cet état de l'art des techniques de mesure d'impédance plasma aux fréquences micro-ondes illustré dans le tableau 3.1, montre qu'il n'y a pas de méthode unique de détermination de l'impédance. La méthode choisie par l'expérimentateur doit être évaluée non seulement du point de vue de la pertinence de la méthode vis-à-vis de la configuration du dispositif expérimental, mais également du point de vue de l'incertitude que celui-ci introduit et de la procédure de post-traitement adoptée.

La validation de la méthode de mesure d'impédance décrite par différents auteurs est réalisée par la simulation [66] ou par l'utilisation des charges de référence qui peuvent être mesurées à l'analyseur de réseau et comparées aux résultats obtenus par le système de mesure [12]. Toutefois, dans la plupart des travaux publiés, les considérations sur la précision de la méthode choisie ne sont pas toujours reportées [61,67] ou alors sont présentées mais de manière partielles [63].

Comme il a été évoqué dans le Chapitre 1, l'étude expérimentale effectuée dans le cadre de cette thèse sur l'impédance en terminaison d'un applicateur coaxial s'inscrit dans la continuité des travaux antérieurs [13]. Dans ces travaux, la méthode de détermination de l'impédance repose sur un système hétérodyne. Néanmoins, l'addition des erreurs absolues sur la mesure de phase et sur le module du coefficient de réflexion peut conduire à de fortes incertitudes sur la valeur de l'impédance mesurée.

Dans le cadre de ce travail de thèse une méthode plus précise a été développée et elle est présentée dans la section suivante.

Instruments de mesure	Ligne coaxiale fendue	Puissance-mètre	Dispositif hétérodyne	Analyseur de réseau vectoriel
Post-traitement				
Modèle électrique équivalent	Moisan <i>et al.</i> [64] SWL (PA) Moisan <i>et al.</i> [65] SCMPT (PA)	Fleish <i>et al.</i> [68] SWL (PA)		Porteau <i>et al.</i> [69] QWR (PA) Porteau <i>et al.</i> [70] ICP 2,45GHz (PA)
Modèle théorique des lignes de propagation	Moisan <i>et al.</i> [64] SWL (PA) Moisan <i>et al.</i> [65] SCMPT (PA)	Stonies <i>et al.</i> [60] MCPT (PA) Iza et Hopwood [61] MSRR (PA)	Dey <i>et al.</i> [63] ECR (BP)	
Simulation électromagnétique				Holtrulp <i>et al.</i> [66] HID 2,45 GHz (PA)
Mesure Expérimentale			Regnard [13] ECR (BP) Dey <i>et al.</i> [63] ECR (BP)	Holtrulp <i>et al.</i> [66] HID 2,45 GHz (PA) Kim <i>et al.</i> [67] MIP (PA)
Aucun			Muguira <i>et al.</i> [62] ECR (BP)	

Tableau 3.1 État de l’art des méthodes de mesure de l’impédance pour des plasmas excités par micro-ondes classées en fonction du dispositif de mesure et de la procédure de post-traitement.

Abréviations utilisées dans le tableau 3.1

PA : plasma à pression atmosphérique

BP : plasma à basse pression

SWL : Surface Wave Launcher

SCMPT : Surfatron-based Coaxial Microwave Plasma Torch

MCPT : Mini-microwave Coaxial Plasma Torch

MSRR : Microwave Split-ring resonator

ECR : plasma généré par la résonance cyclotron électronique

QWR : Quarter Wave Resonator

ICP : Inductively Coupled Plasma

HID : High Intensity Discharge

MIP : Microwave Induced Plasma

3.1.2 Dispositifs hyperfréquence

La méthode de mesure d'impédance développée au cours de cette thèse repose sur un dispositif expérimental composé d'un analyseur de réseau vectoriel (ARV) et d'un coupleur bidirectionnel. Leur principe de fonctionnement est rappelé dans ce qui suit.

- Coupleur bidirectionnel

Un coupleur bidirectionnel (CBD) est un dispositif micro-onde à 4 ports (figure 3.1) qui permet de prélever une fraction calibrée de la puissance incidente (voie 3) et de la puissance réfléchie (voie 4). Les performances d'un CBD, définies par le coefficient de couplage C , la directivité D et les pertes d'insertions IL (Insertion Loss), généralement exprimés en dB, sont reliées aux paramètres S :

$$C = S_{31} = S_{42} \quad (3.1)$$

$$IL = S_{21} \quad (3.2)$$

$$D = S_{31} - S_{32} = S_{42} - S_{41} \quad (3.3)$$

où C représente la valeur d'atténuation du signal prélevé par rapport au signal initial. IL quantifie la perte de puissance résultant de l'insertion du coupleur dans la ligne de propagation. La directivité D du coupleur bidirectionnel représente sa capacité à isoler une fraction calibrée de la puissance incidente d'un signal parasite induit par la puissance réfléchie et réciproquement.

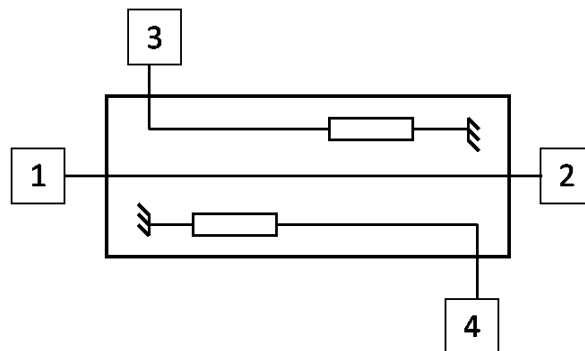


Figure 3.1. Schéma d'un coupleur bidirectionnel (CBD).

Pour un coupleur de directivité élevée, la connaissance du facteur d'atténuation C permet la mesure des puissances incidente et réfléchie à l'aide d'un puissance-mètre connecté aux voies 3 et 4. Si le coefficient C est d'une valeur suffisante ($C > 20$ dB), le niveau du signal prélevé est tel qu'il ne modifie quasiment pas le niveau de puissance dans la ligne de propagation.

L'incertitude de la mesure de puissance par un coupleur bidirectionnel peut être évaluée. Considérons un CBD inséré entre une charge et un générateur hyperfréquence. La désadaptation de la charge par

rapport à l'impédance du générateur se traduit par un coefficient de réflexion Γ_c non nul au niveau de la charge et les pertes en réflexion (RL) associées s'expriment par :

$$RL(\text{dB}) = -20 \log |\Gamma_c| \quad (3.4)$$

Ainsi, les pertes de réflexion tendent vers zéro ($RL \rightarrow 0$) pour une forte désadaptation de la charge ($\Gamma_c \rightarrow 1$), et vers des grandes valeurs ($RL \rightarrow 20, 30$ dB) pour une adaptation de la charge ($\Gamma_c \ll 1$).

L'expression en dB de la puissance échantillon P_{ie} (liée à la puissance incidente) et la puissance parasite P_{rp} (due à la puissance réfléchie) au niveau de l'accès 3 se déduisent des paramètres du coupleur bidirectionnel et de la puissance incidente P_i :

$$P_{ie} = P_i - C \quad (3.5)$$

$$P_{rp} = P_i - C - RL - IL - D \quad (3.6)$$

La puissance totale P_{iem} mesurée sur la voie 3 résulte de la contribution de P_{ie} et de P_{rp} . A partir de l'utilisation de la théorie des interférences de deux ondes de même fréquence, des équations 3.5 et 3.6, et du déphasage φ entre les deux ondes au niveau du plan de mesure, il est possible d'exprimer P_{iem} par la formule suivante [71] :

$$P_{iem} = P_i - C + 10 \cdot \text{Log} \left(10^{\frac{-IL-RL-D}{10}} + 1 + 2 \cdot 10^{\frac{-IL-RL-D}{20}} \cos \varphi \right) \quad (3.7)$$

De la même manière, la puissance totale P_{rem} mesurée à l'accès 4 s'écrit :

$$P_{rem} = P_i - C + 10 \cdot \text{Log} \left(10^{\frac{-IL-RL}{10}} + 10^{\frac{-D}{10}} + 2 \cdot 10^{\frac{-IL-RL-D}{20}} \cos \varphi \right) \quad (3.8)$$

L'erreur sur la mesure des puissances incidente et réfléchie s'exprime à partir des formules 3.7 et 3.8 en considérant les cas les plus défavorables du point de vue du déphasage (*i.e.* maximum de $\cos \varphi$) :

$$\frac{\Delta P_i}{P_i} (\text{dB}) = 10 \cdot \text{Log} \left(10^{\frac{-IL-RL-D}{10}} + 1 \pm 2 \cdot 10^{\frac{-IL-RL-D}{20}} \right) \quad (3.9)$$

$$\frac{\Delta P_r}{P_r} (\text{dB}) = RL + IL + 10 \cdot \text{Log} \left(10^{\frac{-IL-RL}{10}} + 10^{\frac{-D}{10}} \pm 2 \cdot 10^{\frac{-IL-RL-D}{20}} \right) \quad (3.10)$$

La figure 3.2 représente l'erreur de mesure introduite par un coupleur bidirectionnel sur la puissance incidente et la puissance réfléchie en fonction des pertes par réflexion (RL) pour différentes valeurs de directivité ($D = 10$ dB, $D = 20$ dB, $D = 30$ dB). Pour le calcul d'erreurs, des pertes d'insertion de $IL = 0,2$ dB ont été considérées.

La figure 3.2 montre que, pour une directivité donnée, l'erreur introduite par le coupleur sur la mesure de la puissance incidente est d'autant plus importante que la charge est désadaptée (RL faible). Pour la puissance réfléchie, on observe le comportement inverse, à savoir une augmentation de la précision de mesure dans le cas d'une charge désadaptée. Dans les deux cas, la précision de la mesure augmente avec la directivité. Enfin, il est intéressant de constater que la directivité (D) et l'adaptation de la charge ($RL = 30$ dB) entraînent une imprécision bien plus importante sur la mesure de la puissance réfléchie que sur la mesure de la puissance incidente.

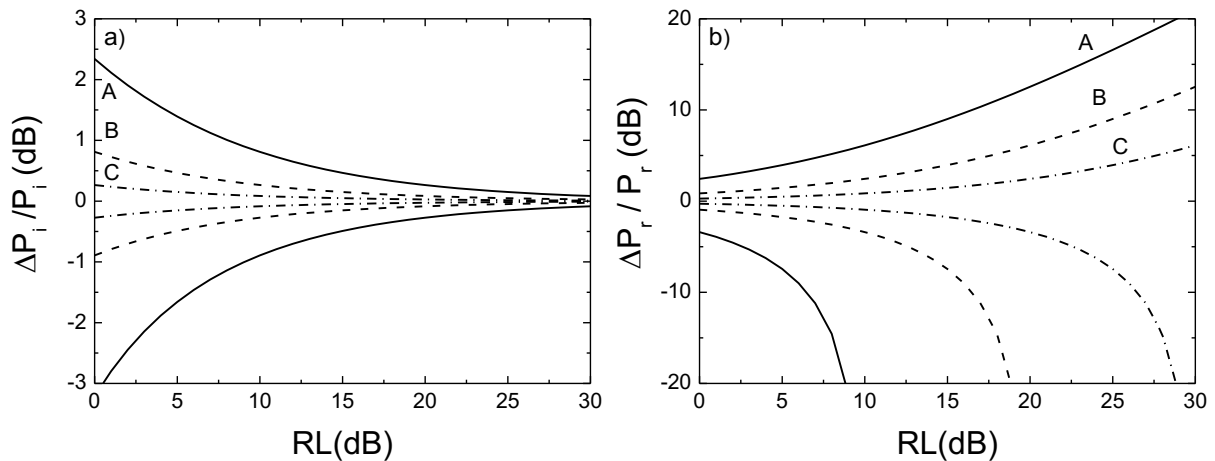


Figure 3.2 Erreurs sur la puissance incidente (a) et la puissance réfléchie (b) mesurées à l'aide d'un coupleur bidirectionnel de directivité 10 (A), 20 (B) et 30 dB (C) en fonction de l'adaptation de la charge (RL).

- Analyseur de réseau vectoriel (ARV)

L'analyseur de réseau vectoriel est un outil de caractérisation électromagnétique des dispositifs micro-ondes. Il peut être décrit par une architecture illustrée sur la figure 3.3 sous forme de diagramme synoptique. Le module composé d'une source RF interne assure la génération d'un signal hyperfréquence qui est ensuite aiguillé vers les voies de test de l'ARV (A et B). Le module de séparation réalise la discrimination des signaux incident et réfléchi au niveau de chacune des voies. Cette discrimination est réalisée par des coupleurs directifs. Le module récepteur assure, à l'aide de différents éléments (mélangeurs, filtres et multiplexeurs), la transposition en fréquence et l'extraction, aussi bien de la phase, que du module du rapport entre deux signaux. Le dernier sous-ensemble de traitement numérique assure la visualisation et la manipulation algébrique des informations reçues des autres modules.

Certains ARVs autorisent un fonctionnement en source externe. Dans ce mode de fonctionnement, la mesure est référencée à la phase et à la fréquence de la source externe connectée à la voie R_{in} (voie de référence). Ce mode peut être utilisé avantageusement pour une méthode de mesure d'impédance comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre, et également, pour déterminer le déphasage entre le signal de référence d'une source externe et un autre signal de mesure.

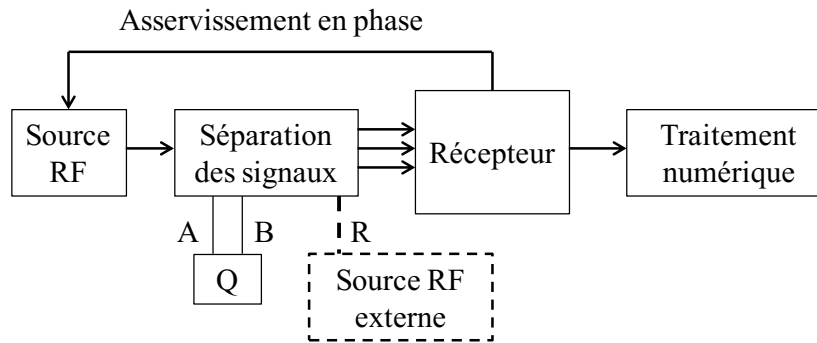


Figure 3.3 Diagramme synoptique d'un analyseur de réseau vectoriel.

Les principales grandeurs accessibles avec un ARV sont les suivantes :

- les paramètres S (S_{11} , S_{22} , $S_{2,1}$ et $S_{1,2}$)
- les impédances à chaque accès du quadripôle (Q) sous test (Z_e et Z_c)
- la phase entre deux signaux (A et R, A et B)

La réalisation d'une mesure précise avec un analyseur de réseau vectoriel nécessite une étape de calibration. Il s'agit de supprimer les imperfections internes (introduites par la chaîne de mesure de l'ARV) ou externes (engendrées par les éléments insérés entre le quadripôle sous test et les ports A ou B). Pour une mesure à un port, on peut identifier trois types d'erreurs :

- l'erreur de directivité E_D due aux fuites RF du signal incident (ou réfléchi) sur la chaîne de mesure du signal réfléchi (ou incident). La directivité finie des coupleurs utilisés est responsable de cette erreur.
- l'erreur de désadaptation liée à la source E_S . Cette erreur englobe non seulement les erreurs liées à l'impédance de la source RF qui n'est jamais exactement 50Ω , mais également les désadaptations engendrées par les discontinuités présentes dans la ligne de propagation en amont du quadripôle sous test.
- l'erreur liée à la réponse fréquentielle de la chaîne de mesure E_R .

Le diagramme de fluence [14], illustré sur la figure 3.4, représente le lien entre le coefficient de réflexion S_{11M} mesuré par l'ARV, le coefficient de réflexion exact S_{11} et les termes d'erreurs E_D , E_S et E_R . La relation entre ces différentes grandeurs s'écrit :

$$S_{11M} = E_D + E_R \frac{S_{11}}{1 - E_S S_{11}} \quad (3.11)$$

L'expression 3.11 comporte trois inconnues qui peuvent être déterminées par l'utilisation de trois charges de calibration, en général un court-circuit (cc), un circuit ouvert (co) et une charge adaptée (Z_0) connectées au niveau du plan de mesure. Les termes d'erreurs sont alors déduits par l'ARV à partir des coefficients de réflexion associés à chacune de ces charges :

$$E_S = \frac{S_{11}^{cc} + S_{11}^{co} - 2S_{11}^{Z_0}}{S_{11}^{co} - S_{11}^{cc}} \quad (3.12)$$

$$E_R = \frac{2(S_{11}^{cc} + S_{11}^{Z_0})(S_{11}^{Z_0} - S_{11}^{co})}{S_{11}^{co} - S_{11}^{cc}} \quad (3.13)$$

$$E_D = S_{11}^{Z_0} \quad (3.14)$$

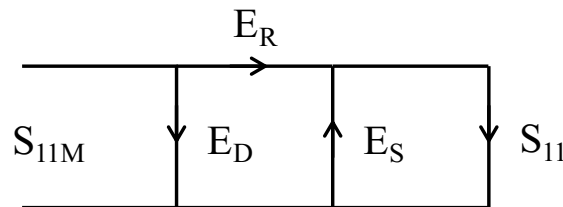


Figure 3.4 Modèle d'erreur pour la mesure de S_{11} .

Ces incertitudes sont prises en compte dans l'évaluation des erreurs sur les mesures d'impédance présentée dans la section suivante.

3.1.3 Méthode A/R pour la mesure d'impédance

Le dispositif expérimental de mesure d'impédance mis en œuvre au cours de cette thèse est représenté schématiquement sur la figure 3.5. Ce dispositif nécessite l'utilisation d'un coupleur bidirectionnel et d'un analyseur de réseau vectoriel muni du port de référence R_{in} pour connecter une source externe de signal hyperfréquence.

- *Calibration et impédance dans le plan de sortie*

L'analyseur de réseau vectoriel utilisé tout au long de ce travail de thèse est le modèle 8753E d'Agilent (0 - 6 GHz). Les ports de mesure A et de référence R_{in} sont connectés aux ports 3 et 4 du coupleur bidirectionnel. Afin de s'assurer que les niveaux des signaux en entrée des ports A et R_{in} sont en dessous des niveaux admissibles par l'ARV (voir tableau 3.2), des atténuateurs sont introduits entre les voies de mesure du coupleur bidirectionnel et de l'ARV. Pour la mesure d'impédance, il est nécessaire de basculer d'un mode de fonctionnement en source interne vers une mode de fonctionnement en source externe. La mesure de l'*impédance d'entrée* est alors déterminée par l'ARV à partir de la division vectorielle du signal réceptionné aux ports A et R_{in} , d'où le nom donné à cette méthode dite A/R.

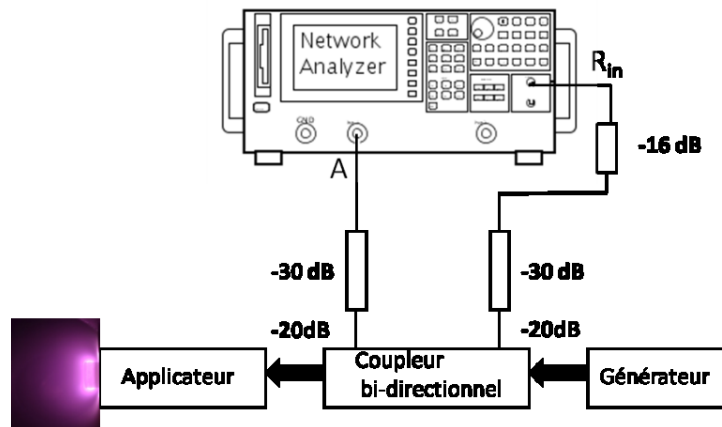


Figure 3.5 Méthode de mesure d'impédance A/R.

Voies ARV	Puissances maximales admissibles (dBm)	Niveaux d'entrée pour $P_g = 200W$ (53 dBm) (dBm)
R_{in}	0	-13
A	10	3

Tableau 3.2 Puissances maximales et niveaux d'entrée pour les voies R_{in} et A.

La *calibration* requise avant la mesure d'impédance est effectuée en utilisant le programme interne de calibration de l'ARV. Un circuit-ouvert et un court-circuit du kit de calibration 85032B sont successivement connectés au niveau du plan de mesure pour une puissance P_i de 50 W. Une charge Radial (50 W) est utilisée à la place de la charge 50 Ω du kit de calibration, cette dernière ne supportant pas une puissance supérieure à 500 mW.

Pour remonter à l'*impédance dans le plan de sortie* d'un applicateur d'onde, deux procédures distinctes ont été développées. Elles sont représentées schématiquement sur la figure 3.7.

La première procédure, dite *hybride*, s'applique au cas d'un applicateur dont la structure mécanique peut être modélisée correctement par la simulation électromagnétique pour en déterminer les coefficients Z_{ij} intrinsèques de l'applicateur. Dans ce cas, la calibration A/R est réalisée en sortie du coupleur bidirectionnel et l'impédance dans ce plan (correspondant donc au plan d'entrée de

l'applicateur) est mesurée. Ensuite, la méthode de changement de plan de référence (décrite dans la section 1.2 du Chapitre 1) est utilisée pour remonter à l'impédance dans le plan de sortie. Lorsque l'applicateur comporte de nombreux joints ou présente une certaine complexité mécanique qui ne peut pas être suffisamment prise en compte par la simulation électromagnétique, cette méthode peut donner lieu à des grandes incertitudes sur les impédances.

La deuxième procédure, entièrement *expérimentale*, consiste à connecter en aval de l'applicateur un tronçon coaxial de 50Ω et à réaliser la calibration A/R directement à sa sortie. Cela suppose la réalisation d'une pièce de transition (avec une connexion de type N) permettant le montage du tronçon de 50Ω sur la partie terminale de l'applicateur. De plus, le tronçon coaxial introduit un décalage de phase qu'il est nécessaire de compenser. Ce déphasage est déterminé expérimentalement en connectant un court-circuit en terminaison de l'applicateur (sans pièce de transition et sans tronçon) et en appliquant un décalage pour revenir au point $Z_c = 0$ sur l'abaque de Smith. **Après cette calibration, l'ARV indique directement la valeur de l'impédance dans le plan de sortie de l'applicateur.**

Cette procédure expérimentale possède l'avantage de pouvoir être utilisée également dans le cas où un adaptateur d'impédance externe est utilisé (si celui est exigé pour la production du plasma). Toutefois, pour l'application de cette procédure, il est impératif que la partie terminale de l'applicateur soit démontable pour pouvoir insérer la pièce de transition et, donc, le tronçon de 50Ω .

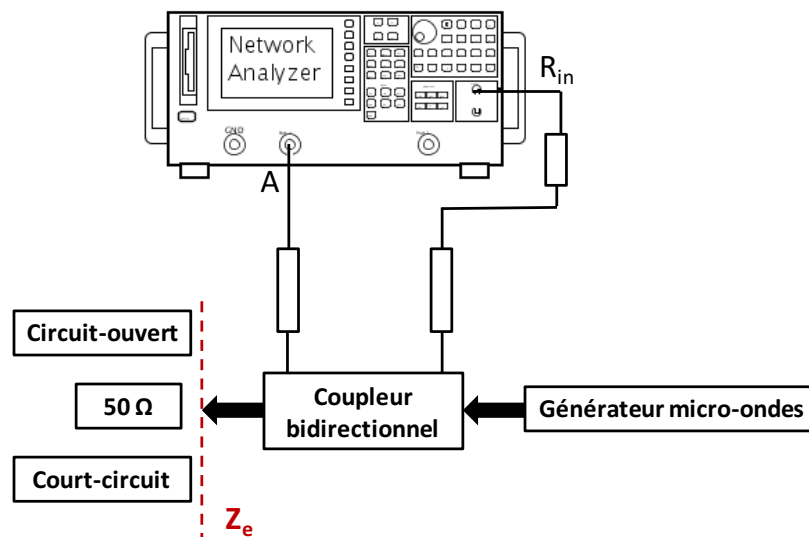


Figure 3.6 Calibration de la méthode A/R dans un plan de mesure.

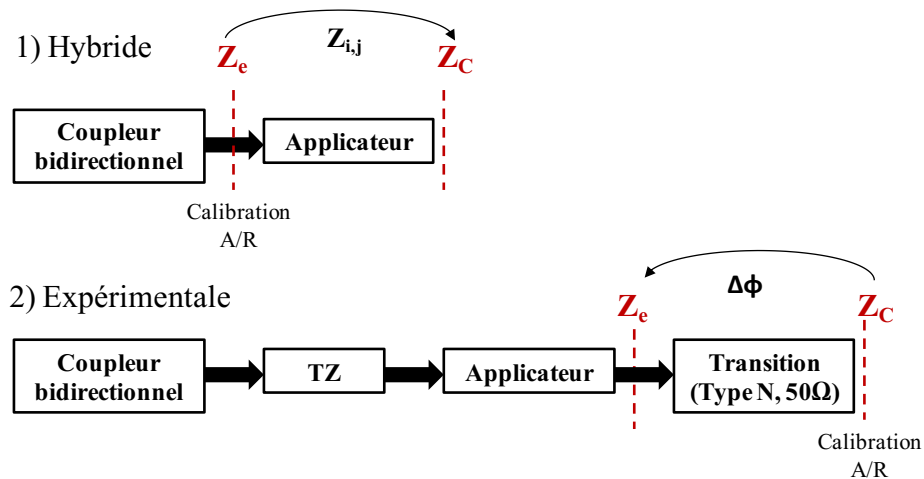


Figure 3.7 Procédures de décalage du plan de mesure vers le plan de sortie d'un applicateur plasma.

- *Incertitudes et validation de la calibration A/R*

Afin d'étudier l'incertitude de la mesure d'impédance par la méthode A/R, les valeurs d'impédance obtenues pour différentes charges ont été comparées aux valeurs de référence obtenues avec l'ARV en fonctionnement standard (mesure à 1 port en utilisant la source interne de l'ARV). Cette charge variable a été obtenue par la mise en série d'une charge de 50Ω avec un adaptateur d'impédance. Celle-ci a été d'abord placée dans le plan de sortie du coupleur bidirectionnel (mesure directe sur ARV) et, ensuite, dans le plan de sortie de la pièce de transition connectée à l'applicateur (mesure en sortie de l'applicateur avec sa pièce de transition). Les mesures ont été effectuées pour une puissance de 50 W à la fréquence de 2,45 GHz.

Incertitudes de la calibration A/R (procédure hybride). Les impédances mesurées en sortie du coupleur bidirectionnel ainsi que les impédances de référence correspondantes sont représentées sur un abaque de Smith (figure 3.8). Un assez bon accord peut être observé entre les deux mesures d'impédance. L'influence du coupleur bidirectionnel utilisé a été étudiée en comparant l'incertitude obtenue pour un coupleur de directivité $D = 30$ dB (Narda 3022A) et un coupleur Sodhy avec une directivité plus faible ($D = 20$ dB). L'incertitude obtenue sur la mesure de la résistance $\Delta R/R$ et de la réactance $\Delta X/X$ est représentée sur la figure 3.9 en fonction des pertes en réflexion. Pour le coupleur Narda, l'incertitude sur la résistance est en dessous de 20% lorsque les pertes par réflexion associées à la charge sont supérieures à 3 dB. Lorsque la charge induit une désadaptation encore plus importante ($RL < 3$ dB) avec une puissance réfléchie au moins supérieure à la moitié de la puissance incidente, $\Delta R/R$ augmente significativement (jusqu'à 60%). L'utilisation d'un coupleur de moins bonne directivité tel que le coupleur Sodhy, induit une erreur encore plus importante avec une incertitude au delà de 20 % dès $RL < 5$ dB. On retrouve ici l'incertitude apportée par l'utilisation d'un coupleur bidirectionnel décrite précédemment.

Si l'on s'intéresse à l'incertitude sur la réactance, on constate que celle-ci est moins importante que l'incertitude obtenue sur la résistance.

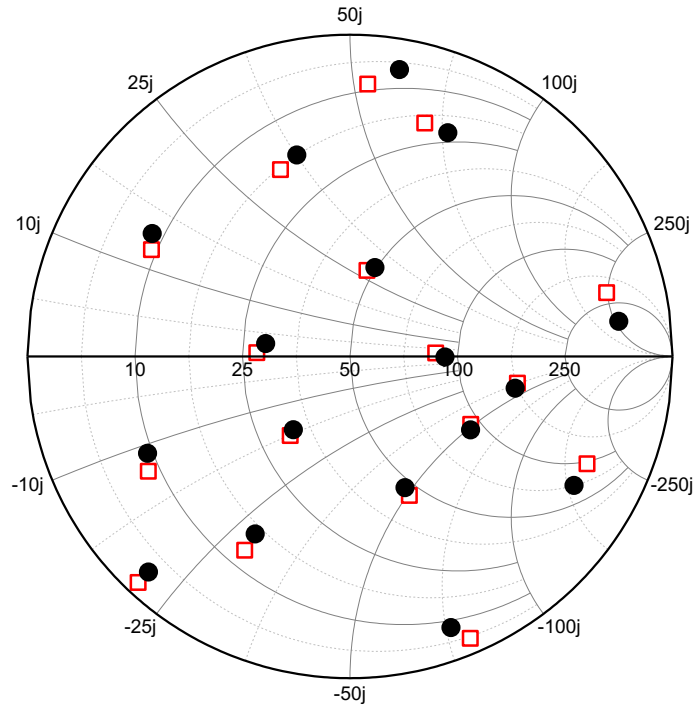


Figure 3.8 Impédances de différentes charges de références obtenues en entrée d'un analyseur vectoriel (ronds pleins) et par la méthode A/R (carrés vides) en sortie de coupleur bidirectionnel (méthode 1).

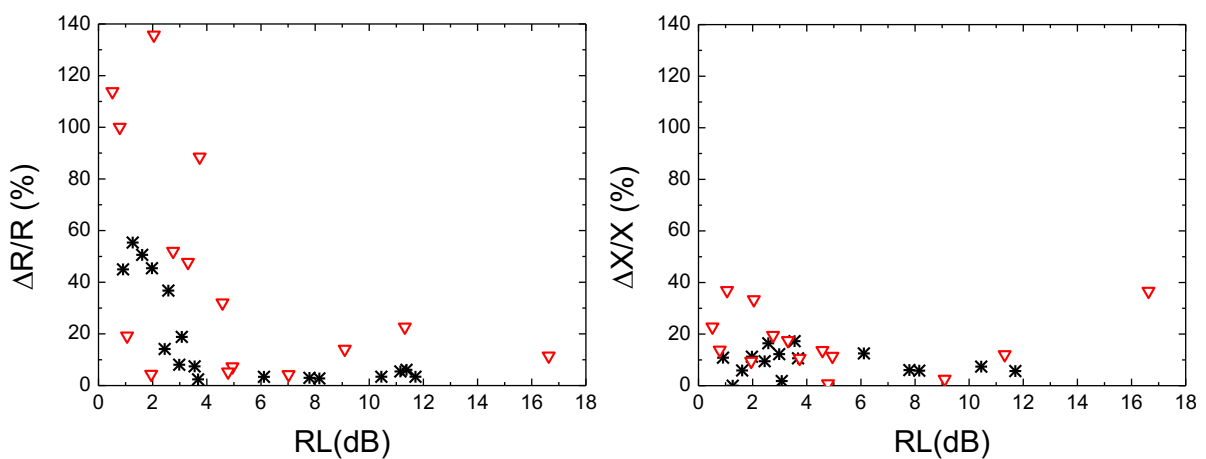


Figure 3.9 Erreurs relatives sur la résistance et la réactance en fonction des pertes en réflexion pour deux coupleurs bidirectionnels avec une directivité respective de 20 dB (triangles vides) et 30 dB (croisillons)

Incertitudes de la calibration A/R (procédure expérimentale). Les valeurs des impédances de référence ont été comparées aux valeurs obtenues par la procédure expérimentale de calibration. Pour ce test, un applicateur de configuration dipolaire a été utilisé. Malgré la présence de joints et de défauts de conception dans la structure électromagnétique de l'applicateur dipolaire, la figure 3.10 montre un très bon accord entre les impédances correspondantes.

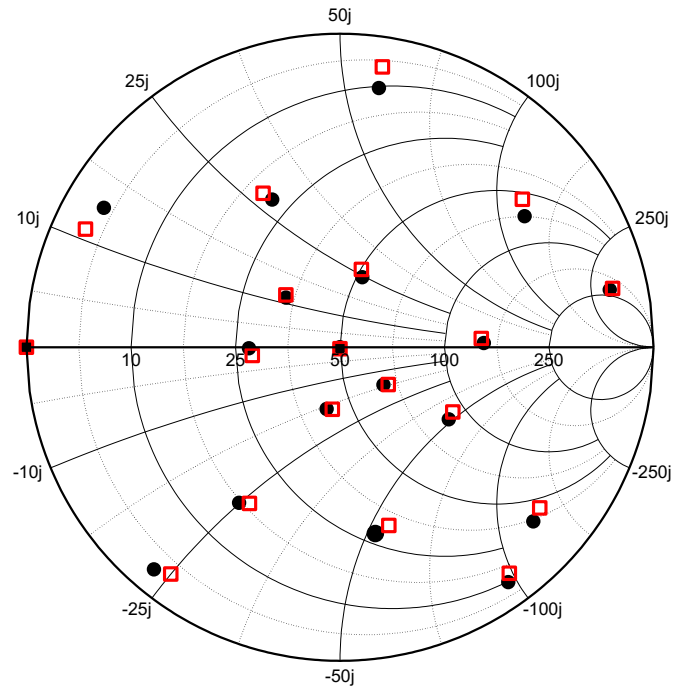


Figure 3.10 Impédances des différentes charges de référence obtenues en entrée d'un analyseur vectoriel (ronds pleins) et par la méthode A/R de calibration (carrés vides).

L'évaluation de l'incertitude conduite dans cette section nous a permis d'établir la validité de la calibration A/R dans un plan situé en amont ou en aval d'un applicateur plasma. Il a pu être constaté que les performances électromagnétiques du coupleur bidirectionnel, notamment au travers de sa directivité, est un point critique pour la précision de la mesure.

Lorsqu'une procédure de post-traitement est appliquée (ici, méthode de changement du plan de référence), la validité de la méthode de détermination d'impédance peut être à nouveau discutée comme nous le verrons dans le Chapitre 4 en comparant l'impédance mesurée en sortie d'applicateur à vide avec celle déterminée soit par un modèle analytique soit par la simulation électromagnétique.

3.2 Techniques de caractérisation électrique du plasma

3.2.1 Sonde de Langmuir

Pour la caractérisation électrique du plasma, une sonde de Langmuir cylindrique de rayon $r = 0,18$ mm et longueur $L = 7$ mm a été utilisée. L'exploitation des données d'une courbe de sonde permet d'extraire les principaux paramètres plasma tels que :

- les densités des électrons et des ions (n_e, n_i)
- les potentiels flottant (V_f) et plasma (V_p)
- la température électronique (T_e)
- la fonction de distribution en énergie des électrons (fdee).

Le principe de fonctionnement de la sonde de Langmuir et du domaine de validité de différentes théories de collections nécessaires à l'extraction des paramètres plasma est présenté dans l'Annexe 1.

3.2.2 Méthode d'auto-interférométrie

La méthode d'auto-interférométrie [72] est une technique expérimentale utilisée pour déterminer le profil longitudinal de la densité dans les plasmas à onde de surface (POS), onde qui se développe à l'interface plasma /diélectrique (métal).

Dans le contexte de mon travail de thèse, cette technique expérimentale a été utilisée pour la caractérisation d'un nouveau type d'excitateur micro-onde pour la production du plasma présenté dans le Chapitre 5. Elle repose sur l'utilisation simultanée de la théorie de propagation d'une onde de surface et des mesures expérimentales du nombre d'onde. Les rappels théoriques sont présentés dans l'Annexe 2 et cette section ne présente que la procédure expérimentale en considérant comme point de départ l'équation 3.15 [73] :

$$\frac{\omega_{SW}}{\omega_p} < \frac{1}{\sqrt{1+\varepsilon}} \quad (3.15)$$

qui exprime la condition de propagation d'une onde de surface de pulsation $\omega = \omega_{SW}$ le long d'un diélectrique de permittivité relative ε . Cette équation montre que, contrairement à la propagation d'une onde EM dans un plasma infini, une onde de surface ne peut se propager que si le plasma est sur-critique. Ceci est montré sur la figure 3.11 qui représente une courbe de phase tracée pour un système cylindrique à trois milieux plasma-quartz-air (Annexe 2) caractérisé par : $a = 3,5$ mm (rayon intérieur), $b = 4,5$ mm (rayon extérieur), $f = 2,45$ GHz (fréquence de l'onde), $\varepsilon = 3,75$ (permittivité du tube diélectrique), coefficient d'atténuation (équation 3.16) négligé.

Dans cette section et l'Annexe 2 associée, nous avons choisi les notations habituellement utilisées pour les ondes de surface, à savoir le nombre d'onde noté par γ , avec la partie propagative β et le coefficient d'atténuation de l'onde α :

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (3.16)$$

Par conséquent, le coefficient k intervenant plus loin, dans la section 3.2.3 représente un facteur de correction et non pas un nombre d'onde.

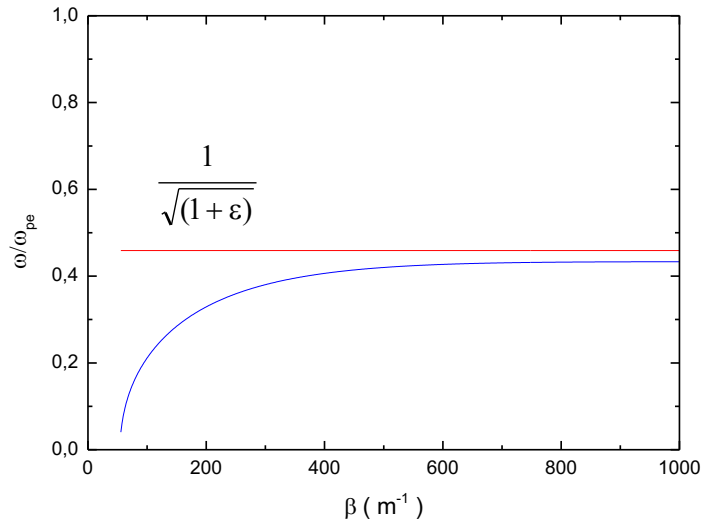


Figure 3.11 Courbe de phase d'une onde de surface pour le mode $m = 0$ obtenue par la résolution de l'équation de dispersion pour un système à trois milieux plasma-quartz-air [Annexe 2].
($a = 3,5$ mm, $b = 4,5$ mm, $f = 2,45$ GHz, $\epsilon_d = 3,75$)

La figure 3.12 représente le dispositif expérimental utilisé pour déterminer le nombre d'onde longitudinal $\beta(z)$ en fonction des paramètres de décharge (a , b , ϵ_d , m). Une antenne fine, généralement un câble micro-coaxial dénudé, mesure un signal proportionnel au champ électrique instantané à proximité de l'antenne. L'utilisation d'un mélangeur permet d'effectuer le produit entre un signal de référence (image du signal délivré par le générateur) et le signal mesuré par l'antenne. En associant un filtre passe-bas, seule la composante de fréquence nulle du produit des signaux est conservée. La répétition de cette mesure le long de l'axe de la décharge conduit à la description d'une fonction pseudo-périodique $f(z)$. La longueur d'onde entre deux maxima de la courbe $f(z_i)$ et $f(z_j)$ permet d'établir le nombre d'onde β correspondant au point médian des deux points respectifs :

$$\beta\left(\frac{z_i+z_j}{2}\right) = \frac{2\pi}{\lambda\left(\frac{z_i+z_j}{2}\right)} = \frac{2\pi}{z_j - z_i} \quad (3.17)$$

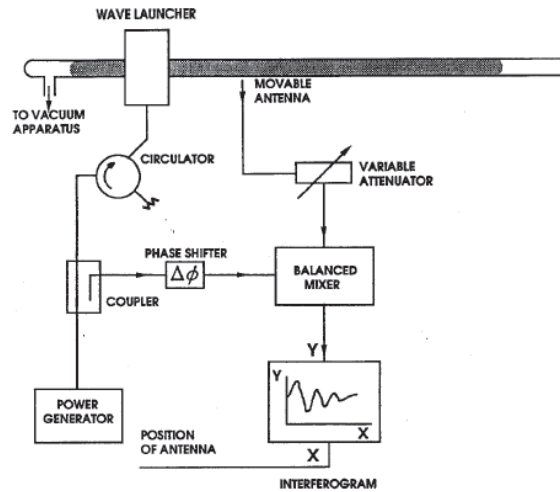


Figure 3.12 Dispositif d’auto-interférométrie pour la caractérisation d’un plasma à onde de surface [72].

Le dispositif expérimental que nous avons utilisé diffère uniquement par l'utilisation d'un analyseur de réseau vectoriel qui permet, au lieu d'une mesure de la composante issue du produit des deux signaux, de mesurer directement la phase φ entre le signal de l'antenne et l'image du signal du générateur de puissance. L'équation 3.17 reste valide, mais donne cette fois-ci le point médian entre deux points z_i et z_j de même phase.

La figure 3.13 schématise la méthode d’auto-interférométrie de détermination du profil de densité utilisée dans le cadre de cette thèse. Un programme Matlab a été employé pour déterminer les couples (z_i, z_j) des points de même phase à partir du profil expérimental de la phase $\varphi(z)$. Les nombres d’onde correspondant aux points médians $(z_i+z_j)/2$ sont alors déduits. A partir de ces valeurs et du calcul de la courbe de phase, effectué également à l’aide de Matlab, le profil de la densité du plasma peut être extrait. On notera que la résolution spatiale est augmentée au détriment de la précision de mesure si l’on considère les points espacés d’une demi-longueur d’onde plutôt que d’une longueur d’onde.

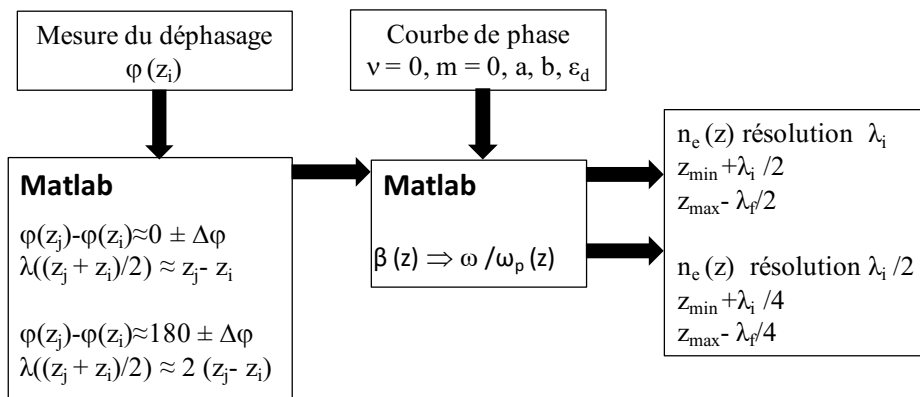


Figure 3.13 Procédure de détermination de la densité électronique à partir de la mesure de phase.

3.2.3 Sonde d'absorption

La sonde de Langmuir peut être sujette à des dérives dues au recouvrement de la sonde par une couche isolante ou à sa détérioration dans le temps. Afin de pouvoir caractériser un plasma susceptible de créer des dépôts sur la sonde, Kokura *et al.* [74] ont développé une sonde d'absorption dite « PAP » (plasma absorption probe) qui est isolée du plasma par une gaine diélectrique. Elle permet un suivi fiable de la densité électronique même en présence de plasmas réactifs [75].

Une sonde PAP a été conçue afin de disposer d'un moyen de diagnostic alternatif à la sonde de Langmuir lorsque cette dernière ne peut être utilisée à cause, soit d'un plasma contaminant, soit des pressions suffisamment élevées pour lesquelles l'exploitation des courbes de sonde demeure inefficace (gaines collisionnelles).

Le principe de fonctionnement de la sonde d'absorption repose sur l'interaction d'une onde électromagnétique avec le plasma et, en particulier, sur la formation d'une onde de surface au niveau de la sonde.

La sonde d'absorption plasma, représentée sur la figure 3.14, a été réalisée à partir d'un câble coaxial semi-rigide (50Ω) de diamètre extérieur 3,58 mm entouré d'une gaine en alumine de permittivité ϵ . L'âme centrale de la terminaison coaxiale est volontairement prolongée de 3,4 mm. Cette terminaison constitue une antenne monopole, qui améliore la sensibilité du dispositif. Un passage étanche permet d'insérer la sonde jusqu'au point de mesure dans le volume du plasma. Les propriétés de la sonde dépendent de ses dimensions caractéristiques données dans le tableau 3.5. Le câble coaxial est connecté à un analyseur de réseau vectoriel (ARV).

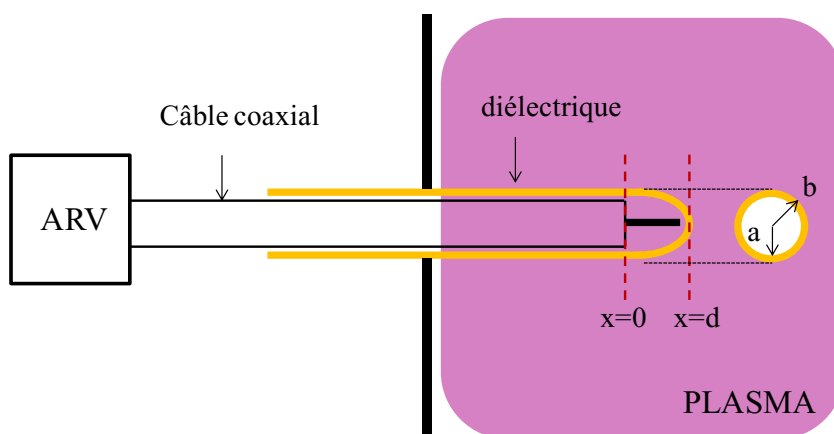


Figure 3.14 Schéma de la sonde à absorption.

ε	a	b	Longueur de l'antenne	d
	(mm)	(mm)	(mm)	(mm)
9,7	4	6	3,4	4,4

Tableau 3.5 Paramètres de la sonde d'absorption.

Fonctionnement de la sonde. L'ARV génère un signal électromagnétique de 1 mW dans la gamme de fréquence 0-6 GHz. Ce signal est rayonné dans le plasma et, selon les densités locales du plasma, la totalité ou une partie du signal est réfléchi vers l'analyseur de réseau. Ce signal est mesuré par l'ARV à travers le coefficient de réflexion S_{11} . Lorsque l'onde initiale envoyée par l'ARV satisfait à la condition de l'équation 3.15, une onde de surface se forme et se propage le long de l'interface diélectrique-plasma et aucun signal réfléchi n'est plus envoyé à l'ARV (minimum de coefficient S_{11}). Dans ce cas, à partir de l'égalité entre les deux membres de l'équation 3.15, il est possible de déterminer ω_p et donc la densité électronique du plasma. Toutefois, en pratique, il est difficile de mesurer directement la pulsation de l'onde de surface ω_{sw} . En général, le spectre typique de S_{11} fait apparaître un minimum à une fréquence d'absorption ω_a reliée à ω_{sw} (et implicitement à ω_p par l'équation 3.15) par un facteur k qui dépend uniquement des caractéristiques de la sonde utilisée :

$$k(a, b, d, \varepsilon) \cdot \omega_a = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \varepsilon}} \quad (3.18)$$

La densité électronique peut être donc exprimée en fonction de ce coefficient k et de la fréquence d'absorption ω_a :

$$n = (1 + \varepsilon) \frac{m\varepsilon_0}{e^2} k^2 \omega_a^2 \quad (3.19)$$

La figure 3.15 représente le spectre du coefficient de réflexion obtenu à différentes puissances pour un plasma micro-onde d'argon à une pression 140 mTorr. On observe un minimum qui se déplace vers les hautes fréquences lorsque la puissance transmise au plasma augmente.

Pour déduire les densités du plasma il faut connaître de manière précise le facteur k intrinsèque à la sonde. Pour ce faire, plusieurs méthodes sont possibles. Kokura *et al.* [74] proposent d'utiliser les minima secondaires parfois observés à plus basse fréquence pour lesquels l'approximation $\omega_a \approx \omega_{sw}$ est davantage valide. Cependant, comme on peut le voir sur la figure 3.15, seule la courbe D fait apparaître un minimum secondaire de faible intensité. Afin de calibrer la sonde d'absorption, nous avons préféré utiliser la sonde de Langmuir pour déterminer le facteur k de manière empirique en se mettant, bien évidemment, dans des conditions de pression où le traitement des courbes de sonde est valide. Préalablement à cette calibration, le modèle théorique des courbes de dispersion et la simulation électromagnétique ont été utilisés pour effectuer une première estimation de ce facteur.

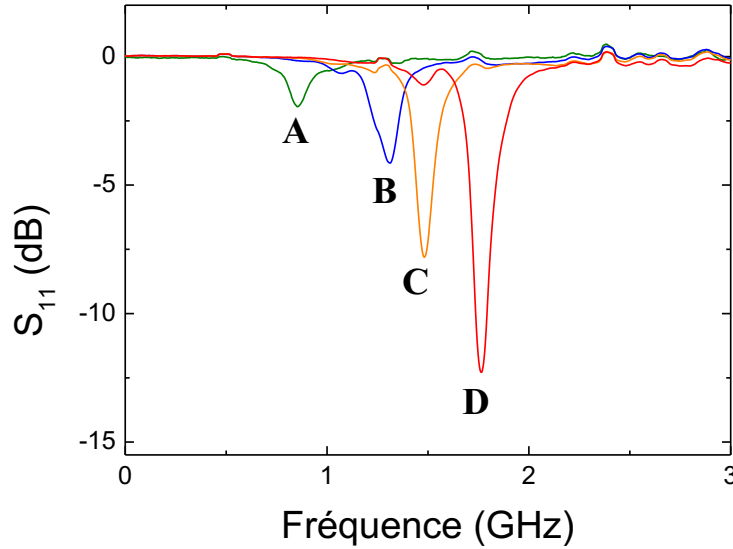


Figure 3.15 Coefficients de réflexion en fonction de la fréquence pour une puissance transmise au plasma de 10, 30, 50 et 100W identifiés respectivement par A, B, C, et D sur la figure (Ar, $p = 140$ mTorr).

Détermination du facteur k par modèle théorique. La condition de résonance à l'origine du minimum de réflexion a été étudiée par Kokura et al. [74] à partir des travaux de Trivelpiece et Gould sur les ondes de surface [73] en résolvant l'équation de dispersion au niveau de la tête de sonde ($0 < x < d$, cf. figure 3.14) et au niveau de la partie coaxiale ($x < 0$). L'équation de dispersion pour un système à 3 milieux pour la tête de sonde ($0 < x < d$) et celle du système métal-diélectrique-plasma au niveau de la partie coaxiale ($x < 0$) s'écrit:

$$\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \frac{1}{\varepsilon} = \frac{K_m(\beta b)}{K'_m(\beta b)} \cdot \frac{f \cdot I'_m(\beta b) + g \cdot K'_m(\beta b)}{f \cdot I_m(\beta b) + g \cdot K_m(\beta b)} \quad (3.20)$$

$$\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \frac{1}{\varepsilon} = \frac{K_m(\beta b)}{K'_m(\beta b)} \cdot \frac{I'_m(\beta b)K_m(\beta a) + K'_m(\beta b)I_m(\beta a)}{I_m(\beta b)K_m(\beta a) - K_m(\beta b)I_m(\beta a)} \quad (3.21)$$

Les coefficients f et g sont donnés par :

$$f = I_m(\beta b) \left[\varepsilon I_m(\beta a) K'_m(\beta a) - I'_m(\beta a) K_m(\beta a) \right] \quad (3.22)$$

$$g = (1 - \varepsilon) I'_m(\beta a) I_m(\beta a) \quad (3.23)$$

I_m , K_m , I'_m et K'_m désignent les fonctions de Bessel modifiées de première et seconde espèces et leurs dérivés premières.

La figure 3.16 montre les résultats de la résolution des équations 3.20 et 3.21 avec les caractéristiques de la sonde précisées dans le tableau 3.5, pour le mode fondamental $m = 0$. Lorsque $\omega/\omega_p \geq 0,35$, l'équation de dispersion pour la partie coaxiale n'admet pas de solutions contrairement à la tête de sonde où la propagation d'une onde de surface est possible. Tout se passe comme si l'onde de surface se réfléchissait au niveau du plan de la terminaison coaxiale ($x = 0$). Ce phénomène a été comparé par Kokura au cas d'une cavité résonante où l'onde électromagnétique incidente est complètement emmagasinée dans la cavité lorsque la demi-longueur d'onde ou ses multiples sont égaux à la dimension caractéristique de la cavité. Par analogie, au niveau de la tête de sonde on peut écrire la relation suivante :

$$\frac{n\lambda}{2} = d \quad (3.24)$$

En utilisant la dimension de la tête de notre sonde pour la condition de résonance 3.24, on détermine une longueur d'onde de résonance de 8,8 mm pour $n = 1$. Cette longueur fixe alors la valeur (ω/ω_p) au-delà de laquelle l'onde ne se propage que sur la tête de la sonde. Le couple des valeurs $(\omega/\omega_p) = 0,4$ et $\lambda = 8,8$ mm peut être défini comme point de fonctionnement.

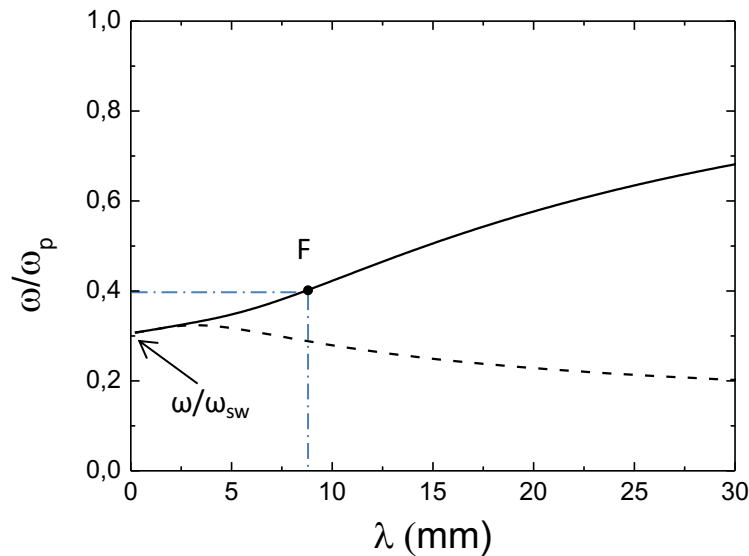


Figure 3.16 Courbes de dispersion pour le mode $m = 0$ obtenue pour la tête de sonde avec $0 < x < d$ (trait discontinu) et pour la partie coaxiale $x < 0$ (trait continu).

Expérimentalement, l'ARV permet de balayer en fréquence la droite d'abscisse $\lambda = 8,8$ mm jusqu'au point de fonctionnement F où un minimum de S_{11} apparaît pour :

$$\left(\frac{\omega_a}{\omega_p}\right)_F \approx 0,4 \quad (3.25)$$

Le facteur théorique k_{th} est ensuite déterminé (cf. équations 3.18 et 3.25) par :

$$k_{th} = \frac{(\omega_p/\omega)_F}{\sqrt{1+\epsilon}} \approx 0,76 \quad (3.26)$$

Il est important de noter que le calcul théorique ne prend pas en compte certains effets géométriques de la sonde comme, par exemple, la forme arrondie de la terminaison de la gaine diélectrique. De même, le modèle de la cavité résonnante est en principe valide lorsque $b \ll d$ alors que dans notre cas nous avons $b \approx d$. Afin de tenir compte de la structure complexe de la sonde, la simulation électromagnétique, décrite ci-dessous, a été utilisée.

Détermination du facteur k par la simulation CST. La simulation CST (modèle à 1 port, cf. section 1.3) a été utilisée pour déterminer le coefficient de réflexion en fonction de la fréquence de l'onde qui interagit avec un plasma de densité fixée. Le plasma est considéré homogène autour de la sonde (figure 3.17) et sa permittivité est introduite en utilisant le modèle de Drude (la fréquence de collision a été fixée à 10^9 s^{-1}).

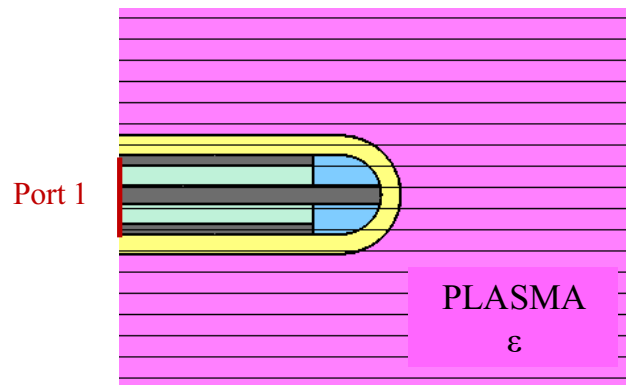


Figure 3.17 Représentation du système (sonde + plasma) simulé par CST.

Le coefficient de réflexion obtenu pour trois densités du plasma est représenté sur la figure 3.18. De la même manière que sur les spectres expérimentaux donnés sur la figure 3.15, le minimum du S_{11} se décale vers les fréquences plus élevées et l'intensité du minimum devient de plus en plus importante lorsque la densité du plasma augmente. Le modèle décrit bien le comportement typique d'une sonde d'absorption.

Le tableau 3.6 indique les fréquences d'absorption obtenues à partir des spectres simulés pour différentes valeurs de densité, ainsi que les facteurs de correction associés (cf. équation 3.18). A partir de ces résultats, on trouve un facteur moyen $\langle k \rangle \approx 0,72$.

On peut noter que les deux approches, théorique et simulation CST, conduisent à des facteurs correctifs comparables. Toutefois, de la même manière que le modèle analytique, la simulation CST comporte certaines approximations, puisqu'elle ne prend pas en compte l'inhomogénéité du plasma et la gaine autour de la sonde. L'influence de la fréquence de collisions qui est liée à la pression de travail n'a également pas été prise en compte pour cette évaluation du coefficient k .

Une méthode plus rigoureuse de calibration de la sonde d'absorption consiste à utiliser une autre méthode de diagnostic. Cette méthode de calibration par mesure comparative est explicitée ci-dessous.

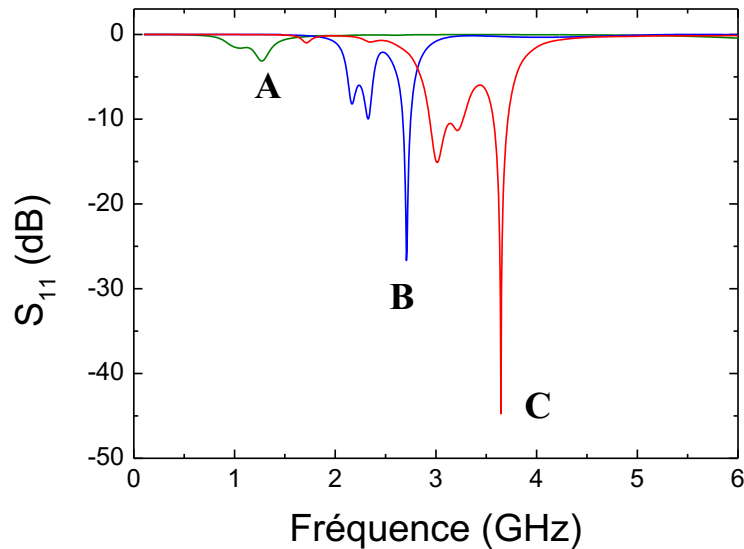


Figure 3.18 Coefficients de réflexion obtenus par la simulation CST (modèle à 1 port) de la sonde d'absorption pour trois densités plasma : $(1, 5 \text{ et } 10) \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ identifiés respectivement par A, B, et C.

ν s^{-1}	$n (\times 10^{11})$ cm^{-3}	$\omega_p (\times 10^{10})$ rad.s^{-1}	$\omega_a (\times 10^{10})$ rad.s^{-1}	k	$\langle k \rangle$	k_{th}
10^9	1	1,78	0,798	0,68	0,72	0,76
	3	3,09	1,34	0,70		
	5	3,99	1,70	0,72		
	8	5,05	2,09	0,74		
	110	5,64	2,29	0,75		

Tableau 3.6 Résultats de la simulation CST.

Détermination du facteur k par calibration à l'aide d'une sonde de Langmuir. Pour déterminer expérimentalement le facteur de correction, des mesures comparatives de sonde de Langmuir et de sonde d'absorption ont été réalisées dans un plasma d'argon. Plusieurs pressions ont été choisies (2,2 mTorr, 10 mTorr, 140 mTorr, 320 mTorr et 1 Torr) et pour chacune de ces pressions, des mesures par les deux techniques ont été effectuées pour des puissances transmises de 10, 30, 50, 80, 100 et 130 W. L'ensemble de ces mesures a conduit à 30 points de calibration. Les mesures de sonde de Langmuir ont été obtenues avec une sonde de 0,35 mm de diamètre et de 7 mm de longueur en utilisant le logiciel de traitement du dispositif commercial SmartProbe (Scientific System). A partir de l'équation 3.19, le facteur k_j a été calculé pour chaque point de calibration j :

$$k_j = \sqrt{\frac{n_j}{(1 + \varepsilon) \frac{m\varepsilon_0}{e^2} \omega_{a,j}^2}} \quad (3.27)$$

où n_j est la densité déterminée par le logiciel de traitement des courbes de sonde et $\omega_{a,j}$ représente la fréquence d'absorption mesurée expérimentalement avec l'ARV pour chaque point de calibration j .

La figure 3.19 représente l'évolution de k en fonction de la pression pour différentes puissances. On constate que la dispersion de k est importante, avec des valeurs comprises entre 0,36 et 0,74. Comme discuté dans l'Annexe 1, la validité du traitement des courbes de sonde par le système commercial peut être mise en cause. En effet, malgré l'étendue importante des paramètres opératoires examinés, une seule théorie de collection est utilisée par le logiciel SmartProbe pour déterminer la densité ionique (théorie de Laframboise). Pour cette raison, le programme de traitement des courbes de sonde développé en interne (système Quëdo) a également été utilisé. Le facteur de correction k ainsi déterminé est représenté sur la figure 3.20 qui fait apparaître une dispersion moins importante (entre 0,44 et 0,6) et une moyenne de $\langle k \rangle = 0,51 \pm 0,05$.

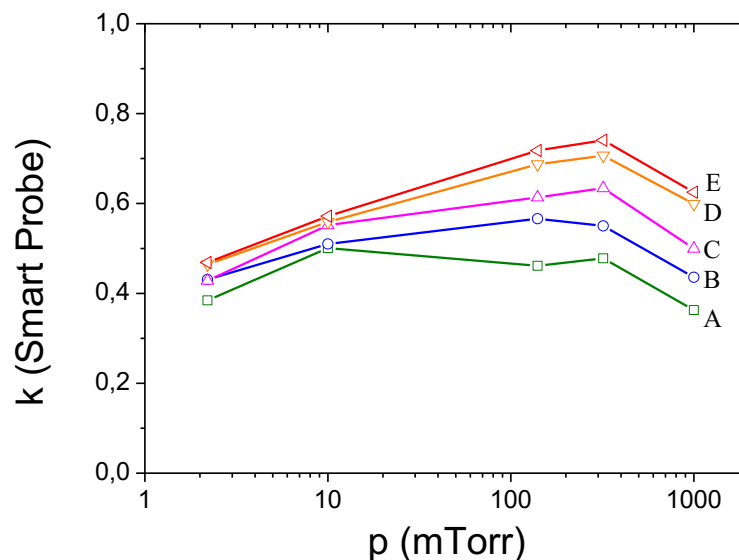


Figure 3.19 Évolution du facteur correctif en fonction de la pression pour une puissance transmise de $P = 10, 30, 50, 80$ et 100 W correspondant respectivement à A, B, C, D, et E. (densité ionique donnée par le système commercial Smart Probe)

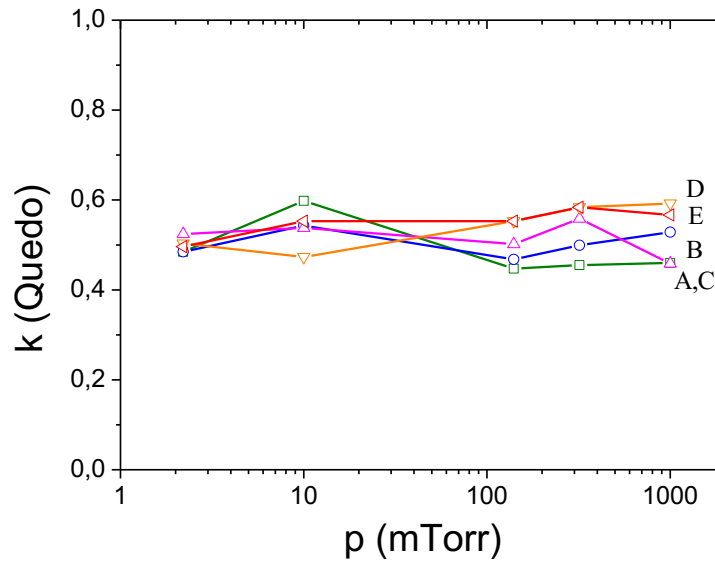


Figure 3.20 Évolution du facteur correctif en fonction de la pression pour une puissance transmise de $P = 10, 30, 50, 80$ et 100 W correspondant respectivement à A, B, C, D, et E. (densité ionique donnée par le programme LPSC)

Le facteur moyen a ensuite été utilisé pour déterminer les densités électroniques à partir des fréquences d'absorption mesurées en utilisant l'équation 3.19. La comparaison des résultats obtenus avec les deux techniques de mesures est illustrée sur la figure 3.21. A partir de l'écart type déterminé sur $\langle k \rangle$ et de l'équation 3.19, des barres d'erreur de $\pm 20\%$ ont été établies pour les densités mesurées par sonde d'absorption. Pour les densités obtenues par le système du LPSC (Quëdo) les barres d'erreurs ont été fixées à $\pm 10\%$, ce qui constitue l'incertitude généralement considérée pour une mesure de densité par sonde de Langmuir. On constate une bonne corrélation entre les deux types de mesure sur l'ensemble de conditions opératoires.

Certaines limitations peuvent être rencontrées lors de l'utilisation d'une sonde d'absorption. Du point de vue expérimental, il est important de vérifier le niveau d'entrée du signal reçu par la sonde sous peine d'endommager l'analyseur de réseau vectoriel. La présence de mode d'absorption d'ordre supérieur peut s'avérer une source d'erreur dans la détermination de la fréquence du minimum principal. Ce cas de figure est principalement rencontré à partir de quelques Torr et lorsque la densité est élevée. Enfin, la sensibilité peut être également un problème dans le cas le plus défavorable d'un plasma à haute pression et de faible densité où le pic d'absorption de faible intensité est élargi. Néanmoins, Nakamura et *al.* [76] ont montré qu'il était possible de modifier la conception de la sonde d'absorption pour améliorer sa sensibilité aux plus hautes pressions.

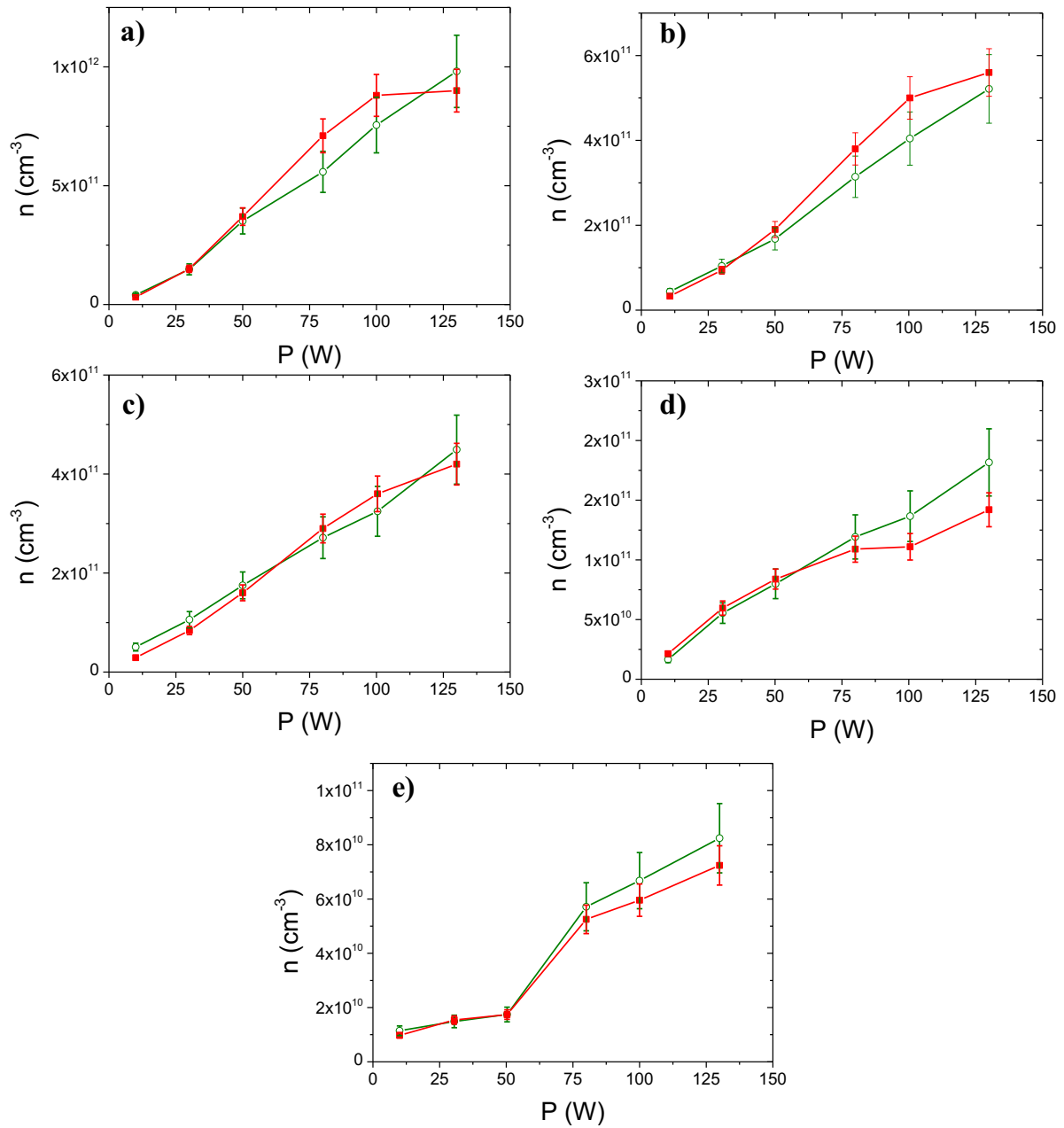


Figure 3.22 Densités du plasma en fonction de la puissance transmise P pour $p = 1$ Torr, 320 mTorr, 140 mTorr, 10 mTorr, et 2,2 mTorr correspondant dans l'ordre aux graphiques de a) à e) obtenues avec la sonde d'absorption (ronds vides) et la sonde de Langmuir-programme Quedo (carrés pleins). (n_e a été utilisée pour les figures a), b), et c) et n_i pour les figures d) et e).

Conclusion du Chapitre 3

L'objectif de ce chapitre était de présenter les différentes techniques expérimentales mises en œuvre pour la qualification des performances électromagnétiques et électriques des plasmas étudiés dans le cadre de cette thèse.

La méthode A/R basée sur le fonctionnement en source externe d'un analyseur réseau vectoriel permet de déterminer l'impédance dans un plan d'intérêt en utilisant une procédure de calibration appropriée. Si la structure terminale de l'applicateur permet le raccordement d'une pièce d'adaptation (avec une connexion de type N), la calibration est réalisée en aval de l'applicateur. La détermination de l'impédance à l'interface plasma-applicateur est alors déduite par un simple déphasage obtenue en court-circuitant le plan de sortie de l'applicateur.

Lorsque le plan de sortie ne permet pas une telle réalisation mécanique, la calibration est réalisée dans le plan d'entrée de l'applicateur et la détermination de l'impédance impose l'utilisation de la méthode de changement de plan de référence décrite dans le Chapitre 1.

L'étude effectuée pour un nombre conséquent de charges de référence a démontré la validité et la précision de la méthode A/R. L'importance de la directivité du coupleur sur les mesures d'impédance a été également mise en évidence.

Pour la caractérisation électrique du plasma, deux méthodes ont été présentées : sonde de Langmuir et sonde d'absorption. Pour la sonde de Langmuir seuls les paramètres qui peuvent en être déduits ont été rappelés, tandis que la sonde d'absorption a été présentée plus en détail. En effet, son utilisation dans la détermination de la densité électronique du plasma exige l'introduction d'un facteur correctif reliant la fréquence de l'onde de surface au signal fourni par l'ARV. A titre comparatif, trois approches de détermination de ce facteur ont été présentées et les valeurs obtenues sont de même ordre de grandeur.

Dans cette section, nous avons également montré comment déterminer le profil de la densité d'un plasma à partir de la mesure de la constante de propagation d'une onde de surface en utilisant un analyseur de réseau vectoriel.

CHAPITRE 4. Étude expérimentale des sources plasma micro-onde magnétisé

Introduction du Chapitre 4

Ce chapitre porte sur l'étude expérimentale effectuée en utilisant trois applicateurs coaxiaux terminés par deux types de configurations, à savoir, la configuration tête-bêche et la configuration dipolaire. Ces configurations sont décrites dans la première section de ce chapitre en précisant les similitudes et les différences entre ces configurations.

Le travail expérimental consiste essentiellement à déterminer, d'une part, les propriétés électriques du plasma, et, d'autre part, l'impédance à l'interface applicateur-plasma. Cette étude est menée en utilisant un applicateur de configuration tête-bêche qui permet d'explorer un large domaine de pressions et de puissances (Section 4.2). En plus de l'évaluation de ses performances en termes de production de charges, cette étude a pour objectif d'établir la relation entre les régimes de fonctionnement constatés et l'efficacité de couplage de l'onde avec le plasma.

Un autre objectif proposé dans ce chapitre est d'étudier l'influence sur l'impédance, et donc sur le couplage, des dimensions et de la fréquence d'excitation des applicateurs coaxiaux.

L'influence de la géométrie est étudiée dans la Section 4.3 sur une configuration tête-bêche de dimensions réduites et, implicitement, de champ magnétique moins intense. Les dimensions de cette configuration satisfont les hypothèses du modèle de Balmain d'une antenne monopôle. De ce fait, la comparaison des résultats expérimentaux avec ceux déterminés par la modélisation analytique et numérique (CST) est également présentée.

En ce qui concerne l'impact de la fréquence d'excitation, celui-ci est examiné dans la Section 4.4 sur la configuration tête-bêche examinée à 2,45 GHz dans la Section 4.2. L'analyse comparative et les conclusions sur les conséquences de la diminution de la fréquence sont présentées dans la perspective d'un transfert de technologie 2,45 GHz → 352 MHz.

Enfin, la dernière section de ce chapitre est une discussion autour des phénomènes constatés lors de l'étude paramétrique de la configuration tête-bêche à 2,45 GHz. Ces mêmes phénomènes sont reproduits et décrits dans cette section sur la configuration dipolaire qui facilite, pour des considérations géométriques, la mise en corrélation des régimes de fonctionnement, modes électromagnétiques et mécanismes d'absorption.

4.1 Structures d'applicateurs étudiées

4.1.1 Configurations terminales des applicateurs

Trois applicateurs ont été étudiés en mettant l'accent sur leurs propriétés en termes de couplage, de régime de fonctionnement et de performances plasma. Une partie non négligeable du temps de mon travail a été consacrée à la simulation globale de ces applicateurs, du plan d'entrée jusqu'au plan de sortie, pour en déterminer leurs caractéristiques intrinsèques, impédances caractéristiques dans le plan de sortie, leur capacité en transmission, etc. Toutefois, vu les objectifs finaux proposés, nous ne concentrons la présentation que sur leur configuration terminale. Celles-ci sont représentées schématiquement sur la figure 4.1 et leurs dimensions caractéristiques sont précisées dans le tableau 4.1.

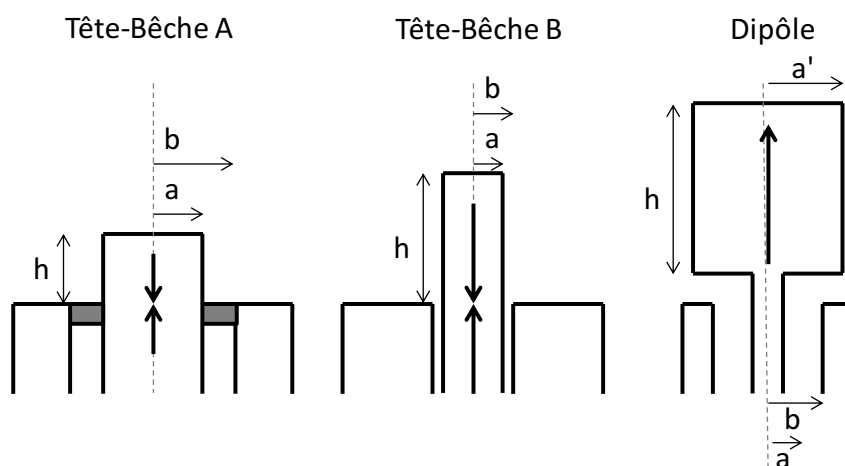


Figure 4.1 Structure terminale des applicateurs caractérisés.

Dimensions caractéristiques (mm)	Tête-Bêche A (TBA)	Tête-Bêche B (TBB)	Dipôle (DP)
	$Z_V = 3 - j18 \Omega$	$Z_V = 6 - j38 \Omega$	$Z_V = 29 - j23 \Omega$
	$Z_N^{2,45} = 17 \Omega$	$Z_N^{2,45} = 13 \Omega$	
	$Z_N^{352} = 118 - j150 \Omega$		
a	12	5,8	4
a'	×	×	12
b	15	7,25	8
b-a	3	1,45	4
b/a	1,25	1,25	2
h	12	16,5	32
a/h	1	0,35	0,37 (a'/h)

Tableau 4.1 Dimensions caractéristiques de la structure terminale des applicateurs étudiés.

Pour alléger l'écriture, dans ce qui suit, les abréviations suivantes sont utilisées : TBA pour la configuration tête-bêche A, TBB pour tête- bêche B et, enfin, DP pour la configuration dipolaire.

Pour la configuration TBA, l'étanchéité au vide de l'applicateur est assurée par une fenêtre diélectrique (alumine) brasée, positionnée dans le plan de sortie de l'applicateur tel que défini dans le Chapitre 1. Cette fenêtre est en contact direct avec le plasma et, pour certaines applications, les dépôts métalliques susceptibles de se former peuvent nuire à la transmission de l'onde au plasma. Afin de pallier à ce problème, la fenêtre diélectrique peut être positionnée en retrait par rapport au plan de sortie, comme cela a été réalisé pour les applicateurs TBB et DP. Dans ce cas de figure, sur la dernière partie de l'applicateur, le milieu qui sépare l'âme centrale du conducteur extérieur (espace inter-électrodes) est constitué par le vide. L'inconvénient de ce type de configuration est l'amorçage fortuit du plasma dans la ligne de propagation (entre le diélectrique en retrait et le plan de sortie) au-delà d'une certaine pression (*e.g.*, 10 mTorr en Ar pour l'applicateur dipolaire). Une réduction de l'espace inter-électrodes (*b-a*) permet d'accroître le domaine de fonctionnement : de 10 mTorr (*b - a = 4 mm* pour DP) à plus de 30 mTorr (*b - a = 1,45 mm* pour TBB).

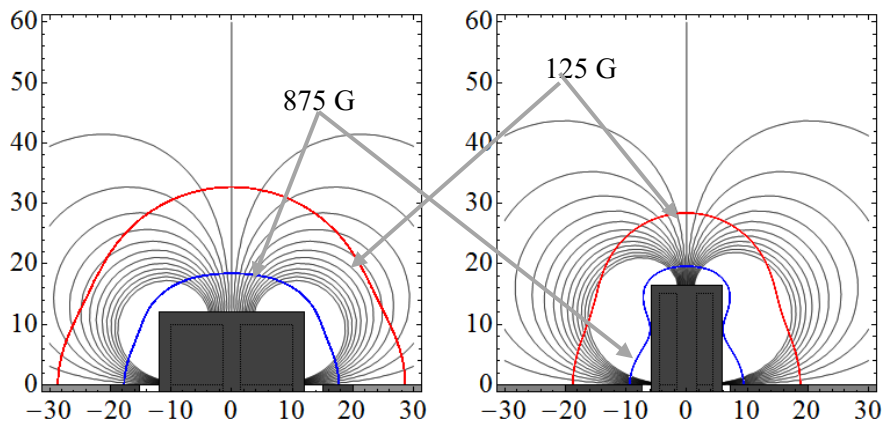


Figure 4.2 Lignes de champs magnétiques et zones de RCE des applicateurs TBA et TBB.
($B_{RCE} = 875 \text{ G}$ à 2,45 GHz et $B_{RCE} = 125 \text{ G}$ à 352 MHz)

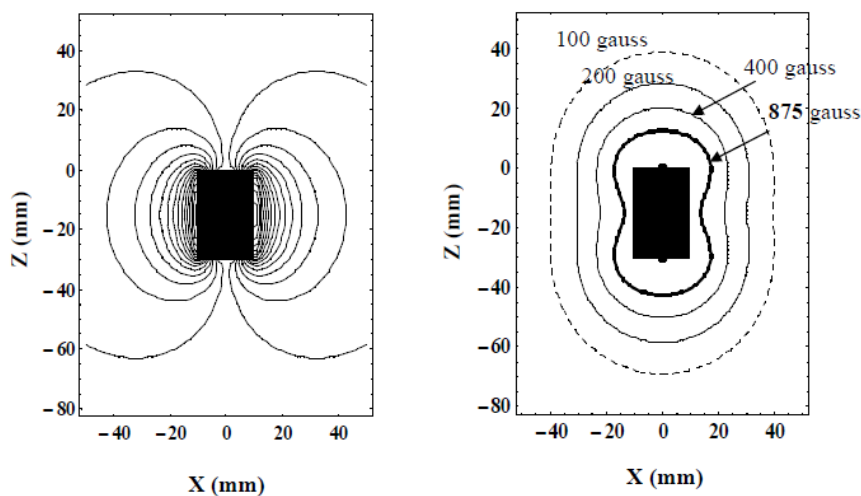


Figure 4.3 Lignes de champs magnétiques et zones de RCE de l'applicateur DP.
($B_{RCE} = 875 \text{ G}$ à 2,45 GHz)

En plus de leurs dimensions, les trois applicateurs se distinguent par les structures magnétiques logées dans leur âme centrale. Celles-ci sont constituées des aimants en Samarium–Cobalt ($\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$) et leur polarité est indiquée sur la figure 4.1 : un dipôle pour DP, ou deux dipôles assemblés suivant leur aimantation opposée donnant lieu aux configurations de type tête-bêche [77]. Finalement, l'allure des lignes magnétiques de chaque applicateur (figures 4.2 et 4.3) est similaire, excepté l'orientation préférentielle des lignes du champ vers la face avant de l'applicateur pour les configurations TB. Les iso-B RCE tracées sur ces mêmes figures montrent également que, pour les trois applicateurs, la zone de résonance RCE de 875 G à 2,45 GHz est à proximité de l'âme centrale : de 0 à 10 mm par rapport à la surface de l'aimant, selon la configuration. Bien évidemment, la zone RCE de 125 G à 352 MHz est plus éloignée, comme il est montré sur la figure 4.2.

Même si les iso-B ECR du DP entourent complètement le dipôle, par rapport aux configurations TB où les iso-B croisent la surface du plan de masse, on peut s'attendre à des comportements semblables à l'égard des mécanismes de couplage et d'absorption de la puissance par le plasma.

Configuration TBA. Sur les trois applicateurs, celui de configuration du type TBA (figure 4.4) a fait l'objet d'une optimisation de conception lors des travaux antérieurs [13] basés sur la simulation électromagnétique à l'aide du programme CST.

Cet applicateur a été conçu pour assurer un maximum de transfert de puissance, depuis son plan d'entrée chargé par $Z_e = 50 \Omega$ (impédance de la ligne de transmission de la puissance du générateur jusqu'à l'applicateur) jusqu'à son plan de sortie, et ce, pour une charge de valeur Z_c préalablement définie. Pour cette valeur nominale, l'applicateur devrait transmettre 100 % de puissance grâce à sa fonction de transformateur d'impédance qui consiste à ramener la valeur Z_c de la charge dans le plan de sortie à une impédance Z_e de 50Ω dans le plan d'entrée. Pendant l'étude précédente, un travail préliminaire de caractérisation du plasma a été initié sur une configuration très proche, mais une analyse précise et approfondie n'a pas pu être réalisée.

L'un des premiers objectifs de cette thèse a été donc de reprendre l'étude de cette configuration (réalisée pour $Z_c = 17 \Omega$), en raison de l'intérêt que cela pouvait avoir sur le plan scientifique. En effet, vu sa configuration (diélectrique positionné au niveau du plan de masse), cet applicateur admet un fonctionnement sur pratiquement 4 décades en pression. De ce fait, il confère la possibilité d'explorer, sur un très large domaine opératoire en pression et en puissance, les régimes de couplage et les performances plasma qui en découlent. Cet applicateur TBA *a servi donc comme référence et élément de comparaison* tout le long de ma thèse, non seulement *pour l'étude de l'influence de différents paramètres* (fréquence, géométrie, champ magnétique) *sur les régimes de fonctionnement*, mais aussi *pour la mise au point des techniques de caractérisations électrique et électromagnétique*. Il représente donc *l'applicateur le plus évalué et caractérisé du point de vue électrique et électromagnétique*. Ses

performances sont présentées dans la Section 4.2. L'étude de l'influence de la fréquence d'excitation, effectuée sur cette configuration, est présentée dans la Section 4.4.

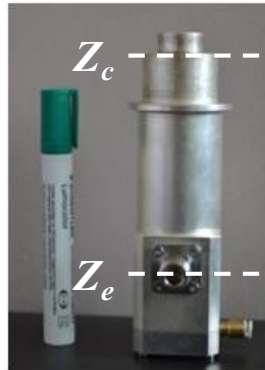


Figure 4.4 Applicateur TBA (tête-bêche A) et emplacement des plans d'entrée et de sortie.

La **Configuration TBB** (figure 4.5) a été conçue et réalisée pendant mes travaux de thèse dans le cadre d'un projet national FUI pour l'application aux dépôts des films minces par PACVD où le risque de dépôt métallique sur la fenêtre diélectrique est un aspect à prendre en considération. Cela explique la dimension réduite du passage de l'onde et l'emplacement du diélectrique en retrait. Dans le cadre des objectifs de cette thèse, cet applicateur a servi à l'étude de *l'influence de la géométrie, et, en particulier, de la diminution de l'espace inter-électrodes (b-a) pour un rapport b/a maintenu constant* par rapport au TBA (cf. tableau 4.1). Bien évidemment, la comparaison avec la configuration TBA ne concerne que le domaine de basses pressions en raison de la limite du domaine de fonctionnement (amorçage du plasma résiduel au-delà de 30 mTorr) de cet applicateur redimensionné. Par ailleurs, les dimensions de la partie qui dépasse le plan de sortie satisfont aux hypothèses d'antenne monopôle. Cela offre la possibilité de comparer les résultats expérimentaux avec la modélisation analytique (modèle de Balmain). Cet applicateur est traité dans la section 4.3.



Figure 4.5 Applicateur tête-bêche B et emplacement des plans d'entrée et de sortie.

Configuration DP. Comme déjà précisé dans le Chapitre 1, cet applicateur (figure 4.6) est historiquement le premier développé au sein du groupe. Son étude a été reprise dans le contexte de

mon travail pour trouver, dans la mesure du possible, le lien entre l'impédance plasma et les modes EM. En effet, les dimensions de la structure terminale de cet applicateur et son positionnement par rapport aux parois dans la chambre plasma permettent une exploration spatiale du plasma plus aisée. Les résultats obtenus sont présentés dans la section 4.4 de ce chapitre.



Figure 4.6 Applicateur tête-bêche B et emplacement des plans d'entrée et de sortie.

4.1.2 Méthodologie expérimentale

De manière générale, ces applicateurs sont évalués du point de vue électrique et électromagnétique pour en déterminer les propriétés locales et globales du plasma. Le tableau 4.2 indique le type de caractérisations effectuées pour chacun de ces applicateurs, les techniques utilisées et les objectifs visés.

La chambre plasma est constituée d'une croix standard DN 160 (ou DN 320) raccordée à une pompe primaire et turbo-moléculaire pour la réalisation d'un vide secondaire de 10^{-6} mbar. Toutes les caractérisations ont été effectuées en argon et dans un domaine de pression (limité par le système de pompage) de 0,5 mTorr à 5 Torr.

Fréquence	Caractérisation	TBA	TBB	DP
2,45 GHz	Électrique	Comportement et performance en fonction de pression, puissance, position	Rôle de la géométrie terminale et du champ magnétique	
	Électromagnétique	Fenêtre optimale de fonctionnement	Comparaison avec le modèle analytique d'impédance	Mécanismes de propagation et d'absorption
352 MHz	Électrique	Influence de la fréquence d'excitation		
	Électromagnétique			

Tableau 4.2 Caractérisations et objectifs associés.

Caractérisation électrique. Pour la plupart des caractérisations électriques, une sonde électrostatique cylindrique (0,18 mm de rayon et 7 mm de longueur) a été utilisée et le traitement de données effectué à l'aide du dispositif commercial SmartProbe. Celui-ci utilise la théorie de Laframboise et la validité du traitement effectué est présentée dans l'Annexe 1. Selon l'analyse réalisée, aucune correction sur les valeurs extraites n'a été jugée nécessaire pour les mesures effectuées jusqu'à 1 Torr. Par contre, les valeurs données entre 1 Torr et 5 Torr doivent être considérées avec plus de précaution en raison de l'influence des collisions, non prises en compte par le programme du dispositif commercial.

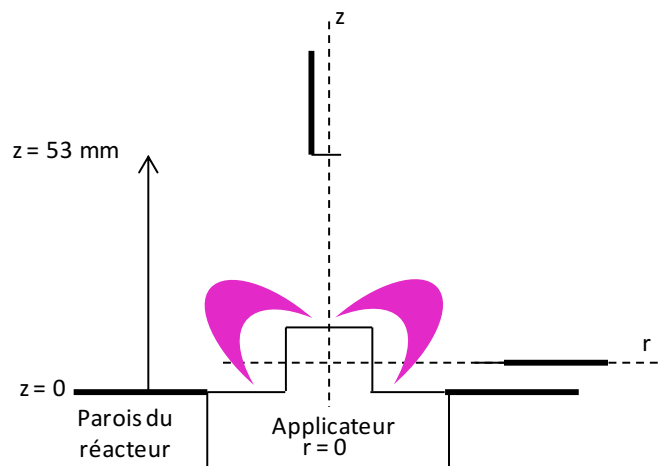


Figure 4.7 Schéma du dispositif expérimental pour la mesure de sonde.

Pour s'affranchir des corrections requises par la présence du champ magnétique, les mesures ont été effectuées suivant l'axe de l'applicateur (figure 4.7) avec la sonde orientée perpendiculairement aux lignes de champ magnétique. Par conséquent, aucune correction n'a été pratiquée sur les valeurs extraites de la caractéristique de courbes I-V. Toutefois, pour des distances inférieures à 4 cm de la surface de l'aimant, l'influence du champ magnétique sur les mesures n'est plus négligeable (cf. Annexe 1). Pour cette raison, la sonde d'absorption (décrite dans le Chapitre 3) a été utilisée pour compléter l'étude portée sur le profil axial de la densité du plasma (Section 4.2, configuration TBA).

Le système Quëdo développé au LPSC, plus performant que le système commercial, a été utilisé lorsque la fonction de distribution en énergie des électrons a été recherchée ou pour obtenir des valeurs plus précises (*e.g.* étude de la zone de production du plasma pour l'applicateur TBA et DP).

Dans le cas de l'utilisation d'une sonde plane, les caractéristiques du plasma données dans la Section 4.2, sont exprimées directement en densité de courant ionique.

Caractérisation électromagnétique. La caractérisation électromagnétique consiste principalement en la détermination des impédances dans le plan de sortie des applicateurs avec le dispositif et les méthodes décrits dans les Chapitres 1 et 3. La méthode appliquée est accordée à la structure

mécanique de l'applicateur. En effet, les structures des applicateurs TBB et DP permettent le démontage de leur partie terminale et, par conséquent, les mesures d'impédance effectuées reposent sur la méthode de calibration directe dans le plan de sortie. Pour cela, une pièce d'adaptation vers une connectique de type N a été réalisée pour chaque applicateur. Par contre, la structure mécanique terminale de l'applicateur TBA est figée par la brasure de la fenêtre diélectrique sur les électrodes métalliques, et, de ce fait, l'utilisation d'une pièce de transition (cf. Chapitre 3) n'est pas possible. Par conséquent, la méthode appliquée pour la détermination de l'impédance de la charge est celle basée conjointement sur la simulation CST, pour la détermination des paramètres $Z_{i,j}$ par le modèle à 2 ports, et sur la méthode de changement du plan d'impédance pour la mise en corrélation de l'impédance de la charge recherchée (Z_c) avec celle mesurée expérimentalement (Z_e). Le Tableau 4.3 indique les valeurs correspondant à cet applicateur TBA pour les deux fréquences : 2,45 GHz et 352 MHz.

	2.45 GHz		352 MHz	
$Z_{i,j}$	Re($Z_{i,j}$)	Im($Z_{i,j}$)	Re($Z_{i,j}$)	Im($Z_{i,j}$)
Z_{11}	0	-1,96	0	84,59
Z_{21}	0	-29,29	0	150,56
Z_{12}	0	-29,29	0	150,56
Z_{22}	0	-0,763	0	344,85

Tableau 4.3 Coefficients $Z_{i,j}$ de l'applicateur tête-bêche A obtenu par la simulation électromagnétique à deux ports à 2,45 GHz et 352 MHz.

La sonde de Langmuir a été occasionnellement utilisée en tant qu'antenne collectrice de signal électromagnétique. Le signal collecté par l'Analyseur de Réseau Vectoriel (ARV) ou directement par un bolomètre rend compte du rayonnement non absorbé par le plasma (fuites de rayonnement). Ce type de mesure présente l'avantage d'être in-situ (sonde immergée dans le plasma), par rapport à celui effectué de manière ex-situ avec un détecteur des fuites de rayonnement.

Dans ce qui suit, nous présentons l'ensemble de résultats obtenus par type d'applicateur et de condition opératoire (géométrie, fréquence).

4.2 Configuration tête-bêche à 2,45 GHz : performances plasma et énergétiques

Dans cette section les paramètres électriques du plasma sont déterminés en fonction de la puissance et de la pression à une distance fixe par rapport au plan de masse. Le profil longitudinal (suivant l'axe de l'aimant) de la densité, de la température électronique et du rayonnement est également établi à

puissance et pression données. Les résultats serviront ensuite à l'analyse de l'évolution des impédances en fonction de la puissance.

4.2.1 Caractérisation électrique

Le plasma produit par l'applicateur TBA est d'abord examiné en termes de densité ionique ou de densité de courant ionique, de température électronique, et de potentiels. Systématiquement, un seul paramètre est varié (pression, puissance, ou distance) lorsque les autres sont maintenus constants.

- *Étude à puissance constante et pression variable*

Les mesures de densité ionique, effectuées à une distance de 53 mm par rapport au plan de source et à une puissance incidente constante de 150 W, sont représentées sur la figure 4.8 en fonction de la pression, allant de 1 mTorr jusqu'à 5 Torr. La densité ionique du plasma obtenu par l'applicateur sans utiliser un adaptateur d'impédance montre une augmentation jusqu'à 1 Torr où elle atteint un maximum de $5,6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Pour des pressions supérieures au Torr, la diminution de la densité peut être expliquée par la diffusion de plus en plus réduite avec l'augmentation de la pression, ainsi que par une augmentation des pertes par collisions en volume, ou encore par les collisions dans la gaine non considérées dans l'analyse des courbes I(V).

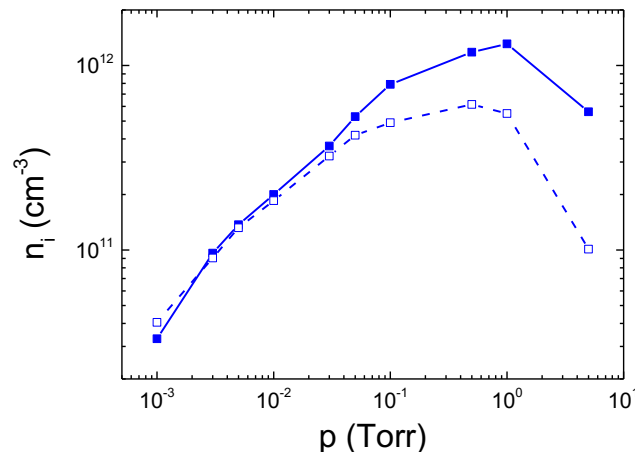


Figure 4.8 Densité ionique en fonction de la pression pour l'applicateur tête-bêche A, sans adaptateur d'impédance (carrés vides) et avec adaptateur (carrés pleins) (puissance incidente de 150 W, $z = 53$ mm)

La densité du plasma peut être augmentée davantage en utilisant un adaptateur d'impédance auxiliaire. La figure 4.8 montre l'effet de l'adaptateur sur la densité pour des pressions au-delà de 50 mTorr, tandis qu'en dessous de cette valeur aucune différence notable n'est observée. Ces résultats témoignent, tout d'abord, de la capacité de cet applicateur à fonctionner sur un domaine de pression étendu sur 4 décades. Ils suggèrent également une bonne efficacité en transmission de puissance

jusqu'à 50 mTorr (pas besoin d'adaptateur d'impédance) et démontre une bonne efficacité de production de plasma (des densités supérieures à 10^{12} cm^{-3} peuvent être atteintes).

Si l'on s'intéresse aux potentiels caractéristiques du plasma représentés sur la Figure 4.9, des variations relativement faibles (de quelques volts) sont observées sur tout le domaine exploré, excepté les valeurs plus importantes obtenues à 1 mTorr. La température électronique, de 4 eV à 1 mTorr, décroît avec l'augmentation de la pression pour atteindre une valeur de l'ordre de 2 eV sur tout le domaine situé au-delà de 10 mTorr. Il s'agit d'un comportement qui suit bien les lois d'échelle d'un plasma de diffusion.

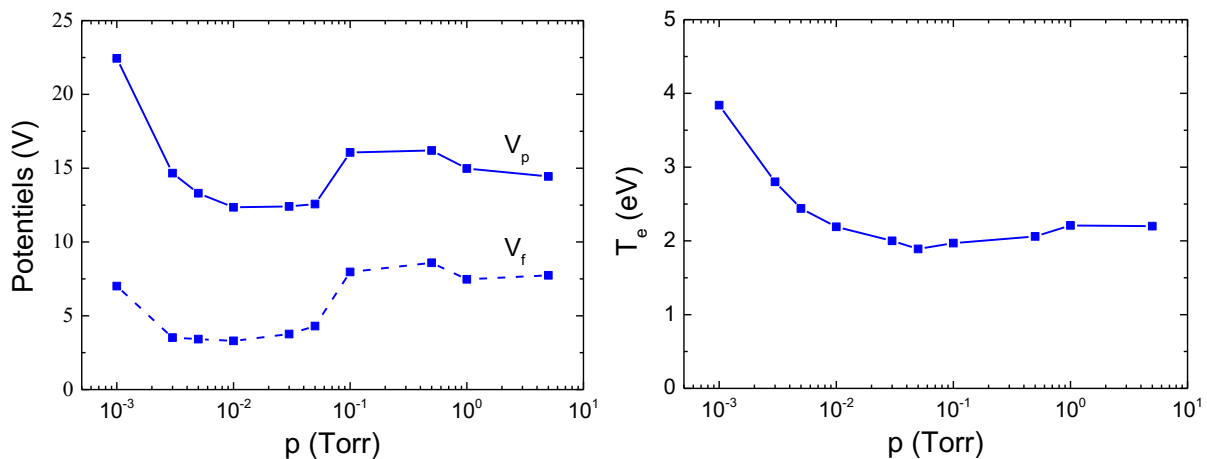


Figure 4.9 a) Potentiels flottant (traits pointillés) et plasma (traits pleins), et b) température électronique en fonction de la pression (puissance incidente de 150 W, $z = 53 \text{ mm}$).

- *Étude à puissance variable et pression constante*

La densité de courant ionique J_i a été mesurée en fonction de la puissance transmise pour différentes pressions avec une sonde plane de 1 cm^2 polarisée à -20 V et placée à 43 mm parallèlement au plan de masse. Afin de simplifier l'analyse des résultats, le comportement de la densité de courant aux basses pressions (de 1 à 10 mTorr) est dissocié de celui observé à des pressions plus élevées (de 27 mTorr à 1 Torr). Les résultats obtenus, avec et sans l'utilisation d'un adaptateur d'impédance, sont représentés sur la figure 4.10 pour des pressions élevées, et sur la figure 4.11 pour des basses pressions.

Pour les pressions élevées, on observe que la puissance transmise est fortement réduite lorsque l'applicateur est utilisé sans adaptateur d'impédance. Pour une puissance incidente maintenue à 160 W, le maximum de puissance transmise est de 130 W à 27 mTorr et de seulement 70 W à 1 Torr. Ce résultat est cohérent avec l'écart entre les densités obtenues avec et sans adaptateur d'impédance (figure 4.8). Bien évidemment, la puissance incidente peut être entièrement transmise en utilisant un adaptateur d'impédance (figure 4.10-b). On peut également noter que J_i augmente de manière quasi

linéaire (au-delà de 30W) avec la puissance micro-onde transmise. Ce résultat suggère un mécanisme d'absorption linéaire tel que le chauffage collisionnel des électrons.

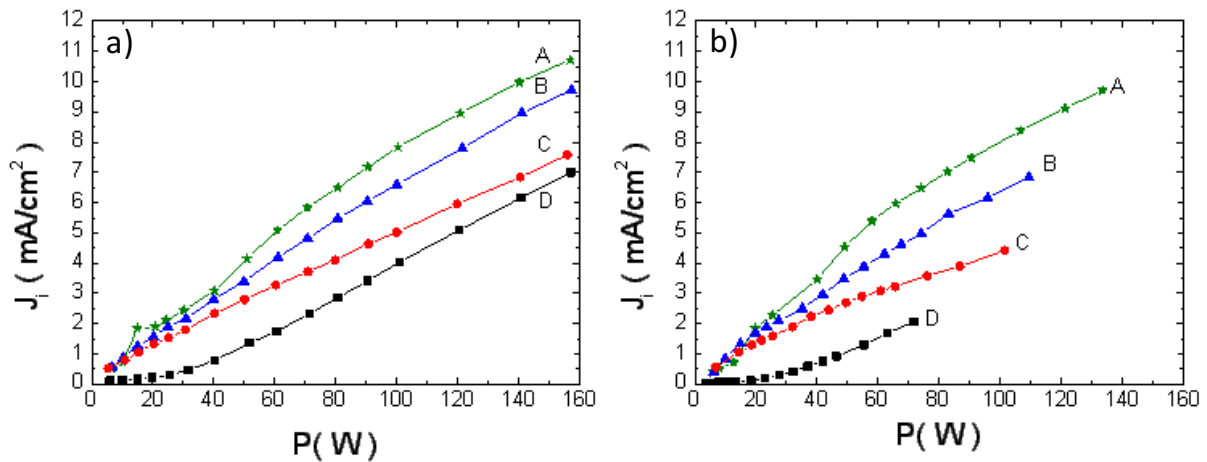


Figure 4.10 Densité de courants ionique en fonction de la puissance transmise pour différentes pressions : 27×10^{-3} (A), 90×10^{-3} (B), 140×10^{-3} (C) et 1 Torr (D)
 a) avec adaptateur d'impédance ($P = P_i$) et b) sans adaptateur d'impédance ($P \neq P_i$)
 ($z = 43$ mm)

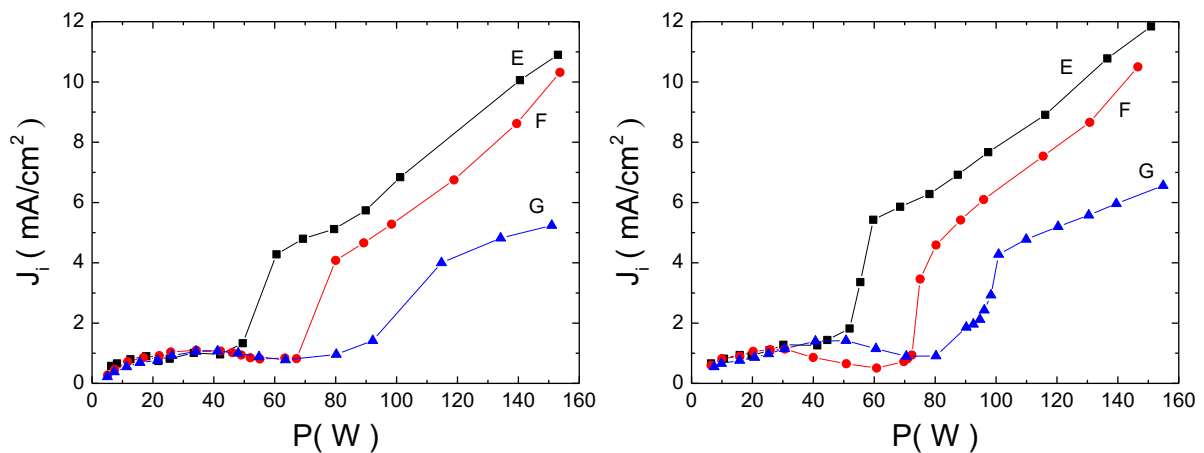


Figure 4.11 Densité de courant ionique en fonction de la puissance transmise pour différentes pressions : 1 mTorr (G), 2 mTorr (F), 5 mTorr (E)
 a) sans adaptateur d'impédance ($P = P_i$) et b) avec adaptateur d'impédance ($P \neq P_i$)
 ($z = 43$ mm)

Pour les plus faibles pressions (figure 4.11), l'évolution de la densité de courant J_i et, donc de n_i , en fonction de la puissance est fortement non linéaire. La loi d'évolution observée est fondamentalement différente de celle observée à plus haute pression. Il apparait clairement que, dans ce domaine de très basse pression, les mécanismes d'absorption ne peuvent plus être uniquement de nature collisionnelle. Sur la figure 4.11, trois zones peuvent être distinguées : i) une zone de faible augmentation de la densité de courant ; ii) un saut abrupte de la densité de courant pour une valeur seuil de puissance et iii) une zone de forte augmentation.

D'après la figure 4.11, la condition d'apparition du saut semble être déterminée par la valeur de la densité du courant et non par la puissance transmise. En effet, le saut se produit pour une valeur de densité de courant sensiblement la même ($J_i = 0,8 - 1 \text{ mA / cm}^2$), mais pour des puissances différentes, d'autant plus faibles que la pression est élevée : de 50 W pour 5 mTorr à 80 W pour 1 mTorr.

Les sauts de courant observés peuvent être expérimentalement visualisés. En effet, l'aspect du plasma est considérablement modifié de part et d'autre de la transition entre les deux zones (de faible et de forte variation), comme il est illustré sur la figure 4.12. Avant la transition, deux anneaux lumineux séparés par une zone plus sombre sont visibles. Pour des puissances supérieures à la condition d'apparition du saut en courant, le deuxième anneau disparaît et la principale zone de forte intensité lumineuse se situe près de l'aimant. Dans ce qui suit, nous ferons référence à l'état du plasma avant et après la transition comme le mode simple-anneau et le mode double-anneau.

Des mesures de rayonnement ont également été effectuées à l'aide d'un détecteur micro-onde Sairem pour les deux modes. Ainsi, la présence de champ électromagnétique a pu être détectée pour le mode à deux anneaux, alors qu'aucun rayonnement n'est plus détecté après l'apparition du deuxième mode, et ce malgré une plus importante puissance injectée.

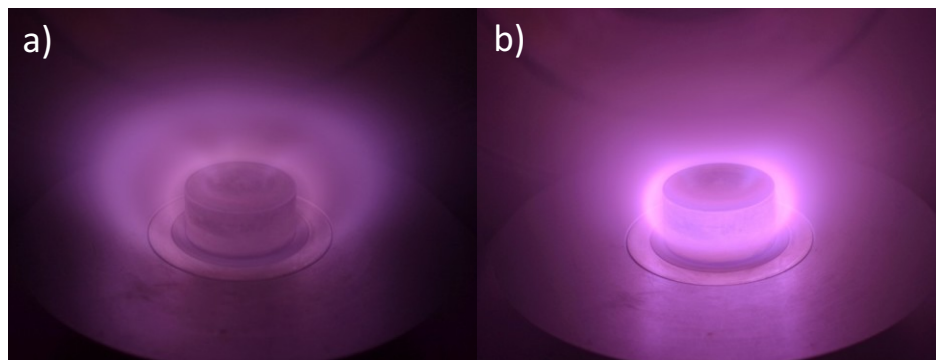


Figure 4.12 Images du plasma à 5 mTorr pour l'applicateur tête-bêche A pour une puissance transmise a) de 30 W (mode double-anneau) et b) de 67 W (mode simple-anneau).

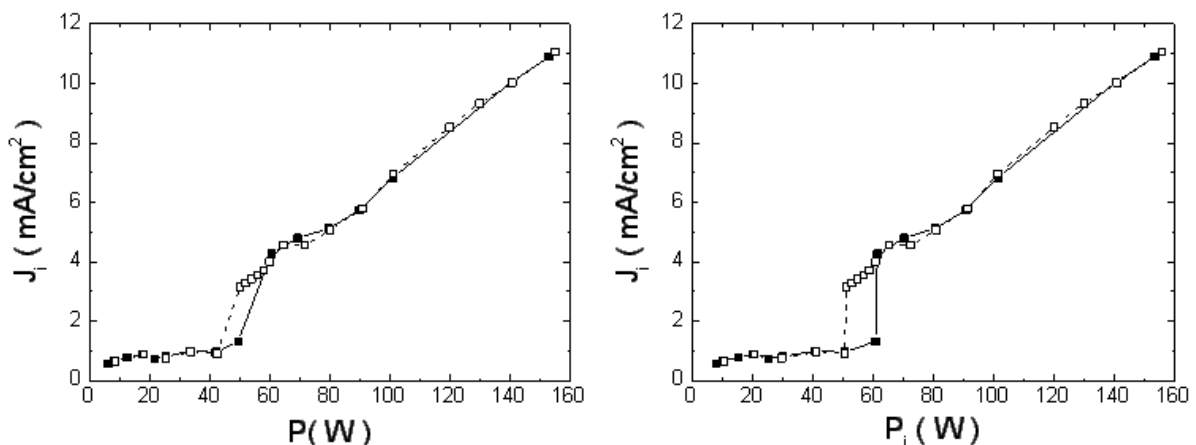


Figure 4.13 Courbes d'hystérésis obtenues pour l'applicateur tête-bêche A obtenue pour la densité de courant en fonction de la puissance transmise (a) et de la puissance incidente (b).

Enfin, si l'on regarde l'évolution de la densité de courant en augmentant, puis en diminuant la puissance incidente, la présence d'une hystérésis peut être mise en évidence (figure 4.13). Celle-ci est plus prononcée lorsque J_i est représenté en fonction de la puissance incidente (figure de droite). Ainsi, à adaptation d'impédance fixée, deux valeurs de courant sont possibles pour une même valeur de puissance incidente. Ce phénomène traduit très probablement le passage d'un régime transitoire instable.

Ce comportement rappelle fortement de la transition d'un couplage capacitif (mode E) à un couplage inductif (mode H) des décharges RF, ou encore des transitions des décharges micro-ondes, magnétisés ou non [78–81]. Ces transitions peuvent apparaître lors de l'augmentation de la puissance ou du changement de la pression. Beaucoup de publications font référence à ce phénomène comme une transition du "low-density plasma mode" au "high-density plasma mode". Ces transitions peuvent être accompagnées par des mécanismes non-linéaires comme le réarrangement de la fonction de distribution en énergie par collisions électron-électron ou par l'ionisation en deux étapes [82]. Selon le type de décharge et des paramètres opératoires, deux transitions peuvent apparaître, comme pour les transitions E-H-W dans les décharges hélicon [83]. Dans les sections qui suivent nous essayons d'expliquer les transitions constatées avec la technologie utilisée dans le cadre de ce travail. On peut également noter, que ces transitions sont généralement accompagnées par des discontinuités en température électronique. L'évolution des potentiels et de la température électronique en fonction de la puissance pour l'applicateur TBA à 2,45 GHz sera discutée dans la section 4.5.

- *Profil longitudinal de la densité plasma*

Le profil longitudinal de la densité ionique a été déterminé pour deux puissances transmises, 30 W et 150 W, correspondant au mode simple et double-anneau. La figure 4.14 montre qu'en s'approchant de l'aimant, la densité ionique augmente continuellement, excepté le plateau observé pour le mode simple anneau à des distances inférieures à 4 cm. Comme mentionné dans la section précédente, le traitement des courbes de sonde prélevées dans des zones de fort champ magnétique et/ou toutes les lignes du champ interceptant la sonde ne sont plus perpendiculaires à celle-ci requiert l'application d'un facteur correctif. Puisque le programme du système commercial SmartProbe (utilisé dans le cas présent) ne permet pas une telle correction, des mesures à l'aide de la sonde d'absorption ont également été effectuées. Les résultats tracés sur la même figure 4.14 ne mettent en évidence aucune saturation, et ce, pour les deux modes simple et double-anneau. De manière globale, les mesures effectuées par les deux méthodes (sonde cylindrique et sonde d'absorption) sont en bon accord et permettent de déterminer l'ordre de grandeur du gradient en densité. Ce résultat est important à l'estimation des

densités près de la zone de production à partir des mesures effectuées loin de la source (voir Section 4.3).

A titre indicatif, la température électronique déterminée à partir des courbes de sonde cylindrique est présentée sur la figure 4.15. Pour les deux modes, faible puissance (simple-anneau) et forte puissance (double-anneau), une augmentation de la température des électrons est observée près de la source plasma. Dans la zone de diffusion, les températures sont peu sensibles à la puissance, ce qui correspond au comportement habituel d'une température électronique indépendante de la puissance.

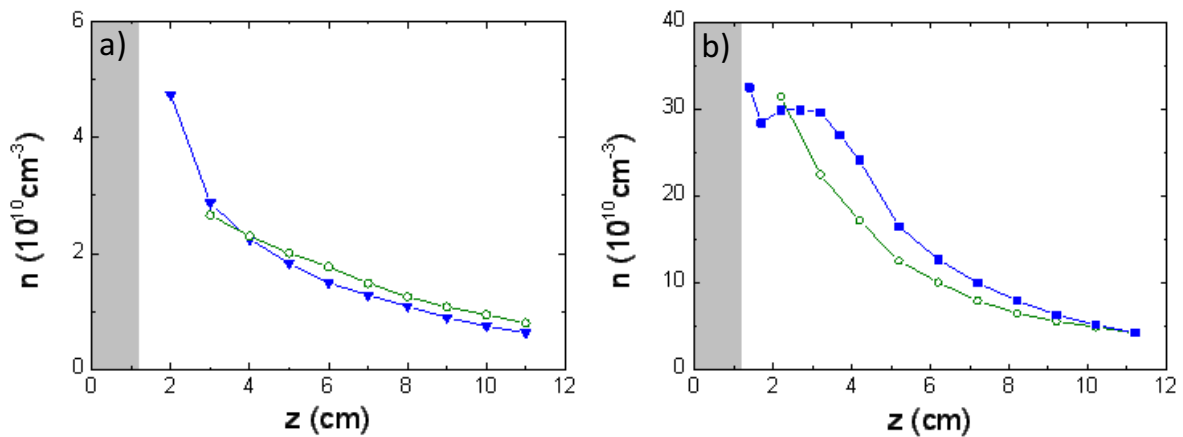


Figure 4.14 Profil longitudinal de la densité obtenue par sonde électrostatique cylindrique (symboles carrés) et d'absorption (cercles) après application du facteur correctif pour a) $P = 30 \text{ W}$ et b) $P = 150 \text{ W}$ pour l'applicateur Tête-Bêche A. (Ar, $f = 2,45 \text{ GHz}$, $p = 5 \text{ mTorr}$).

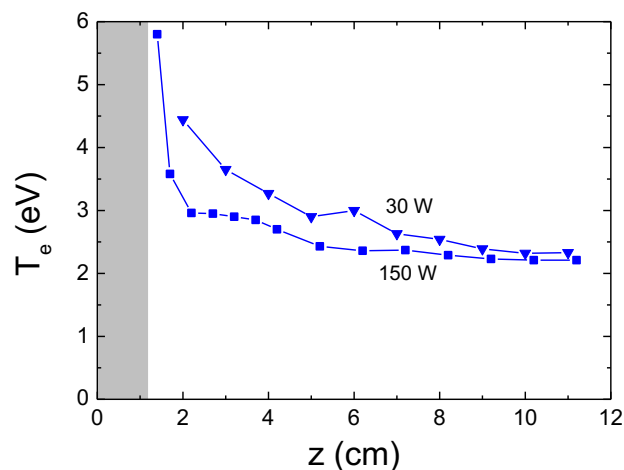


Figure 4.15 Profil longitudinal de la température électronique pour $P = 30 \text{ W}$ (triangles) et pour $P = 150 \text{ W}$ (carrés) pour l'applicateur Tête-Bêche A. (Ar, $f = 2,45 \text{ GHz}$, $p = 5 \text{ mTorr}$).

Les mesures des fuites de rayonnement effectuées avec la sonde de Langmuir le long de l'axe de l'applicateur montrent une différence significative entre les deux modes, simple et double anneau (figure 4.16). Le profil du signal pour le mode double anneau (basse puissance) présente des variations importantes alors que pour le mode simple anneau (haute puissance) le signal est très faible (de l'ordre de 10^{-6} - 10^{-5} mW) tout le long de l'axe. Ce résultat suggère le caractère électromagnétique du changement de mode, du double au simple anneau, avec l'augmentation de la puissance. La transition de faible variation à forte augmentation des densités de courant serait donc la conséquence d'un changement de mode électromagnétique.

Dans ce qui suit, l'applicateur TBA sera donc examiné du point de vue électromagnétique.

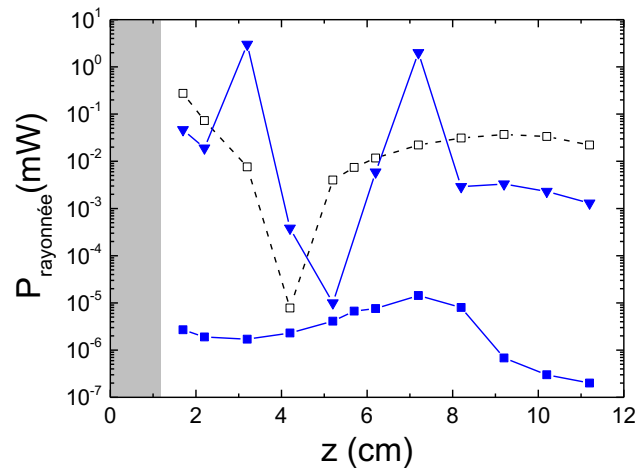


Figure 4.16 Profil longitudinal du signal électromagnétique ($f = 2,45$ GHz) reçue par la sonde de Langmuir pour une alimentation de l'applicateur à 10 W (carrés vides – absence de plasma), à 30 W (triangles) et à 150 W (carrés pleins) ($p = 5$ mTorr).

4.2.2 Caractérisation électromagnétique

Les caractérisations présentées dans cette section sont celles effectuées, dans un premier temps, en absence de plasma (à vide), puis en présence du plasma.

Caractérisations à vide. Celle-ci est utile à double titre, puisqu'elle permet : i) de valider, pour la conception mécanique de l'applicateur, la simulation CST par les mesures expérimentales ; ii) de déterminer les paramètres intrinsèques Z_{ij} (comme déjà précisé dans la section 4.1 et dans les Chapitres 1 et 3).

Pour la validation de la simulation CST, les coefficients de réflexion S_{11} obtenus expérimentalement et par simulation sont comparés sur la figure 4.17 : les positions en fréquence des minima sont en très bon accord.

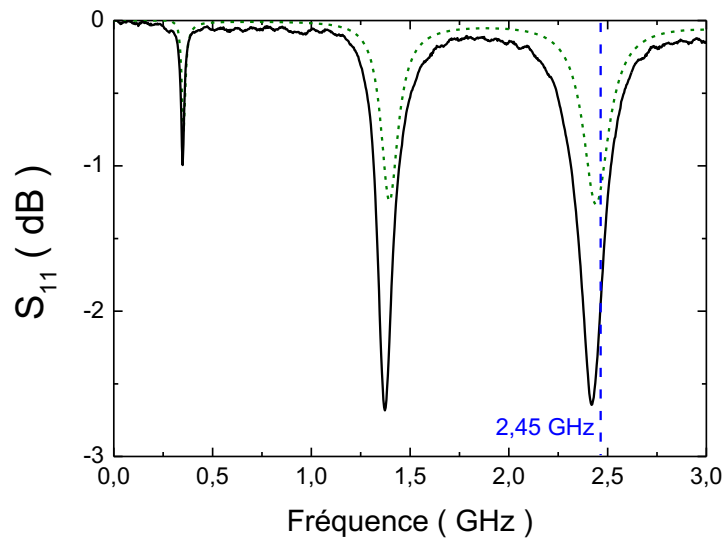


Figure 4.17 Spectre du coefficient de réflexion en entrée de l'applicateur TBA en absence de plasma mesuré à l'ARV (traits continus) et déterminé par la simulation (traits discontinus).

Un autre moyen de validation consiste à comparer les impédances (à vide) dans le plan de sortie de cet applicateur obtenues : i) analytiquement par le modèle de Marcuvitz qui donne directement la valeur de Z_c en ne prenant en compte que la partie terminale de l'applicateur (cf. Section 2.1 du Chapitre 2) ; ii) par la simulation CST complète de l'applicateur et qui fournit Z_c , Z_e , ainsi que Z_{ij} ; iii) par mesure expérimentale de Z_e dans le plan d'entrée (plan de mesure) et calcul de Z_c par la méthode de changement du plan d'impédance (cf. Section 1.2. du Chapitre 1).

Les valeurs obtenues, dans l'ordre : i) $(1,2 - j 25,9 \Omega)$, ii) $(6,7 - j 25,7 \Omega)$ et iii) $(3,6 - j 18,4 \Omega)$, et présentées sur la figure 4.18, montrent un très bon accord. Cette vérification permet accessoirement de valider l'hypothèse d'applicateur à *terminaison plane* (effectuée pour sa modélisation par le modèle de Marcuvitz) et non pas d'antenne monopole, malgré la prolongation de l'âme centrale au-delà du plan de masse. De plus, la validation de la méthode Z_{ij} de changement du plan d'impédance est implicitement validée pour un applicateur considéré ici dans sa globalité.

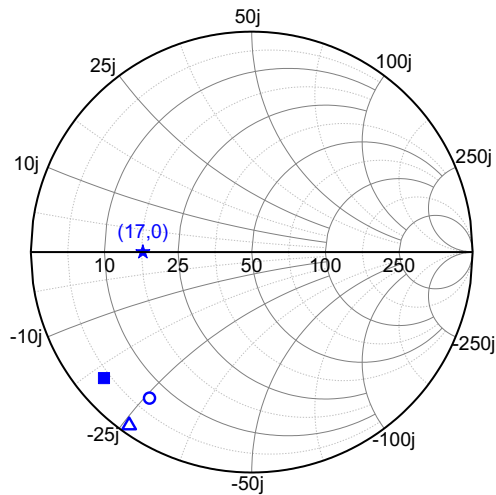


Figure 4.18 Impédances à vide pour la source tête-bêche en sortie d'applicateur obtenue analytiquement (symbole triangle vide), CST (symbole rond vide) et à partir de la mesure de Z_e (symbole carré). L'impédance nominale de l'applicateur (symbole étoile).

Comme précisé dans la section 4.1, cet applicateur est conçu pour une impédance nominale de $Z_c = (17 + j0) \Omega$, également représentée sur la figure 4.18. On précise que pour cette valeur, et lorsqu'une impédance de 50Ω charge le plan d'entrée, l'applicateur est adapté. Les valeurs à vide correspondent donc à un fonctionnement de l'applicateur désadapté.

Caractérisations en présence du plasma.

- *Étude de l'impédance à pression constante et puissance variable*

Les mesures d'impédances ont été réalisées pour une puissance transmise allant de quelques watts à 160 W, et ce pour différentes pressions dans le même domaine, de 1 mTorr et 5 Torr. De la même manière que précédemment, on distinguera dans l'analyse des résultats le domaine des pressions élevées comprises entre 50 mTorr et 5 Torr (figure 4.19) et le domaine des faibles pressions, de 1 mTorr à 10 mTorr (figure 4.20).

Pour le **domaine de hautes pressions** (figure 4.19), des maxima de résistance sont obtenus à des puissances d'autant plus basses, que la pression est élevée. A $p = 5$ Torr, la résistance ne présente pas de maximum, mais l'allure de la courbe suggère sa présence pour des puissances très faibles, difficile à observer expérimentalement. Au-delà des maxima, la résistance décroît avec l'augmentation de la puissance transmise, la décroissance étant plus rapide à hautes pressions. Cette diminution de la résistance avec la puissance est à relier à l'augmentation de la densité du plasma et donc de la conductivité. Le plasma présente un comportement de plus en plus analogue à un conducteur électrique. La résistance diminue donc à forte puissance et la réactance tend vers des valeurs très faibles.

En ce qui concerne les valeurs de la résistance suivant la pression (à puissance constante sur la figure 4.19), on constate que le plasma est plus résistif à 50 mTorr qu'à 5 Torr et, donc, à plus basse fréquence de collision. Si on se réfère à la proportionnalité inverse entre la conductivité électrique et la fréquence de collisions ($\nu \propto \sigma^{-1} \propto R_p$, modèle de Drude), on en déduit que l'effet de la fréquence de collisions est contraire à celui attendu. En réalité, ce comportement démontre que le plasma n'est pas purement collisionnel et que d'autres mécanismes (induits par le champ magnétique) subsistent jusqu'à des pressions assez importantes (au-delà de 1 Torr). Les modèles d'un plasma magnétisé présentés dans le Chapitre 2 ont bien montré la coexistence des mécanismes collisionnels et mécanismes provenant des modes EM hybrides à la résonance.

Si l'on s'intéresse à la réactance, on peut noter que celle-ci est capacitive à très basse puissance pour basculer dans le régime inductif à des puissances correspondant aux maxima en résistance. A 5 Torr, seule la partie inductive de la courbe a pu être mesurée.

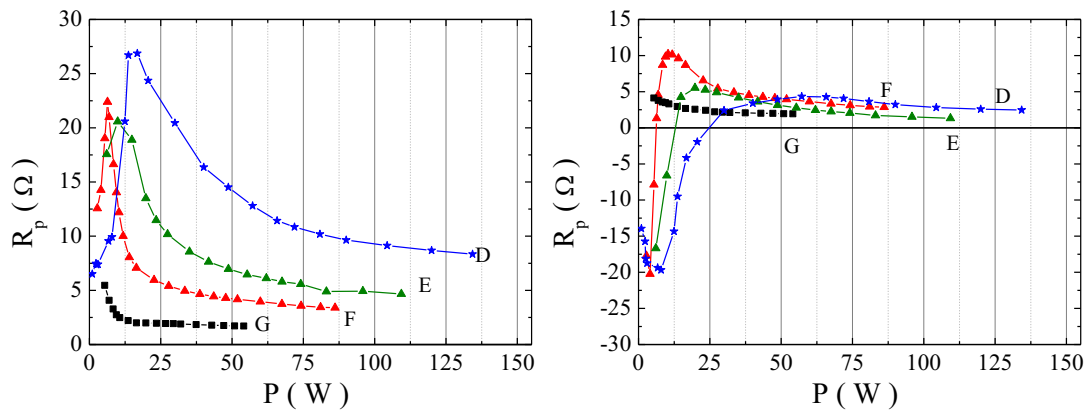


Figure 4.19 Résistance R_p et réactance X_p en fonction de la puissance P transmise pour différentes pressions, 50×10^{-3} , 90×10^{-3} , 0,5 et 5 Torr, identifiées respectivement par D, E, F et G.

Dans le *domaine de basse pression* et basse puissance, l'impédance a un comportement essentiellement capacitif de valeur proche de l'impédance à vide, précédemment donnée. Lorsque la puissance transmise augmente, le saut des réactances X_p produit, est associé aux maxima des résistances R_p , et il se décale vers des puissances plus faibles lorsque la pression augmente.

Enfin, pour des puissances élevées, les réactances restent quasiment constantes et leur valeur est proche de zéro, tandis que la valeur des résistances est $R_p \approx 15 \Omega$, voisine de l'impédance nominale. Pour ces valeurs, l'applicateur devrait être adapté et transmettre pratiquement toute la puissance incidente au plasma.

Pour des pressions inférieures à 10 mTorr, on peut également noter la présence d'un deuxième pic moins marqué, positionné à des faibles puissances.

Sur l'ensemble des résultats montrés sur les deux figures 4.19 et 4.20, on peut sans ambiguïté conclure que les phénomènes qui régissent le comportement du plasma (exprimé par son impédance) sont fondamentalement différents suivant la puissance et la pression.

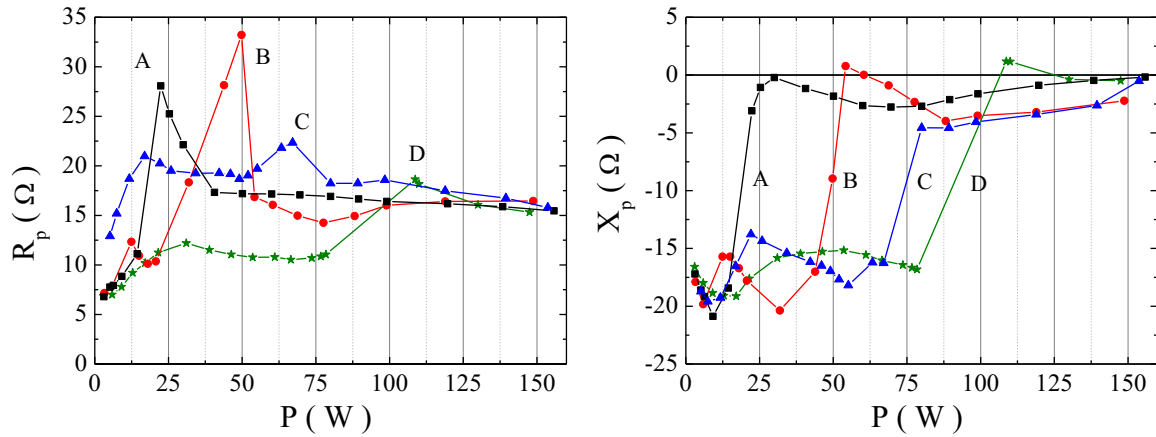


Figure 4.20 Résistance R_p et réactance X_p en fonction de la puissance P transmise pour différentes pressions, 10×10^{-3} , 5×10^{-3} , 2×10^{-3} and 1×10^{-3} Torr, identifiées respectivement par A, B, C et D.

On peut également remarquer l'analogie de comportement entre le maximum de résistance, le saut en réactance et les sauts de densité de courants de la figure 4.11 (à droite). En particulier, il s'agit de la présence d'un deuxième pic moins marqué, positionné à des faibles puissances et qui n'est constaté que pour des très faibles pressions (inférieures à 10 mTorr). Nous allons tenter de donner de plus amples explications sur l'origine de ce pic et du changement de régime (C→L) dans la section 4.4 de ce chapitre.

- *Efficacité de transmission électromagnétique*

La Figure 4.21 représente l'efficacité de transmission de la puissance (η) par l'applicateur en fonction de la pression, à puissance incidente de 150 W. L'applicateur est en mesure de transmettre plus de 80 % de la puissance incidente sur pratiquement deux décades en pression, de 0,5 à 50 mTorr, sans l'utilisation d'un adaptateur d'impédance externe. Lorsque la pression augmente, l'efficacité de transmission de la puissance diminue progressivement pour atteindre seulement 40 % à 5 Torr. En effet, à haute puissance, les valeurs de la résistance évoluent vers une valeur proche (15 Ω) de la valeur nominale (applicateur adapté) pour toutes les pressions faibles (figure 4.20). Pour les autres pressions (élevées), les valeurs de la résistance inférieures à la valeur nominale (figure 4.19), démontrent que l'applicateur est moins adapté, d'une efficacité en transmission moindre (figure 4.21).

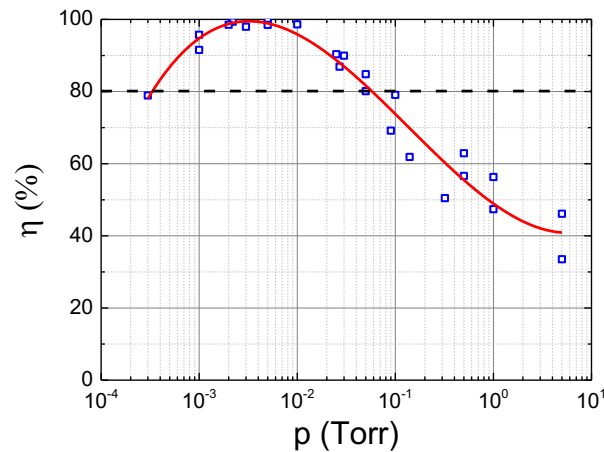


Figure 4.21 Efficacité de transmission de la puissance en fonction de la pression à 150 W de puissance incidente.

La même efficacité est présentée cette fois-ci, sur la figure 4.22, en fonction de la puissance incidente pour différentes pressions. Le rendement η_a de couplage de l'onde avec les électrons du plasma est également représenté. Celui-ci représente la fraction de la puissance transmise au plasma qui est dépensée pour le chauffage ohmique des électrons et sa valeur est déterminée à partir des valeurs d'impédances :

$$\eta_a = \frac{P_a}{P} = \frac{R_p}{|Z_p|} \quad (4.1)$$

Si on considère la courbe A (5 mTorr) sur les deux figures 4.22, on observe que l'applicateur transmet $\sim 100\%$ de la puissance incidente au plasma, et que toute la puissance transmise est dépensée pour le chauffage des électrons ($\eta = \eta_a \cong 100\%$). Toutefois, cette efficacité maximale est atteinte à partir de 60 W, c'est-à-dire après la transition du régime capacitif vers un autre proche du régime purement résistif.

Une même analyse effectuée sur une autre pression plus élevée montre que : i) l'efficacité de transmission est nécessairement d'autant plus élevée que l'impédance de la charge (plasma) est proche de la valeur nominale pour laquelle l'applicateur a été conçu ; ii) l'efficacité de chauffage est plus importante pour un régime inductif que pour un régime capacitif. Lorsque le régime n'est pas purement résistif, une partie de la puissance transmise (non dépensée pour le chauffage des électrons) se retrouve sous forme réactive dans le plasma ou, en partie, perdue par rayonnement.

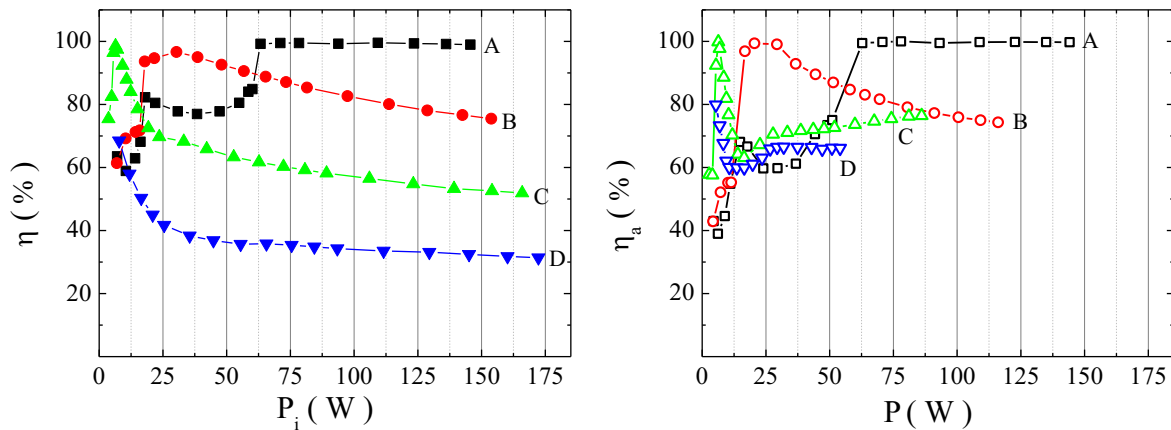


Figure 4.22 Efficacité de transmission η et de couplage η_a en fonction de la puissance incidente et transmise pour différentes pressions, 5×10^{-3} , 5×10^{-2} , 5×10^{-1} and 5 Torr, identifiées respectivement par A, B, C and D.

4.3 Applicateur tête-bêche à 2,45 GHz. Influence de la géométrie et du champ magnétique

Dans cette section on s'intéresse à l'influence de la géométrie sur les propriétés du plasma et sur l'impédance et, pour cela, un applicateur du même type de configuration (tête-bêche), mais des dimensions réduites ($b - a = 1,45$ mm au lieu de 3 mm) est utilisé. Par contre, le rapport $b/a = 1,25$ est maintenu le même que celui de la configuration TBA (cf. tableau 4.1). La diminution du rayon de l'âme centrale entraîne une diminution de la masse magnétique, et par conséquent, une décroissance spatiale plus rapide de l'intensité du champ.

Comme déjà précisé dans la section 4.1, cette étude ne concerne que le domaine de basses pressions, inférieures à 30 mTorr.

4.3.1 Caractérisation électrique et électromagnétique

La Figure 4.23 représente la densité ionique en fonction de la puissance pour quatre valeurs de pression, de 1 à 10 mTorr. Par rapport à la figure 4.11 (correspondant à la configuration TBA), les courbes de la figure 4.23 sont données directement en densité ionique (au lieu de la densité de courant ionique). Autrement dit, la densité du plasma est ici dissociée de la température électronique. Ces courbes montrent alors que les sauts en densité sont bien reliés à des valeurs seuils à atteindre, valeurs différentes suivant la pression. Le seuil à une pression plus élevée correspond à une densité plus importante obtenue pour une puissance plus faible (e.g. $4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ à 50 W pour 10 mTorr, contre $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ à 90 W pour 2,5 mTorr). On peut également remarquer la présence de deux sauts par

courbe, excepté la courbe correspondant à 1 mTorr où aucune transition n'est observée. Ces sauts suggèrent des transitions de régime et donc de modes de couplage de l'onde au plasma.

Maintenant, si on compare les densités de cet applicateur TBB avec celles de l'applicateur TBA (figure 4.24), le constat est immédiat : la configuration TBB est moins performante que TBA. En plus de la réduction des dimensions, la rapprochement de la zone RCE de l'âme centrale (figure 4.2) pourrait expliquer cette perte de performances (plus de pertes d'électrons plus près de la paroi).

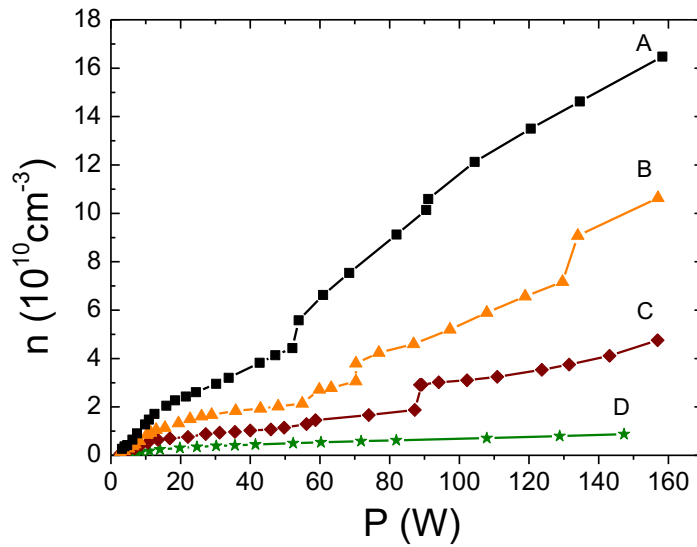


Figure 4.23 Densité ionique en fonction de la puissance pour l'applicateur tête-bêche B à différentes pressions : 10 ; 5 ; 2,5 et 1 mTorr correspondant respectivement aux courbes A, B, C et D. (2,45 GHz, z = 53 mm)

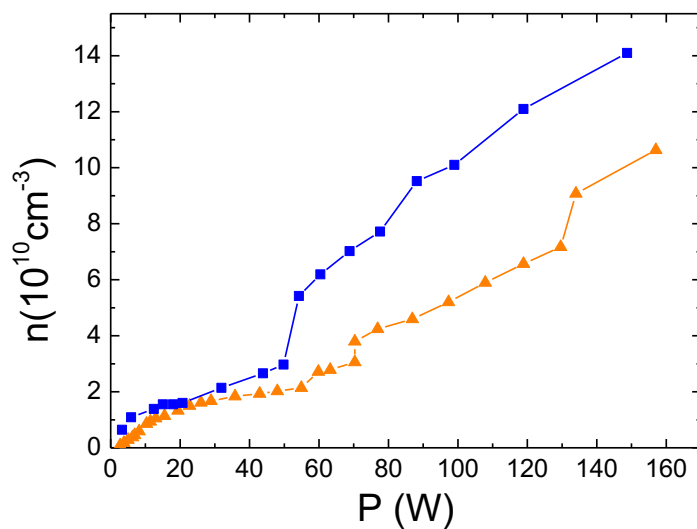


Figure 4.24 Densité ionique en fonction de la puissance transmise obtenue pour p = 5mTorr : applicateur tête-bêche A (carrés) et tête-bêche B (triangles)

Les potentiels et la température électronique présentés sur la figure 4.25 montrent des variations plus significatives pour TBB que pour TBA. Les variations des potentiels sont clairement associées aux variations observées sur la densité du plasma. Les valeurs plus élevées (~ 3 eV) de la température électronique dans la zone de diffusion ($z = 53$ mm) soutiendrait l'hypothèse de pertes plus importante dues à la localisation de la zone RCE et à un confinement moindre des électrons.

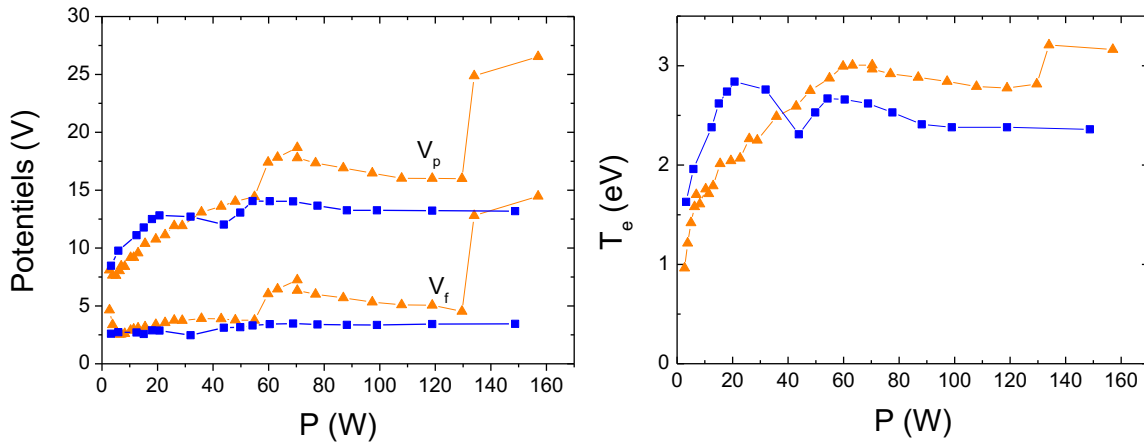


Figure 4.25 Potentiels et température électronique en fonction de la puissance transmise obtenues à 5 mTorr pour tête-bêche A (carrés) et tête-bêche B (triangles).

Les mesures d'impédance ont été effectuées simultanément aux mesures de sonde électrostatique. Cela permet de représenter l'impédance (résistance R_p et réactance X_p) directement en fonction de la densité ionique du plasma à 53 mm du plan de masse (figure 4.26). Pour toutes les pressions considérées, un maximum intense des résistances est constaté. Celui-ci devient plus intense et se déplace vers la droite lorsque la pression augmente. De la même manière que pour l'applicateur TBA, chaque maximum est associé à une variation importante de la réactance, c'est-à-dire à une transition du régime capacitif vers le régime inductif. Un deuxième pic de la résistance de moins grande intensité, associé à une diminution abrupte de la réactance inductive est visible à 5 et 2,5 mTorr. A 10 mTorr, la présence du deuxième pic n'est identifiable que par la présence de la discontinuité sur la réactance observée à $n = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

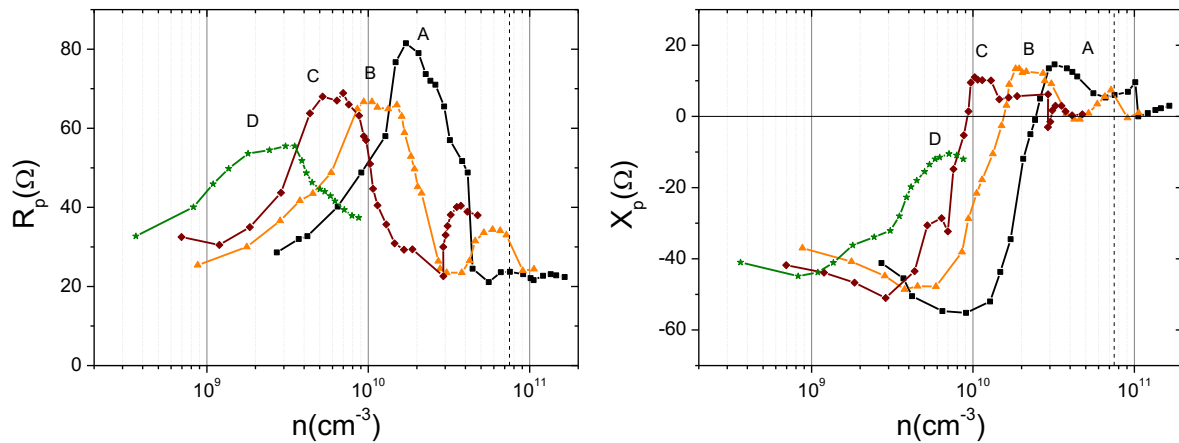


Figure 4.26 Résistance et réactance en fonction de la densité ionique mesurée à 53 mm du plan de masse pour différentes pressions : 10 mTorr (A), 5 mTorr (B), 2,5 mTorr (C) et 1 mTorr (D) identifiés respectivement par A, B, C, et D.

Les doubles transitions constatées sur la densité à deux puissances différentes (figure 4.23) correspondent bien à des doubles pics de la résistance et doubles transitions de la réactance. Ce comportement suggère, une fois de plus, un lien entre un (ou deux) changement(s) de régime et un (ou deux) changement(s) de mode électromagnétique.

4.3.2 Comparaison avec le modèle électromagnétique

Les dimensions précisées dans le Tableau 4.1 montrent que cette configuration TBB satisfait les conditions nécessaires à l'application du modèle analytique de Balmain pour une antenne monopôle ($a < h$ et $a < \lambda$). Les résultats analytiques, ainsi que ceux obtenus par la simulation CST, sont comparés aux valeurs expérimentales sur la figure 4.27.

Toutefois, pour cette comparaison, une procédure d'ajustement des paramètres a été utilisée : i) un coefficient α est introduit pour ramener la densité du point de mesure (53 mm) à une densité effective vue par l'onde électromagnétique à un endroit où l'essentiel du couplage électromagnétique est réalisé (près du plan de sortie de l'applicateur). Ainsi, les courbes expérimentales sont décalées sur l'axe des densités d'un facteur α . Pour déterminer sa valeur, le gradient en densité déterminé dans la section 4.2 pour TBA a été ici appliqué pour TBB ; ii) le champ magnétique réel n'étant pas homogène, une valeur près de la RCE (comprise entre 700 et 875 G) a été choisie. En effet, l'étude présentée dans le chapitre 2 (figures 2.12) montre que, pour le domaine faiblement collisionnel, la présence de deux pics est constatée pour des valeurs inférieures à B_{RCE} ; iii) la fréquence de collisions (ν_{eff}) représente également un paramètre d'ajustement dans le modèle analytique comme expliqué dans ce qui suit.

La comparaison est effectuée pour trois pressions, et les paramètres utilisés dans le modèle analytique sont précisés dans le Tableau 4.4. Les mêmes valeurs ont été introduites dans le programme CST

(modèle à 1 port) en considérant le champ magnétique parallèle à l'axe de l'antenne et réparti uniformément dans toute la zone. La densité correspondant à la résonance hybride figure également dans le tableau pour chaque valeur du champ magnétique considéré, ainsi que le facteur α de décalage en densité appliqué aux valeurs expérimentales. Par rapport à l'ordre de grandeur de la fréquence de collisions donnée par l'expression habituelle :

$$\nu(\text{s}^{-1}) = 4 \times 10^9 p(\text{Torr}) \sqrt{T_e(\text{eV})} \quad (4.2)$$

la valeur effective ν_{eff} utilisée dans le modèle est de 50 à 70 fois plus élevée (cf. tableau 4.4) pour un meilleur ajustement des courbes théoriques. De nombreux travaux, qui portent sur le chauffage non-collisionnel et qui sont décrits par le modèle de plasma froid, considèrent une fréquence de collisions effective souvent plus d'un ordre de grandeur supérieure [84] à la valeur déterminée par la relation 4.2. La considération d'une telle fréquence de collisions effective est justifiée par le fait que le modèle plasma froid ($T_e = 0$) ne prend pas en compte les effets cinétiques induits par les électrons thermiques et, donc, il ne rend pas compte des modes électrostatiques et des mécanismes de chauffage via ces ondes.

Pressions (mTorr)	ν (10^7s^{-1})	ν_{eff} (10^7s^{-1})	B_{eff} (G)	n_{UHR} (10^{10}cm^{-3})	α
10	4	200	740	2,1	1,7
5	2	100	830	1,2	2
2,5	1	70	800	0,75	2

Tableau 4.4 Paramètres d'ajustement utilisés la comparaison avec le modèle de Balmain.

Même si la comparaison est osée, sur la figure 4.27 on constate une bonne concordance, aussi bien au niveau des tendances qu'au niveau des valeurs absolues. La différence la plus sévère concerne la résistance, les valeurs expérimentales étant toujours décalées vers le haut, c'est-à-dire vers des valeurs plus élevées.

Dans le domaine de basses densités, cela peut s'expliquer par la résistance de rayonnement qui n'est nullement prise en compte par le modèle analytique. Le modèle numérique rend compte de cette perte par rayonnement, mais pas suffisamment dans le cas présent. Dans le domaine de hautes densités, les résistances expérimentales ne tendent non plus vers zéro. D'après [85], et à l'opposé des pertes par rayonnement, ces résistances correspondent à des pertes sous forme d'oscillations plasma.

Malgré cette différence au niveau des valeurs absolues de la résistance, ces courbes permettent d'identifier la présence de deux pics, l'un correspondant à la résonance UHR ($\omega_p^2 = \omega_c^2 - \omega_{\text{UHR}}^2$)

l'autre, plus à droite, à la coupure ($\omega_p = \omega$). Cette identification, confirme que les transitions observées au niveau des impédances sont bien reliées à des changements de modes électromagnétiques.

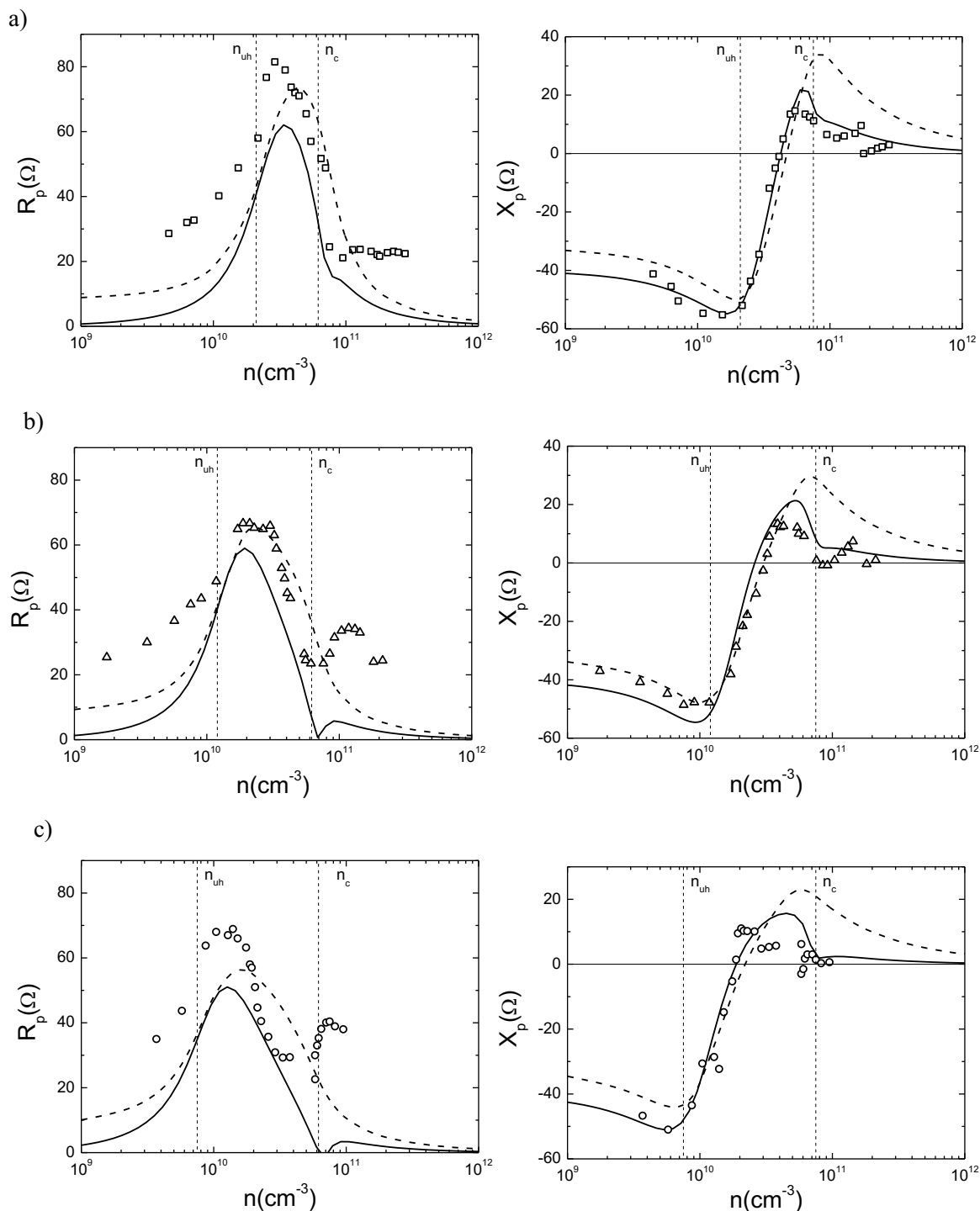


Figure 4.27 Impédances expérimentales décalées en densité et impédance théorique obtenue par le modèle analytique de Balmain (traits pleins) et CST MW (traits pointillés) pour les pressions de a) 10 mTorr, b) 5 mTorr et c) 2,5 mTorr.

L'ensemble de résultats pour les deux types d'applicateurs, TBA et TBB, permettent de conclure sur l'existence de deux pics : l'un obtenu à $n = n_c$ indépendamment de la puissance et peu influencé par la

pression. Le deuxième pic correspond à la résonance hybride, $n_{\text{UHR}} < n_c$. Contrairement au premier pic, celui-ci dépend de la pression, en s'approchant de n_c lorsque celle-ci augmente. Comme dans le même temps la largeur de ce pic augmente, il en résulte une seule courbe donnée par la convolution des deux pics (n_{UHR} et n_c). Sur une représentation de la résistance en fonction de la puissance, ces pics se décalent vers les plus faibles valeurs de puissance lorsque la pression augmente, puisque la densité du plasma augmente avec la pression pour une même puissance transmise au plasma (figure 4.8).

En ce qui concerne la diminution de l'espace inter-électrodes (b-a), on peut retenir que celle-ci a un effet défavorable en termes de production d'espèces et de couplage, les réactances de TBB étant bien plus capacitives que celles de TBA. Néanmoins, d'après la figure 2.3 du Chapitre 2, à (b-a) constant, une réduction de l'effet capacitif est possible par la diminution du rapport b/a. Il est donc possible d'ajuster les rayons pour se placer dans des conditions de réactance à vide diminuée. Cela peut être obtenu par une augmentation du rayon de l'âme centrale tout en maintenant un espace inter-électrodes (b-a) faible.

L'augmentation en conséquence de l'aimant contribuera positivement à la diminution de l'effet capacitif. Il existe donc des solutions pour la conception d'applicateurs où l'espace réduit entre électrodes est imposé par le cahier des charges.

4.4 Configuration dipolaire à 2,45 GHz. Impédances et modes EM

Dans la section 4.1 nous avons évoqué une similitude entre les trois applicateurs. Celle-ci est illustrée ici sur la figure 4.28 par les images d'un plasma dipolaire [86,87] qui montrent, tout comme pour l'applicateur TBA (figure 4.12 reportée de la section 4.2) un mode simple et double anneau.

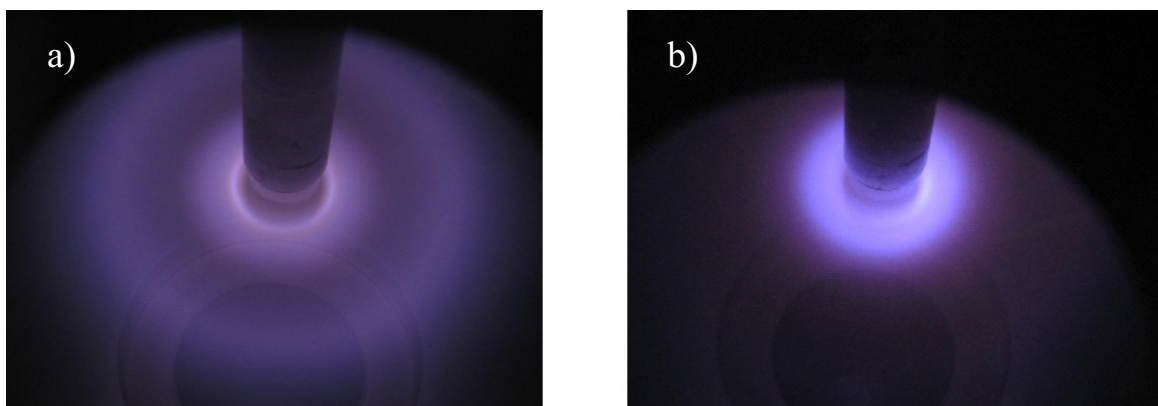


Figure 4.28 Images du plasma d'argon à 2 mTorr pour l'applicateur dipolaire à une puissance incidente : a) de 94 W (mode double-anneau) et b) de 143 W (mode simple-anneau).

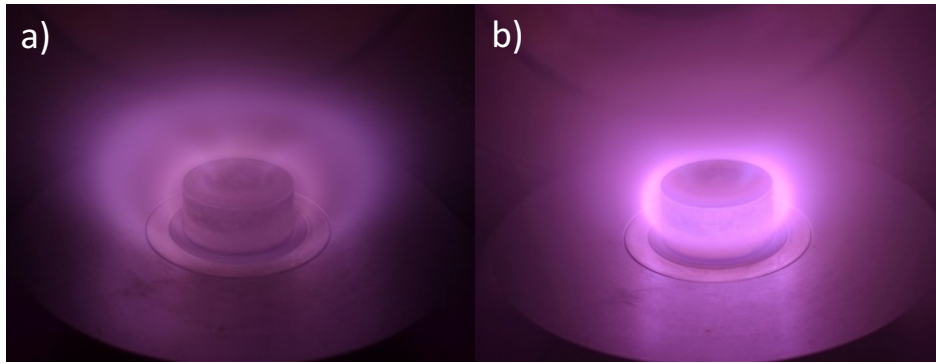


Figure 4.12 Images du plasma à 5 mTorr pour l'applicateur tête-bêche A pour une puissance transmise a) de 30 W (mode double-anneau) et b) de 67 W (mode simple-anneau).

Pour une meilleure compréhension des comportements décrits dans les deux précédentes sections (4.2 et 4.3), l'étude de l'applicateur dipolaire a été reprise en se concentrant sur les aspects de couplage et d'absorption de la puissance par les électrons. Le choix de cet applicateur est justifié par la forme et les dimensions plus importantes de l'aimant qui confèrent une répartition des zones sombres et lumineuses plus étendue. De plus, l'applicateur peut être immergé dans la chambre au-delà du plan des parois offrant ainsi un meilleur accès aux zones d'intérêt pour leur caractérisation à la fois électrique et électromagnétique.

4.4.1 Régimes de fonctionnement

L'impédance dans le plan de sortie de l'applicateur (cf. figure 4.6) est déterminée par la méthode expérimentale de calibration (cf. Chapitre 2) et les résultats sont présentés sur la figure 4.29 pour trois pressions dans le domaine de très basses valeurs, de 1 à 5 mTorr.

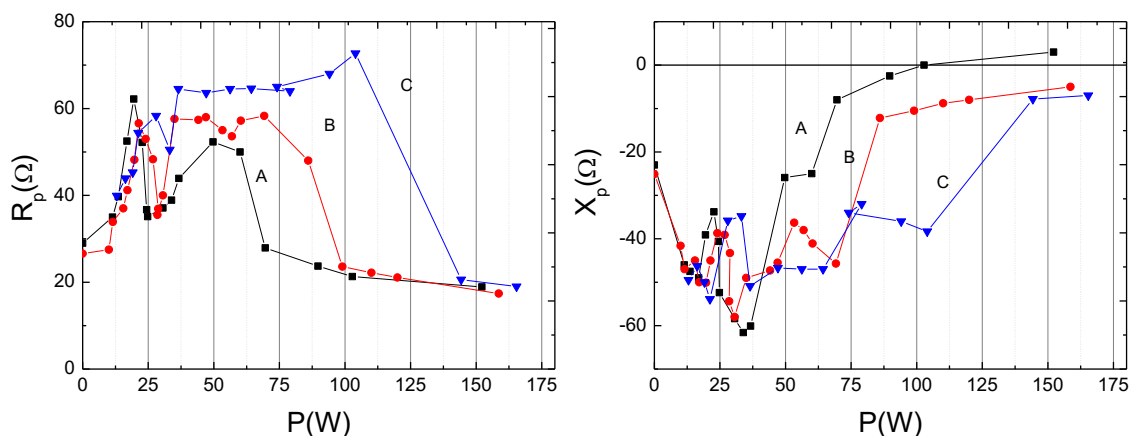


Figure 4.29 Résistance R_p et réactance X_p dans le plan de sortie de l'applicateur en fonction de la puissance transmise pour trois pressions (argon) : 5 mTorr (A), 2 mTorr (B) et 1 mTorr (C).

D'après la figure 4.29, cet applicateur présente des évolutions de la résistance et de la réactance semblables à celle précédemment obtenues, à savoir, des maxima de la résistance associés à des variations rapides des réactances. Du point de vue des transitions, du régime capacitif jusqu'au régime résistif ou inductif, les deux pressions de 2 et 5 mTorr peuvent être retenues pour l'étude à pression constante et puissance variable.

Pour une pression donnée (2 mTorr dans le cas présent), plusieurs puissances ont été appliquées afin de se placer, aussi bien en mode double-anneau (basses puissances), qu'en mode simple anneau (hautes puissance) et d'identifier, autant que possible, les transitions d'un régime à un autre. Les images prises à différentes puissances sont représentées sur la figure 4.30. Les valeurs de ces puissances sont indexées de 1 à 6 et indiquées sur la figure 4.31. Cette deuxième figure, représente l'efficacité de couplage (puissance dépensée pour le chauffage des électrons) en fonction de la puissance transmise à la décharge et elle est déduite à partir de la puissance transmise et des impédances (équation 4.1).

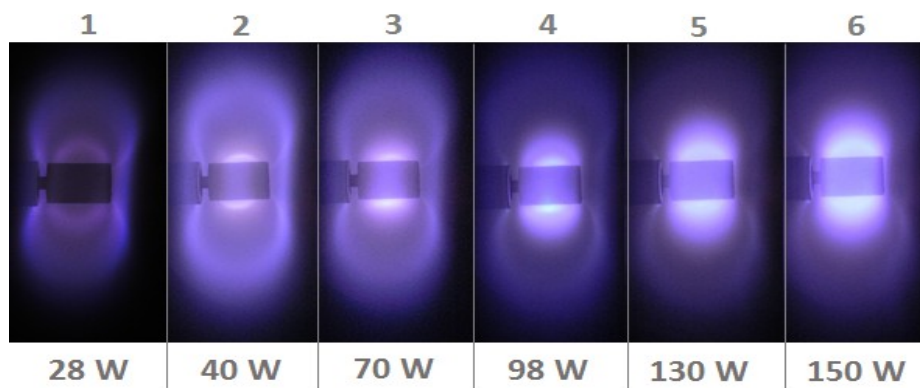


Figure 4.30 Images du plasma dipolaire à différentes puissances transmises (Ar, 2,45 GHz, 2 mTorr).

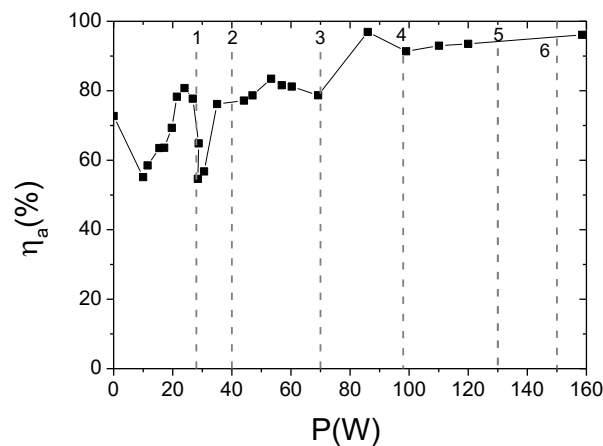


Figure 4.31 Efficacité de couplage de l'applicateur dipolaire en fonction de la puissance transmise (Ar, 2,45 GHz, 2 mTorr).

Tout d'abord, l'ensemble des images montre l'évolution progressive, avec l'augmentation de la puissance des deux anneaux lumineux. En particulier, le deuxième (anneau périphérique) s'éloigne de plus en plus du premier (proche de l'aimant) jusqu'à sa disparition, quand le mode simple-anneau est obtenu (image 6). La transition double \rightarrow simple-anneau est effective à 70 W et elle peut être repérée sur la figure 4.31 par une augmentation nette de l'efficacité de couplage.

Il est important de noter que la puissance transmise utilisée dans l'équation 4.1 est déterminée par la différence entre les puissances incidente et réfléchi, sans pouvoir prendre en compte de manière quantitative la fraction du champ rayonnée (pertes par rayonnement). Par conséquent, une surestimation de la puissance effectivement transmise à la décharge (sous forme active et réactive), peut diminuer la proportion mise à contribution pour le chauffage ohmique. De ce fait, le minimum marqué entre 30 et 40 W (figure 4.31) pourrait être excessif. Par contre, de cette même figure, il apparaît évident que l'efficacité de couplage pour le mode double-anneau est inférieure à celle correspondant au mode simple-anneau.

Pour chaque puissance, les caractéristiques électriques du plasma (densité plasma et température électronique) et le signal proportionnel à la puissance rayonnée ont été déterminés en explorant le plan équatorial (direction radiale du dipôle) afin de traverser toutes les zones lumineuses et sombres, jusqu'à proximité de l'aimant. Pour limiter au maximum l'influence sur les mesures de la perturbation EM et/ou des fortes densités plasma, celles-ci sont limitées à 20 ou 30 mm par rapport à l'axe de l'aimant (figures 4.32 et 4.33).

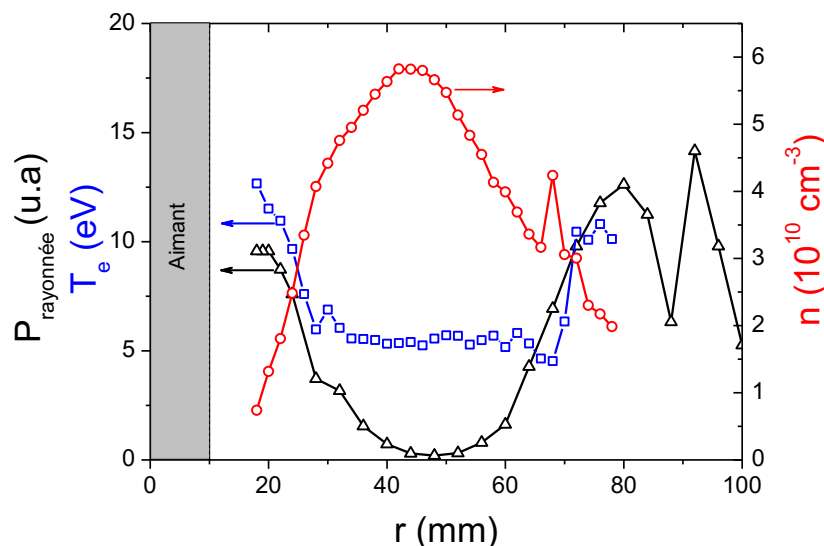


Figure 4.32 Mode double anneau $P \approx 30$ W (image 1)

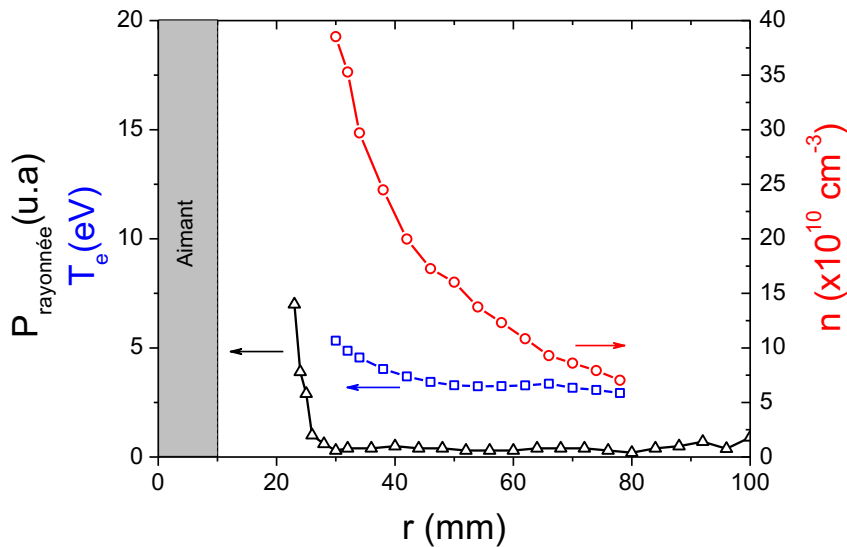


Figure 4.33 Mode simple-anneau $P \approx 150$ W (image 6)

Le profil radial des grandeurs ci-dessus mentionnées est montré sur les figures 4.31 et 4.32 pour, respectivement, 30 W (double-anneau / image 1) et 150 W (simple anneau / image 6).

En regardant en parallèle ces deux figures, on peut noter l'effondrement du rayonnement pour le mode simple anneau dès la sortie de la zone lumineuse. Par contre, pour le mode double-anneau, le champ rayonné est détecté également à des grandes distances : le premier maximum de rayonnement commence à décroître en sortie du premier anneau, il enregistre un minimum dans la zone sombre (de 40 à 60 mm) puis, il commence à augmenter vers le milieu du deuxième anneau.

Les deux figures démontrent une corrélation entre les différentes zones (lumineuses et de rayonnement) et les paramètres électriques du plasma. Les anneaux lumineux sont le siège d'absorption d'énergie et donc de chauffage des électrons, menant à des maxima de température (> 10 eV) juste avant la sortie d'une zone de chauffage (anneau lumineux). Du point de vue de la production d'espèces, il apparait que pour le mode simple anneau (figure 4.33), elles sont produites majoritairement à l'endroit même où la température est élevée. Par contre, pour le mode double-anneau (figure 4.32), le maximum en densité est décalé vers la zone exempte de champ électrique. Ce décalage entre la zone de chauffage et celle de maximum d'ionisation est un phénomène bien connu sous le nom de cinétique non-locale ou effet non-local du champ [88].

Il est important de noter que la température électronique a été déterminée à partir de la FDEE, elle-même extraite par la dérivée seconde des courbes de sonde. Aucune correction des valeurs présentées dans ce mémoire n'est encore effectuée pour prendre en compte l'effet du champ magnétique dans les zones proches de l'aimant. Par conséquent, certaines valeurs indiquées peuvent être sous-évaluées. Toutefois, l'existence des températures élevées reliées aux zones de chauffage a été prouvée par spectroscopie d'émission optique et inversion d'Abel, comme il est montré sur la figure 4.34 (figures extraites de [86]). Les maxima des raies d'émission de l'argon, ArI – 750,4 nm et ArII- 465,8 nm, avec des seuils d'excitation de 13,7 eV et 37 eV, correspondent bien à la localisation des anneaux.

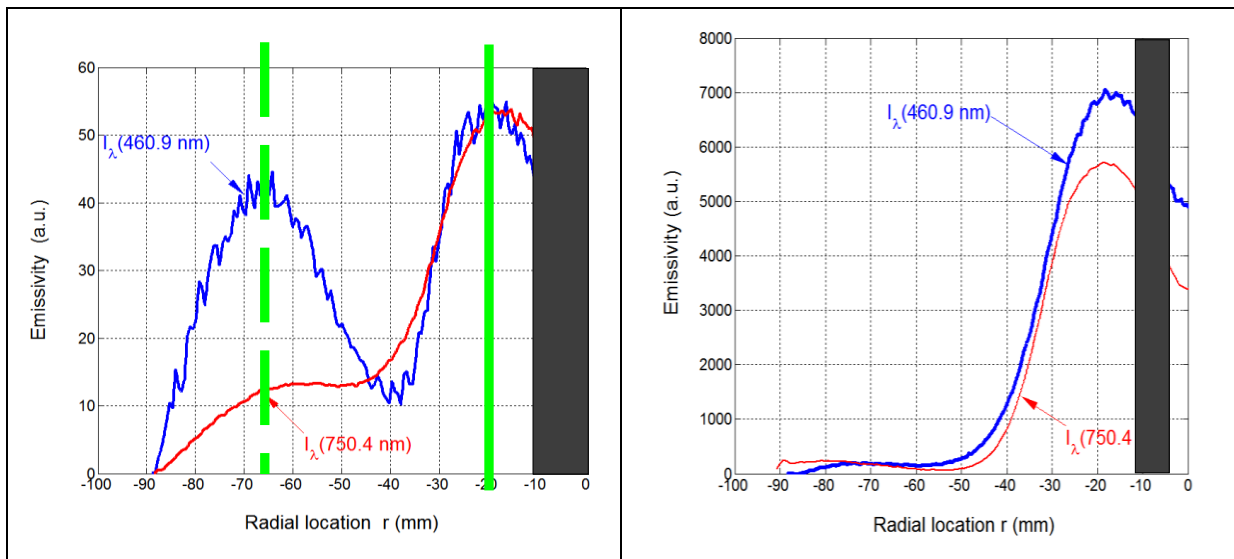


Figure 4.34 Profil des raies d'émission de l'argon (ArI – 750,4 nm et ArII- 465.8 nm) pour un plasma dipolaire à 2 mTorr : a) de 94 W (mode double-anneau) et b) de 143 W (mode simple-anneau). Les anneaux sont centrés autour des droites verticales représentées sur la figure double-anneau.[86]

4.4.2 Régimes et modes de propagation

La corrélation des densités du plasma et des valeurs du champ magnétique dans le plan équatorial peut être représentée sous forme du diagramme CMA (figure 4.35).

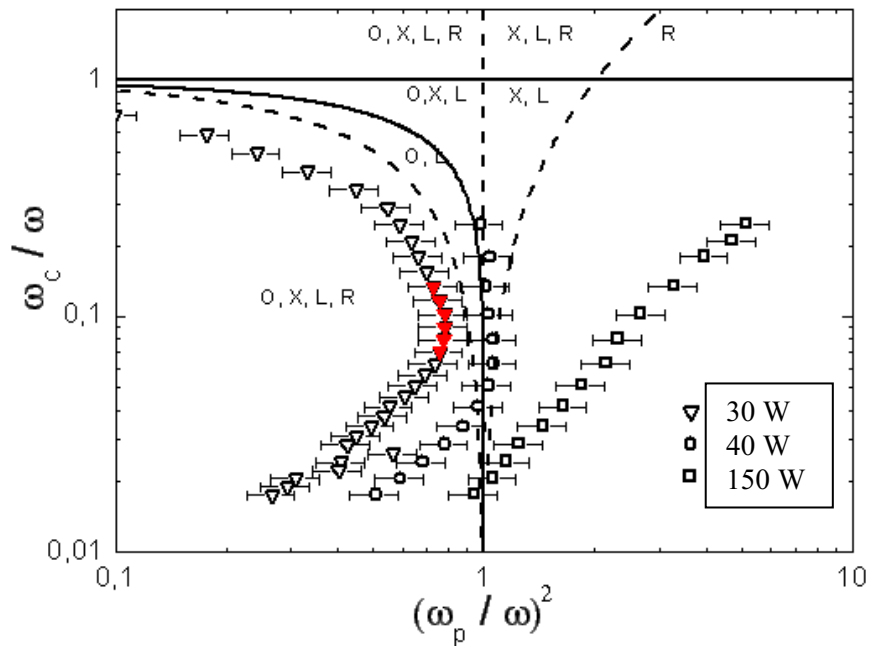


Figure 4.35 Répartition des densités radiales obtenues avec l'applicateur dipolaire pour trois puissances : 30 W – double-anneau, 40 W – double-anneau et 150 W – simple-anneau (argon, 2 mTorr).

La figure 4.35 démontre que dans la direction radiale (du plan équatorial examiné dans cette étude) le plasma est traversé par différentes ondes électromagnétiques et, donc, différents modes. En effet, chaque point opératoire (représenté par un couple de valeurs ω_p/ω et ω_c/ω) se situe dans une zone de propagation où un ou plusieurs modes EM peuvent coexister ou être coupés.

Ainsi, pour 30 W (double-anneau), tous les points se situent dans la zone de propagation des modes R, L, O et X, sans qu'aucune coupure de mode ne soit traversée. Toutefois, les points pleins (en rouge) sur la figure correspondent aux valeurs indiquées sur la figure 4.32, de 40 à 60 mm, c'est-à-dire dans une zone exempte de champ électromagnétique (de 40 à 60 mm sur la figure 4.32). Cela prouve que les densités sont sous-estimées (elles auraient dû être positionnées au moins au-delà de la coupure O, L).

Pour 40 W, les densités se trouvent à la frontière de la coupure de l'onde EM-ordinaire. Cette frontière est très certainement franchie si on tient compte que, pour cette puissance, il y a également une zone où aucun rayonnement n'a été détecté.

Enfin, pour 150 W, pratiquement toutes les valeurs se trouvent dans une zone où aucun mode EM n'est autorisé, excepté l'onde électrostatique de Bernstein (cf. Chapitre 1).

Bien évidemment, ce diagramme ne peut pas préciser les mécanismes de chauffage, mais, certain d'entre eux peuvent être supposés. Par exemple, dans les zones purement propagatives ($\omega_c \ll \omega$), les seuls mécanismes possibles sont ceux d'absorption d'énergie directe de l'onde EM. Ceux-ci, en dehors d'une résonance telle que la RCE, sont moins efficaces ($n < n_c$, $\omega_c \ll \omega$ sur le diagramme CMA).

Pour les points situés près de $\omega_c/\omega = 1$, l'absorption directe à la RCE est possible puisque l'onde est injectée dans la chambre par la zone de fort champ magnétique.

Dans les zones non autorisées à la propagation des modes EM, les mécanismes d'absorption sont nécessairement de nature électrostatique. En particulier, pour le régime simple-anneau à 150 W, les électrons peuvent prendre de l'énergie du champ par absorption résonnante (aux harmoniques RCE) de l'onde de Bernstein (conversion du mode EM-X), ou de Langmuir (conversion du mode EM-O). Les valeurs de densités du plasma n'ont pas pu être mesurées pour une distance inférieure à 30 mm de l'aimant en raison des perturbations induites sur le plasma (figure 4.33). Cependant, l'extrapolation des points vers des valeurs plus élevées de ω_c/ω suggère que les harmoniques RCE ($\omega_c/\omega = 1/2, 1$) seraient bien franchies, confirmant ainsi un chauffage résonnant de type Bernstein.

Si on revient aux impédances et à l'efficacité de couplage, on en déduit que près du régime résistif ou inductif, l'efficacité de couplage est maximale et elle correspondrait à des mécanismes d'absorption résonnants. On peut noter que la réactance (courbe B de la figure 4.29) est légèrement négative, mais les barres d'erreur ne sont pas représentées.

Dans cette section, nous avons essayé de montrer le lien entre transition de régime (capacitif-inductif), efficacité de couplage, modes de propagation et, enfin, mécanismes d'absorption d'énergie par les électrons. La compréhension de ces phénomènes et leur anticipation pourraient permettre à terme de développer des applicateurs non seulement optimisés du point de vue de la transmission électromagnétique mais également du point de vue du couplage de l'onde électromagnétique transmise au plasma.

4.5 Configuration tête-bêche à 2,45 GHz et 352 MHz. Influence de la fréquence

4.5.1 De 2,45 GHz à 352 MHz : évolution prévisionnelle

Dans le domaine de micro-ondes, les fréquences couramment utilisées sont 5,45 GHz, 915 et 433 MHz. La fréquence de 352 MHz est largement utilisée dans le domaine des accélérateurs de particules (LINAC, SOLEIL, ESRF) où les amplificateurs 352 MHz à circuits intégrés (ou à état solide) se substituent de plus en plus à ceux à tube électronique, en raison des avantages qu'ils confèrent : durée de vie plus importante, absence de hautes tensions, maintenance plus facile, etc. De plus, du fait de l'évolution permanente des technologies à base de semi-conducteurs, les transistors à 352 MHz sont à ce jour capables de générer des puissances de l'ordre du kilowatt, et ce, pour des coûts raisonnables. Par contre, aucune référence bibliographique ne fait apparaître l'utilisation de cette fréquence pour la production de plasma. L'objectif de cette section est donc d'identifier les conséquences d'une transposition technologique de 2,45 GHz à 352 MHz sur les performances de production d'espèces. Ce travail a été effectué en utilisant un générateur à état solide de 800 W conçu par Thales Electron Devices (figure 4.36) et une source tête-bêche TBA (figure 4.4).



Figure 4.36 Générateur 352 MHz de fabrication Thales Electron Devices.

Lorsqu'un changement en fréquence est envisagé, l'analyse des ordres de grandeur de certains paramètres peut indiquer les tendances de l'évolution des propriétés du plasma. Ces paramètres ont été en partie évoqués dans le Chapitre 2, où l'influence de la fréquence sur l'impédance d'un système antenne monopôle – plasma a été examinée.

En plus des rapports v/ω (qui quantifie l'effet collisionnel par rapport à l'effet inertiel) et ω_c/ω (qui détermine entre autre la zone RCE), les longueurs caractéristiques constituent un "thermomètre" important des changements induits au niveau du plasma et de la gaine qui l'entoure. Pour une même structure magnétique, l'augmentation de la longueur d'onde à vide (7 fois plus grande à 352 MHz qu'à 2,45 GHz) présage une expansion spatiale du plasma et des changements au niveau des modes de propagation par rapport à 2,45 GHz. A paramètres plasma (densité, température électronique) identiques, l'effet de la gaine (en tant que réactance capacitive) sur l'impédance de la décharge (plasma + gaine) est nécessairement plus conséquent à 352 MHz qu'à 2,45 GHz.

A la lumière de nombreux travaux publiés dans le domaine et, en particulier, dans le domaine des plasmas micro-ondes magnétisés (Lagarde *et al.* [2] Srivastava et Asmussen [3]), l'augmentation de la température des électrons dans le corps du plasma (conséquence de la délocalisation de la zone RCE vers le corps du plasma [2]) sera également une conséquence attendue. En ce qui concerne la densité du plasma, les résultats de la littérature sont plus dispersés, puisque celle-ci dépend de la puissance effectivement transmise et utilisée pour le chauffage des électrons. Ceci nous ramène au problème de pertes d'insertion, de transmission, et de couplage de l'onde au plasma. Or, l'avantage majeur des fréquences plus basses réside justement dans la réduction considérable de ces pertes d'insertion.

Avant de présenter les résultats issus d'un travail effectué de manière plus systématique, il est intéressant de regarder qualitativement les changements induits par la fréquence sur le comportement global d'un plasma magnétisé d'argon obtenu avec l'applicateur TBA en argon. Les figures 4.37 et 4.38 montrent des images correspondant à deux fréquences d'onde différentes (2,45 GHz et 352 MHz).

Alors qu'à 2,45 GHz le plasma présente deux zones distinctes de production (figure 4.30), une seule zone située toujours à proximité de l'âme centrale est constatée à 352 MHz. Le mode à double-anneau n'a jamais été observé pour cette fréquence.

Contrairement aux images correspondant à 2,45 GHz, au niveau de la zone RCE à 352 MHz de 125 G (située à 20 mm de l'antenne, cf. figure 4.2), aucune émission intense de lumière n'est observée. En ce qui concerne le comportement à plus hautes pressions, la figure 4.38 montre bien une expansion plus conséquente du plasma à 352 MHz qu'à 2,45 GHz.

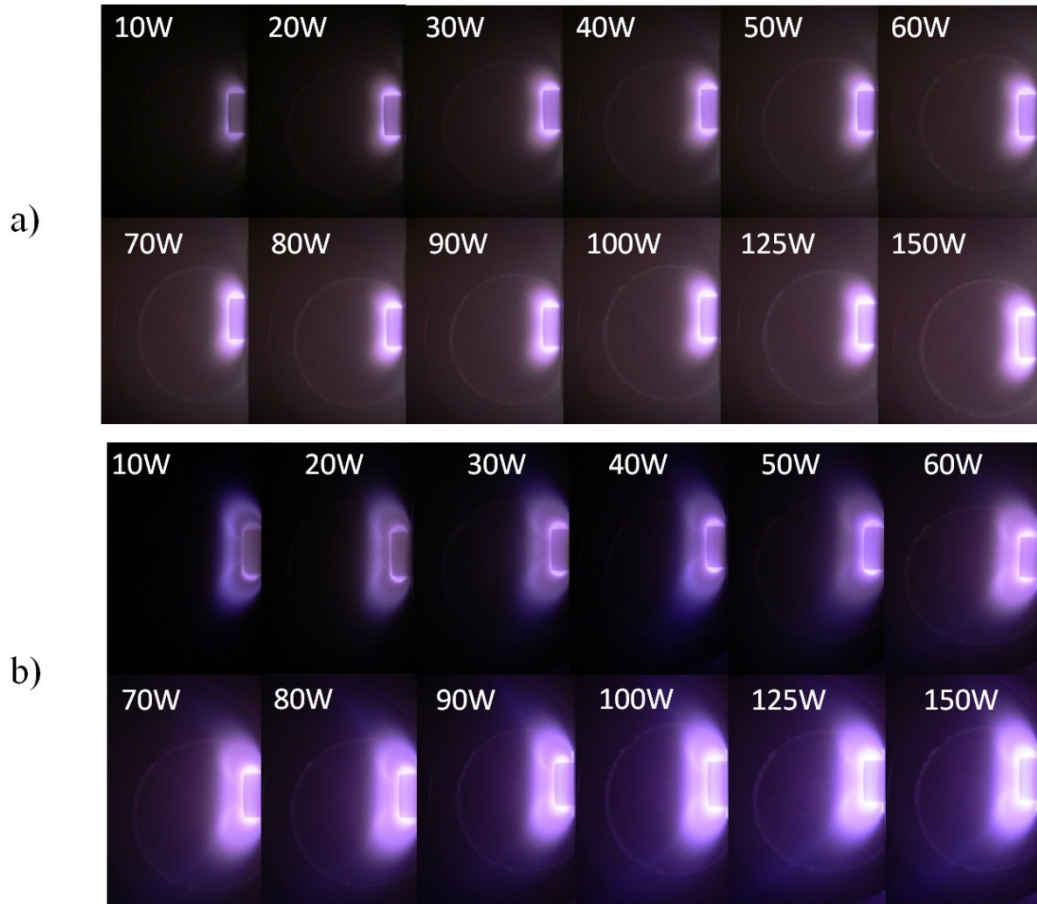


Figure 4.37 Images d'un plasma d'argon à 5 mTorr généré à 352MHz (a) à 2,45 GHz (b) avec la source Tête-Bêche A pour différentes puissances transmises.

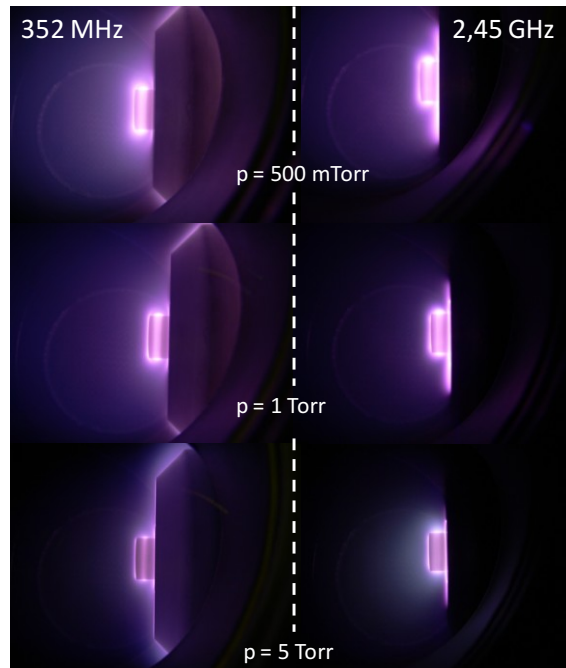


Figure 4.38 Images d'un plasma d'argon généré avec la source tête-bêche opérant à 2,45 GHz et 352 MHz à différentes pressions et à même puissance transmise (150 W).

4.5.2 Caractérisation électromagnétique

L'applicateur TBA utilisé lors de cette étude est dimensionnellement conçu pour une transmission optimale à 2,45 GHz. Par conséquent, il est plus judicieux d'évaluer en premier lieu ses performances de transmission et de couplage à 352 MHz.

- *Mesures d'impédance à vide*

Selon la procédure suivie à 2,45 GHz, l'impédance à vide pour 352 MHz a été déterminée par trois méthodes différentes : 1) simulation CST, 2) modèle de Marcuvitz et 3) mesure combinée au calcul de changement du plan de référence. Les valeurs obtenues dans l'ordre : $(0,2 - j 255)$, $(0 - j 195)$ et $(9 - j 183)$, sont représentées sur la figure 4.39. La valeur nominale de la charge pour laquelle l'applicateur serait adapté, $(118 - j 150)$, est également positionnée sur la même figure.

On peut noter que l'impédance à vide est 7 fois plus capacitive que celle à 2,45 GHz, et qu'elle est assez proche de la valeur nominale. Cela signifie que cet applicateur devrait être bien adapté pour des basses puissances et pressions.

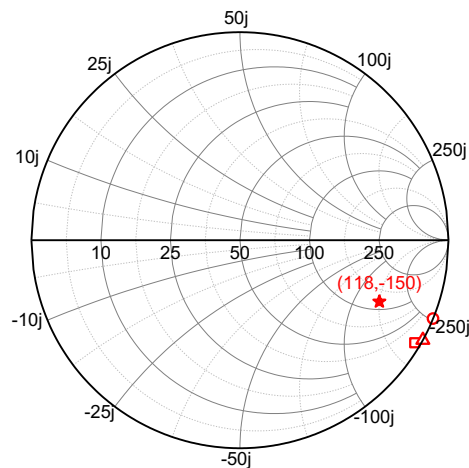


Figure 4.39 Impédances à vide dans le plan de sortie de l'applicateur tête-bêche A (TBA) à 352 MHz : CST MW (rond vide), modèle de Marcuvitz (triangle vide) et mesure (carré).
L'impédance nominale d'adaptation de l'applicateur (étoile).

- *Mesures d'impédance plasma*

Pour la comparaison des impédances à 352 MHz et 2,45 GHz, un même rapport v/ω est choisi. Cela revient à considérer une pression 7 fois plus élevée pour 352 MHz, soit 0,7, 7,2, 72 et 720 mTorr contre 5, 50, 500 et 5000 mTorr pour 2,45 GHz.

A chacune de ces pressions, l'impédance est mesurée (avec la méthode 3) pour plusieurs puissances incidentes, de 0 à 200 W, et l'ensemble de valeurs est représenté sur la figure 4.40-b. A la pression de 0,7 mTorr, l'impédance reste à proximité de l'impédance nominale d'adaptation, et ce, pour toutes les

puissances jusqu'à 200 W. A cette pression, l'applicateur devrait donc assurer une très bonne efficacité de transmission. Pour les autres pressions, les valeurs de l'impédance correspondent à des puissances transmises comprises entre 0 et 50 W. En effet, il n'a pas été possible de transmettre davantage de puissance en raison de la désadaptation de l'applicateur. Toutefois, sur ce domaine restreint de puissances, les variations d'impédances sont significatives : d'une valeur proche de l'impédance à vide pour les faibles puissances, les valeurs dérivent sur l'abaque de Smith vers des valeurs de moins en moins capacitives et moins résistives avec l'augmentation de la puissance. Par rapport aux impédances à 2,45 GHz où une transition capacitif \rightarrow inductif est obtenue (figure 4.40-a), les valeurs à 352 MHz restent dans le domaine des réactances capacitives sur l'ensemble des conditions opératoires considérées.

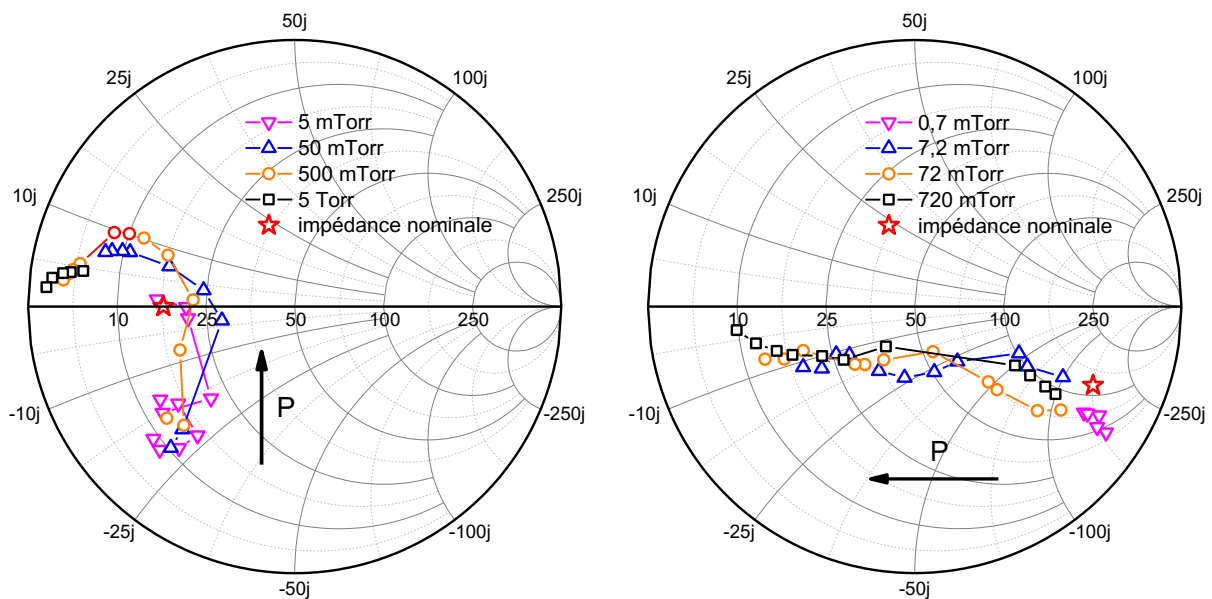


Figure 4.40 Impédances plasma a) à 2,45 GHz et b) à 352 MHz en fonction de la puissance incidente (de 0 à 200 W) pour trois pressions (à ν / ω constant).

- Efficacité énergétique**

Les rendements de transmission et de couplage (déterminée selon l'équation 4.1) sont représentés sur la figure 4.41. Comme attendu, la transmission à 0,7 mTorr est proche de 100% sur tout le domaine de puissance. Pour les autres pressions, l'efficacité de transmission de la puissance incidente est fortement décroissante (*e.g.*, 10% à 700 mTorr et à forte puissance incidente). En revanche, l'efficacité de couplage est proche de 100%. Autrement dit, toute la puissance transmise est dépensée dans le chauffage ohmique des électrons, sauf pour 0,7 mTorr qui ne présente qu'une efficacité de 30-40 %.

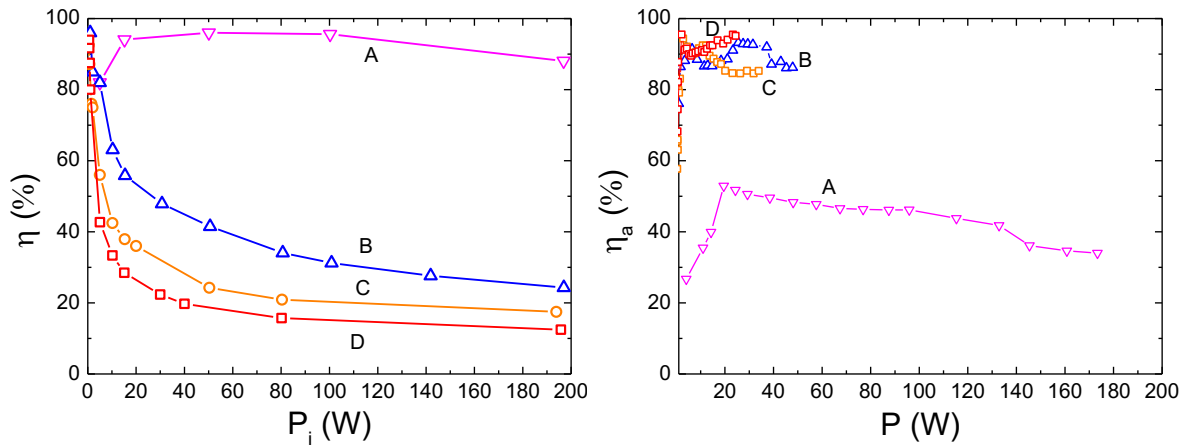


Figure 4.41 Efficacité de transmission η et de couplage η_a en fonction de la puissance incidente pour différentes pressions, 0,7 ; 7,2 ; 72 et 720 mTorr, identifiées respectivement par A, B, C and D. (TBA, $f = 352$ MHz)

A titre comparatif, le rendement de transmission à 150 W de puissance transmise est représenté sur la figure 4.42 en fonction de la pression pour les deux fréquences : 2,45 GHz et 352 MHz.

La différence est nette : aucune fenêtre opératoire optimale ne peut être définie et l'utilisation d'un adaptateur d'impédance est impérative.

Ces résultats permettent de montrer l'importance du choix de l'impédance nominale d'adaptation lors de la conception d'un applicateur plasma. En l'occurrence, du fait de la grande différence entre l'impédance à vide et en présence de plasma, le choix de l'impédance nominale d'adaptation est d'autant plus critique à 352 MHz qu'à 2,45 GHz.

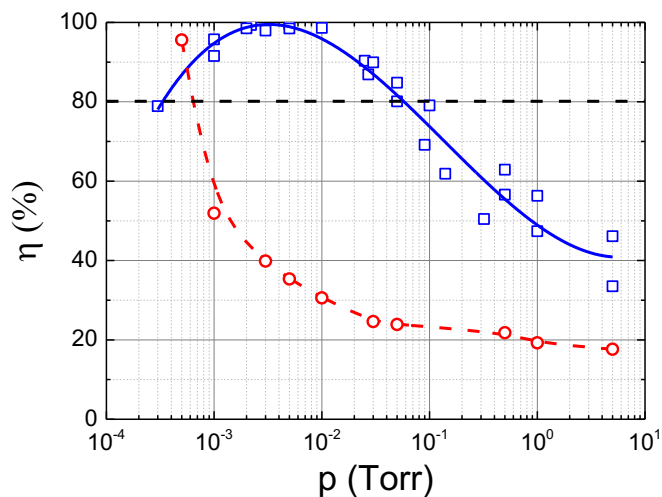


Figure 4.42 Efficacité de transmission de puissance η en fonction de la pression pour un plasma d'Argon et une puissance incidente de 150 W généré avec l'applicateur tête-bêche A à 2,45 GHz (carrés vides) et à 352 Mhz (ronds vides).

4.5.3 Caractérisation électrique

Les caractéristiques électriques du plasma (densité, température électronique, potentiels) sont présentées de la même manière que dans la Section 4.2, c'est-à-dire en fonction de la pression pour une puissance donnée et ensuite, en fonction de la puissance pour une pression fixée. Les mesures sont effectuées, comme précédemment, dans l'axe de l'aimant à une distance $z = 53$ mm du plan de masse, ou à différentes distances pour en déterminer le profil longitudinal. Afin de mieux observer les conséquences du changement de la fréquence, les valeurs correspondant à 2,45 GHz sont reportées sur la plupart des figures.

- *Étude à puissance constante et pression variable*

La figure 4.43-a, qui représente la densité en fonction de la pression pour 150 W de puissance incidente, montre d'abord des densités à 352 MHz d'un ordre de grandeur inférieures à celles obtenues à 2,45 GHz pour le fonctionnement de l'applicateur sans adaptateur d'impédance. Après l'analyse de l'efficacité de transmission présentée dans la section 4.5.2, cet écart peut être aisément compris.

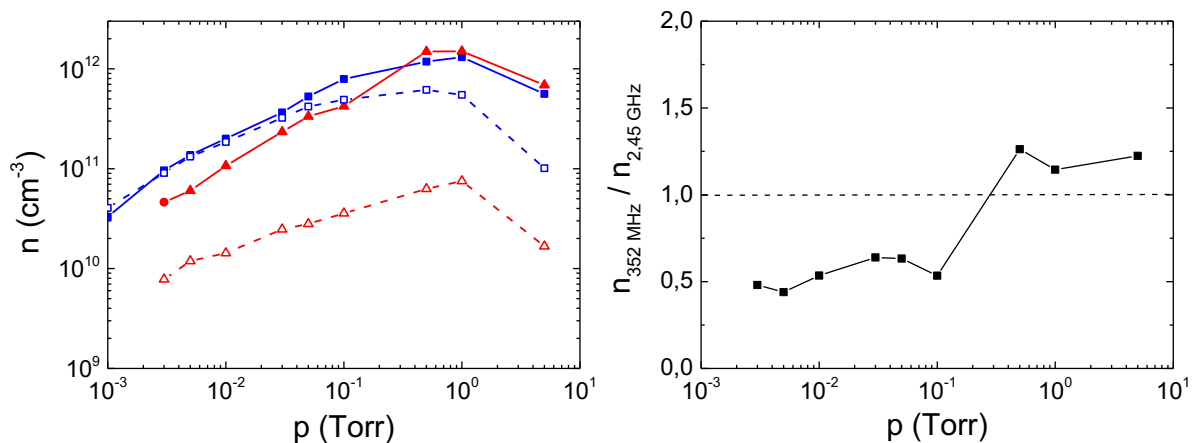


Figure 4.43 a) Évolution de la densité ionique en fonction de la pression pour 2,45 GHz (carrés) et à 352 MHz (ronds). Les traits pointillés et continus correspondent, respectivement, au fonctionnement de l'applicateur sans et avec adaptateur d'impédance ($P_i = 150$ W, $z = 53$ mm).

b) Rapport des densités obtenues avec adaptateur d'impédance ($P = 150$ W, $z = 53$ mm)

L'écart entre les densités est fortement diminué en utilisant un adaptateur d'impédance. Toutefois, à puissances transmises égales, le rapport des densités à 352 MHz et à 2,45 GHz reste sous-unitaire (de l'ordre de 1/2), excepté le domaine des hautes pressions (> 100 mTorr) où le rapport s'inverse pour devenir sur-unitaire (figure 4.44-b). On retrouve donc l'effet connu de perte d'efficacité de production d'espèces avec la diminution à la fois de la fréquence de l'onde et de l'intensité du champ magnétique dans la zone RCE correspondante à 352 MHz ([21], p227). Les valeurs supérieures obtenues pour des

pressions > 100 mTorr s'expliquent par une expansion spatiale du plasma à 352 MHz et par la réduction concomitante de la diffusion des espèces à 2,45 GHz.

Naturellement, dans tout ce qui suit, seuls les résultats obtenus en utilisant l'adaptateur d'impédance sont présentés et les puissances précisées correspondent aux puissances transmises (au lieu de puissances incidentes).

Pour les potentiels, représentés sur la figure 4.44, on retrouve des valeurs plus élevées à 352 MHz dues, comme pour les décharges RF, à des effets capacitifs d'autant plus importants que la pression et/ou la puissance sont faibles (voir aussi la figure 4.48).

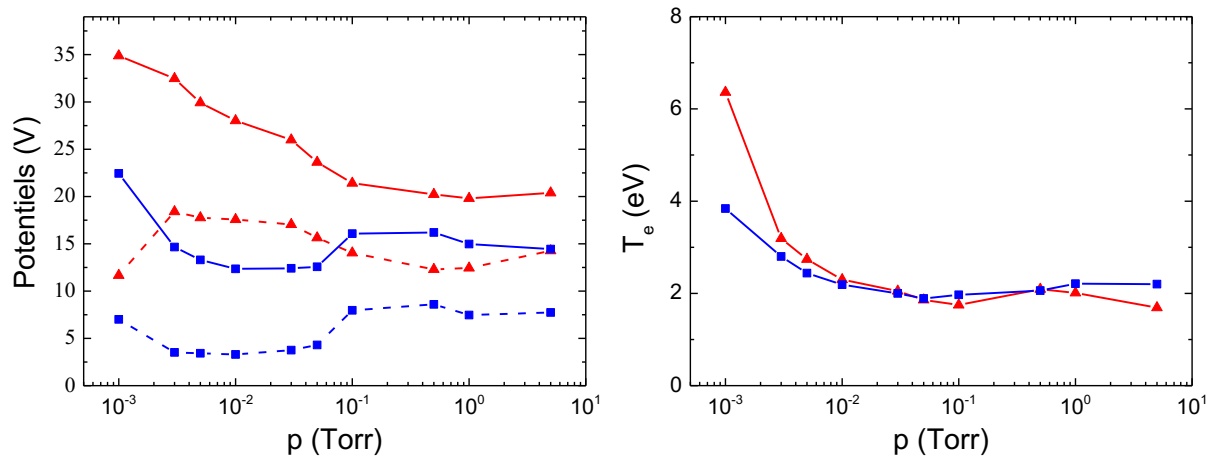


Figure 4.44 Potentiels flottant (traits pointillés) et potentiels plasma (traits continus) à 2,45 GHz (symboles carrés) et à 352 MHz (symboles triangles).
($P = 150$ W, $z = 53$ mm)

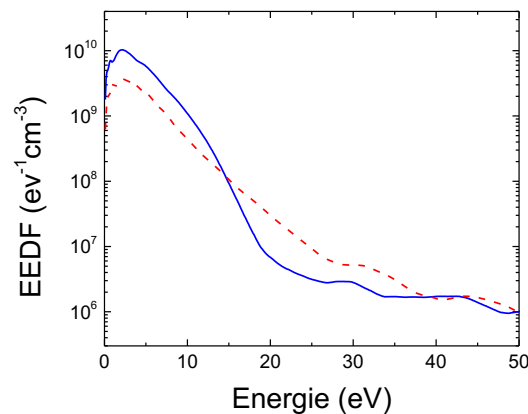


Figure 4.45 Comparaison des fonctions de distribution en énergie des électrons à 2,45 GHz (trait continu) et 352 MHz (trait discontinu). ($P = 150$ W, $p = 5$ mTorr, $z = 53$ mm)

Par rapport aux valeurs différentes des potentiels, la figure 4.44 montre des températures électroniques très proches. A titre d'exemple, à 5 mTorr ($P = 150$ W), les valeurs sont de 2,5 et 2,7 eV pour, respectivement, 2,45 GHz et 352 MHz. Toutefois, si on regarde la fonction de distribution en énergie

des électrons (FDEE) correspondante (figure 4.45), on peut noter que, à plus basse fréquence, la population chaude des électrons est plus importante que celle à 2,45 GHz.

- *Étude à pression constante et puissance variable*

La représentation de ces mêmes grandeurs en fonction de la puissance (figures 4.46 et 4.47) permet, tout d'abord, d'identifier la présence ou non des changements de régime à travers l'existence des sauts en densité.

A la recherche des sauts de densité, une valeur située dans le domaine de très basses pressions (de 5 mTorr) a été fixée pour l'étude. La figure 4.46 montre une évolution monotone de la densité du plasma sur le domaine investigué, sans aucun saut en densité et, donc, sans aucune transition particulière d'un régime à un autre. Compte tenu du facteur 7 des rapports (v/ω) aux deux fréquences, le comportement à 5 mTorr / 352 MHz s'avoisine à celui obtenu à 35 mTorr / 2,45 GHz. Hors, au-delà de la trentaine de mTorr, la figure 4.10 montre des comportements monotones, voire linéaires à partir des puissances relativement basses. Un comportement sans sauts en densité devrait donc se traduire (d'après la section 4.4) par l'absence de changements au niveau des modes EM et mécanismes d'absorption.

L'étude effectuée sur les applicateurs TBA et TBB à 2,45 GHz a montré qu'une transition d'un régime capacitif à un régime résistif/inductif se produit à $n = n_c$ (pour v/ω suffisamment grand). Or dans le cas présent (à 352 MHz) la décharge reste en régime capacitif sur tout le domaine de puissance transmise (figure 4.46-b), bien que la densité critique soit largement dépassée ($n > n_c = 1,5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$). Par contre cette figure montre bien une variation importante de la réactance (de -100 à -20 Ω), très probablement, au passage de la densité critique. L'absence d'une transition capacitif-résistif/inductif peut être attribuée, d'une part, aux fortes réactances à vide et, d'autre part, à l'effet de la gaine (cf. figure 2.16) plus capacitive qu'à 2,45 GHz. Par conséquent, en termes de densité, le régime capacitif identifié sur la figure 4.46-a jusqu'à 50 W à 2,45 GHz, se prolonge à 352 MHz sur tout le domaine de puissance.

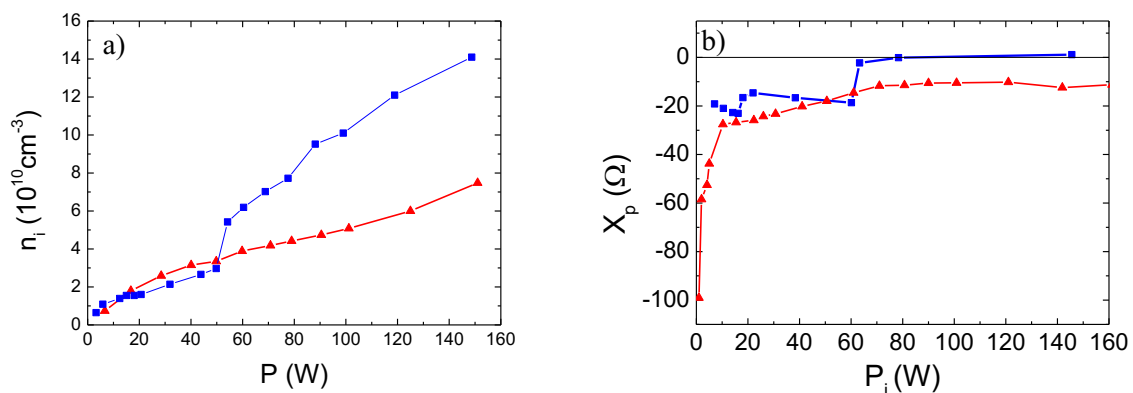


Figure 4.46 Densités ioniques et réactances X_p obtenues à 2,45 GHz (symboles carrés) et à 352 MHz (symboles triangles) en fonction de la puissance transmise avec adaptateur (a) et sans adaptateur (b) d'impédance ($z = 53 \text{ mm}$, $p = 5 \text{ mTorr}$).

En ce qui concerne la température électronique considérée pour les deux fréquences (figure 4.48), on retrouve dans le domaine de puissances élevées ($P > 60$ W) le comportement classique d'un plasma de diffusion où la température est peu sensible aux variations de la puissance.

Par contre, dans le domaine de basses puissances ($P < 60$ W), non seulement la température varie, mais les variations sont opposées : à 2,45 GHz, la température augmente, tandis qu'à 352 MHz elle décroît avec l'augmentation de la puissance (et donc de la densité du plasma).

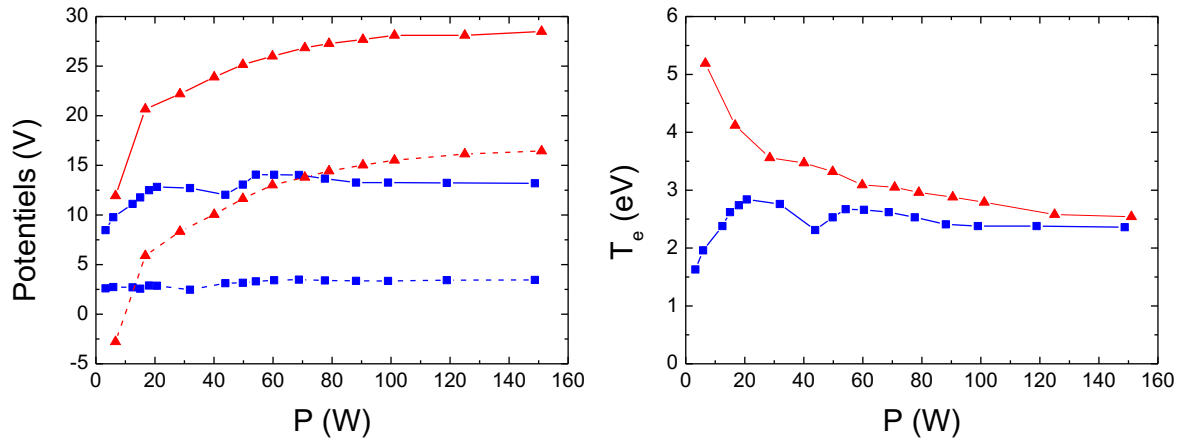


Figure 4.47 a) Potentiels flottant (traits pointillés) et plasma (traits continus) obtenus à 2,45 GHz (symboles carrés) et à 352 MHz (symboles triangles) en fonction de la puissance transmise pour une pression 5 mTorr. b) Température électronique à 2,45 GHz (carrés) et à 352 MHz (triangles).

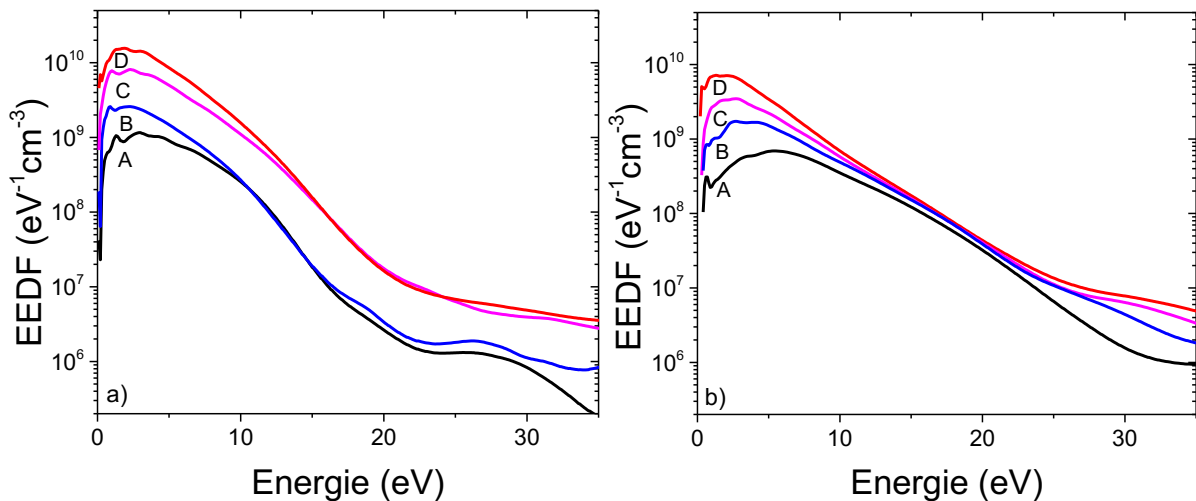


Figure 4.48 Fonctions de distribution en énergie des électrons à 2,45 GHz et 352 MHz pour différentes puissances transmises : 20, 40, 80 et 150 W identifiés, respectivement, par A, B, C et D. (5 mTorr, $z = 53$ mm)

Pour interpréter le comportement à 2,45 GHz, on revient à la section 4.2.1 pour rappeler que, jusqu'à 60 W, le plasma présente deux zones de chauffage (régime double-anneau) et du champ rayonné. Une explication possible serait liée à l'expansion de la zone de chauffage périphérique (cf. section 4.4)

avec l'augmentation de la puissance et, donc, à une réception de plus en plus d'électrons (chauds et froids) par la sonde. Une deuxième explication serait celle d'une perturbation de la sonde par le champ rayonné et, donc, du traitement d'une courbe altérée par ce rayonnement. La FDEE présentée sur la figure 4.48 soutiendrait plus la première explication. Entre autre, cette figure marque la transition de 40 à 60 W.

Pour la diminution de la température avec l'augmentation de la puissance à 352 MHz on peut également analyser l'évolution de la FDEE. Cette diminution de température se traduit par un réarrangement de la FDEE dû à l'augmentation des collisions électron-électron avec la densité électronique (et donc avec la puissance) pour atteindre une maxwellienne (courbe D) [82]. Malgré les densités similaires, voire plus importantes, cette réorganisation de la FDEE ne se manifeste pas à 2,45 GHz. Cela prouve qu'à cette fréquence, les électrons sont régis à la fois par le champ magnétique et les collisions, tandis qu'à 352 MHz l'action du champ magnétique serait moindre.

- *Profil axial (P 150 W, p = 5 mTorr)*

Pour vérifier l'expansion spatiale du plasma à 352 MHz comparée à celle obtenu à 2,45 GHz, le **profil longitudinal** est tracé sur la figure 4.49 pour une puissance transmise de 150 W et une pression très basse (5 mTorr) pour s'assurer ainsi d'être dans de bonnes conditions de diffusion. Les courbes tracées confirment une meilleure production de plasma à plus haute fréquence, avec un plus fort gradient en densité. Toutefois, à 352 MHz, le plasma est axialement plus uniforme et la différence entre les densités s'estompent. Cette meilleure uniformité du plasma représente un important atout pour des procédés sur grandes surfaces ou grands volumes.

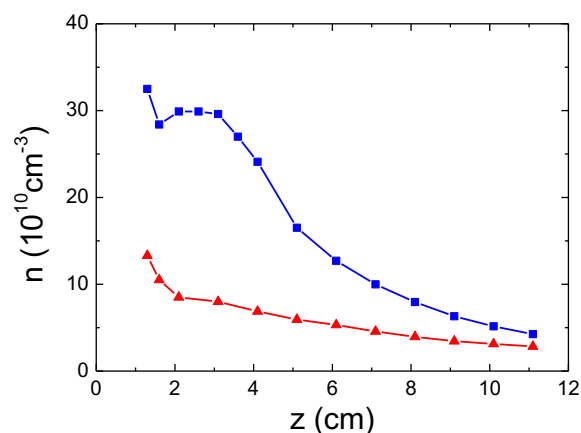


Figure 4.49 Profil longitudinal de la densité ionique à 2,45 GHz (symboles carrés) et à 352 MHz (symboles triangles). (p = 5 mTorr, P = 150 W)

Pour compléter la caractérisation comparative du plasma, on peut noter sur la figure 4.50 un plasma plus équipotentiel à 352 MHz et des températures effectives comparables.

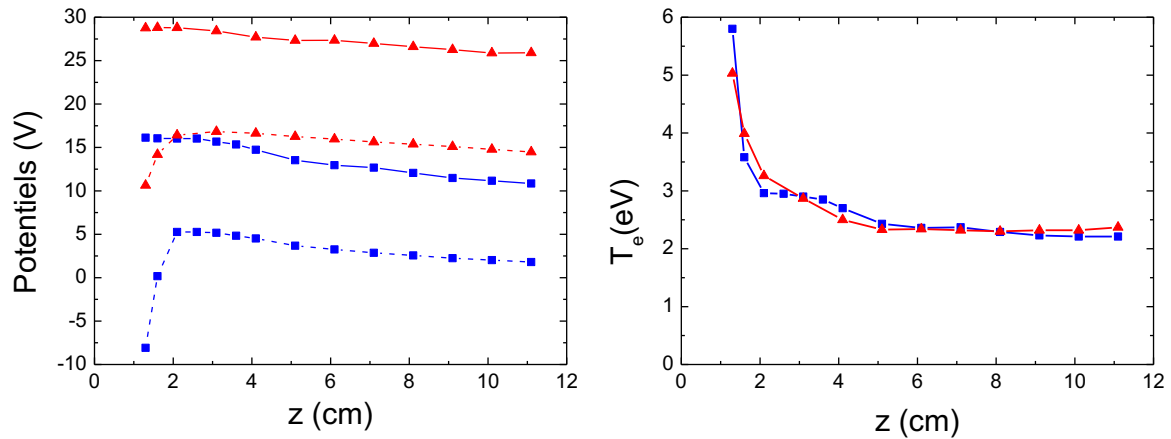


Figure 4.50 Profil longitudinal des potentiels plasma (traits continus) et flottant (traits discontinus) à 2,45 GHz (carrés) et à 352 MHz (triangles).

Les mêmes symboles sont utilisés pour les températures électroniques.

($p = 5$ mTorr, $P = 150$ W)

Conclusion du Chapitre 4

Une étude expérimentale de trois sources plasma (deux configurations tête-bêche avec des structures de dimension terminale différente et une configuration dipolaire) a été présentée dans ce chapitre.

La caractérisation détaillée de l'applicateur tête-bêche à 2,45 GHz, sur un domaine opératoire étendu des pressions et puissances, a permis de mettre en évidence des changements de régime de fonctionnement essentiellement régis par la densité du plasma. Ces changements de régime se manifestent, du point de vue électromagnétique, par des transitions nettes au niveau des réactances accompagnées par des maxima de densités et, du point de vue électrique, par des transitions de régime de faible à forte densité.

En utilisant une structure de type dipolaire, nous avons essayé de trouver et d'expliquer le lien entre les changements de régime et les modes électromagnétiques / électrostatiques possibles. Même si leur identification précise n'est pas établie, une conclusion évidente en ressort : à pression et puissance données, le couplage des électrons avec l'onde peut être différent d'un endroit à un autre dans le plasma, et qu'une transition correspond à un changement de mode électromagnétique. La présence de la résonance hybride haute (UHR) et de la coupure de l'onde ordinaire est une certitude prouvée par l'étude analytique réalisée avec l'applicateur tête-bêche des dimensions réduites.

Un autre objectif majeur suivi dans ce chapitre concerne les changements induits par la géométrie de la terminaison des applicateurs et par la fréquence de l'onde.

La caractérisation de l'applicateur tête-bêche à dimensions réduites a permis de montrer que les dimensions peuvent avoir des conséquences dramatiques sur les performances énergétiques d'un applicateur. Par conséquent, la prise en considération des dimensions relatives et de la masse magnétique lors de la conception d'un applicateur est essentielle.

L'influence de la fréquence d'excitation a été étudiée de manière comparative sur l'applicateur de configuration tête-bêche. Outre l'aspect économique, plusieurs avantages peuvent être retenus en vue d'une transposition de fréquence de 2,45 GHz à 352 MHz. Le principal serait l'expansion volumique du plasma et sa meilleure uniformité. Cette expansion spatiale à 352 MHz, comparée à 2,45 GHz, pourrait être mise à profit pour un domaine de pressions plus élevées requis pour un nombre important de procédés. Dans le domaine de pressions étudiées (basses et très basses pressions) et pour le gaz utilisé (argon), les effets d'hystérésis n'ont pas été détectés, ce qui assure une meilleure stabilité de la décharge.

Toutefois, il ne faut pas négliger certaines propriétés relevées lors de cette étude qui peuvent constituer, selon l'application envisagée, des désavantages : présence des potentiels plasma élevés et d'une population électronique chaude plus importante, moindre efficacité en termes de production d'espèces.

CHAPITRE 5. Applicateur plasma coaxial à onde de surface – Étude exploratoire

Introduction du Chapitre 5

Ce dernier chapitre présente les résultats d'une étude exploratoire effectuée en utilisant un applicateur à 2,45 GHz développé au LPSC [4] pour la génération d'une colonne de plasma non magnétisée à des pressions intermédiaires (200 mTorr - 100 Torr).

Dans la première section, nous présentons la structure et les spécificités de l'applicateur conçu à cet effet, ainsi que le dispositif expérimental utilisé pour la production et la caractérisation de la décharge. Les différentes configurations de plasma susceptibles d'être générées selon le nombre de tubes diélectriques utilisés sont explicitées.

La deuxième section concerne l'étude d'un plasma d'argon et, plus particulièrement, de l'évolution de la longueur de la colonne de plasma et de l'efficacité en transmission en fonction de la puissance et à différentes pressions. Des mesures d'auto-interférométrie de la phase et de la puissance électromagnétique ont été réalisées le long de la colonne plasma. Moyennant certaines hypothèses, le profil longitudinal de la densité électronique a pu être déduit. Les résultats obtenus sont examinés pour en extraire des informations sur la nature du mode permettant l'entretien du plasma.

Enfin dans la dernière section, nous nous intéresserons à l'application qu'il serait possible de donner à ce type de décharge, à savoir pour la production de photons. Pour cela, des mesures par spectroscopie d'émission optique ont été effectuées dans un plasma de mélange Soufre-Argon. Les résultats préliminaires obtenus sont donc présentés à la fin de ce chapitre.

5.1 Description de l'applicateur coaxial à onde de surface

L'excitation d'onde de surface se propageant le long d'un tube diélectrique en contact avec le plasma est connue depuis de nombreuses années [89] comme un moyen efficace de production des colonnes de plasma à différentes pressions (de 100 mTorr jusqu'à plusieurs fois la pression atmosphérique). Ce principe est utilisé pour de nombreuses applications comme la création de radicaux et d'espèces réactives [90], la stérilisation [91], l'abattement de gaz [92] ou, plus récemment, pour la conception d'antennes reconfigurables [93].

Les lanceurs d'onde de surface existants reposent sur l'application locale d'un champ électromagnétique, de fréquence comprise entre 1 MHz et 10 GHz. Quelques exemples de ces dispositifs sont représentés sur la figure 5.1. Pour ces dispositifs, le tube diélectrique traverse soit un guide d'onde, généralement rectangulaire (Surfaguide), soit une cavité résonante (Surfatron). Les principaux inconvénients des dispositifs actuels sont la complexité, l'encombrement et la difficulté d'intégrer ces dispositifs dans des équipements à fortes contraintes dimensionnelles, l'efficacité énergétique réduite du fait de la génération du plasma en amont et en aval du système excitateur, et, enfin, la dissymétrie d'excitation susceptible d'induire une détérioration localisée du diélectrique et une inhomogénéité du plasma.

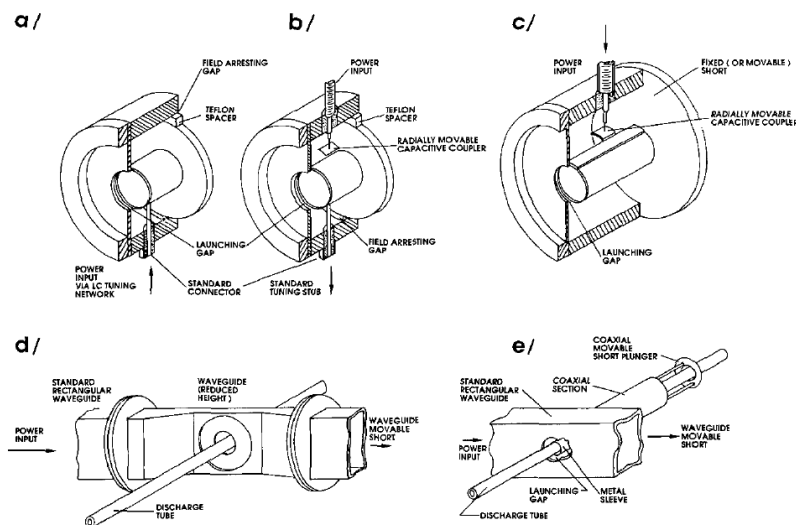


Figure 5.1 Dispositifs excitateurs d'onde de surface : a) et b) applicateurs Ro-Box c) Surfatron d) Surfaguide e) Surfatron – guide d'onde [64]

L'applicateur coaxial à onde de surface a été développé pour pallier à ces différents inconvénients. La structure terminale de l'Applicateur Coaxial à Onde de Surface (ACOS), illustrée sur la figure 5.2, est constituée d'une âme centrale de 7 mm de diamètre et un conducteur extérieur de diamètre intérieur de 9 mm. Le tube diélectrique (quartz) se prolonge sur la partie extérieure de l'âme centrale, au-delà du

plan de sortie des micro-ondes, et constitue à la fois le milieu de lancement de l'onde, le support de propagation et la paroi de séparation de la colonne du plasma avec un autre milieu. Ce dernier est limité par un deuxième cylindre diélectrique (quartz) de diamètre intérieur de 12 mm, concentrique au premier tube. Suivant les conditions, la pression entre les deux tubes concentriques peut être la même que celle du gaz de la chambre principale (premier cylindre).

Les principaux avantages escomptés sont les suivants :

- *Excitation symétrique* de l'onde de surface : la structure coaxiale devrait permettre une excitation symétrique et, par conséquent, une homogénéité azimutale de chauffage du diélectrique et du plasma. Ceci peut être très important pour certaines applications à hautes puissances.
- *Efficacité énergétique* : la présence de l'âme centrale a pour effet d'empêcher la création du plasma en amont du plan d'excitation micro-onde. De ce fait, toute la puissance injectée est utilisée pour entretenir le volume utile de plasma.
- *Compacité du système* : l'encombrement du système excitateur est limité uniquement par le diamètre extérieur de l'ensemble de deux conducteurs.
- *Possibilité de générer des plasmas additionnels, périphériques à la première colonne du plasma* : des tubes diélectriques concentriques au premier tube peuvent être ajoutés pour générer des configurations à plusieurs plasmas.

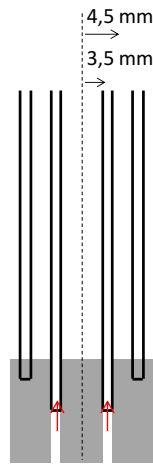


Figure 5.2 Schéma de la structure de l'applicateur coaxial pour la production d'un plasma à onde de surface.

Le montage expérimental utilisé pour l'étude de l'ACOS est représenté sur la figure 5.3. L'ACOS est inséré à l'intérieur d'une enceinte sous vide en pyrex disposant de plusieurs piquages standard pour la mise en place des diagnostics, de l'injection et du pompage du gaz. Le système de pompage permet d'atteindre une pression limite de l'ordre 10^{-6} mbar. Les pressions de travail, comprises entre 0,2 Torr et 50 Torr, sont fixées à l'aide d'une vanne *micro-fuite* qui règle le débit de gaz. Le fonctionnement en

régime dynamique (flux de gaz continu) ou statique est obtenu par l'ouverture ou non des vannes *quart-de-tour* situées en amont et en aval du montage. En régime statique, l'insertion d'un bouchon à l'intérieur du tube en quartz a pour objectif de reproduire les conditions d'une ampoule scellée. Ce régime de fonctionnement est utilisé pour l'évaluation des performances de l'applicateur en tant que source de photons (section 5.3).

L'applicateur est alimenté par un générateur 2,45 GHz prototype développé par Thales (figure 5.4). Un coupleur bidirectionnel est utilisé pour mesurer les puissances incidente et réfléchie, et un adaptateur d'impédance peut être éventuellement inséré en amont de l'applicateur pour optimiser le transfert de la puissance vers la décharge.

Une fibre optique couplée à un spectromètre, permet l'enregistrement du spectre d'émission optique pour une longueur d'onde comprise entre 200 nm et 1000 nm.

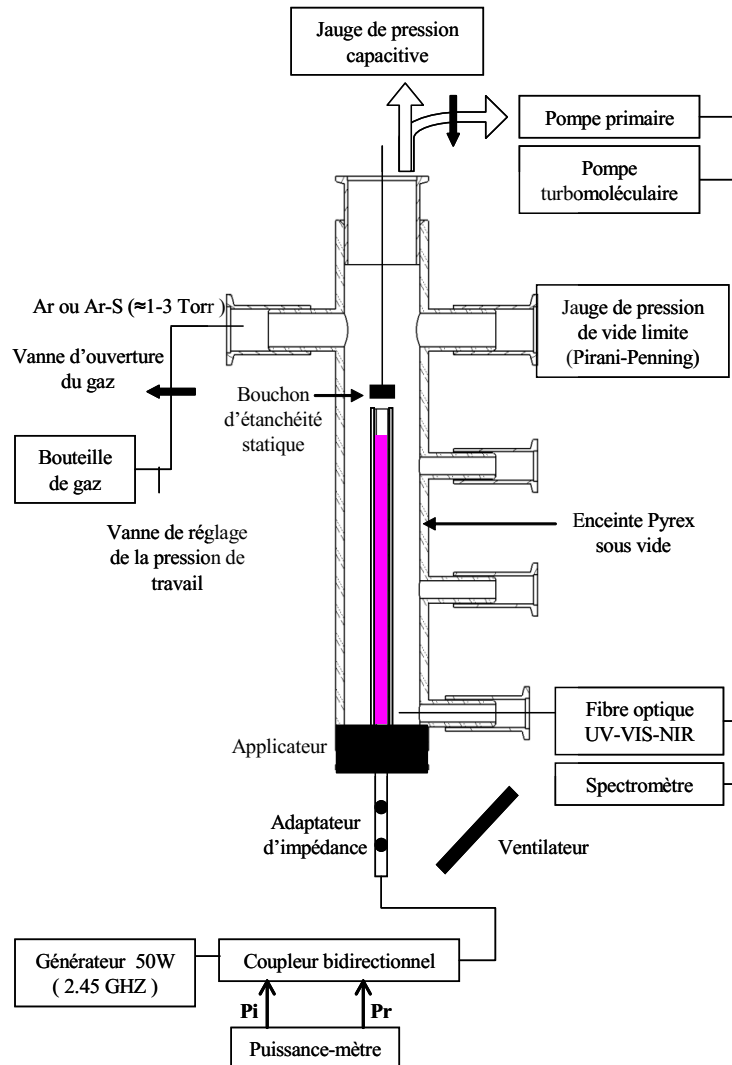


Figure 5.3 Montage expérimental pour l'étude de l'applicateur coaxial à onde de surface.



Figure 5.4 Générateur prototype Thales 2,45 GHz / 50W.

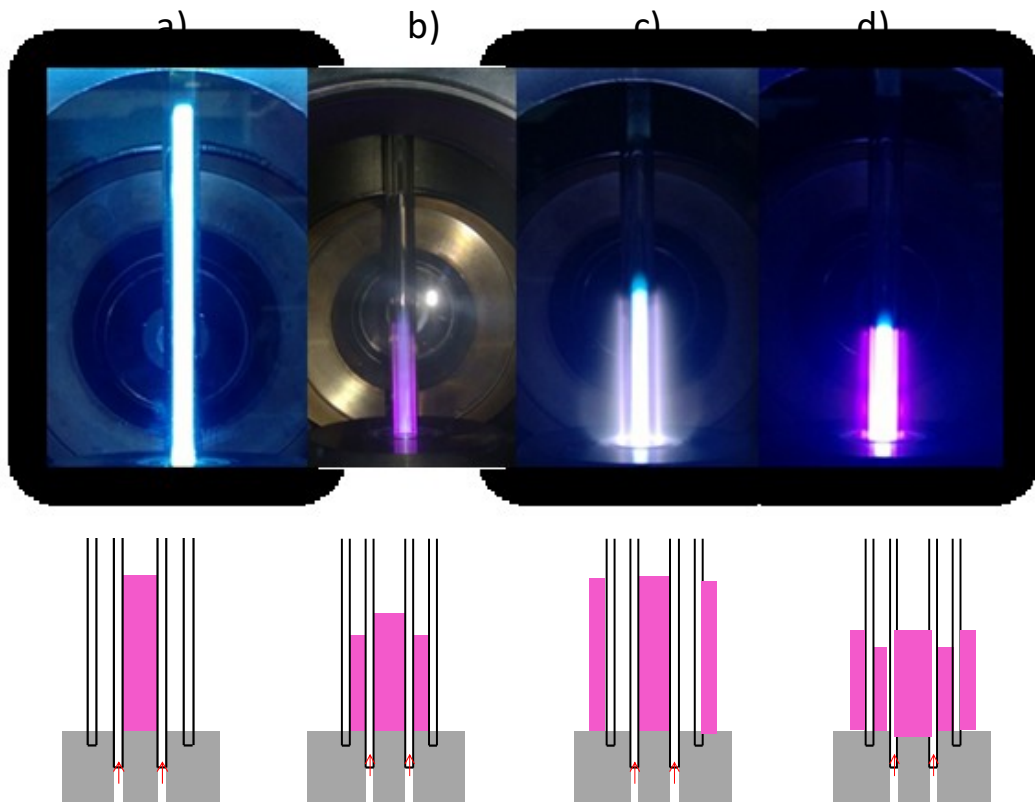


Figure 5.5 Images et schémas des différents régimes du plasma: a) une colonne, b) deux colonnes adjacentes, c) deux colonnes séparées (plasma en anneau), d) trois plasmas.

En régime dynamique, la disposition des cylindres diélectriques dans l'enceinte permet d'obtenir plusieurs configurations (régimes) de plasma : soit une colonne unique de plasma dans le premier cylindre, soit plusieurs plasmas additionnels à l'extérieur de la colonne principale de plasma (cf. figure 5.5).

Ces différents régimes sont obtenus par l'augmentation progressive de la puissance lorsque la pression est maintenue constante (de l'ordre du Torr) : a) A basse puissance, seul le régime à une colonne est obtenu et la longueur de la colonne augmente avec la puissance (voir section 5.2) ; b) Au-delà d'une vingtaine de watts, le plasma se forme dans l'espace entre les deux cylindres de quartz et la longueur

de la colonne principale diminue (configuration similaire à une ligne de propagation coaxiale où les conducteurs métalliques seraient remplacés par le plasma). Il est important de noter que, après cette transition, la configuration à deux plasmas adjacents est préservée lorsque la puissance est diminuée ; c) Le plasma se déplace à l'extérieur du deuxième cylindre puis, d) il remplit les trois milieux. Malheureusement, les conditions exactes et les facteurs responsables de ces transitions ne peuvent pas être donnés avec précision à ce jour. Une étude plus systématique (qui sortait des objectifs de cette thèse) est nécessaire, mais nous avons tenu à préciser ces différents cas de figures pour relever le potentiel de ce type de technologie du point de vue des applications éventuelles des décharges à des pressions intermédiaires et des hautes pressions.

5.2 Étude d'une décharge en argon

5.2.1 *Longueur de la colonne plasma et efficacité de transmission de puissance*

Par rapport aux différentes configurations présentées sur la figure 5.5, seul le cas de la colonne unique est présenté dans ce qui suit, et ce pour différentes pressions d'argon (de 1 à 50 Torr). L'étude porte sur l'efficacité de transmission, la longueur de la colonne et la densité du plasma obtenu avec l'applicateur sans l'utilisation d'un adaptateur d'impédance.

La longueur de la colonne du plasma, présentée sur la figure 5.6, montre une variation linéaire avec la puissance pour les pressions les plus basses (de 1 à 6 Torr). Aux pressions plus élevées, une diminution de la longueur de la colonne du plasma est constatée à partir de 7 W. Il est important de noter que cette diminution est accompagnée d'une contraction du plasma vers l'axe de symétrie du tube en quartz. Ce phénomène est connu pour des plasmas à onde de surface générés à partir de gaz de faible conductivité thermique [94,95].

Les résultats obtenus pour l'efficacité de transmission de puissance (figure 5.7) montrent que celle-ci est très peu dépendante de la pression, ainsi que de la puissance transmise et, donc, de la longueur de la colonne. Or, les variations de l'efficacité de transmission sont directement reliées aux variations d'impédances en sortie d'applicateur. Ainsi, pour le plasma généré par l'applicateur coaxial, on peut donc conclure que l'impédance est indépendante de la longueur du plasma et des conditions opératoires (pression).

Ceci représente un résultat d'une importance majeure : l'optimisation électromagnétique de cet applicateur pour une impédance de charge spécifique (impédance nominale), pourrait permettre d'atteindre une efficacité de transmission de 100 % sur une fenêtre extrêmement large de conditions opératoires.

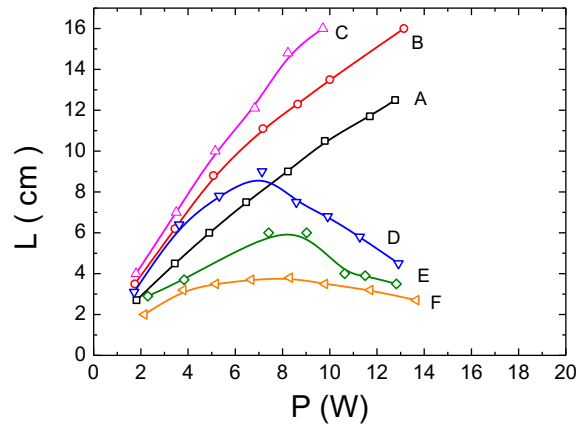


Figure 5.6 Longueur de la colonne plasma L en fonction de la puissance transmise P pour différentes pressions : 1,3 ,6, 15, 30, et 50 Torr correspondant, respectivement, aux courbes A,B,C, D, E et F.

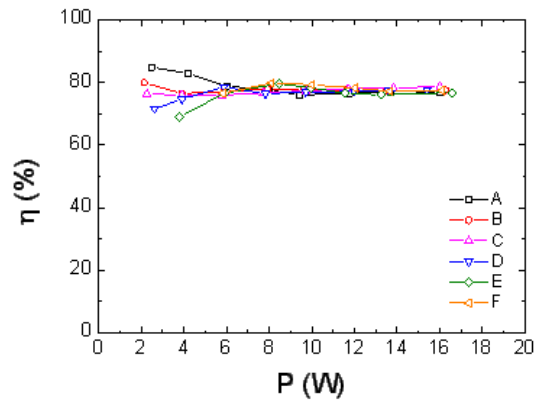


Figure 5.7 Efficacité de transmission en fonction de la puissance transmise pour différentes pressions : 1, 3 ,6 , 15, 30, et 50 Torr correspondant, respectivement, aux courbes A,B,C, D, E et F.

L'étude effectuée dans cette section met en évidence la relation entre la longueur de la colonne du plasma et la puissance transmise. Il apparaît clairement que ce plasma présente des caractéristiques similaires aux plasmas entretenus par une onde de surface [96]. Afin de le confirmer, des mesures d'auto-interférométrie ont été réalisées et les résultats sont présentés dans la section suivante.

5.2.2 Densité électronique du plasma

La méthode d'auto-interférométrie, décrite dans le Chapitre 3, a été utilisée avec pour objectif la détermination des caractéristiques du plasma et, en particulier, de la densité du plasma et de son profil le long de la colonne.

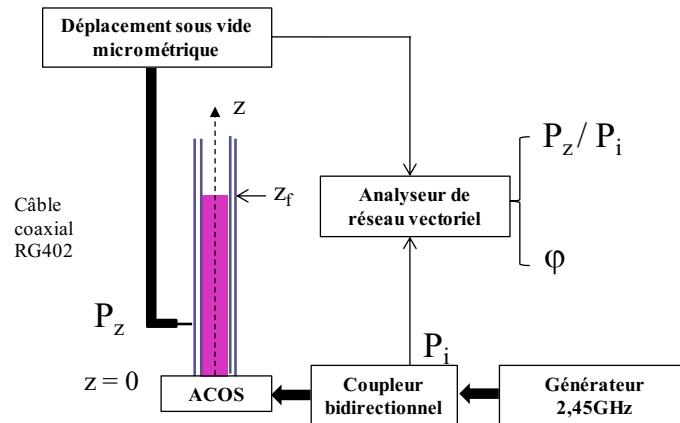


Figure 5.8 Dispositif expérimental des mesures auto-interférométriques pour l'applicateur coaxial à onde de surface.

Une antenne réalisée à partir d'un câble coaxial dénudé est placée, suivant la direction radiale, au plus près de la paroi extérieure du tube diélectrique. La différence de phase entre le signal de l'antenne et le signal incident, ainsi que la puissance reçue par l'antenne peuvent alors être mesurées à une position z ($z = 0$ représente la position au niveau du plan de sortie). Les profils longitudinaux de ces grandeurs sont obtenus en effectuant des mesures par pas de 1 mm à l'aide d'un système micrométrique de déplacement sous vide.

- *Profils du champ électrique et de la phase*

Les profils longitudinaux de la phase, ϕ , et de la puissance reçue par l'antenne normalisée à la puissance incidente, P_z/P_0 , sont tracés sur la figure 5.9, d'abord pour le tube sans gaz. La puissance reçue par l'antenne est diminuée d'environ 20 dB sur des distances très courtes ($z < 2$ cm) et la phase ne fait apparaître aucun motif périodique. Nous pouvons donc conclure qu'en l'absence de plasma, l'onde électromagnétique n'est pas guidée le long du tube diélectrique.

La situation est complètement différente en présence du plasma. En effet, les résultats obtenus pour deux pressions, de 200 mTorr (à 10 et 15 W) et de 1 Torr (à 5 et 10 W), témoignent d'une propagation de l'onde sur des longueurs plus importantes (figure 5.10) avec un motif en dents de scie pour la phase (figure 5.11). Cela démontre une relation d'auto-cohérence entre le plasma et le champ électromagnétique, comme pour les ondes de surface.

Bien évidemment, la distance de propagation est en lien avec la longueur de la colonne du plasma. La fin de la colonne telle qu'observée visuellement est marquée sur les figures par une flèche. Cette distance est notée par $z = z_f$. Toutes les études menées sur les ondes de surface s'accordent sur la densité du plasma en fin de colonne comme étant égale à la densité critique.

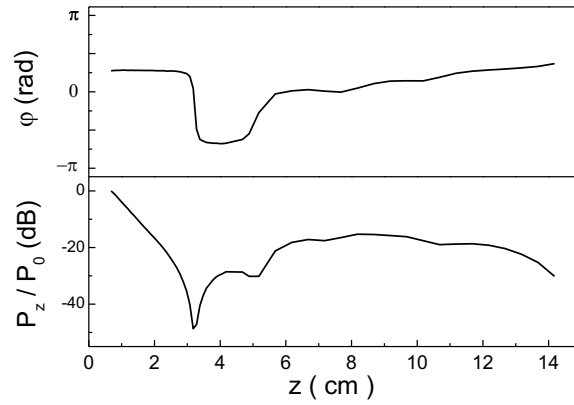


Figure 5.9 Profil longitudinal de la phase et de la puissance mesurée par l'antenne en absence de plasma.

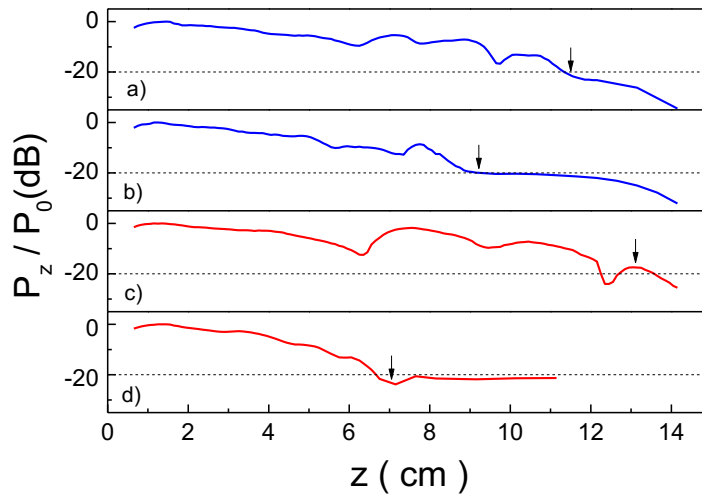


Figure 5.10 Profil longitudinal de la puissance reçue par l'antenne à une pression de 200 mTorr pour 15 W (a) et 10 W (b) et à une pression de 1 Torr pour 10 W (c) et 5 W (d). Les flèches indiquent la fin de la colonne de plasma ($z = z_f$).

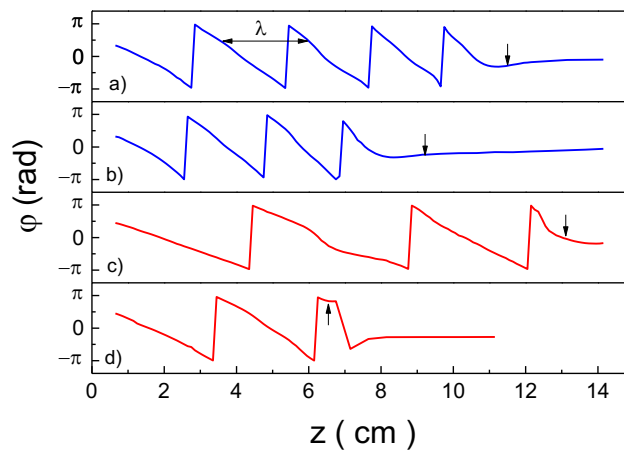


Figure 5.11 Profil longitudinal de la phase à une pression de 200 mTorr pour 15 W (a) et 10 W (b) et à une pression de 1 Torr pour 10 W (c) et 5 W (d).

La longueur d'onde locale associée à cette propagation peut être calculée comme la différence entre deux positions successives de même phase (cf. Chapitre 3). La figure 5.11 montre bien que les longueurs d'onde sont plus petites que celle de l'onde électromagnétique dans le vide. On observe également que celle-ci diminue le long de la colonne de plasma et augmente avec la puissance et la pression.

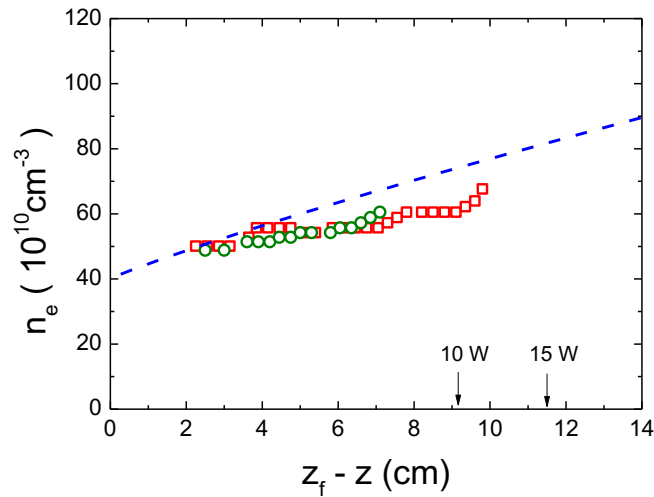


Figure 5.12 Densité électronique du plasma pour une pression de 200 mTorr déterminée par la méthode d'auto-interférométrie pour une puissance de 10 W (ronds) et 15 W (carrés) et par le modèle analytique du LPGP (traits discontinus).

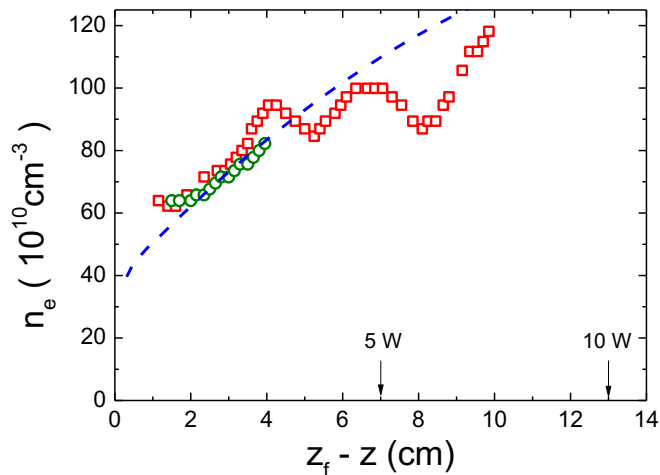


Figure 5.13 Densité électronique du plasma pour une pression de 1 Torr déterminée par la méthode d'auto-interférométrie pour une puissance de 5 W (ronds) et 10 W (carrés) et par le modèle analytique du LPGP

- *Profil de la densité*

Le profil de la densité du plasma a été déterminé selon la procédure décrite dans le Chapitre 3. Les résultats expérimentaux sont comparés à ceux issus du modèle auto-cohérent développé au LPGP (Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas). Ce modèle est basé sur la résolution de l'équation de dispersion pour la géométrie cylindrique considérée dans cette étude. Le modèle fournit le profil de la densité entre le plan d'excitation ($z = 0$) et celui de fin de colonne ($z = z_f$) où la densité est considérée égale à la densité critique. Pour cette raison, les résultats sont présentés (figures 5.12 et 5.13) en fonction de $(z_f - z)$, où le zéro de l'abscisse représente la fin de la colonne du plasma.

Les figures 5.12 (200 mTorr) et 5.13 (1 Torr) montrent un accord satisfaisant, excepté les oscillations observées pour les puissances les plus élevées (15 W pour 200 mTorr et 10 W pour 1 Torr). Les raisons de cette modulation ne sont pas comprises à ce jour.

Cette étude, effectuée dans le plasma d'argon, avait comme principal objectif l'évaluation des performances de l'applicateur en vue de son utilisation à des applications dans le domaine de basses puissances, comme, par exemple, le domaine de l'éclairage basse consommation.

5.3 Application à la production de photons : plasma de soufre

L'éclairage représente toujours un enjeu majeur environnemental et de développement durable à l'échelle mondiale. Malgré les avantages des LED, cette technologie requiert un élément très rare sur terre, le gallium, dont le coût risque de s'envoler dans le cas d'une exploitation intensive au niveau mondial. Les LED présentent en outre d'autres inconvénients comme la diminution significative du rendement, d'une part, avec le vieillissement, et, d'autre part, avec l'augmentation de la température des jonctions en fonction de la puissance électrique et/ou de la température ambiante.

De récentes études ont montré que les décharges des gaz plasmagène moléculaires pourraient être une solution d'avenir pour les lampes basse consommation de nouvelles générations [97–100]. Parmi les solutions envisagées, le soufre (déjà utilisé dans des lampes de forte puissance) [101,102] serait une alternative au mercure encore employé dans les lampes à décharges. Toutefois, il n'a été que très peu étudié pour des applications à l'éclairage de faible puissance.

Un objectif de ce travail exploratoire a été de vérifier le potentiel de cette technologie dans un plasma de mélange argon-soufre pour la production de photons. L'étude a été donc effectuée en régime statique, en introduisant 10 mg de soufre dans l'argon à 1 Torr. La figure 5.15 montre le spectre d'émission obtenu, après la calibration du système optique, pour une décharge à 10 W. Les raies du soufre moléculaire $S_2^1(^3B\Sigma_u^- \rightarrow ^3B\Sigma_u^-)$ apparaissent comme majoritaires, avec un maximum situé dans les ultraviolets (UV), autour de 300 nm. Le spectre obtenu est similaire à celui obtenu par Mizojiri *et al.* [102] pour des conditions opératoires analogues.

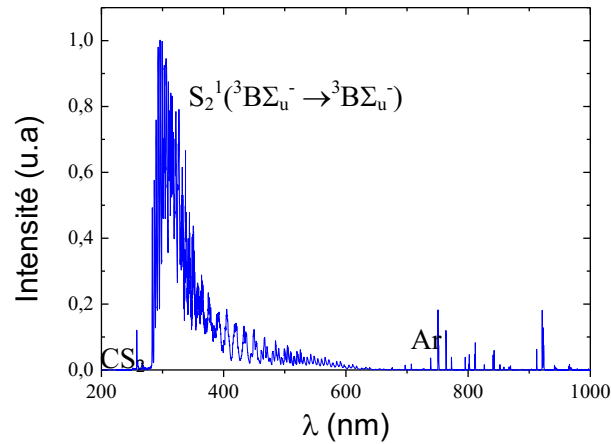


Figure 5.15 Spectre d'émission d'un plasma de mélange soufre-argon.
(Ar, 1 Torr, S (10 mg), 10 W)

Par le recouvrement avec des luminophores de la paroi intérieure d'un deuxième tube concentrique à celui de la décharge (voire figure 5.16), le spectre d'émission se décale vers le domaine du visible, comme montré sur la figure 5.17.

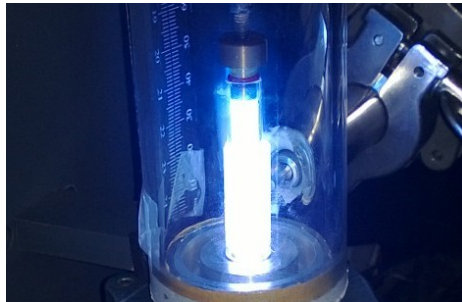


Figure 5.16 Image d'un plasma de mélange soufre-argon avec un second tube externe recouvert de luminophores. (Ar, 1 Torr, S (10 mg), 10 W)

En fonctionnement statique, un changement rapide de la longueur et de la couleur de la colonne du plasma a été observé. Ce phénomène est dû à la contamination de la décharge démontrée par la raie d'émission du sulfure de carbone (CS_2) à 258 nm (figure 5.15). Ces contaminations n'apparaissent pas sur le spectre dynamique, d'où l'importance de travailler en cellule étanche.

En termes de rendement global d'une décharge pour l'éclairage, il est important que le spectre d'émission soit, dans la mesure du possible, strictement limité au domaine visible et ne contienne pas d'émission UV qui, en l'absence de luminophores, constitue une perte sèche. Les résultats obtenus pour la condition opératoire présentée (1 Torr d'argon, 10 mg de soufre, 10 W) montre que cet objectif n'est pas atteint. Toutefois, compte tenu des longueurs d'onde des UV du soufre supérieures à celle du Hg atomique (~ 254 nm), la transition UV \rightarrow Visible par les luminophores tapissant la lampe aura un rendement nécessairement amélioré par rapport aux lampes à mercure.

La transposition du spectre dans le visible pourra être optimisée par le changement des conditions opératoires afin de favoriser l'excitation des niveaux UV le plus proche possible du Visible (en augmentant ainsi le rendement de conversion des photons de UV vers Visible), ou même de favoriser l'excitation des niveaux ro-vibrationnels qui émettent directement dans le Visible.

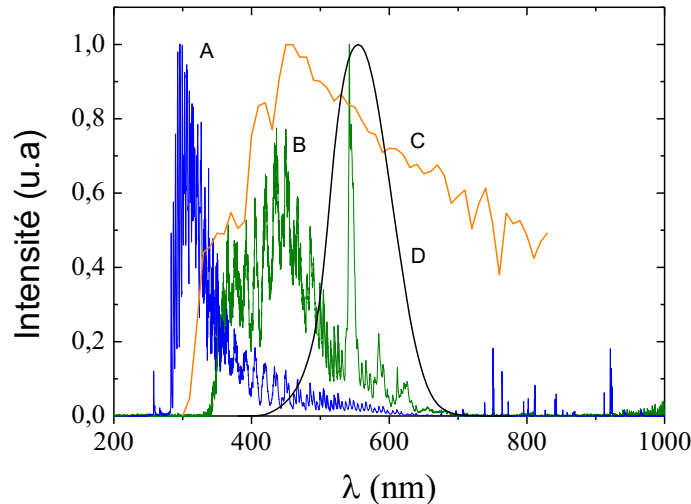


Figure 5.17 Spectre obtenue avec l'applicateur coaxiale en utilisant deux tubes en quartz : le premier pour la décharge (spectre A) et un deuxième recouvert des luminophores (courbe B).

(Ar, 1 Torr, S (10 mg), 10 W)

Les spectres du soleil (C) et de sensibilité de l'œil humain (D) sont représentés à titre comparatif.

Conclusion du Chapitre 5

Dans cette section, il s'agit donc d'un travail préparatoire qui ouvre la voie de l'exploration de différentes compositions de gaz et de pressions afin d'optimiser la production de photons (UV, Visible). Ce travail s'appuiera nécessairement sur une étude paramétrique du plasma, aussi bien du point de vue électrique (sonde de Langmuir, mesures d'impédance) qu'optique (spectroscopie d'émission, d'absorption, photométrie) et en mettant à profit tout le savoir acquis en matière d'optimisation d'applicateurs à 100 % de rendement énergétique.

Cette étude ouvre d'autres perspectives, notamment pour les décharges à pressions intermédiaires qui souffrent toujours du problème de l'extension d'échelle. La conception judicieuse des applicateurs à onde de surface avec des longueurs appropriées pour les tubes, associée à leur mise en réseaux à 2 dimensions, pourrait être une piste pour la réalisation des décharges sur grandes surfaces avec une forte productivité en espèces chimiquement actives.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale

Mon travail de thèse s'inscrit dans la continuité de la collaboration menée depuis 2006 entre l'Université Grenoble-Alpes et Thales Electron Devices. Cette collaboration porte sur l'optimisation du rendement énergétique des applicateurs unitaires qui, par leur distribution en nombre selon des réseaux bidimensionnel ou tridimensionnels, permettent l'extension des plasmas et des procédés associés.

L'un des objectifs majeurs de ce travail concerne la mise en œuvre des modèles afin de mettre à disposition des outils complémentaires essentiels pour la conception amont d'applicateurs suivant un cahier des charges (géométrie terminale, domaine opératoire, fréquence d'excitation) défini par l'application visée.

La modélisation analytique et numérique (CST Microwave) développée a permis de donner les principales tendances du comportement de l'impédance à l'interface applicateur-plasma. L'étude paramétrique réalisée a mis en évidence, d'une part, les variations importantes d'impédance entre les régimes de basse et de haute densité du plasma et, d'autre part, l'influence de la fréquence de l'onde et de la configuration de l'applicateur au niveau de l'interface avec le plasma. En dépit des hypothèses simplificatrices considérées (plasma homogène semi-infini, absence de gradients de densité et de champ magnétique, etc), ces modèles peuvent être utilisés comme point de départ d'un travail de réflexion requis pour la conception des sources plasma à forte efficacité énergétique.

Du point de vue fondamental, les variations importantes d'impédance ont été mises en perspective avec les modes de propagation et d'absorption en présence dans un plasma magnétisé et non-magnétisé. Ces variations se traduisent généralement par des transitions entre deux régimes, capacitif et inductif, accompagnées d'un passage par des pics de la résistance du plasma. En particulier, le signe de la réactance a été identifié comme une signature des modes électromagnétiques / électrostatiques se propageant dans le plasma, tandis que les transitions ont été reliées à des conditions particulières, telles que la coupure ($\omega = \omega_p$) et la résonance hybride ($\omega_{UHR}^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2$).

Pour la qualification électromagnétique des applicateurs et la détermination des paramètres plasma, de nouvelles méthodes de caractérisation ont été développées. Une attention particulière a été donnée à la validation de ces méthodes et à l'analyse des incertitudes associées. Le dispositif A/R basé sur le fonctionnement en source externe d'un analyseur réseau vectoriel, associé à une méthode de changement de plan de référence (purement expérimentale ou hybride), a permis de déterminer avec plus de précision l'impédance dans le plan de sortie de l'applicateur (inaccessible à la mesure directe) lorsque le plasma constitue la charge terminale. La précision de l'impédance est primordiale dans la mesure où sa valeur sert à la conception d'applicateurs et à leur optimisation par la voie de la

simulation numérique (CST). Une sonde d'absorption a, pour la première fois au laboratoire, été mise en œuvre et elle pourra être utilisée par la suite pour des conditions opératoires où l'utilisation d'une sonde électrostatique n'est pas appropriée.

A l'aide de ces outils théoriques et expérimentaux de caractérisation, l'influence de la géométrie terminale et de la fréquence d'excitation sur les performances plasma et le couplage électromagnétique a été étudiée pour trois types d'applicateurs : deux de configuration tête-bêche et un de configuration dipolaire.

Une étude systématique a été effectuée à 2,45 GHz sur une large gamme de pressions et de puissances, et ce, pour les deux applicateurs de configuration tête-bêche différenciés uniquement par leurs dimensions au niveau de l'interface applicateur-plasma. La comparaison de ces deux applicateurs a permis de montrer que la réduction dimensionnelle au niveau de la largeur du passage de l'onde, de l'âme centrale et, par conséquent, de l'intensité du champ magnétique, a comme résultat l'abaissement des performances à tous les niveaux : régime de fonctionnement (capacitif) et production d'espèces. Toutefois, les solutions repérées pour l'optimisation d'un tel applicateur (où la largeur du passage des micro-ondes est imposée par l'application) ressortent de cette étude, d'où son grand intérêt. De plus, la configuration de cet applicateur aux dimensions réduites nous a permis de comparer les résultats expérimentaux à ceux donnés par les modèles (analytique et numérique) et d'en tirer des conclusions sur les conditions d'applicabilité de ces modèles.

Les conséquences d'un changement de fréquence d'excitation (de 2,45 GHz à 352 MHz) ont été examinées du point de vue du couplage électromagnétique et des paramètres plasma. L'évolution monotone de la densité en fonction de la puissance micro-onde mise en évidence à 352 MHz présage de la présence d'un unique mode d'absorption de l'énergie de l'onde. Cette particularité permettrait d'éviter certaines instabilités (hystérésis) constatées dans les procédés plasma basse pression à 2,45 GHz et, outre l'aspect économique, elle constituerait l'un des avantages majeurs pour une transposition des technologies 2,45 GHz vers 352 MHz. Néanmoins, les densités du plasma à 2,45 GHz restent d'un facteur 2 plus élevées que celles obtenues à 352 MHz. La présence d'une proportion plus importante d'électrons chauds et des potentiels (plasma et flottant) plus grands à 352 MHz, peut constituer un inconvénient ou un avantage, suivant l'application ciblée.

Les tendances, engendrées par le changement de la fréquence, ont été mises en évidence par le modèle analytique et confirmées par les résultats expérimentaux : la diminution de la fréquence est rattachée à un régime capacitif plus important dû, notamment, à des plus fortes réactances à vide et d'un effet de gaine plus conséquent. Ce résultat doit nécessairement être pris en considération lors de la conception d'applicateurs pour éliminer, par une géométrie adéquate, ces effets

L'étude détaillée effectuée à 2,45 GHz sur une configuration tête-bêche a mis en évidence des changements de mécanismes d'absorption, changements perceptibles à travers l'impédance, la densité du plasma et son aspect visuel. Le comportement similaire observé lors des travaux antérieurs sur l'applicateur dipolaire a été exploité pour la mise en relation de l'impédance, des densités du plasma et du profil du champ magnétique avec les mécanismes possibles d'absorption de l'énergie de l'onde. L'absorption RCE par une onde électrostatique de Bernstein semble être un mécanisme possible. Toutefois, des changements similaires attribués à d'autres phénomènes ont été reportés dans la littérature pour des plasmas RCE générés par des dispositifs différents de ceux étudiés dans ce travail de thèse. L'origine exacte des transitions observées reste un sujet ouvert.

Enfin, une colonne de plasma (à des pressions intermédiaires : de 0,1 Tor à 100 Torr) excité par une structure coaxiale a été étudiée à titre exploratoire. La mise en place d'une méthode d'auto-interférométrie a permis de confirmer la mise en place d'une onde de surface comme principal mode EM d'entretien de la décharge. La possibilité d'utiliser cet applicateur pour la production de photons a été brièvement examinée en utilisant un mélange Soufre-Argon. Étant donné la nature coaxiale de cet applicateur, la poursuite d'études sur cette technologie, en vue de son optimisation, pourra compter sur les approches (théoriques et expérimentales) développées dans le cadre de ce travail de thèse.

Perspectives

Au niveau fondamental, la compréhension des mécanismes d'absorption mis en jeu dans les plasmas micro-ondes et, en particulier, magnétisés constitue un sujet qui suscite un intérêt permanent, et les nombreuses études menées dans le domaine des sources d'ions ou du chauffage du plasma de fusion, le démontrent amplement.

Dans la perspective du développement des nouvelles technologies micro-ondes à distribution de sources élémentaires, où l'efficacité énergétique totale est directement liée à l'efficacité énergétique de chacune des sources, l'étude de la nature des mécanismes d'absorption pourrait, à terme, permettre la conception de sources plasma optimisées en termes d'efficacité, non seulement de transmission de la puissance, mais également de couplage de l'onde au plasma.

A la lumière des résultats obtenus, il est maintenant possible de revenir sur le ré-dimensionnement judicieux des applicateurs coaxiaux en vue de leur optimisation en fonctionnement à 352 MHz. Également, il serait intéressant d'évaluer la pertinence de la substitution des structures coaxiales par d'autres structures radiatives qui permettraient de préformer le champ électrique rayonné, avec une polarisation privilégiée, en adéquation avec le mode électromagnétique le plus intéressant du point de vue de l'absorption de l'onde par le plasma. Il apparaît clairement que ces nouvelles structures doivent présenter des variations d'impédance moindres vis-à-vis des changements induits par le plasma afin d'augmenter le domaine pour lequel l'efficacité de transmission de la puissance est maximale.

Les techniques et les méthodes développées dans le cadre de ce travail de thèse, pourront être mises à profit et exploitées pour la conception de nouvelles structures. La mise en œuvre d'une technique de diagnostic d'émission optique avec résolution spatiale (CCD) et, éventuellement, couplée à une méthode d'inversion d'Abel serait nécessaire à la localisation, avec plus de précision, des différentes zones d'absorption.

Annexe 1 Caractérisation électrique par sonde de Langmuir

Depuis les travaux de Langmuir et Mott en 1926 [103], la sonde de Langmuir est devenue la méthode de mesure des paramètres plasma la plus répandue. Une des raisons est sa relative simplicité de mise en œuvre qui consiste à polariser à une tension V_s une surface conductrice convexe immergée dans le plasma et à mesurer le courant associé I_s . I_s traduit la somme algébrique des courants générés par la collection des espèces chargées du plasma. Il suffit alors de mesurer I_s pour une large gamme de V_s pour obtenir une courbe I_s - V_s caractéristique du plasma en présence. Les paramètres plasma accessibles à partir d'une courbe de sonde sont les densités des électrons et des ions (n_e , n_i), la température (T_e) et la fonction de distribution en énergie des électrons (*fde*). Dans cette section, nous considérerons uniquement le cas d'une sonde cylindrique fine de rayon R et de longueur L .

La figure A1.1 représente l'allure d'une courbe I_s - V_s obtenue avec une sonde de Langmuir cylindrique ($R = 0,18$ mm, $L = 9$ mm). La tension de polarisation V_s a été recalculée comme la différence de potentiel entre la sonde et le plasma :

$$V_s = V_s - V_p \quad (\text{A1.1})$$

V_p est la réponse électrostatique du plasma à la perte de ses électrons aux parois qui assure ainsi la préservation de sa neutralité macroscopique. Pour une sonde cylindrique le potentiel plasma V_p est identifiable par un point d'inflexion, comme illustré sur la figure A1.1 pour $V_s = 0$. Un autre potentiel caractéristique du plasma est le potentiel flottant V_f pour lequel les charges positives compensent les charges négatives collectées. Il est identifiable par $I_s(V_s) = 0$. Lorsque la partie collectrice de la sonde est polarisée par rapport à V_p , il se forme une interface entre le plasma et la surface polarisée de la sonde appelée gaine qui peut être ionique ($V_s < 0$, $n_i > n_e$) ou électronique ($V_s > 0$, $n_e > n_i$). L'épaisseur de la gaine l_g se déduit de la loi de Child-Langmuir :

$$l_g = \lambda_D \left(\frac{qV_s}{k_B T_e} \right)^{3/4} \quad (\text{A1.2})$$

q est la charge élémentaire et $\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 k_B T_e / n q^2}$ représente la longueur de Debye.

Finalement, une courbe de sonde de Langmuir peut se décomposer en trois zones :

- une région A (ou branche ionique) où les ions sont attirés et les électrons sont repoussés par la sonde ($V_s \ll 0$)
- une région B où les électrons d'énergie suffisante peuvent être également collectés malgré la gaine ionique ($V_s < 0$).

- une région C (ou branche électronique) d'attraction des électrons ($V_s > 0$), les ions étant facilement repoussés du fait de leur faible énergie ($T_i \ll T_e$).

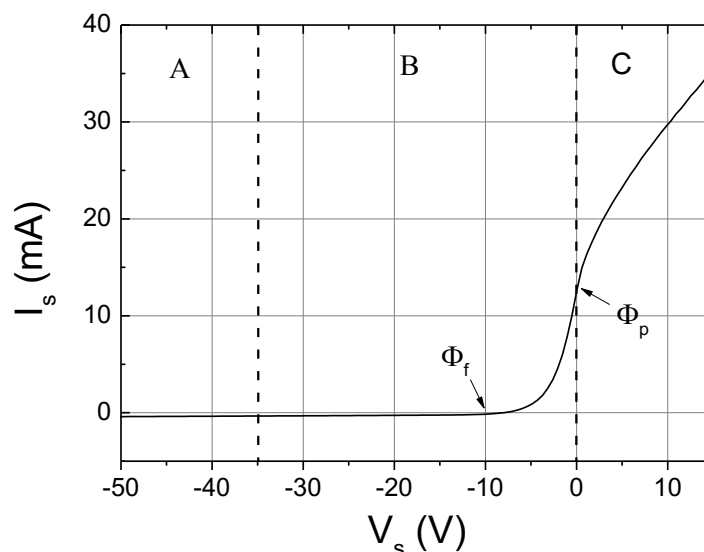


Figure A1.1 Allure d'une courbe $I_s(V_s)$ obtenue avec une sonde cylindrique. Le potentiel plasma V_p et le potentiel flottant V_f sont indiqués. La zone A correspond à la branche ionique, la zone B à la collection des ions et des électrons avec une énergie supérieure à V_s , la zone C à la branche électronique

A l'exception de la région C qui n'est généralement pas utilisée, les paramètres plasma sont obtenus en exploitant des régions A et B moyennant certaines hypothèses que nous allons détailler.

Si l'on considère la branche ionique (zone A), n_i peut être déterminé par l'ajustement d'une courbe théorique de collection des ions sur la courbe expérimentale. Les principales théories de collection sont les théories orbitales et radiales. Les théories orbitales du type OML [103] ou Laframboise [104] considèrent une trajectoire orbitale des ions dans la gaine autour de la surface collectrice de la sonde. Alors que la théorie OML stipule des ions mono-énergétiques et une gaine infinie, la théorie de Laframboise est plus raffinée et consiste à prendre en compte une distribution maxwellienne des ions et une taille de gaine quelconque. Contrairement aux théories orbitales, la théorie ABR [105] consiste à faire l'hypothèse d'une trajectoire purement radiale des ions dans la gaine. Elle est davantage adaptée pour des gaines fines et des régimes faiblement collisionnels. Le domaine de validité de chacune de ces théories est intimement lié au nombre de Debye défini par l'équation suivante :

$$D_\lambda = \frac{R}{\lambda_D} \quad (\text{A1.3})$$

Le tableau A1.1 résume les domaines de validité inhérents aux différentes théories de collection ionique. Si l'on souhaite effectuer une étude paramétrique de n_i sur une large gamme de conditions opératoires (pressions, puissance), il est nécessaire de veiller à choisir la théorie de collection ou la dimension de la sonde de façon à ce que la théorie choisie reste valide sur la plus grande partie du domaine étudié.

	Critères de sélection
OML	$D_\lambda < 3$
Laframboise	$5 < D_\lambda < 100$
ABR	$0,5 < D_\lambda < 70$

Tableau A1.1 Critères de sélection pour les théories de collection ioniques

A partir de la région B, la densité n_e , la température T_e et la fonction de distribution en énergie (fdee) des électrons dans le plasma peuvent être déterminées. En effet, sans hypothèse particulière sur l'allure de la fonction de distribution, il peut être montré que la dérivée seconde du courant électronique I_e est directement reliée à la fdee par la formule de Druyvesteyn [106] :

$$G(\varepsilon) = \frac{2m_e}{q^2 A_s} \sqrt{\frac{2qV_s}{m_e}} \frac{d^2 I_e}{dV_s^2} \quad (\text{A1.4})$$

où A_s est la surface de collection de la sonde.

Le courant électronique peut être obtenu par soustraction du courant ionique sur le courant total. Cette opération est inévitablement dépendante de la théorie de collection et de l'ajustement utilisé sur la branche ionique, et peut avoir pour conséquence de modifier artificiellement l'allure de la fonction de distribution. Préférentiellement, le choix peut être fait d'effectuer la dérivée seconde du courant total en faisant l'hypothèse [107] :

$$\frac{d^2 I_i}{dV_s^2} \ll \frac{d^2 I_e}{dV_s^2} \quad (\text{A1.5})$$

Les densités et les températures électroniques sont alors déduites par intégration de la fonction de distribution :

$$n_e = \int_0^{\varepsilon \max} G(\varepsilon) d\varepsilon \quad (\text{A1.6})$$

$$T_e = \frac{2}{3} \int_0^{\varepsilon \max} \varepsilon G(\varepsilon) d\varepsilon \quad (\text{A1.7})$$

Finalement, alors que le dispositif de mesure est relativement simple à mettre en œuvre, le traitement des courbes de sonde peut vite devenir assez complexe. Dans le cadre de nos travaux, nous avons utilisé le dispositif de mesure de sonde SmartProbe (Scientific System). La détermination effectuée par

le logiciel associé repose sur l'ajustement d'une courbe théorique maxwellienne sur la courbe expérimental dans la zone B. Pour une détermination plus précise de T_e et de la f_{dee} , un logiciel développé au LPSC (système Quedo) a été également utilisé. La comparaison des deux méthodes de traitement est résumée dans le Tableau A1.2.

Région de la courbe	Région A $V_s \ll 0$		Région B $V_s < 0$	
Logiciel de traitement	Quedo	SmartProbe	Quedo	SmartProbe
Paramètres plasma	n_i	n_i	n_e, T_e, f_{dee} déconvolution	n_e, T_e, f_{dee}
Hypothèse sur la f_{dee}			isotropie	isotropie Distribution maxwellienne
Méthode d'extraction	Ajustement d'une courbe théorique (OML, ABR, Laframboise)	Ajustement d'une courbe théorique (OML, Laframboise)	Druyvesteyn	Soustraction du courant ionique Ajustement du courant électronique

Tableau A1.2 Comparaison des deux solutions logicielles utilisées pour l'extraction des paramètres plasmas à partir d'une courbe de sonde de Langmuir

Nous allons maintenant aborder les effets que peuvent avoir la présence du champ magnétique ou des collisions dans la gaine sur la détermination des paramètres plasma par une sonde de Langmuir.

Effet des collisions

Les théories de collection des ions énoncées plus haut ont toute pour hypothèse une gaine non-collisionnelle. A l'exception de la théorie ABR qui stipule une trajectoire radiale des ions dans la gaine et peut donc rester valide même pour un régime faiblement collisionnel ($p < 1$ Torr), l'utilisation des autres théories de collections sont susceptibles de conduire à la détermination de paramètres plasmas inexacts dès lors que la fréquence de collision augmente. Afin d'identifier le caractère collisionnel ou non de la gaine, son épaisseur l_g est généralement comparé au libre parcours moyen des ions λ_{i-N} . Les théories de collections prenant en compte les collisions font intervenir le nombre de collisions dans la gaine X_i qui s'écrit :

$$X_i = \frac{l_g}{\lambda_{i-N}} \quad (\text{A1.8})$$

Où λ_{i-N} représente le libre parcours moyen des ions et s'exprime en fonction de la température du gaz T_g de la pression p et de la section efficace de collision ion-neutre σ_{i-N} :

$$\lambda_{i-N} = k_B T_g / p \sigma_{i-N} \quad (\text{A1.9})$$

Rousseau *et al.* [108] se sont intéressés à la validité des théories de collection ionique pour des pressions intermédiaires (0,1 à 10 Torr) à l'extrémité d'une décharge plasma à onde de surface. Les propriétés d'une onde de surface permettent en effet d'étudier l'influence des collisions sur la collection ionique indépendamment de la densité du plasma qui est quasi-constante à la fin de la décharge. La figure A1.2 illustre l'effet des collisions sur le courant ionique collecté pour une sonde cylindrique polarisée à -50V. L'augmentation des collisions dans la gaine conduit soit à une augmentation ($D_\lambda \leq 3$) suivi d'une diminution soit à une diminution de façon monotone du courant ionique collecté ($D_\lambda > 3$). A partir de ce comportement, on peut supposer la présence de deux effets concurrents. La figure A1.3 donne une interprétation schématique de ces deux effets au travers de la destruction du moment orbital et de l'éjection des ions en dehors de la gaine. Egalement la comparaison des densités plasmas obtenues par différentes méthodes prenant en compte les collisions (figure A1.4, [108]) montre que seule la théorie de Zarkewski *et al.* est cohérente avec la densité déterminée par auto-interférométrie. La théorie de Laframboise qui pourtant ne prend pas en compte les collisions reste valide jusqu'à 1 Torr. Ce résultat peut éventuellement s'expliquer par l'hypothèse d'une distribution maxwellienne des ions.

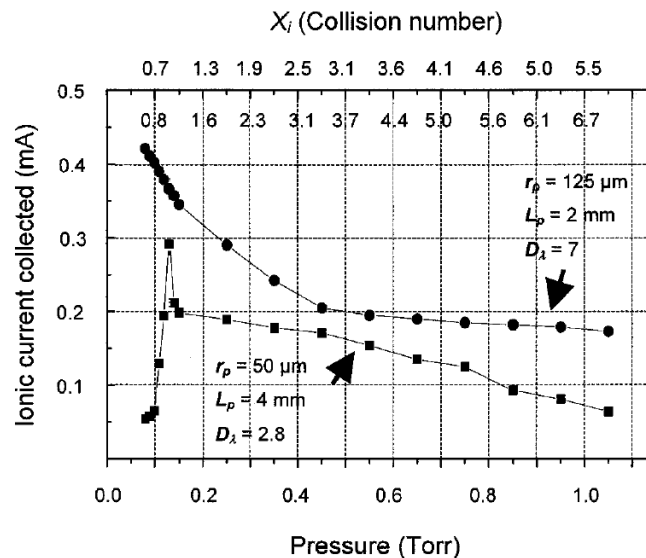


Figure A1.2 Courant ionique collectée par une sonde cylindrique en fonction de la pression (ou du nombre de collisions dans la gaine) pour $D_\lambda < 3$ (symboles carrés) et $D_\lambda > 3$ (symboles ronds).

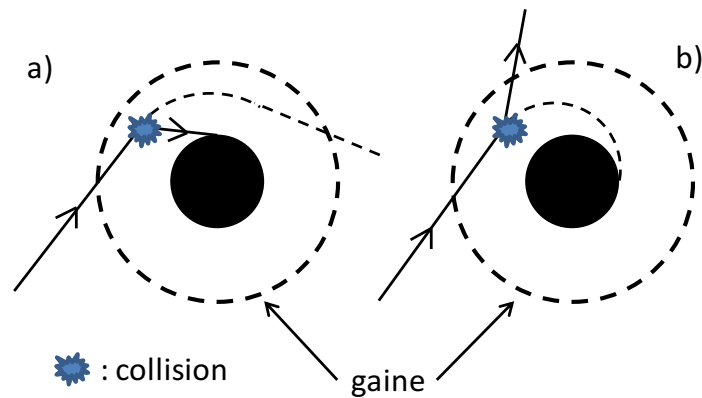


Figure A1.3 Schéma des deux effets concurrents des collisions sur le courant collecté

- a) destruction du mouvement orbital des ions dans la gaine
 b) diffusion élastique des ions hors de la gaine

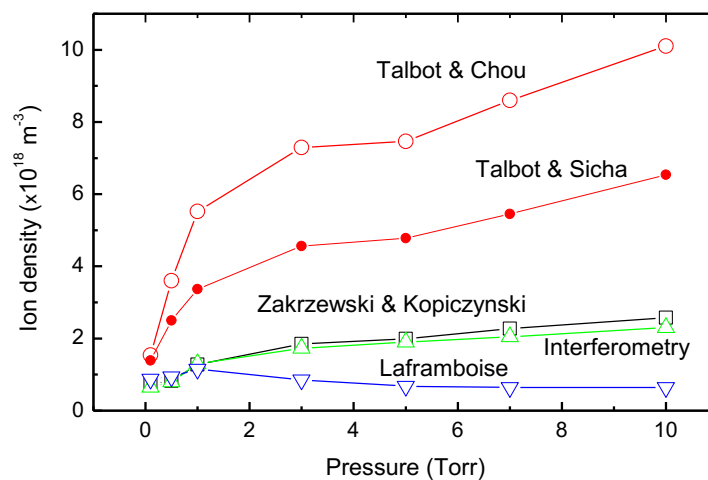


Figure A1.4 Validité des théories de collection ionique en fonction de la pression.

Effets du champ magnétique

L'effet d'un champ magnétique sur la mesure par sonde de Langmuir est connue depuis plus d'un demi-siècle [109] et se traduit par une modification du courant électronique collectée.

La figure A1.5, extrait des travaux de Lagarde et *al.* [110], représente l'effet typique du champ magnétique sur une courbe I-V déterminée par une sonde cylindrique orientée perpendiculairement au champ magnétique avec des courants de saturation ionique similaire. On constate que le champ magnétique a pour effet de diminuer le rapport entre le courant de la branche électronique et le courant de la branche ionique. Le problème de détermination de V_p (phénomène de brouillage du point d'inflexion), et de la surestimation de T_e pour des mesures de sondes immergés dans des plasmas fortement magnétisés a également été mis en évidence par d'autres auteurs.

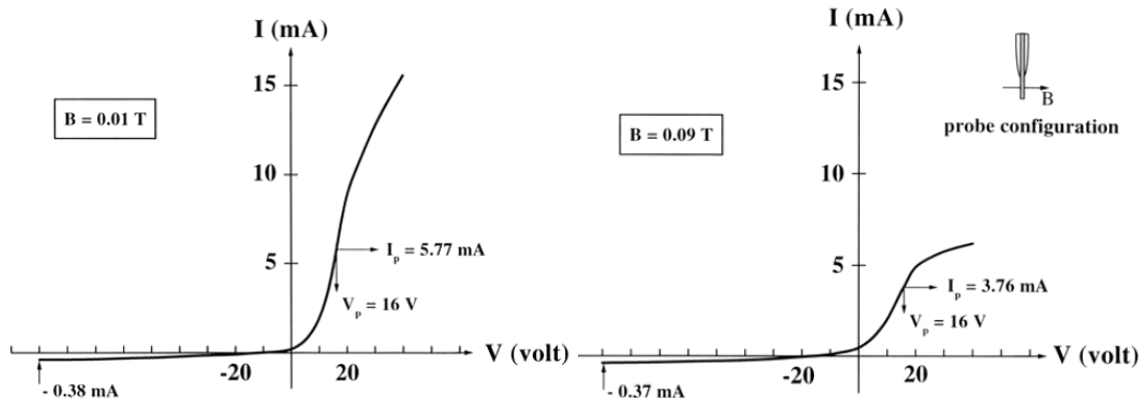


Figure A1.5 Effet du champ magnétique sur la courbe I_s - V_s pour des courants de saturation ionique similaires [110]

En présence d'un champ magnétique, les électrons sont soumis à une force de Lorentz et ont une trajectoire hélicoïdale autour des lignes de champ magnétique.

Le rayon de Larmor électronique s'écrit en fonction de la vitesse perpendiculaire v_{\perp} de l'électron et de l'intensité du champ magnétique :

$$r_L = \frac{mv_{\perp}}{qB} \quad (\text{A1.10})$$

Afin de discuter de l'influence du champ magnétique, le rapport entre le rayon de la sonde R et le rayon de Larmor électronique r_L est introduit :

$$\zeta = \frac{R}{r_L} \quad (\text{A1.11})$$

Dans la suite, nous considérerons que les ions du fait de leur masse beaucoup plus grande ne sont pas magnétisés. Cette hypothèse est confortée par le fait que la branche ionique est généralement peu affectée par le champ magnétique.

Pour $\zeta \ll 1$, l'influence du champ magnétique est faible et l'extraction des paramètres plasma à partir de la courbe de sonde peut être effectuée par la méthode classique. Pour $\zeta \approx 1$ (plasma faiblement magnétisé), l'influence du champ magnétique peut nécessiter des corrections. Pour $\zeta > 1$, des corrections importantes doivent être réalisées. A partir de l'équation A1.10, on voit que les électrons froids sont davantage sujets à l'influence du champ magnétique que les électrons chauds.

Plusieurs théories de correction ont été développées pour répondre à ce problème de mesure en champ magnétique. Laframboise et Rubinstein [111] ont notamment résolu analytiquement la collection des électrons par une sonde plongée dans un champ magnétique. Des abaques du courant collecté en fonction du potentiel normalisé permettent de déterminer la correction à apporter quelque soit

l'orientation ou l'intensité de B. Cette méthode a été utilisée historiquement dans l'équipe du LPSC. Néanmoins la théorie de Laframboise comporte certains inconvénients. En effet leur modèle est un modèle sans collision développé pour les plasmas spatiaux où n et B sont relativement faibles, qui est en réalité assez éloigné des conditions plasma rencontrées dans les réacteurs pour l'industrie. De plus, la question de la perturbation de la fonction de distribution électronique à proximité de la sonde n'est pas posée.

Plus récemment, Arslanbekovt et *al.* [112] ont proposé une méthode de correction de la fonction de distribution dans le cas d'une gaine fine, d'un champ magnétique élevé, en prenant en compte le rôle des collisions sur la collection. Cette condition plasma est ainsi plus représentative des plasmas rencontrés à proximité des parois dans les tokamaks ou encore dans les plasmas de laboratoire. La théorie développée repose sur un modèle cinétique du plasma et la densité de courant électronique j_e est déterminée à partir de l'équation de Boltzmann :

$$j_e = \frac{2\pi q}{3m^2} \int_{qV}^{\infty} \frac{\varepsilon - qV}{1 + \frac{\varepsilon - qV}{\varepsilon} \Psi(\varepsilon)} \frac{f(\varepsilon)}{\gamma} d\varepsilon \quad (\text{A1.12})$$

Où f est la fonction de distribution électronique non perturbée par la sonde, V est le potentiel de la sonde, et γ un facteur géométrique compris entre 0,71 et 1,3. Ψ est un paramètre de diffusion. Selon l'orientation, parallèle ou perpendiculaire, les paramètres de diffusion respectifs $\Psi_{//}$ et Ψ_{\perp} s'écrivent [113] :

$$\Psi_{\perp}(\varepsilon) = \frac{R \ln\left(\frac{\pi L}{4R}\right)}{\gamma r_L} \quad (\text{A1.13})$$

$$\Psi_{//}(\varepsilon) = \frac{\pi L}{4\gamma r_L} \quad (\text{A1.14})$$

Le calcul du paramètre de diffusion avec les équations A1.13 et A1.14 permet de déterminer si une correction est nécessaire.

Pour $\Psi \ll 1$, le rayon de Larmor électronique est plus grand que les dimensions caractéristiques de la sonde et la fonction de distribution se déduit de la dérivée seconde du courant électronique par la formule de Druyvesteyn (équation A1.12).

Arslanbekovt et *al.* ont montré que la fdee devait être déduite de la dérivé première du courant électronique. Pour une orientation parallèle de la sonde, la fdee peut extraite à partir de la formule suivante :

$$f(\varepsilon) = \frac{3\omega_c m_e^{5/2}}{64\sqrt{2}\pi e^2 R(\text{eV})^{3/2}} \frac{dI_e}{dV} \quad (\text{A1.15})$$

Pour une orientation perpendiculaire, la fdee s'écrit :

$$f(\varepsilon) = \frac{3m_e^2 \ln(\pi L / 4R) dI_e}{16\pi^2 e^3 V r_L} \frac{dI_e}{dV} \quad (\text{A1.16})$$

En utilisant les équations A1.13 et A1.14, la condition $\Psi \gg 1$ peut être approximée par la condition $r_L \gg R \ln(L/R)$ dans le cas perpendiculaire et $r_L \gg L$ dans le cas parallèle. Le critère de validité de l'utilisation de la méthode de Druyvesteyn est donc plus sévère pour le cas d'une orientation parallèle.

Validité des mesures effectuées avec la sonde de Langmuir pour l'applicateur TBA

Pour la plupart des caractérisations du plasma présentées dans le chapitre 4, une sonde de Langmuir cylindrique de rayon $R = 0,18$ mm et de longueur $L = 7$ mm a été utilisée. Les paramètres plasma dépendent de la position de la sonde de Langmuir radiale ou longitudinale (r, z), de la pression de travail, de la puissance transmise, de la configuration d'applicateur et de la fréquence d'excitation.

La figure A1.6 représente les différentes positions de sonde. Les mesures à positions fixées ont été principalement effectuées dans la zone de diffusion du plasma pour $r = 0$ mm et $z = 53$ mm. L'extraction des paramètres plasma a été réalisée pour toutes les autres mesures directement avec le logiciel commercial SmartProbe qui fait appel à la théorie de collection de Laframboise. Intéressons nous à la validité de la mesure pour notre géométrie de sonde de Langmuir en fonction de la densité du plasma, de la pression et du champ magnétique au niveau du point de mesure avec l'exemple de l'applicateur tête-bêche A.

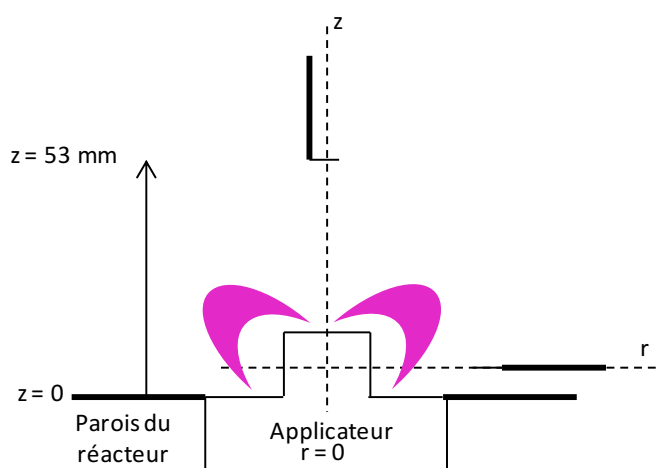


Figure A1.6 Schéma du dispositif expérimental pour la mesure de sonde.

- Domaine de validité de la théorie de Laframboise

Le domaine de validité de la théorie de Laframboise ($D_\lambda > 5$) en fonction de la densité plasma est représenté sur la figure A1.7 en utilisant l'équation A1.3. La mesures de densité à partir de la théorie

de Laframboise sont principalement valables pour des fortes densités ($n > 4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) ce qui correspond au domaine des fortes puissances.

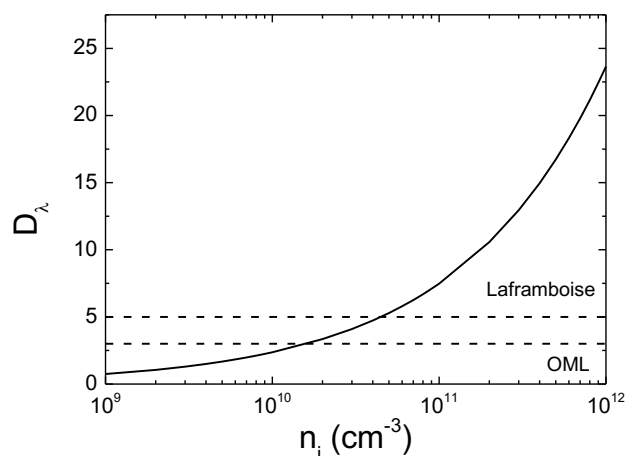


Figure A1.7 Domaine de validité des théories de collection de Laframboise et OML en fonction de la densité du plasma pour la dimension de sonde utilisée.

- Validité de la mesure de densité en fonction de la pression (TBA)

Pour une section efficace de collision ion-neutre de 10^{19} m^{-2} , une température de gaz de 300 K, et pour une tension de polarisation de -20 V, le nombre de collision dans la gaine X_i a été calculée en fonction de la pression pour une densité de 10^9 cm^{-3} et 10^{12} cm^{-3} en utilisant les équations A1.2 et A1.8. Le résultat est illustré sur la figure A1.8. Pour $n = 10^9 \text{ cm}^{-3}$, X_i est supérieure à 1 pour $p > 100 \text{ mTorr}$. Pour $n = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, la gaine reste non collisionnelle sur toute la gamme de pressions considérées. On peut donc s'attendre à un effet négligeable des collisions sur la mesure de sonde dans le domaine opératoire considéré pour les fortes puissances. Aucune correction sur les mesures effectuées à des pressions élevées n'a donc été effectuée.

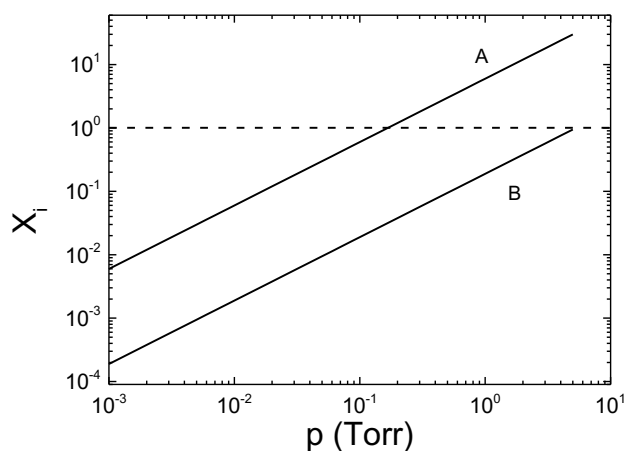


Figure A1.8 Nombre de collision ion-neutre dans la gaine en fonction de la pression pour une densité plasma de 10^9 cm^{-3} et de 10^{12} cm^{-3} représentées par les courbes A et B pour la dimension de sonde utilisée.

- Validité de la mesure des paramètres plasma en fonction du champ magnétique (TBA)

La nécessité d'une éventuelle correction liée à la présence du champ magnétique est estimée pour l'applicateur tête-bêche A en calculant les paramètres de diffusions perpendiculaire ψ_{\perp} et parallèle ψ_{\parallel} à partir des équations A1.13 et A1.14 qui dépendent du rayon de Larmor électronique, de la longueur et du rayon de la sonde. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure A1.9.

À $z = 53$ mm là où les mesures 1 et 2 sont effectuées, la sonde doit être placée perpendiculairement au champ magnétique pour ne nécessiter aucune correction ($\psi_{\perp} < 1$ et $\psi_{\parallel} > 1$). Pour les mesures longitudinales, on constate qu'une correction devient nécessaire même dans le cas d'une orientation perpendiculaire lorsque $z < 4$ cm.

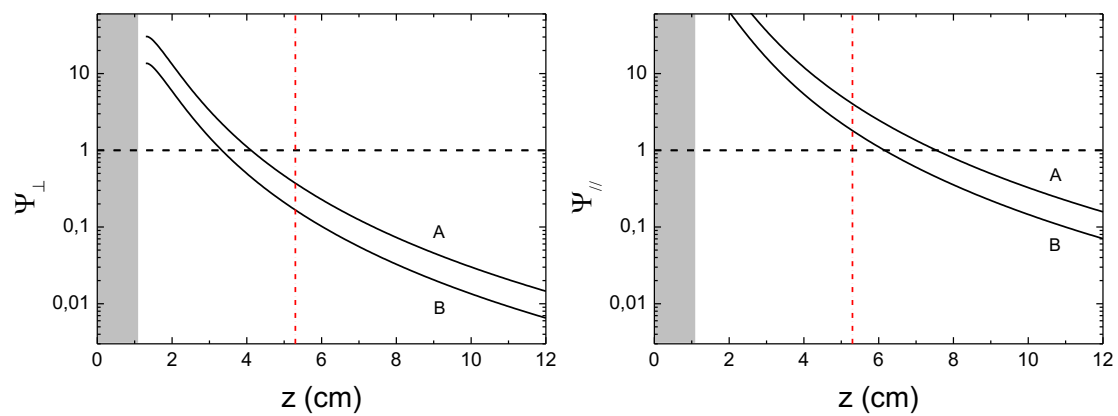


Figure A1.9 Paramètre de diffusion pour une orientation a) perpendiculaire et b) parallèle du champ magnétique par rapport à l'axe de la sonde en fonction de sa position longitudinale en considérant une température électronique de 1 eV et de 5 eV.

Annexe 2 Onde de surface. Rappels théoriques

La possibilité d'une onde de surface de se propager le long d'une interface plasma-diélectrique est connue depuis les travaux de Trivelpiece et Gould [73]. Par la suite, cette propriété a été utilisée pour entretenir des colonnes de plasma beaucoup plus longues que les dimensions caractéristiques de l'excitateur RF appelé « lanceur d'onde de surface » (Surface Wave Launcher). Une des particularités de ce type de décharge est le fait que l'onde de surface crée et maintient sa propre structure de propagation électromagnétique.

Considérons le nombre d'onde complexe γ lié à propagation d'une onde de surface :

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (\text{A2.1})$$

Où α est le coefficient d'atténuation et β le nombre d'onde. L'interdépendance entre les caractéristiques de la propagation de l'onde de surface et les paramètres plasma s'exprime à travers les courbes de phase β (ω/ω_p) et d'atténuation α (ω/ω_p).

Calculons la courbe de phase dans le cas simple d'un système tubulaire à trois milieux orienté suivant l'axe z et composé d'un plasma cylindrique de rayon (a, ϵ_p), entouré par une enceinte cylindrique diélectrique (a, b, ϵ_d) et pour $r > b$ un milieu vide infini. Dans ce calcul simplifié, nous ferons l'hypothèse d'un plasma froid non-collisionnel ($\gamma = j\beta$). Les équations de Maxwell pour un champ électromagnétique avec une variation dans le temps du type $e^{j\omega t}$ s'écrivent :

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -j\omega\mu_0\mathbf{H} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= j\omega\epsilon_0\epsilon\mathbf{E} \\ \nabla \cdot \mathbf{H} &= 0 \\ \nabla \cdot (\epsilon\mathbf{E}) &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A2.2})$$

La composante longitudinale du champ électrique E_z s'exprime de manière générale :

$$E_z(r, \varphi, z) = E e^{j(\omega t + m\varphi - \beta z)} \quad (\text{A2.3})$$

Où m et φ sont respectivement le nombre d'onde azimutal et l'angle azimutal. Dans la suite, on supposera la présence d'une symétrie azimutale du champ électrique se traduisant par $m=0$. Les composantes du champ électromagnétique sont donc E_z , E_r et H_φ . A partir des équations de Maxwell (équation 3.16) exprimées en coordonnées cylindrique, l'équation de propagation pour la composante longitudinale E_z s'écrit :

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} - \eta^2 E_z = 0 \quad (\text{A2.4})$$

Avec $\eta = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon}$ où k_0 est le nombre d'onde du vide et ε représente la permittivité du milieu considéré. L'ensemble des solutions de cette équation est la combinaison linéaire des fonctions de I_0 et K_0 , respectivement les fonctions de Bessel modifiées de première et de deuxième espèce d'ordre zéro :

$$E_z = AI_0(\eta r) + BK_0(\eta r) \quad (\text{A2.5})$$

Où A et B sont des constantes.

Les respects des conditions limites ($r \rightarrow \infty$) et ($r \rightarrow 0$), nous impose d'écrire :

$$E_z = AI_0(\eta_p r) \text{ pour } r < a \quad (\text{A2.6})$$

$$E_z = CI_0(\eta_d r) + DK_0(\eta_d r) \text{ pour } a < r < b \quad (\text{A2.7})$$

$$E_z = BK_0(\eta_a r) \text{ pour } r > b \quad (\text{A2.8})$$

L'expression de H_φ peut être déduite à partir de l'équation de Maxwell Faraday sur chacune des zones considérées. La continuité des composantes tangentielles pour E_z et H_φ nous permet alors d'écrire les relations suivantes pour l'interface plasma-diélectrique ($r = a$):

$$AI_0(\eta_p a) = CI_0(\eta_d a) + DK_0(\eta_d a) \quad (\text{A2.9})$$

$$\frac{\varepsilon_p}{\eta_p} AI_1(\eta_p a) = \frac{\varepsilon_d}{\eta_d} (CI_1(\eta_d a) - DK_1(\eta_d a)) \quad (\text{A2.10})$$

et pour l'interface diélectrique-air ($r = b$) :

$$BK_0(\eta_a b) = CI_0(\eta_d b) + DK_0(\eta_d b) \quad (\text{A2.11})$$

$$-\frac{1}{\eta_a} BK_1(\eta_a b) = \frac{\varepsilon_d}{\Gamma_d} (CI_1(\eta_d b) - DK_1(\eta_d b)) \quad (\text{A2.12})$$

Ce système d'équations admet une solution non-triviale si le déterminant de la matrice associée est nul :

$$\begin{vmatrix} I_0(\eta_p a) & 0 & -I_0(\eta_d a) & -K_0(\eta_d a) \\ \varepsilon_p \eta_d I_1(\eta_p a) & 0 & -\varepsilon_d \eta_p I_1(\eta_d a) & \varepsilon_d \eta_p K_1(\eta_d a) \\ 0 & K_0(\eta_a b) & -I_0(\eta_d b) & -K_0(\eta_d b) \\ 0 & -\eta_d K_1(\eta_a b) & -\varepsilon_d \eta_a I_1(\eta_d b) & \varepsilon_d \eta_a K_1(\eta_d b) \end{vmatrix} = 0 \quad (\text{A2.13})$$

La résolution de ce déterminant permet de déterminer la courbe de phase $\omega/\omega_p(\beta)$. et montre que la propagation d'une onde de surface est possible uniquement lorsque la condition suivante est satisfaite :

$$\omega < \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \varepsilon}} = \omega_{SW} \quad (\text{A2.14})$$

Il est d'ailleurs intéressant de remarquer que cette condition est à un facteur près la condition strictement opposée à la condition de propagation d'une onde dans un volume de plasma ($\omega > \omega_p$).

Références

- [1] Samukawa S, Hori M, Rauf S, Tachibana K, Bruggeman P, Kroesen G, Whitehead J C, Murphy A B, Gutsol A F, Starikovskaia S, Kortshagen U, Boeuf J-P, Sommerer T J, Kushner M J, Czarnetzki U and Mason N 2012 The 2012 Plasma Roadmap *J. Phys. Appl. Phys.* **45** 253001
- [2] Lagarde T, Arnal Y and Pelletier J 1997 Influence of the applied field frequency on the characteristics of Ar and diffusion plasmas sustained at electron cyclotron resonance above multipolar magnetic field structures *Plasma Sources Sci. Technol.* **6** 386
- [3] Srivastava A K and Asmussen J 1993 Comparison of the operational performance of a compact electron cyclotron resonance plasma source at excitation frequencies of 2.45 GHz or 915 MHz *J. Vac. Sci. Technol.* **11** 1307–12
- [4] Lacoste A and Pelletier J 2014 Applicateur d'onde de surface pour la production de plasma
- [5] Lacoste A, Lagarde T, Béchu S, Arnal Y and Pelletier J 2002 Multi-dipolar plasmas for uniform processing: physics, design and performance *Plasma Sources Sci. Technol.* **11** 407
- [6] Latrasse L, Lacoste A, Sirou J and Pelletier J 2007 High density distributed microwave plasma sources in a matrix configuration: concept, design and performance *Plasma Sources Sci. Technol.* **16** 7
- [7] Le-Quoc H, Lacoste A, Miraglia S, Béchu S, Bès A and Laversenne L 2014 MgH₂ thin films deposited by one-step reactive plasma sputtering *Int. J. Hydrog. Energy* **39** 17718–25
- [8] Le-Quoc H, Lacoste A, Béchu S, Bès A, Bourgault D and Fruchart D 2012 Deposition of thin films of Mg₂Si_{1-x}S_x solid solution by plasma-assisted co-sputtering *J. Alloys Compd.* **538** 73–8
- [9] Latrasse L, Lacoste A, Sánchez-López J C, Bès A, Rayar M and Pelletier J 2009 High deposition rates of uniform films in tetramethylsilane-based plasmas generated by elementary microwave sources in matrix configuration *Surf. Coat. Technol.* **203** 2343–9
- [10] Mehedi H-A, Achard J, Rats D, Brinza O, Tallaire A, Mille V, Silva F, Provent C and Gicquel A 2014 Low temperature and large area deposition of nanocrystalline diamond films with distributed antenna array microwave-plasma reactor *Diam. Relat. Mater.* **47** 58–65
- [11] Bes A 2014 *Etude expérimentale des mécanismes de gravure physico-chimiques des polymères dans les plasmas à base d'oxygène Application aux procédés de gravure profonde*
- [12] Charlotte Burman 2014 *Plasma etching of diamond for fabrication of super-thin membranes* (University of Bath, ESRF, LPSC)
- [13] Regnard G 2011 *Développement d'une nouvelle génération de plasmas micro-ondes à conditions opératoires élargies* Thèse (UJF, Thales TED)
- [14] Pozar D M 1997 *Microwave engineering* (Wiley)
- [15] Courtivaud D 2002 *Cours de micro-ondes* (Groupe ESIEE)
- [16] Bekefi G 1966 *Radiation processes in plasmas* (Inc., New York-London-Sydney: John Wiley and sons)
- [17] Ichimaru S 1973 *Basic Principles of Plasma Physics: A Statistical Approach* (W. A. Benjamin)
- [18] Guiseppe Castro 2012 *Study of innovative plasma heating methods and applications to high current ions sources* (Université de Catania)
- [19] Uchijima K, Takemoto T, Morikawa J and Ogawa Y 2015 Direct observation of transition to electron Bernstein waves from electromagnetic mode by three mode-conversion scenarios in the dipole confinement torus plasma *Plasma Phys. Control. Fusion* **57** 065003
- [20] Debaprasad Sahu S B 2012 Utilizing upper hybrid resonance for high density plasma production and negative ion generation in a downstream region *J. Appl. Phys.* **112** 063304
- [21] Moisan M and Pelletier J 2006 *Physique des plasmas collisionnels: application aux décharges haute fréquence* (EDP Sciences)
- [22] Stix T H 1962 *The theory of plasma waves* (McGraw-Hill)
- [23] Laqua H P 2007 Electron Bernstein wave heating and diagnostic *Plasma Phys. Control. Fusion* **49** R1
- [24] Sugai H, Ghanashev I and Nagatsu M 1998 High-density flat plasma production based on surface waves *Plasma Sources Sci. Technol.* **7** 192–205

- [25] Turner M M 1993 Collisionless electron heating in an inductively coupled discharge *Phys. Rev. Lett.* **71** 1844–7
- [26] Rauf S and Kushner M J 1997 A self-consistent analytical model for non-collisional heating *Plasma Sources Sci. Technol.* **6** 518–23
- [27] Chabert P, Braithwaite N and Braithwaite N S J 2011 *Physics of Radio-Frequency Plasmas* (Cambridge University Press)
- [28] Mubarak K, Bois K J and Zoughi R 2001 A simple, robust, and on-site microwave technique for determining water-to-cement ratio (w/c) of fresh Portland cement-based materials *Instrum. Meas. IEEE Trans. On* **50** 1255–63
- [29] Bianchi G, Dionigi M, Fioretto D and Sorrentino R 1999 A microwave system for moisture monitoring in wet powders for industrial applications *Microwave Symposium Digest, 1999 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, 1999 IEEE MTT-S International* vol 4 pp 1603–6 vol.4
- [30] Wei Y-Z and Sridhar S 1989 Technique for measuring the frequency-dependent complex dielectric constants of liquids up to 20 GHz *Rev. Sci. Instrum.* **60** 3041–6
- [31] Stuchly M A, Athey T W, Samaras G M and Taylor G E 1982 Measurement of Radio Frequency Permittivity of Biological Tissues with an Open-Ended Coaxial Line: Part II - Experimental Results *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **30** 87–92
- [32] Kim T-H and Pack J-K 2012 Measurement of electrical characteristics of female breast tissues for the development of the breast cancer detector *Prog. Electromagn. Res. C* **30** 189–99
- [33] McLaughlin B L and Robertson P A 2007 Miniature open-ended coaxial probes for dielectric spectroscopy applications *J. Phys. Appl. Phys.* **40** 45
- [34] Wei Y, x, Zhen and Sridhar S 1991 Radiation-corrected open-ended coax line technique for dielectric measurements of liquids up to 20 GHz *Microw. Theory Tech. IEEE Trans. On* **39** 526–31
- [35] Misra D K 1987 A study on coaxial line excited monopole probes for in situ permittivity measurements *Instrum. Meas. IEEE Trans. On* **IM-36** 1015–9
- [36] Mehdizadeh M 2009 *Microwave/RF Applicators and Probes for Material Heating, Sensing, and Plasma Generation: A Design Guide* (Elsevier Science)
- [37] García-Baños B, Catalá-Civera J M, Canós A J and Peñaranda-Foix F 2005 Design rules for the optimization of the sensitivity of open-ended coaxial microwave sensors for monitoring changes in dielectric materials *Meas. Sci. Technol.* **16** 1186
- [38] MARCUVITZ N 1951 *Waveguide Handbook. Edited by N. Marcuvitz* (McGraw-Hill Book Company)
- [39] Gabriel C, Chan T Y A and Grant E H 1994 Admittance models for open ended coaxial probes and their place in dielectric spectroscopy *Phys. Med. Biol.* **39** 2183
- [40] Deschamps G 1962 Impedance of an antenna in a conducting medium *Antennas Propag. IRE Trans. On* **10** 648–50
- [41] You Kok Y and Abbas Z 2008 Analytical and Numerical Analysis of Fringing Field at Aperture Open-Ended Waveguides Modeling & Simulation, 2008. AICMS 08. Second Asia International Conference on pp 277–82
- [42] Balmain K G 1979 The properties of antennas in plasmas *Ann. Télécommunications* **34** 273–83
- [43] Balmain K G 1964 The impedance of a short dipole antenna in a magnetoplasma *Antennas Propag. IEEE Trans. On* **12** 605–17
- [44] Balmain K 1969 Dipole admittance for magnetoplasma diagnostics *IEEE Trans. Antennas Propag.* **17** 389–92
- [45] Bhat B and Rao B 1973 Experimental investigations on the impedance behavior of a cylindrical antenna in a collisional magnetoplasma *IEEE Trans. Antennas Propag.* **21** 70–7
- [46] Nakatani D T and Kuehl H H 1976 Input impedance of a short dipole antenna in a warm anisotropic plasma, 1, Kinetic theory *Radio Sci.* **11** 433–44
- [47] E. Spencer S P 2008 Electron density and electron neutral collision frequency in the ionosphere using plasma impedance probe measurements *J. Geophys. Res.* **113**
- [48] Rumsey V H 1954 Reaction concept in electromagnetic theory *Phys. Rev.* **94** 1483
- [49] Lee S W and Lo Y T 1967 Current distribution and input admittance of an infinite cylindrical antenna in anisotropic plasma *IEEE Trans. Antennas Propag.* **15** 244–52

- [50] Stone R G, Alexander J K and Weber R R 1966 Measurements of antenna impedance in the ionosphere—II: Observing frequency greater than the electron gyro frequency *Planet. Space Sci.* **14** 1007–16
- [51] Bletzinger P and Flemming M J 1987 Impedance characteristics of an rf parallel plate discharge and the validity of a simple circuit model *J. Appl. Phys.* **62** 4688–95
- [52] Andries B, Ravel G and Peccoud L 1989 Electrical characterization of radio-frequency parallel-plate capacitively coupled discharges *J. Vac. Sci. Technol. A* **7** 2774–83
- [53] Bletzinger P 1990 Experimental characteristics of rf parallel-plate discharges: Influence of attaching gases *J. Appl. Phys.* **67** 130
- [54] Beneking C 1990 Power dissipation in capacitively coupled rf discharges *J. Appl. Phys.* **68** 4461
- [55] Kanoh M, Yamage M and Takada H 2001 End-point detection of reactive ion etching by plasma impedance monitoring *Jpn. J. Appl. Phys.* **40** 1457
- [56] Bose F, Patrick R and Baltes H P 1994 Characterization of plasma etch processes using measurements of discharge impedance *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanometer Struct.* **12** 2805–9
- [57] Dewan M N A, McNally P J, Perova T and Herbert P A F 2001 Use of plasma impedance monitoring for the determination of SF₆ reactive ion etch process end points in a SiO₂/Si system *Mater. Res. Innov.* **5** 107–16
- [58] Motomura T, Kasashima Y, Fukuda O, Uesugi F, Kurita H and Kimura N 2014 Note: Practical monitoring system using characteristic impedance measurement during plasma processing *Rev. Sci. Instrum.* **85** 026103–026103 – 3
- [59] C. Almgren 2000 RF Measurements and Their Role in the Manufacturing Environment (Advanced Energy Whitepaper)
- [60] Stonies R, Schermer S, Voges E and Broekaert J A C 2004 A new small microwave plasma torch *Plasma Sources Sci. Technol.* **13** 604
- [61] Iza F and Hopwood J 2005 Split-ring resonator microplasma: microwave model, plasma impedance and power efficiency *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 397
- [62] Muguira L, Portilla J, Gonzalez P J, Garmendia N, Feuchtwanger J, Etxebarria V, Eguiraun M, Arredondo I, Miracoli R and Belver D 2014 Automated system for efficient microwave power coupling in an S-band ECR ion source driven under different operating conditions *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. Accel. Spectrometers Detect. Assoc. Equip.* **741** 95–103
- [63] Dey I, Toyoda Y, Yamamoto N and Nakashima H 2014 Experimental investigation of microwave interaction with magnetoplasma in miniature multipolar configuration using impedance measurements *Phys. Plasmas 1994-Present* **21** 093502
- [64] Moisan M and Zakrzewski Z 1991 Plasma sources based on the propagation of electromagnetic surface waves *J. Phys. Appl. Phys.* **24** 1025
- [65] Moisan M, Grenier R and Zakrzewski Z 1995 The electromagnetic performance of a surfatron-based coaxial microwave plasma torch *Spectrochim. Acta Part B At. Spectrosc.* **50** 781–9
- [66] Holtrup S, Sadeghfam A, Heuermann H and Awakowicz P 2014 Characterization and Optimization Technique for Microwave-Driven High-Intensity Discharge Lamps Using Hot - Parameters *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **62** 2471–80
- [67] Kim J D, Kim S H, Kim H J, Shin S W, Choi J J and Na Y H 2012 Impedance Measurement System for a Microwave-induced Plasma *J. Korean Phys. Soc.* **60** 907–11
- [68] Fleisch T, Kabouzi Y, Moisan M, Pollak J, Castaños-Martínez E, Nowakowska H and Zakrzewski Z 2007 Designing an efficient microwave-plasma source, independent of operating conditions, at atmospheric pressure *Plasma Sources Sci. Technol.* **16** 173
- [69] Porteanu H E, Kuhn S and Gesche R 2009 Low-Power Microwave Plasma Conductivity *Plasma Sci. IEEE Trans. On* **37** 44–9
- [70] Porteanu H E, Gesche R and Wandel K 2013 An inductively coupled miniature plasma jet source at microwave frequencies *Plasma Sources Sci. Technol.* **22** 035016
- [71] Jorgesen D and Marki C 2012 *Directivity and VSWR measurements : understanding return loss measurements*
- [72] Margot-Chaker J, Moisan M, Zakrzewski Z, Glaude V M and Sauvé G 1988 Phase sensitive methods to determine the wavelength of electromagnetic waves in lossy nonuniform media: The case of surface waves along plasma columns *Radio Sci.* **23** 1120–32

- [73] Trivelpiece A W and Gould R W 1959 Space Charge Waves in Cylindrical Plasma Columns *J. Appl. Phys.* **30** 1784–93
- [74] Kokura H, Nakamura K, Ghanashev I P and Sugai H 1999 Plasma Absorption Probe for Measuring Electron Density in an Environment Soiled with Processing Plasmas *Jpn. J. Appl. Phys.* **38** 5262
- [75] Scharwitz C, Böke M, Hong S-H and Winter J 2007 Experimental Characterisation of the Plasma Absorption Probe *Plasma Process. Polym.* **4** 605–11
- [76] K. Nakamura M O 2003 Highly sensitive plasma absorption probe for measuring low-density high-pressure plasmas *J. Vac. Sci. Amp Technol. - J VAC SCI TECHNOL A* **21** 325–31
- [77] Pelletier J, BECHU S, Bes A and Lacoste A 2010 *Device and method for producing and/or confining a plasma* (Google Patents)
- [78] Francombe M H and Vossen J L 1994 *Plasma Sources for Thin Film Deposition and Etching* (Academic Press)
- [79] Carl D A 1991 Axial radio frequency electric field intensity and ion density during low to high mode transition in argon electron cyclotron resonance discharges *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanometer Struct.* **9** 339
- [80] Popov O A 1996 *High Density Plasma Sources: Design, Physics and Performance* (Elsevier Science)
- [81] Aanesland A and Fredriksen A 2001 Pressure dependent mode transition in an electron cyclotron resonance plasma discharge *J. Vac. Sci. Technol. -Vac. Surf. Films* **19** 2446–52
- [82] Cunge G, Crowley B, Vender D and Turner M M 1999 Characterization of the E to H transition in a pulsed inductively coupled plasma discharge with internal coil geometry: bi-stability and hysteresis *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** 576–86
- [83] Perry A J 1991 The application of the helicon source to plasma processing *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanometer Struct.* **9** 310
- [84] Godyak V A, Piejak R B and Alexandrovich B M 1994 Electrical characteristics and electron heating mechanism of an inductively coupled argon discharge *Plasma Sources Sci. Technol.* **3** 169–76
- [85] Riccardi C, Agostini E and Fontanesi M 1995 Study of plasma impedance for electrostatic waves coupling *Plasma Phys. Control. Fusion* **37** 763–71
- [86] Béchu S 2010 *Caractérisations électrostatique et optique du fonctionnement de sources plasma micro-onde dipolaires. Application à la production de faisceaux d'électrons et d'ions H⁺* Mémoire de HDR (LPSC, Grenoble)
- [87] Tran T V 2006 *Caractérisation et modélisation des plasmas micro-onde multi-dipolaires application à la pulvérisation assistée par plasma multi-dipolaire* Thèse (Université Joseph-Fourier - Grenoble I)
- [88] Godyak V A 2006 Nonequilibrium EEDF in gas discharge plasmas *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 755–66
- [89] Tuma D T 1970 A Quiet Uniform Microwave Gas Discharge for Lasers *Rev. Sci. Instrum.* **41** 1519–20
- [90] Paquin L, Masson D, Wertheimer M R and Moisan M 1985 Amorphous silicon for photovoltaics produced by new microwave plasma-deposition techniques *Can. J. Phys.* **63** 831–7
- [91] Moisan M, Barbeau J, Crevier M-C, Pelletier J, Philip N and Saoudi B 2002 Plasma sterilization. Methods and mechanisms *Pure Appl. Chem.* **74** 349–58
- [92] Hartz C L, Bevan J W, Jackson M W and Wofford B A 1998 Innovative Surface Wave Plasma Reactor Technique for PFC Abatement *Environ. Sci. Technol.* **32** 682–7
- [93] Rayner J P, Whichello A P and Cheetham A D 2004 Physical characteristics of plasma antennas *Plasma Sci. IEEE Trans. On* **32** 269–81
- [94] Carbone E a. D, Hübner S, Palomares J M and van der Mullen J J A M 2012 The radial contraction of argon microwave plasmas studied by Thomson scattering *J. Phys. Appl. Phys.* **45** 345203
- [95] Kabouzi Y, Calzada M D, Moisan M, Tran K C and Trassy C 2002 Radial contraction of microwave-sustained plasma columns at atmospheric pressure *J. Appl. Phys.* **91** 1008–19
- [96] Sola A, Cotrino J, Gamero A and Colomer V 1987 Study of surface-wave-produced plasma column lengths *J. Phys. Appl. Phys.* **20** 1250

- [97] Hilbig R, Koerber A, Schwan S and Hayashi D 2011 Novel molecular discharge light sources *J. Phys. -Appl. Phys.* **44**
- [98] Kaening M, Hitzschke L, Schalk B, Berger M, Franke S and Methling R 2011 Mercury-free high pressure discharge lamps dominated by molecular radiation *J. Phys. -Appl. Phys.* **44**
- [99] Kettlitz M, Kozakov R, Hoft H and Boos M 2011 Molecular Radiation From Microwave-Excited High-Pressure Plasmas *Plasma Sci. IEEE Trans. On* **39** 2996–7
- [100] Hilbig R, Koerber A, Baier J and Scholl R 2004 Molecular discharges as light sources *Light Sources 2004* Institute of Physics Conference Series ed G Zisis pp 75–84
- [101] Johnston C 2003 *Transport and equilibrium in molecular plasmas: the sulfur lamp* (Technische Universiteit Eindhoven)
- [102] Mizojiri T, Ikeuchi M, Morimoto Y and Kando M 2008 Compact Sulfur Lamps Operated by Antenna-Excited Microwave Discharge *Jpn. J. Appl. Phys.* **47** 8012–6
- [103] Mott-Smith H M and Langmuir I 1926 The Theory of Collectors in Gaseous Discharges *Phys. Rev.* **28** 727–63
- [104] Laframboise J G and University of Toronto Institute for Aerospace Studies 1966 Theory of spherical and cylindrical langmuir probes in a collisionless, maxwellian plasma at rest
- [105] Allen J E, Boyd R L F and Reynolds P 1957 The Collection of Positive Ions by a Probe Immersed in a Plasma *Proc. Phys. Soc. Sect. B* **70** 297
- [106] Druyvesteyn M J 1930 Der Niedervoltbogen *Z. Für Phys.* **64** 781–98
- [107] Godyak V A, Piejak R B and Alexandrovich B M 1992 Measurement of electron energy distribution in low-pressure RF discharges *Plasma Sources Sci. Technol.* **1** 36
- [108] Rousseau A, Teboul E and Béchu S 2005 Comparison between Langmuir probe and microwave autointerferometry measurements at intermediate pressure in an argon surface wave discharge *J. Appl. Phys.* **98** 083306
- [109] Bohm D 1949 *The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields* (New York: Guthrie A, Wakerling R K)
- [110] Lagarde T, Arnal Y, Lacoste A and Pelletier J 2001 Determination of the EEDF by Langmuir probe diagnostics in a plasma excited at ECR above a multipolar magnetic field *Plasma Sources Sci. Technol.* **10** 181
- [111] Rubinstein J and Laframboise J G 1983 Theory of axially symmetric probes in a collisionless magnetoplasma: Aligned spheroids, finite cylinders, and disks *Phys. Fluids 1958-1988* **26** 3624–7
- [112] Arslanbekov R R, Khromov N A and Kudryavtsev A A 1994 Probe measurements of electron energy distribution function at intermediate and high pressures and in a magnetic field *Plasma Sources Sci. Technol.* **3** 528
- [113] Demidov V I, Ratynskaia S V, Armstrong R and Rypdal K 1998 The analysis of probe I–V characteristics in the presence of a magnetic field *Czechoslov. J. Phys.* **48** 275–80

Résumé. Le travail effectué dans le cadre de cette thèse porte sur l'étude des plasmas magnétisés et non-magnétisés produits par des structures coaxiales qui font office à la fois de propagateur d'onde et de coupleur à impédance adaptée au plasma, mais aussi de sonde d'investigation et de caractérisation de la décharge. Une attention particulière est accordée à l'efficacité de couplage entre l'onde électromagnétique et la décharge et de production d'espèces, et ce pour différentes conditions opératoires : fréquence d'excitation (352 et 2450 MHz), configuration magnétique, géométrie de l'applicateur. L'analyse quantitative et comparative présentée dans ce travail s'appuie aussi bien sur une approche expérimentale que théorique. Les modèles analytiques développés et la simulation électromagnétique réalisée permettent d'extraire à partir des mesures expérimentales, d'une part l'impédance du plasma décorrélée de celle de la structure de propagation de l'onde, et d'autre part, l'absorption globale et locale de l'onde. Du point de vue expérimental, des techniques et méthodes appropriées ont donc été développées et mises en œuvre comme, par exemple la méthode de changement de plan d'impédance, ou encore l'auto-interférométrie. L'étude paramétrique, menée sur un domaine de pression étendu sur plusieurs décades (10^{-4} – 10 Torr) et pour une gamme de puissances allant de un à plusieurs centaines de watts, a permis une investigation minutieuse du type de couplage (capacitif, inductif, résistif) qui est fortement dépendant des caractéristiques de la décharge et donc des paramètres opératoires. Leur mise en corrélation, associée à l'analyse des modes de propagation dans un plasma magnétisé, a permis de localiser avec plus de précision les zones de couplage et d'identifier les principaux mécanismes d'absorption de l'onde mis en jeu. Les principaux résultats obtenus confirment une meilleure efficacité de production d'espèces chargées à une fréquence plus élevée (2450 MHz), et la présence d'une population d'électrons chauds plus conséquente ainsi qu'une extension spatiale du plasma lorsque la fréquence est plus faible (352 MHz). Comme la technologie 352 MHz à état solide est plus avantageuse du point de vue du coût des composants, comparée à 2450 MHz, elle pourrait s'avérer intéressante pour des procédés visant la production d'espèces chimiquement actives. Toutefois, le couplage, peu efficace, de type capacitif induit par la diminution de la fréquence, requiert une attention accrue au niveau de la configuration du coupleur. Pour le développement en amont des coupleurs, les résultats issus de ce travail de thèse et les modèles analytiques développés devraient constituer un outil déterminant dans la conception de sources plasma micro-onde performantes.

Abstract. The work done within the framework of this thesis focuses on the study of magnetized and non-magnetized plasmas produced by coaxial structures that serve both as wave propagator and as plasma matched impedance coupler but also as investigation and characterization probe of the discharge. Special attention is given to the efficiency of coupling between the electromagnetic wave and the discharge and of species production, for different operating conditions: excitation frequency (352 and 2450 MHz), magnetic configuration and geometry of the applicator. Quantitative and comparative analysis presented in this work is based both on an experimental and a theoretical approach. Developed analytical models and conducted electromagnetic simulation are set in connection with the experimental measurements in order to determine, on the one hand, the plasma impedance de-embedded of the wave propagation structure and, on the other hand, the global and local absorption of the wave. From the experimental point of view, appropriate techniques and methods have therefore been developed and implemented such as, for example, the impedance plane shift method, or auto-interferometry. The parametric study, conducted on a pressure range extended over several decades (10^{-4} - 10 Torr) and power ratings from one to several hundred watts, led to a thorough investigation of the coupling type (capacitive, inductive, resistive) which is highly dependent on the discharge characteristics and thus of the operating parameters. Their correlation, combined with the analysis of propagation modes in a magnetized plasma, has helped locate more accurately the areas of coupling and to identify the main power absorption mechanisms involved. The main results obtained for the two frequencies confirm a better production efficiency of charged species at a higher frequency (2450 MHz), the presence of a more substantial hot electron population and a spatial expansion of the plasma when the frequency is low (352 MHz). As the solid state 352 MHz technology is more advantageous compared to that at 2450 MHz from the viewpoint of the cost of the components, it could be interesting for processes aiming to produce active chemical species. However its inefficient coupling, of capacitive type induced by frequency reduction, requires an increased attention at the level of coupler configuration. For upstream development of couplers, the analytical models and the experimental results obtained in this thesis should be a key tool in the design of high-performance microwave plasma sources.