



HAL
open science

Effet de la fréquence dans les décharges VHF sur les caractéristiques des plasmas utilisés pour le dépôt de silicium microcristallin

Sébastien Dine

► **To cite this version:**

Sébastien Dine. Effet de la fréquence dans les décharges VHF sur les caractéristiques des plasmas utilisés pour le dépôt de silicium microcristallin. Physique [physics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2006. Français. NNT: . tel-00305866

HAL Id: tel-00305866

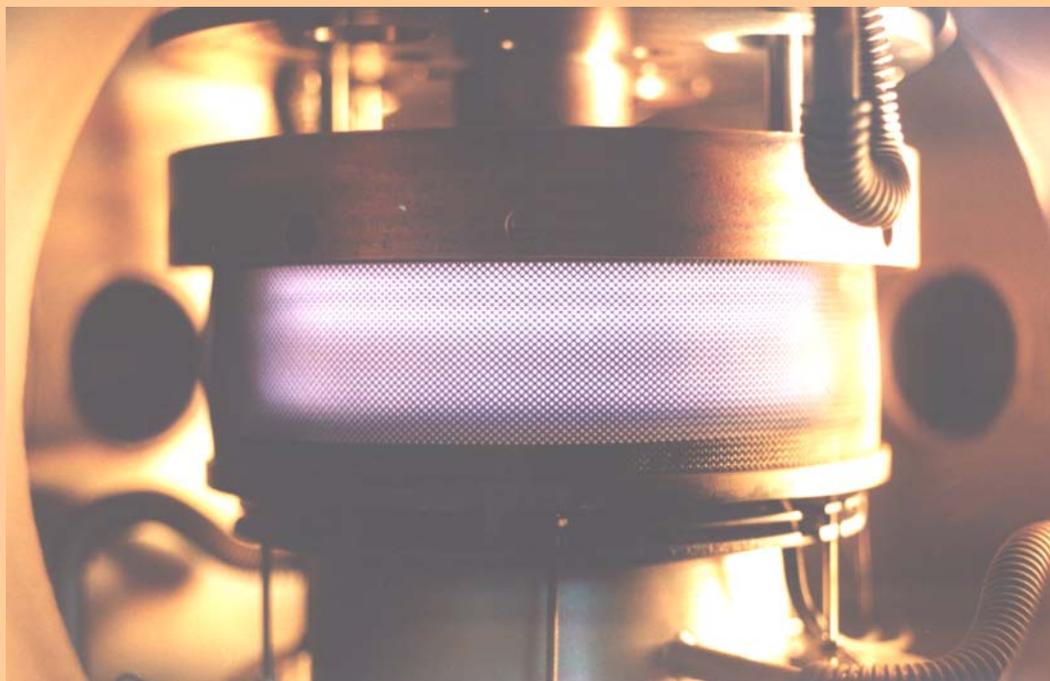
<https://theses.hal.science/tel-00305866v1>

Submitted on 24 Jul 2008

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.

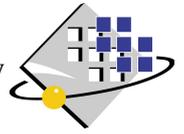
**Caractérisation d'une décharge
capacitive VHF dans l'hydrogène :
effet de la fréquence.**



Sébastien Dine

Thèse de Doctorat

2006



N° d'ordre :

**UNIVERSITÉ PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY**

Thèse présentée pour obtenir le grade de

**DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY**

par

Sébastien DINE

Sujet : **Effet de la fréquence dans les décharges VHF
sur les caractéristiques des plasmas utilisés pour le
dépôt de silicium microcristallin**

Soutenue le 2 octobre 2006 devant le jury composé de Messieurs:

Nicholas St. John BRAITHWAITE	Professeur Open University, Angleterre (rapporteur)
Laifa BOUFENDI	Professeur Université d'Orléans (rapporteur)
Luis Lemos ALVES	Professeur Instituto Superior Técnico, Portugal
Jean-Marcel RAX	Professeur Université Paris-Sud, Orsay
Jacques JOLLY	Directeur de recherche CNRS (Directeur de thèse)

Remerciements

Je remercie très chaleureusement Jacques JOLLY, Directeur de recherche CNRS, pour avoir dirigé ma thèse, pour m'avoir souvent donné l'occasion de présenter mon travail lors de congrès nationaux et internationaux, pour sa patience ainsi que pour sa disponibilité.

Je remercie également Jean-Paul BOOTH, Directeur de recherche CNRS, pour ses conseils et sa disponibilité.

Merci à Jean-Marcel RAX, Professeur à l'Université Paris-Sud d'Orsay et directeur du laboratoire LPTP, d'une part de m'avoir accueilli au sein du laboratoire, et d'autre part de m'avoir encouragé à valoriser mon travail par des dépôts de brevets. Je le remercie également pour m'avoir aidé à mieux comprendre l'électromagnétisme et certaines de ses subtilités.

Je remercie tout particulièrement Jean GUILLON, Ingénieur de recherche CNRS, qui a mis tout son savoir-faire, sa rigueur, sa patience au service de l'expérience. Ses qualités ont été d'une aide précieuse lors des modifications multiples du réacteur ou bien pendant la conception de la PTP et de la sonde de courant-tension.

Un grand merci aux personnes suivantes,

Pascal CHABERT, Chargé de recherche CNRS, pour ses conseils et sa bonne humeur durant ces années,

Jean-Luc RAIMBAULT, Chargé de recherche CNRS, pour sa disponibilité et sa pédagogie,

Jean LAROUR, Chargé de recherche CNRS, pour le temps qu'il m'a accordé durant la conception de la sonde de courant-tension.

Je remercie chaleureusement le Dr. Eric HUDSON de m'avoir encadré durant mon stage à LAM Research, me faisant découvrir la recherche et développement dans l'industrie ainsi que le soleil de Californie.

Je remercie les Professeurs Nicholas St. John BRAITHWAITE et Laifa BOUFENDI qui ont accepté d'être les rapporteurs de ma thèse et pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail.

Le Professeur Luis Lemos ALVES est également remercié d'une part en tant que membre du jury et d'autre part pour m'avoir accueilli pendant dix jours au sein du laboratoire à l'Instituto Superior Técnico de Lisbonne.

Je remercie de nouveau le Professeur Jean-Marcel RAX qui a accepté de faire partie du jury.

Par ailleurs, je manifeste toute ma reconnaissance aux techniciens de l'atelier de mécanique (Marc et Bruno DUFOUR) et d'électronique (Jean-Paul STEPHAN et Christian KONIECZNY) pour leur compétence et leur disponibilité.

Cathy PEINTURIER, Isabelle TAQUIN, Malika LANG et Philippe AUVRAY sont remerciés pour leur disponibilité et leur gentillesse. L'efficacité dont ils ont fait preuve pour prendre en charge tous les aspects administratifs et informatiques ont été d'une aide appréciable durant ces années de thèse.

J'en profite pour remercier également Pascal BRADU et Anna KEHRES-DIAZ du service de valorisation de l'École Polytechnique pour leur contribution.

Pour finir, je remercie également tous les gamins du LPTP pour l'ambiance inoubliable et indispensable qu'ils ont su créer au sein du laboratoire. Je pense bien sûr aux doctorants, post-doctorants et stagiaires de toutes origines que j'ai croisés (dans l'ordre alphabétique) : Hana ABADA, Nicolas BULCOURT, Cormac CORR, Richard COUSIN, Garrett CURLEY, Lina GATILOVA, Olivier GUAITELLA, Nicolas LEMOINE, Pierre LEVIF, Pierre LOISELEUR, Amélie PERRET, Nicolas PLIHON, Juliette PLOUIN, Svarnas PANAYIOTIS, et Bassima TALEB. Une mention spéciale aux membres du boy's band du LPTP qui se reconnaîtront dans la précédente liste.

Je réserve une place particulière à ma famille, et en particulier à mes parents pour le support plus que matériel qu'ils m'ont apporté durant ces longues années d'études universitaires. Je les remercie pour avoir su nourrir et entretenir ma curiosité et mon intérêt pour la physique. Enfin, je tiens à remercier ma « nénette », Alexandra, pour son affection ainsi que son soutien durant les mois de convalescence suite à ma confrontation avec les dures lois de la gravitation universelle.

Sommaire

1	Introduction	7
1.1	L'état de plasma	7
1.2	Les plasmas artificiels et l'industrie	9
1.2.1	Classification	9
1.2.2	Les sources de plasma	10
1.2.3	A propos des radiofréquences	10
1.3	Les décharges RF capacitatives	11
1.3.1	Principe	11
1.3.2	Structure d'une décharge capacitive	12
1.3.3	Application au traitement de surface	13
1.3.4	Ordres de grandeur et paramètres de contrôle	16
1.4	Le contexte technologique de l'étude	17
1.4.1	Les sources capacitatives « haute densité »	17
1.4.2	Dépôt de couches minces de silicium microcristallin avec une dé- charge VHF	20
1.4.3	Organisation du mémoire	23
2	Dispositif expérimental	25
2.1	Description du dispositif d'étude initial	25
2.1.1	L'enceinte à vide	25
2.1.2	L'espace inter-électrodes	25
2.1.3	Le pompage et la distribution des gaz	26
2.1.4	La mesure de pression	27
2.1.5	L'alimentation électrique radiofréquence initiale	27
2.2	Modifications apportées au réacteur d'étude	27
2.2.1	L'alimentation électrique radio-fréquence	27
2.2.2	L'accord d'impédance	28
2.2.3	Difficultés métrologiques	32
2.3	Diagnostiques électriques	34
2.3.1	Mesure du courant radiofréquence	34
2.3.2	Mesure de la tension radiofréquence	39

2.4	Correction des mesures électriques	42
2.4.1	Mesure de la tension d'autopolarisation	44
2.4.2	Mesure de la puissance couplée et de l'impédance	45
2.5	Nouveau capteur de courant-tension	52
2.6	Mesure de densité électronique	65
2.6.1	Mesure par sonde de Langmuir	65
2.6.2	Mesure par une sonde plasma à transmission	65
3	Modélisation	67
3.1	Modèle électrique du réacteur à vide	67
3.1.1	Introduction	67
3.1.2	Mesure de l'impédance d'entrée	69
3.1.3	Comparaison avec d'autres réacteurs de type GEC	71
3.1.4	Calcul de l'impédance d'entrée	72
3.1.5	Position de l'impédance du plasma dans le modèle électrique	82
3.2	L'accord d'impédance	87
3.2.1	Surtension sur l'électrode RF	87
3.2.2	Limite en fréquence de la boîte d'accord	90
3.2.3	Valeurs nécessaires de L_{tune} et C_{load} pour accorder	90
3.2.4	Pertes dans la boîte d'accord	93
3.3	Modèle global dans l'hydrogène	93
3.3.1	Introduction	93
3.3.2	Hypothèses	94
3.3.3	Modèle électrique du bulk	95
3.3.4	Modèle électrique des gaines	97
3.3.5	Impédance de la décharge	98
3.3.6	Modèle de gaine simplifié	98
3.3.7	Bilan de particules	99
3.3.8	Bilan de puissance des électrons	102
3.3.9	Modélisation de l'ensemble du système expérimental	105
3.3.10	Déroulement du calcul	106
3.4	Interprétation de l'impédance du plasma	107
3.4.1	Notion de composante ohmique de la tension	108
3.4.2	Détermination des puissances dissipées dans les gaines et le bulk	109
3.4.3	Détermination des tensions dans les gaines et le bulk	109
3.4.4	Détermination de la densité électronique	109
3.4.5	Détermination de la taille moyenne des gaines \bar{s}	109

4	Résultats expérimentaux	111
4.1	Introduction	111
4.2	Impédance d'entrée du réacteur	112
4.2.1	Module de l'impédance	112
4.2.2	Phase de l'impédance	112
4.3	Impédance du plasma	117
4.3.1	Module de l'impédance	117
4.3.2	Phase de l'impédance	117
4.3.3	Résistance et réactance de la décharge	121
4.4	Répartition des courants dans le réacteur	126
4.5	Puissance couplée	130
4.5.1	Variation avec le courant ou la tension	130
4.5.2	Efficacité du couplage	132
4.5.3	Puissance mesurée avec la méthode soustractive	135
4.6	Tension d'auto-polarisation	135
4.7	Interprétation de l'impédance et comparaison avec le modèle global	141
4.7.1	La composante ohmique de la tension	141
4.7.2	Remarques sur l'ajustement de la composante ohmique	142
4.7.3	Résistance de gaine et du bulk	146
4.7.4	Puissance dissipées dans les gaines et dans le bulk	146
4.7.5	Inductance du bulk	151
4.7.6	Tensions de bulk et de gaine	151
4.7.7	Taille des gaines	154
4.7.8	Densité électronique	157
4.8	Comparaison avec le modèle global	161
4.9	Dissociation de l'hydrogène atomique	164
5	La sonde plasma à transmission	171
5.1	Introduction	171
5.2	Onde de surface d'un plasma	172
5.2.1	Définition succincte	172
5.2.2	Ondes de surface entre deux diélectriques semi-infinis	172
5.2.3	Relations de dispersion des modes transverses magnétiques	173
5.2.4	Ondes de surface entre un plasma froid et du vide	176
5.3	Description de la sonde	181
5.3.1	Principe	181
5.3.2	Exemple de réalisation	182
5.4	Théorie de la sonde plasma à transmission	183
5.4.1	Modèle de guide en géométrie cylindrique	185

5.4.2	Calcul des relations de dispersion	185
5.4.3	Etude des relations de dispersion	188
5.4.4	Cartographie des champs et du potentiel	194
5.4.5	Longueurs d'évanescence dans le plasma	197
5.5	Modèle numérique de la sonde	198
5.5.1	Description	198
5.5.2	Modélisation du plasma et de la gaine	199
5.5.3	Equation à résoudre	200
5.5.4	Conditions aux limites	200
5.5.5	Calcul du coefficient de transmission	201
5.6	Résultats de mesure et de simulation	201
5.6.1	Identification de l'onde de surface	201
5.6.2	Effet de la densité électronique	204
5.6.3	Comparaison avec l'expérience	206
5.6.4	Effet des conditions aux limites du modèle	209
5.6.5	Effet de la pression	210
5.6.6	Effet de la constante diélectrique entre les antennes	211
5.6.7	Effet de la distance entre les antennes	214
5.6.8	Effet de la taille des gaines	214
5.6.9	Effet d'un gradient de densité électronique	216
6	Conclusion et perspectives	225
A	Rappel sur l'incertitude de mesure des impédances et des puissances	229
B	Complément de théorie de la sonde plasma à transmission	233
B.1	L'approximation quasi-statique	233
B.2	Calcul des relations de dispersion	234
B.2.1	Conditions limites sur l'axe ($r = 0$) et à l'infini ($r \rightarrow +\infty$)	235
B.2.2	Conditions limites en $r = a$	236
B.2.3	Conditions limites à l'interface entre le diélectrique 1 et le plasma ($r = b$)	237
B.3	Calcul du potentiel et du champ électrique	239
B.4	Modélisation en ligne de transmission	240
C	Publications	245
	Bibliographie	275

Chapitre 1

Introduction

1.1 L'état de plasma

C'est le physicien anglais Sir William Crooks en 1879 qui, étudiant les propriétés particulières des gaz raréfiés excités par des décharges électriques dans des tubes de verre, suggéra l'existence d'un quatrième état de la matière pour expliquer les phénomènes observés¹. A cette époque cet état n'était pas encore désigné par le mot *plasma*. C'est à un chimiste américain Irving Langmuir² travaillant chez General Electric que l'on doit l'utilisation en 1928 du mot *plasma*³ pour décrire les gaz ionisés dans les décharges électriques. Irving Langmuir travaillait depuis 1923 avec son collègue Levy Tonks sur de telles décharges. Ces dernières brillaient et ondulaient comme une substance gélatineuse et la manière dont elles transportaient ses constituants (électrons, ions. . .) rappela à Langmuir le transport des cellules sanguines par le plasma sanguin⁴.

Un plasma est un gaz partiellement ou totalement ionisé, constitué d'une soupe globalement électriquement neutre d'électrons, d'ions, d'atomes et de molécules. On définit α le degré d'ionisation d'un plasma par $\alpha = \frac{n_i}{n_i + n_g}$, avec n_i la densité d'espèces chargées positivement et n_g la densité du gaz. Ce coefficient varie de quelques 10^{-6} pour les plasmas très faiblement ionisés jusqu'à 1 pour les plasmas totalement ionisés. On parle de plasma lorsque les particules chargées ont un comportement collectif. Il faut pour cela qu'elles soient en nombre suffisant de manière à ce que leur mouvement soit affecté par le champ électrique créé par leur voisine⁵.

¹On appelle souvent l'état de plasma, le quatrième état de la matière après l'état solide, liquide et gazeux.

²Prix Nobel de Chimie 1932

³L'histoire de l'invention du mot *plasma* par Irving Langmuir est décrite par Harold M. Mott-Smith dans une lettre à *Nature*[1]

⁴Le terme *plasma* provient du grec « substance façonnable », nom donné par le physiologiste tchèque Johannes Purkinje (1787–1869) au liquide jaunâtre dans lequel baignent les cellules du sang (globules rouges, globules blancs et plaquettes). Le plasma sanguin qui constitue environ 50% du volume sanguin contient de l'eau à plus de 80% dans lequel sont dissoutes les nombreuses autres substances composant le sang.

⁵Bien que l'air à la pression atmosphérique soit ionisé (à cause du rayonnement cosmique ou de la

Dans l'univers, 99% de la matière se trouve sous forme de plasma, de l'espace interstellaire très diffus jusqu'à l'intérieur très dense des étoiles. Mais à la surface de la Terre les plasmas naturels sont rares. Leur manifestation est souvent fugace (foudre, feux de Saint-Elme, flammes...).

Les divers types de plasmas peuvent être classés selon leur densité et température électronique car ces deux paramètres déterminent en grande partie les propriétés des plasmas. Les plasmas classiques couvrent une très large gamme de densité électronique allant de 1 à plus de 10^{25} électrons par centimètre cube pour des températures électronique de quelques centièmes d'électrons-volts ($1 \text{ eV} \equiv 11\,600 \text{ K}$) à plus de 1 MeV ($1,16 \cdot 10^{10} \text{ K}$). Le diagramme de la figure 1.1 récapitule les différents plasmas selon leur densité électronique (en cm^{-3}) et leur température (en eV) dans une échelle log-log.

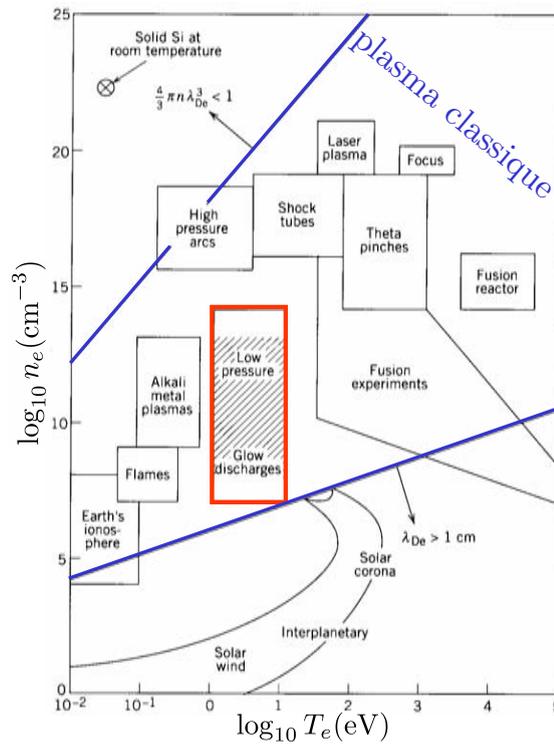


FIG. 1.1 – Classification des plasmas artificiels et naturels dans un diagramme densité-température [2].

On distingue également les plasmas en équilibre thermodynamique et ceux hors équilibre. Dans les plasmas en équilibre thermodynamique, les températures des espèces neutres, ioniques et électroniques sont égales. Dans les plasmas hors équilibre, les températures des diverses espèces sont différentes. En général, les électrons ont une température élevée (quelques eV), alors que les ions et les neutres restent à des températures relativement basses.

radioactivité naturelle de la terre), l'air n'est pas un plasma car la densité de particules chargées y est tellement faible que l'on peut les considérer comme isolées les unes par rapport aux autres ($\alpha \ll 10^{-6}$).

1.2 Les plasmas artificiels et l'industrie

1.2.1 Classification

Les plasmas artificiels sont actuellement utilisés dans un grand nombre d'applications et de procédés industriels car ils permettent d'obtenir des réactions en phase gazeuse ou avec des surfaces qui seraient difficilement réalisable par d'autres procédés. L'utilisation des procédés assistés par plasma représente un marché de plusieurs milliards d'euros en croissance régulière.

Pour passer à l'état plasma, il faut fournir au gaz une quantité d'énergie suffisante pour ioniser des atomes et des molécules. L'apport d'énergie peut se faire sous forme thermique (chauffage), lumineuse (laser) ou électrique (par application d'un champ électrique).

Parmi les plasmas artificiels nous pouvons distinguer trois catégories :

Les plasmas chauds étudiés dans le cadre d'applications civiles de production d'énergie par fusion thermonucléaire (fusion par confinement magnétique dans les tokamaks), ou bien d'applications militaires afin de reproduire des explosions thermonucléaires (fusion par confinement inertiel), ou comme source intense de rayonnement X (Z-pinch). Ils sont totalement ionisés ($\alpha = 1$) et les espèces chargées sont à des températures très élevées de l'ordre du MeV.

Les plasmas thermiques : les procédés thermiques sont typiquement des procédés haute pression⁶ dans lesquels les plasmas sont en équilibre thermodynamique (températures de l'ordre de l'électron-volt). Leurs principaux domaines d'applications sont la métallurgie (soudure et découpe par torche plasma), le revêtement de surface par projection thermique, le traitement de déchets par torche plasma ou bien l'éclairage de forte intensité (lampe à arc électrique...).

Les plasmas froids, hors équilibre thermodynamique, pour lesquels la température électronique est de l'ordre de quelques électron-volt (par opposition aux plasma chauds cf. plus haut) alors que les ions et les espèces neutres sont à la température ambiante. Ces plasmas sont peu ionisés ($\alpha \simeq 10^{-6}$) et peuvent exister à haute pression comme à basse pression. Ces derniers ont de nombreuses applications dans le génie des procédés pour le traitement de surface (polymérisation, nitruration, cémentation, implantation ionique, dépôt et gravure sèche...). Les procédés de fabrication en microélectronique y ont donc largement recours pour la fabrication de circuits intégrés, mémoires, microprocesseurs... Les techniques de fabrication des écrans plats, des panneaux solaires ou des transistors en couches minces⁷ reposent aussi sur les procédés plasma. Enfin les plasmas froids sont également utilisés⁸ dans l'éclairage (lampes

⁶A la pression atmosphérique

⁷On désigne parfois ces technologies par le terme *macroélectronique*.

⁸On pourra consulter les sites internet www.plasmas.org et www.plasmacoalition.org pour une liste plus exhaustive des applications des plasmas.

et tubes fluorescents, enseignes lumineuses), en dépollution (fabrication d’ozone à partir de l’oxygène de l’air, traitement des effluents gazeux).

Les plasmas étudiés dans le cadre de cette thèse sont les décharges luminescentes (*glow discharge*) à basse pression (de l’ordre du mbar) hors-équilibre qui ont typiquement une température électronique de quelques électron-volts pour une densité électronique de quelques 10^9 électrons par centimètre cube. Ils se classent dans la partie centrale du diagramme de la figure précédente (cf. fig. 1.1, p. 8).

1.2.2 Les sources de plasma

Les plasmas sont constitués de charges électriques en mouvement dans un gaz. Un moyen commode pour les créer artificiellement est d’accélérer les électrons à l’aide d’un champ électrique dans un gaz à basse pression afin de leur donner de l’énergie pour qu’ils puissent ioniser des atomes ou des molécules neutres

Ils existent de nombreuses sources plasma [3–5] à basse pression qui diffèrent par la méthode d’application du champ électrique et par la fréquence RF d’excitation qui va du continu jusqu’au domaine micro-onde. Dans la liste qui suit, sont données les sources plasma les plus courantes ainsi que la fréquence RF généralement utilisée pour chacune de ces sources :

- la décharge DC à courant continue (continu ou 50 Hz);
- la décharge RF à couplage capacitif⁹ (13,56 MHz);
- la décharge RF à couplage inductif¹⁰ (13,56 MHz);
- la source hélicon (13,56 MHz);
- la décharge ECR à résonance cyclotronique électronique (2,45 GHz);
- la décharge micro-ondes à cavité résonante (2,45 GHz);
- et la décharge micro-ondes à onde de surface (2,45 GHz).

Parmi toutes ces sources, on distingue les sources dites « basse densité » et celles, « haute densité ». Celles permettant de produire des plasmas dont les densités électroniques sont supérieures à 10^{10} cm⁻³ sont dites haute densité, les autres, sont donc appelées basse densité. Les décharges DC et capacitives sont généralement des sources basse densité. Les autres sont des sources haute densité.

1.2.3 A propos des radiofréquences

Le domaine du spectre électromagnétique des radiofréquences RF est très large (0–300 GHz) et est subdivisé en 10 bandes. Les trois bandes RF les plus utilisées dans les procédés plasmas sont indiquées dans le tableau 1.1 (la longueur d’onde dans le vide λ_0 à ces fréquences est rappelée).

⁹Désigné par le sigle CCP (Capacitively Coupled Plasma).

¹⁰Désigné par le sigle ICP (Inductively Coupled Plasma).

fréquences	λ_0	nom et sigle anglais
3–30 MHz	10–100 m	haute fréquence (HF)
30–300 MHz	1–10 m	très haute fréquence (VHF)
300 MHz – 3 GHz	10 cm – 1 m	ultra-haute fréquence ¹¹ (UHF)

TAB. 1.1 – *Bandes radiofréquences les plus utilisées dans les procédés plasmas.*

Dans ce continuum de fréquences, celles les plus utilisés dans les procédés plasmas sont 13,56 MHz (HF) et 2,45 GHz dans le domaine micro-ondes. Il s’agit de fréquences dites ISM (Industrial, Scientific and Medical frequencies) qui peuvent être utilisées librement (gratuitement, et sans autorisation) pour des applications industrielles, scientifiques et médicales. Comme ces fréquences sont situées au milieu de bandes allouées aux télécommunications l’excursion en fréquences et la puissance d’émission doivent être inférieures à certaines limites. La situation des bandes ISM dans le spectre RF n’est pas uniformément réglée dans le monde¹² et varie selon les pays. On peut néanmoins dresser une liste non-exhaustive de ces fréquences entre 3 MHz et 3 GHz :

- 6,78 MHz \pm 15 kHz ;
- 13,56 MHz \pm 7 kHz ;
- 27,12 MHz \pm 163 kHz ;
- 40,68 MHz \pm 20 kHz ;
- 434 MHz \pm 900 kHz ;
- 869 MHz \pm 1 MHz ;
- 915 MHz \pm 13 MHz ;
- 2,45 GHz \pm 50 MHz.

1.3 Les décharges RF capacitives

1.3.1 Principe

Une source plasma à couplage capacitif est constituée de deux électrodes conductrices parallèles (généralement circulaires) disposées dans une enceinte à vide. La décharge est limitée par les parois du réacteur, qui peuvent être conductrices ou isolantes. Le champ électrique qui accélère les électrons est celui créé entre les deux électrodes. Ce champ est identique à celui existant dans une capacité¹³. Pour le générer, l’une des électrodes est

¹¹La gamme UHF est la partie basse des micro-ondes [6] (300 MHz – 3 GHz) aussi appelés hyperfréquences par les francophones.

¹²Les différentes autorités nationales sont par exemple l’*Autorité de Régulation des Télécommunications* (ART) pour la France, l’*European Radiocommunications Office* (ERO) pour l’Europe, le *Federal Communications Commission* (FCC) pour les États-Unis.

¹³Le champ accélérateur est de nature électrostatique par opposition au champ électrique électromagnétique induit dans une décharge à couplage inductif par une variation du champ magnétique RF.

connectée à une source de puissance RF (délivrant typiquement une puissance de 10 W à plusieurs kW) tandis que l'autre est reliée à la masse. Soit $V_{\text{RF}}(t) = V_0 \sin \omega t$ la différence de potentiel appliquée entre les électrodes.

1.3.2 Structure d'une décharge capacitive

Une décharge capacitive, générée entre deux électrodes parallèles, se compose de deux régions distinctes illustrées sur la figure 1.2.a. Il s'agit du corps du plasma proprement dit (ou bulk) et des gaines de charge d'espace.

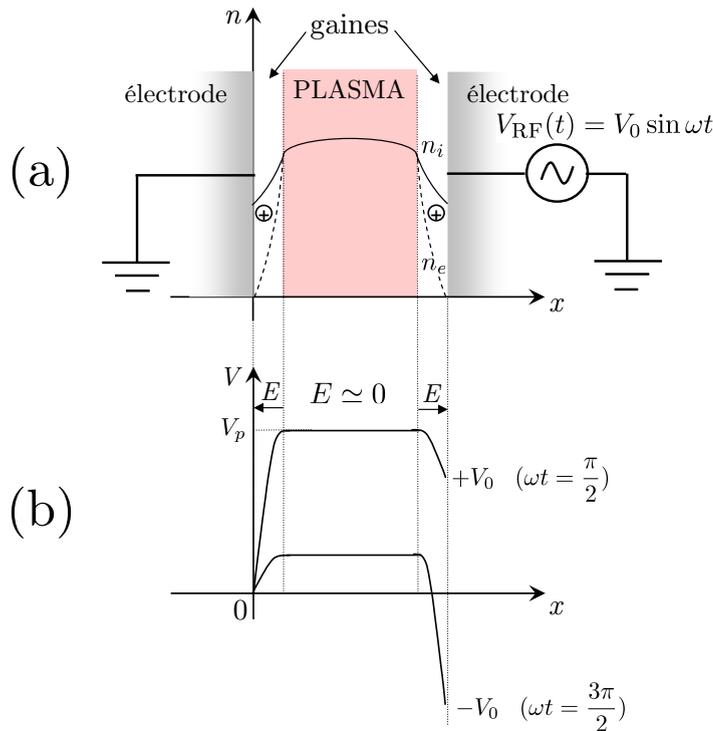


FIG. 1.2 – Principe et structure d'une décharge capacitive : (a) profils de densités et (b) profil de potentiel à deux instants de la période RF..

1.3.2.1 Le corps du plasma

Le plasma est constitué d'un ensemble de charges, ions et électrons, se déplaçant de façon aléatoire, dans toutes les directions. Si on suppose que les électrons et les ions ont une distribution de vitesse maxwellienne alors leur vitesse moyenne $v_{e,i}$ est proportionnelle à $v_{e,i} \propto \sqrt{\frac{eT_{e,i}}{m_{e,i}}}$ où T_e et T_i sont les températures électronique et ionique, m_e et m_i les masses respectives des deux particules et e la charge élémentaire. Les densités d'ions n_i et d'électrons n_e sont quasiment égales (condition de quasineutralité $n_e \simeq n_i$). Le plasma étant conducteur le courant qui le traverse est donc du courant de conduction. Le champ électrique RF dans le plasma est alors beaucoup plus faible qu'en dehors (cf. fig. 1.2.b).

Les électrons sont bien plus mobiles que les ions à cause d'une plus faible inertie ($m_e \ll m_i$). L'énergie du champ RF est donc transférée préférentiellement aux électrons sous forme d'énergie cinétique d'où $T_e \gg T_i$ (plasma hors équilibre thermodynamique) par conséquent $v_e \gg v_i$.

1.3.2.2 Les gaines de charge d'espace

En présence des parois du réacteur les électrons, très rapides, sont rapidement perdus. La neutralité électrique du corps du plasma n'est maintenue qu'à la condition que le potentiel moyen au centre du plasma soit supérieur au potentiel des parois afin de retenir les électrons. Il se forme alors, à l'interface plasma-parois, une zone de charge d'espace positive appelée gaine, dans laquelle s'établit un champ électrique, dirigé vers l'électrode, qui confine les électrons et accélère les ions positifs vers les surfaces (cf. fig. 1.2.b). La neutralité électrique n'est donc violée que dans les gaines où se trouve la majeure partie de la chute de potentiel entre le centre du plasma et les parois.

Cette barrière de potentiel n'est franchie par les électrons que pendant de courts instants du cycle RF de telle façon que le flux moyen (pendant une période) d'ions et d'électrons aux parois soit égaux. Les ions bombardent les électrodes avec une énergie dépendant directement de la valeur du champ électrique moyen qui règne dans la gaine.

Le potentiel électrique dans le plasma oscille au cours du temps et est appelé potentiel plasma, noté V_p . Ce potentiel est toujours quelques volts au dessus du potentiel de l'électrode la plus positive (cf. fig. 1.2.b).

1.3.3 Application au traitement de surface

La figure 1.3 présente de manière schématique une source plasma à couplage capacitif utilisée dans le cas d'une application de traitement de surface.

Un substrat à traiter (galette de silicium ou plaque de verre) est disposée sur l'électrode à la masse. Le substrat est recouvert d'une couche mince que l'on cherche à déposer ou à graver. Du gaz (ou un mélange de gaz) à basse pression est introduit dans l'enceinte à vide. Il peut s'agir par exemple de gaz inertes comme l'argon (Ar) ou l'hélium (He) ou bien de gaz réactifs tels l'hydrogène (H_2), l'oxygène (O_2), l'azote (N_2), l'air, l'hexafluorure de soufre (SF_6) ou le silane (SiH_4). Notons que ces deux derniers gaz sont largement utilisés en microélectronique.

La pression est de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de mtorr (de quelques Pa à quelques dizaines de Pa).

L'utilisation de courant RF permet de générer et de maintenir un plasma même en présence de substrat isolants qui sont alors traversés par un courant de déplacement¹⁴.

¹⁴D'un point de vue électrique le substrat isolant est équivalent à une capacité en série avec le plasma.

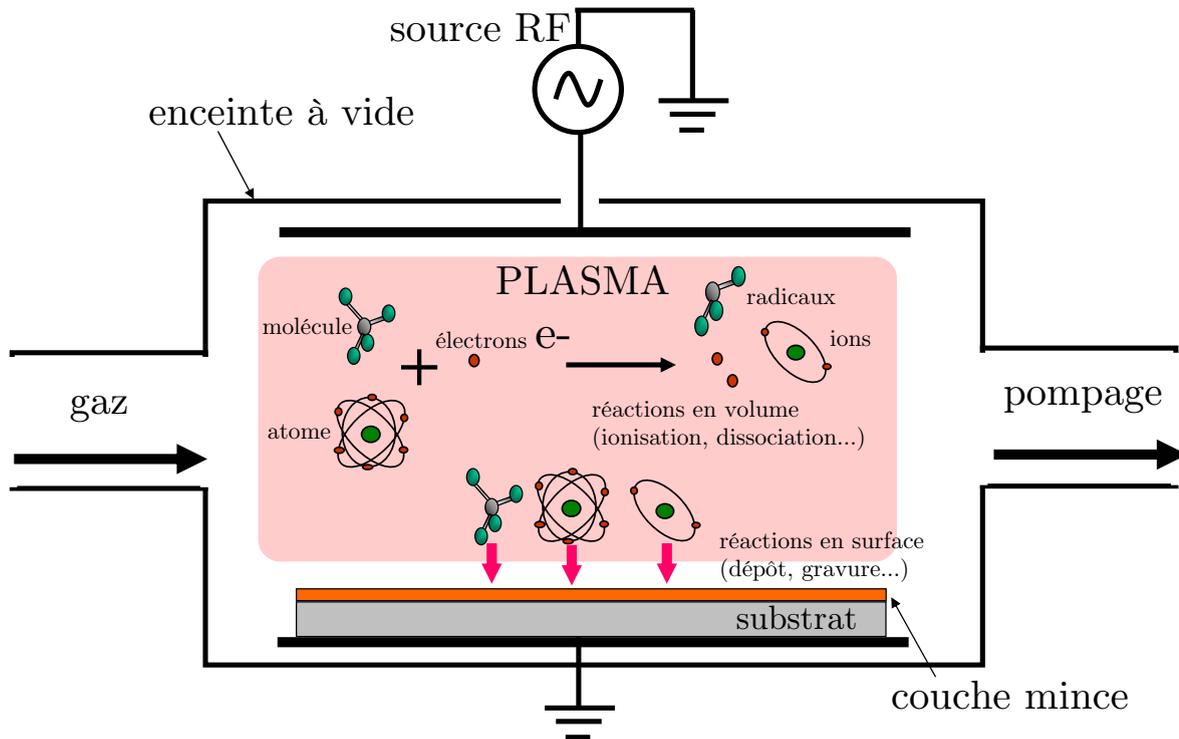


FIG. 1.3 – Principe de fonctionnement d'un réacteur à couplage capacitif utilisé pour le traitement de surface.

L'utilisation de RF permet un recours à de plus faibles tensions RF car la génération du plasma est plus efficace qu'avec une décharge à courant continu [7].

1.3.3.1 Le dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma

Pour de nombreuses applications de dépôt à basse pression, la seule réactivité du gaz ou du mélange de gaz injectés dans l'enceinte suffit : c'est le dépôt chimique en phase vapeur ou CVD (Chemical Vapor Deposition) qui nécessite généralement de chauffer le gaz pour le dissocier et produire des précurseurs qui sont des espèces réactives radicalaires instables ou métastables participant au dépôt. Pour certaines applications le chauffage du gaz est néfaste pour le substrat. On utilise alors un plasma pour améliorer la production des précurseurs ce qui permet de chauffer modérément le gaz ou le porte-substrat; on parle alors de dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma [8, 9] ou PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition).

Selon la composition du mélange de gaz utilisé les matériaux déposés sont très variés, il peut s'agir de nitrures, de carbures, d'oxydes (silice ou alumine), de semi-conducteurs tel le silicium ou le germanium, ou bien de conducteurs comme le cuivre, le nickel ou l'aluminium¹⁵.

¹⁵Une liste plus exhaustive des matériaux déposés par PECVD ainsi que des mélanges de gaz utilisés est donné dans la référence [8, p. 151–155]

Les électrons du plasma qui sont accélérés par le champ électrique ont suffisamment d'énergie pour effectuer des réactions d'ionisation du gaz afin d'entretenir le plasma en compensant les pertes des particules sur les parois et le substrat. Les électrons, dont la température est typiquement de quelques eV dissocient les atomes ou molécules du gaz en générant des précurseurs (réactions en volume). Le gaz est faiblement ionisé ($\alpha \simeq 10^{-6}$) et le plasma est hors équilibre thermodynamique. Les électrons, très minoritaires, sont bien plus chaud que le gaz dont la température est voisine de la température ambiante (300 K). Le substrat est donc en contact avec un gaz réactif et « froid ».

La réactivité chimique et le bombardement ionique physique agissent généralement en synergie dans ces plasmas. C'est particulièrement vrai dans les applications de gravure : on parle alors de gravure ionique réactive [9–11] ou RIE (Reactive Ion Etching).

1.3.3.2 La gravure ionique réactive

Les ions créés par ionisation frappent le substrat avec l'énergie acquise dans la gaine, la gravure est donc anisotrope. L'énergie de ce bombardement ionique peut varier de quelques eV jusqu'à plusieurs milliers eV. Cette échelle d'énergie autorise une très grande diversité des traitements de matériaux par plasmas. Notons qu'un choix judicieux des gaz utilisés permet par exemple d'obtenir une sélectivité de la gravure où seule la couche mince non protégée par le masque en résine est gravée tandis que le masque (non représenté sur la figure 1.3) est laissé intacte.

Pour graver un matériau, il faut former des produits volatils à partir des radicaux réactifs produits dans le plasma et les atomes de la surface. Lors de la gravure du silicium avec des gaz fluorocarbonés (CF_4 , C_2F_6), ce sont les atomes de fluor qui réagissent avec les atomes de silicium pour former le radical volatil SiF_4 . Cette réaction est activée par le bombardement ionique qui fragilise les liaisons Si – Si de la surface accélérant considérablement la formation de SiF_4 .

Dans les procédés de fabrication des circuits intégrés en silicium (plus de 90 % de la microélectronique), les étapes de gravures sont cruciales, car la taille des motifs réalisés détermine le niveau d'intégration et donc les performances en terme de fréquence d'horloge. Ainsi le formidable développement de la micro-informatique doit beaucoup aux procédés de gravure sèche par plasmas qui ont permis de réaliser des tranchées possédant à la fois de très faibles largeurs ($< 0,25 \mu\text{m}$) et de fortes profondeurs ($> 4 \mu\text{m}$). La gravure par plasma est utilisée dans un grand nombre d'étapes des procédés : gravure de couches isolantes (silice), semi-conductrices, de métaux ou de résines. Notons que la gravure par plasma est également appelée gravure sèche (dry etching) en référence aux procédés de gravure chimique humide (wet etching). Ces derniers ont été supplantés car la gravure était isotrope.

1.3.4 Ordres de grandeur et paramètres de contrôle

Soient respectivement ω_p et ω_{pi} , les fréquences plasma électronique et ionique telles que $\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}}$ et $\omega_{pi} = \sqrt{\frac{e^2 n_i}{\epsilon_0 m_i}}$. L'inverse de ces grandeurs donnent le temps de réponse des particules à une perturbation du champ électrique.

Les ordres de grandeur des paramètres dans une décharge capacitive sont donnés dans le tableau 1.2. Pour comparaison, ceux dans une source haute densité sont également indiqués. Les densités et les énergies typiques des différentes espèces dans une décharge capacitive RF basse pression sont rappelées dans la figure 1.4.

Paramètre	décharge capacitive	source haute densité
Pression (mtorr)	10–1000	0,5–50
Puissance RF (W)	10–1000	100–5000
Volume (l)	1–10	2–50
Densité (cm ⁻³)	10 ⁹ –10 ¹¹	10 ¹⁰ –10 ¹²
Fréquence RF (MHz)	0,05–13,56	0–2450
Fréquence plasma électronique $\frac{\omega_p}{2\pi}$ (MHz)	200–3000	900–9000
Fréquences plasma ionique pour l'argon $\frac{\omega_{pi}}{2\pi}$ (MHz)	0,5–10	3–30
Température électronique T_e (eV)	1–5	2–7
Énergie des ions (gaines) (eV)	200–1000	20–500
Degré d'ionisation α	10 ⁻⁶ –10 ⁻³	10 ⁻⁴ –10 ⁻¹
Champ magnétique statique (kG)	0	0–1

TAB. 1.2 – Ordres de grandeur des paramètres dans une décharge capacitive et comparaison avec ceux d'une source haute densité.

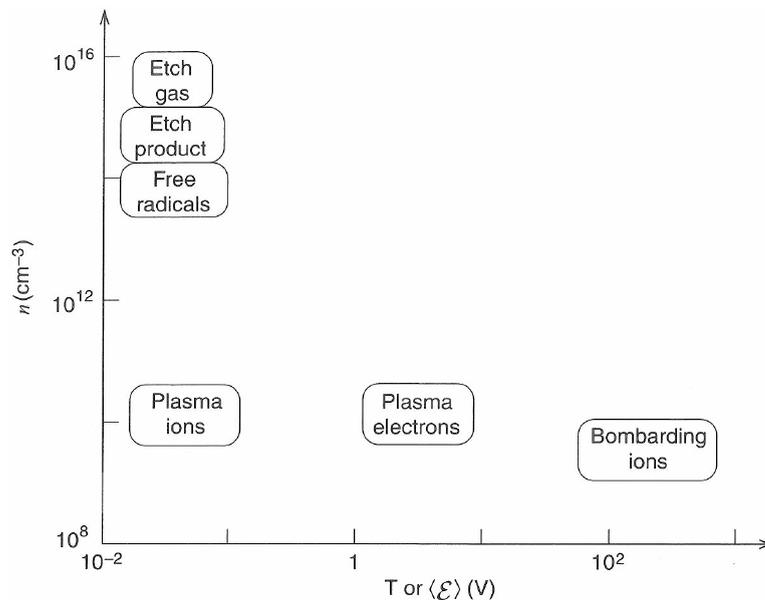


FIG. 1.4 – Densité et énergie des différentes espèces dans une décharge capacitive RF basse pression [5].

On constate dans le tableau 1.2 que $\omega_p \gg \omega \gg \omega_{pi}$, par conséquent les électrons légers suivent les variations instantanées du champ électrique tandis les ions plus lourds, ne répondent qu'aux valeurs moyennes du champ.

Les paramètres de contrôle d'une décharge capacitive en gaz réactifs sont principalement :

- la puissance RF injectée;
- la tension RF appliquée;
- la fréquence RF utilisée;
- la pression du gaz : de quelques mtorr dans le cas de la gravure jusqu'au torr pour les applications de dépôt;
- le flux de gaz : de 10 sccm à 1000 sccm ;
- la composition du mélange de gaz;
- la géométrie et la dimension de la décharge : la distance inter-électrodes est typiquement de 2–3 cm (en règle générale de quelques mm à quelques cm);
- la température du substrat : jusqu'à 500°C.

La complexité à relier ces paramètres de contrôle aux caractéristiques du plasma données dans le tableau 1.2 et la figure 1.4 justifie la quantité importante de projets de recherche sur le sujet.

1.4 Le contexte technologique de l'étude

1.4.1 Les sources capacitatives « haute densité »

1.4.1.1 Les sources capacitatives à double fréquence

Le taux de production des radicaux produits par les collisions électroniques est fonction de la concentration électronique. De même, le flux d'ions qui bombardent la surface à traiter est proportionnel à la densité électronique. En augmentant la densité électronique on augmente donc le taux de production des radicaux et donc la réactivité du gaz, ainsi que le flux d'ions. La vitesse de dépôt ou de gravure est donc améliorée d'où une amélioration de la productivité du procédé.

Pour augmenter la densité dans une source CCP il faut augmenter le courant RF. Cela passe par l'augmentation de la tension appliquée entre les électrodes. Or toute la chute de tension appliquée se retrouve dans les gaines ce qui augmente l'énergie des ions bombardant le substrat. Il n'y a donc pas de contrôle indépendant de l'énergie des ions, du flux ou de la densité électronique. Une source capacitive est donc une source dites à « un bouton ».

Ceci est dommageable car pour obtenir un flux d'ions raisonnable, il faut appliquer une forte tension sur l'électrode RF où est disposé le wafer à graver. Il en résulte des ions trop énergétiques qui endommagent le wafer. L'utilisation inévitable de faibles flux d'ions

et par conséquent la faible productivité des sources CCP ont motivé le développement de sources « multiwafer » ou de traitement par lots dont la conséquence est de réduire la reproductibilité du procédé. Pour ces raisons, les réacteurs CCP ont été délaissés dans les années 80 au profit des sources ICP à double polarisation dans les étapes de gravure de silice en micro-électronique. Comme ces sources ICP possèdent une polarisation RF additionnelle appliquée sur l'électrode porte-substrat il est possible de contrôler de manière relativement indépendante l'énergie des ions et la densité électronique. Cette dernière étant contrôlée par la puissance RF envoyée à la bobine de couplage.

Avec l'augmentation de la taille des wafers de silicium¹⁶ les réacteurs à couplage capacitif sont de nouveau utilisés depuis le milieu des années 90 car les procédés y sont plus uniformes. Mais ceci n'a été possible que grâce à la mise au point de source CCP haute densité à deux boutons. Le contrôle indépendant de l'énergie des ions et du flux est obtenu par l'utilisation de sources capacitives à double fréquence (Dual Frequency Capacitive) où la basse fréquence (2 MHz) et la haute fréquence (27,12 MHz) contrôlent respectivement l'énergie des ions et la densité électronique [12–19]. Les deux fréquences peuvent être appliquées sur une seule électrode ou sur les deux électrodes séparément.

1.4.1.2 Les sources capacitives VHF

L'industrie de la « macroélectronique » (panneaux solaires en couche mince, écrans plats¹⁷) utilisent massivement des sources capacitives à cause de l'importance des surfaces à déposer et à graver (typiquement de l'ordre du m²) pour lesquelles seules les sources CCP permettent d'obtenir une bonne uniformité de traitement¹⁸.

Une amélioration de la productivité des procédés plasmas utilisés est également recherchée. Cela passe par une augmentation de la vitesse des procédés. Pour cela il faut augmenter la densité du plasma en injectant plus de puissance RF dans la décharge. Comme expliqué précédemment l'augmentation de la densité électronique n_e s'accompagne d'une augmentation de l'énergie des ions. Ceux-ci bombardent alors les substrats avec une trop grande énergie et les endommagent. Une alternative à l'utilisation des sources double fréquence¹⁹ est l'augmentation de la fréquence d'excitation.

En effet, des simulations [20–23], des études expérimentales [22, 24, 25] ainsi que études théoriques [26–28], ont montré que l'utilisation de fréquences supérieures à la fréquence habituelle de 13,56 MHz jusqu'à environ 120 MHz domaine des très hautes fréquences (VHF) permettait d'obtenir des sources haute densité avec des ions de faible énergie. Augmen-

¹⁶Le diamètre des wafers était de 4 pouces au début des années 80 soit environ 100 mm, il est actuellement de 300 mm (2005).

¹⁷L'industrie des écrans plats est en pleine expansion et, depuis 3 ans, les ventes dans le monde augmentent de plus de 50% par an notamment grâce à l'explosion du marché au grand public (écrans d'ordinateurs, télévisions, téléphones portables...).

¹⁸Pour comparaison les surfaces traitées en micro-électronique sont inférieures à 0,1 m².

¹⁹Les sources DFC sont plus onéreuses car elles nécessitent deux générateurs de puissance RF et deux circuits d'accord.

tant ainsi la vitesse des procédés sans endommager les substrats par un bombardement ionique de trop forte énergie. Ceci peut se comprendre si l'on modélise, en première approximation, la décharge CCP par une capacité linéaire. Or dans une capacité C , pour une même tension appliquée V , le courant RF la traversant croît linéairement avec la fréquence ($I = C\omega V$).

L'objectif étant de réaliser des sources ayant des caractéristiques similaires à celles des sources haute densité rappelées dans le tableau 1.2. La décharge capacitive VHF serait donc une source CCP haute densité à deux boutons car un choix judicieux de la puissance RF et de la fréquence RF permettrait respectivement de contrôler de manière indépendante la densité (ou le flux d'ions) et l'énergie des ions. Néanmoins, la dénomination de source à deux boutons est abusive car la fréquence n'est pas ajustable pendant le procédé. Elle doit être choisie pendant sa mise au point, ce choix est également conditionné par la réglementation (cf. sect. 1.2.3, p. 10).

1.4.1.3 A propos des réacteurs VHF de grande surface

Une autre voie pour améliorer la productivité est d'augmenter la taille des surfaces à déposer ou à graver²⁰ afin d'augmenter le nombre de cellules solaires ou d'écrans plats par substrat. Si à plus haute fréquence la taille caractéristique du substrat n'est pas négligeable devant la longueur d'onde d'excitation alors l'effet d'onde stationnaire fait que la différence de potentiel entre les plaques n'est pas uniforme [29]. Elle est maximum au centre de la décharge et minimum au bord, ce qui affecte l'uniformité du plasma et donc également celui du traitement. Des mesures expérimentales réalisées sur un dépôt de silicium amorphe hydrogéné de 0,25 m² à 70 MHz montrent clairement des variations d'épaisseur [30, 31]. L'effet de la fréquence d'excitation sur l'uniformité du plasma dans les réacteurs capacitifs grande surface a été étudié expérimentalement par Amélie Perret dans sa thèse [32, 33]. Les profils mesurés de flux ionique (proportionnel à la densité électronique) ont montré un accord raisonnable avec ceux prévues par le modèle électromagnétique proposé par Lieberman *et al.* [34]. Ce modèle prévoit également une autre source de non uniformité, l'effet de peau, due au chauffage inductif plus important au bord du plasma (champ magnétique maximal) qu'au centre (champ magnétique nul). Ces sources de non uniformité limiteraient donc l'augmentation de la fréquence d'excitation dans le cas des réacteurs de grande surface. Néanmoins, il a été démontré qu'avec un dessin particulier d'électrode, ces uniformités pouvaient se corriger complètement ou partiellement [29, 35, 36].

Notons que pour les réacteurs capacitifs à double fréquence, la tendance est également à l'augmentation de la fréquence utilisée pour la composante haute fréquence puisqu'en production elle est déjà de 27,12 MHz. Des sources capacitives à trois fréquences sont également envisagées dans l'industrie micro-électronique avec une troisième fréquence su-

²⁰Les réacteurs actuellement en production dans l'industrie des écrans plats traitent des substrats de 1 à 2 m². Les prochaines générations de réacteurs pourront accueillir des substrats jusqu'à 4 m².

périeure à 27,12 MHz. Ceci afin d'avoir un meilleur contrôle des propriétés du plasma.

1.4.2 Dépôt de couches minces de silicium microcristallin avec une décharge VHF

1.4.2.1 Le silicium microcristallin et le silicium amorphe

On ne peut évoquer le dépôt de couches minces de silicium par PECVD sans évoquer celui du silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H). Les travaux de Spear et al [37] et de Carlson et Wronski [38] en 1976 ont montré que le silicium amorphe hydrogéné déposé par plasma présente des propriétés semi-conductrices intéressantes; il peut notamment être dopé positivement ou négativement. Comparé au silicium mono-cristallin, les propriétés semi-conductrices du silicium amorphe sont moins bonnes. Mais l'intérêt de ce matériau est qu'il peut être déposé en couches minces relativement rapidement ($2-30 \text{ \AA.s}^{-1}$) sur de grandes surfaces à un coût énergétique et financier plus faible que le silicium monocristallin.

Le a-Si:H est obtenu à partir de silane (SiH_4) par PECVD. Dans le plasma, le silane est décomposé en radicaux actifs (SiH_x , $x = 0, 1, \text{ ou } 3$) pour le dépôt. Les films de silicium amorphe déposés par plasma contiennent 5 à 15 % d'hydrogène qui est primordial pour de bonnes caractéristiques semi-conductrices du matériau²¹.

le silicium microcristallin ($\mu\text{c-Si:H}$) est une autre forme de silicium obtenu par PECVD. Même si celui-ci a été découvert il y a 30 ans [40], c'est à dire au moment où le silicium amorphe a commencé à être déposé et dopé par plasma RF, les connaissances accumulées depuis lors sont bien plus maigres et controversées que pour l'amorphe. Le seul point d'accord concerne la structure du matériau composé de cristallites de 10 à 50 nm séparés par des joints de grains, avec éventuellement une fraction non négligeable de phase amorphe [41, 42]. Un des principaux sujets de débat est le mécanisme de nucléation puis de croissance des cristallites pendant le dépôt [43, 44]. Le $\mu\text{c-Si:H}$ est déposé par PECVD à partir de haute dilution de silane dans l'hydrogène ($\frac{[\text{H}_2]}{[\text{SiH}_4]} > 15$) [41, 42, 45].

a Intérêt du silicium $\mu\text{c-Si:H}$ pour les écrans plats

Le silicium amorphe est massivement utilisé comme matériau semi-conducteur dans les transistors à effet de champ en couches minces (de quelques μm d'épaisseur) appelés TFT (Thin Film Transistor). Ceux-ci servent d'élément d'adressage dans les écrans plats à cristaux liquides et à matrice active. L'adressage s'effectue ligne par ligne, pendant quelques dizaines de ms pour tous les pixels d'une ligne. Pour pouvoir adresser un grand nombre de pixels, il faut que le temps de commutation du transistor, autrement dit que la mobilité des électrons dans la couche semi-conductrice soit importante. Or le a-Si:H a

²¹En effet, cet hydrogène permet la passivation des liaisons libres du matériau amorphe et diminue ainsi la densité des défauts électroniques[39]

une faible mobilité ($\mu = 1 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) ce qui limite le nombre de pixels d'adressage et donc la taille des écrans [43]. Le silicium microscristallin est envisagé comme matériau de remplacement car celui-ci, en plus d'être plus stable, a une mobilité électronique au moins dix fois plus élevées ($\mu \simeq 10\text{--}500 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$).

b Intérêt du silicium $\mu\text{c-Si:H}$ pour le photovoltaïque

Le a-Si:H est également utilisé comme matériau semi-conducteur pour des cellules solaires en couche minces [46]. Le marché de l'énergie photovoltaïque [46, 47] comme celui des écrans plats est en croissance rapide (+30 % de croissance annuelle de 1998 à 2005) et représente en 2005 un marché de plus de 5 milliards de dollars. Plus de 90 % de ce marché est dominé par la filière des cellules au silicium massif²². Moins des 10 % restant est occupé par la filière couche mince de silicium amorphe [48]. La figure 1.5 illustre une structure typique d'une cellule solaire commerciale à une jonction $p-i-n$ basée sur du silicium amorphe [46].

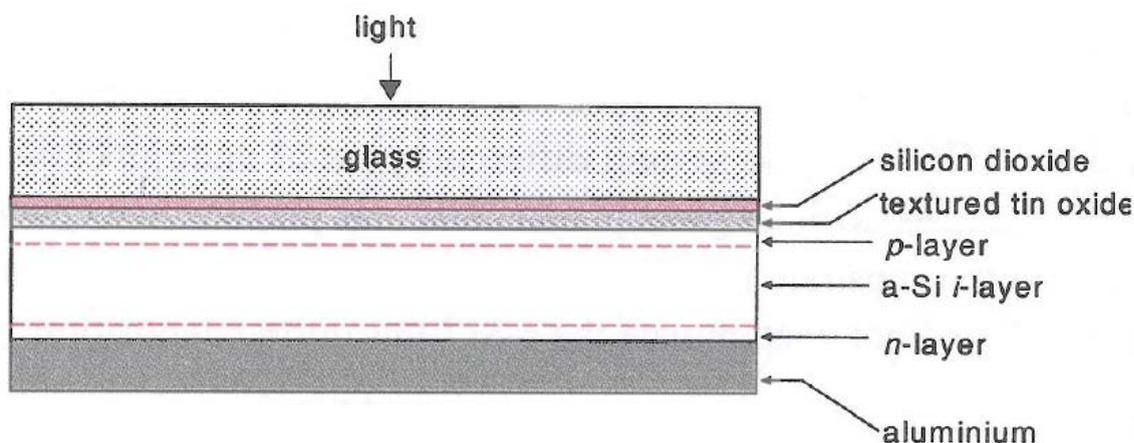


FIG. 1.5 – Schéma typique d'une cellule solaire commerciale à une jonction sur substrat de verre [46].

Cette jonction est déposée sur un substrat de verre recouvert d'un dépôt d'oxyde d'étain transparent et conducteur faisant office d'électrode. La jonction est éclairée par le dessus au travers du verre. Elle est réalisée en déposant par PECVD : 10 nm de a-Si:H dopé au bore (couche p), puis 250 nm de a-Si:H (non dopé, couche intrinsèque qui absorbe l'essentiel de la lumière) et enfin 30 nm de a-Si:H dopé au phosphore (couche n). Le contact électrique arrière est formé en déposant 400 nm d'aluminium par pulvérisation. Le principal défaut de cette structure est que son rendement de conversion se dégrade de 25 % suite à l'éclairement par l'effet Staebler-Wronski [49], pour atteindre après stabilisation un rendement typique d'environ 5 à 7 %.

²²Dans cette filière, les cellules solaires sont produites à partir de wafer fabriqués par des procédés dérivés de l'industrie micro-électronique (wafers découpés dans des lingots de silicium massif purifié). Les rendements obtenus sont de 11 à 14 %.

Or le silicium microcristallin est beaucoup plus stable que le silicium amorphe, des cellules solaires réalisées avec $\mu\text{c-Si:H}$ ont des rendements qui se dégradent moins avec le temps. Un autre atout est que les trous et les électrons sont plus mobiles, l'efficacité du dopage est bien plus grande²³. Des rendements de conversion d'environ 8 à 10 % ont été obtenus avec des cellules à une jonction $p-i-n$ à base de $\mu\text{c-Si:H}$ [50]. Néanmoins l'intérêt de ce matériau est toutefois nuancé par son faible coefficient d'absorption de la lumière ce qui nécessite d'utiliser une couche intrinsèque plus épaisse (supérieure à 1 μm) et donc des temps de dépôts plus élevés. Comme les bandes d'absorption des siliciums amorphe et microcristallin sont différentes, ceci peut-être exploité dans des cellules à deux jonctions (l'une en a-Si:H et l'autre en $\mu\text{c-Si:H}$) dites tandem. Des rendements d'environ 11 % [50] ont été réalisées avec de telles structures.

La jonction illustrée dans la figure 1.5 est déposée sur un substrat en verre rigide. Un avantage du dépôt par PECVD est que ce dernier a lieu à « basse température » ($<300^\circ\text{C}$). Il est alors possible de déposer des couches minces flexibles sur des substrats souple comme du plastique [51]. Une photographie d'un module solaire de 5 W commercialisé par la société flexcell²⁴ est montrée dans la figure 1.6. Il s'agit d'une cellule flexible à base de a-Si:H dont le rendement de conversion est de 5 %.

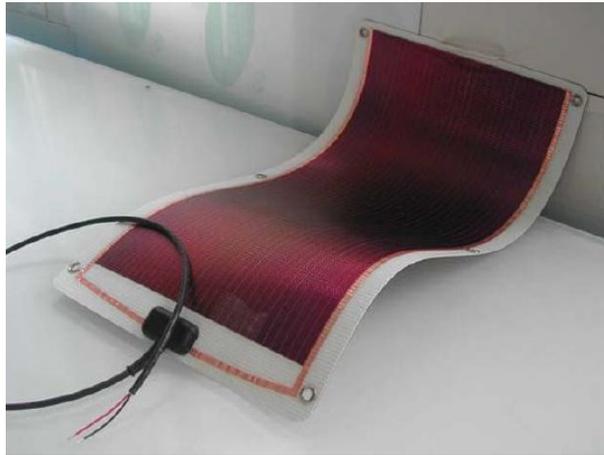


FIG. 1.6 – Exemple de module solaire commercial (5 W) flexible à base de a-Si:H déposé sur du plastique (50 μm).

Le silicium microcristallin se dépose à partir de hautes dilutions de silane dans l'hydrogène par conséquent les vitesses de dépôt couramment obtenues pour l'élaboration de couches minces de $\mu\text{c-Si:H}$ par PECVD (à 13,56 MHz) sont 3 à 5 fois plus faibles ($<0.5 \text{ \AA}\cdot\text{s}^{-1}$) que pour le silicium amorphe. Cette faible vitesse de dépôt constitue un handicap important pour le développement de cellules solaires au $\mu\text{c-Si:H}$ élaborées par des procédés plasma. L'utilisation de sources capacitatives VHF serait un moyen d'augmenter

²³Les couches dopées servent à collecter les électrons et les trous créés dans la couche intrinsèque. Une meilleure mobilité rend donc le dopage plus efficace.

²⁴www.flexcell.com.

la vitesse de dépôt.

1.4.2.2 Utilisation de la VHF

L'intérêt pour les plasmas capacitifs à haute fréquence d'excitation pour le dépôt de couches minces de silicium a été démontré par Curtins et al [52], qui ont observé une importante augmentation de la vitesse de dépôt du silicium amorphe en utilisant une fréquence d'excitation dans le domaine de la VHF au lieu de la fréquence standard de 13,56 MHz pour exciter un plasma de silane. Depuis ces premiers travaux, il a été montré que l'augmentation de la vitesse de dépôt avec la fréquence d'excitation du plasma ne s'applique pas uniquement au silicium amorphe [53, 54] mais également au dépôt du silicium microcristallin [55–57], et que cette augmentation de la vitesse ne s'effectue pas au détriment de la qualité du dépôt [56, 58–61].

Comme pour le a-Si:H, le μ c-Si:H déposé par plasma ne possède pas de propriétés fixes, ses caractéristiques (spectre d'absorption, adhérence, mobilité électronique, ...) ainsi que sa vitesse de dépôt dépendent fortement des paramètres du plasma. Les caractéristiques du matériau déposé doivent être optimisées pour le type d'application recherchée. Pour les cellules photovoltaïques, une forte absorption du spectre solaire et une faible densité de défauts électroniques sont primordiaux, alors que pour les transistors en couches minces, il est important d'avoir une grande mobilité électronique. L'optimisation du matériau et des procédés de fabrication pour les divers applications citées ci-dessus nécessite donc une compréhension approfondie du plasma.

1.4.3 Organisation du mémoire

Comme le dépôt de silicium microcristallin s'obtient avec de fortes dilutions de silane dans l'hydrogène, le travail s'est porté sur l'étude d'un plasma d'hydrogène. L'objectif du travail présenté dans ce mémoire est l'étude de l'influence de la fréquence d'excitation sur les propriétés électriques d'une décharge capacitive VHF dans l'hydrogène.

Le mémoire s'organise en quatre parties. Dans une première partie le dispositif expérimental est décrit. Après avoir introduit le réacteur capacitif de type GEC utilisé auparavant à 13,56 MHz, les différentes modifications apportées à ce réacteur pour fonctionner dans la bande VHF sont détaillées. Celles-ci ont porté en particulier sur l'arrivée de puissance RF, le circuit d'accord et des diagnostics électriques (sondes de courant RF et de tension RF). L'expérience acquise à l'issue de cette thèse lors de l'utilisation des sondes de courant-tension a motivé la mise au point d'un nouveau capteur de mesure de courant-tension RF intéressant pour la recherche ou le contrôle de procédés dans l'industrie. Ce capteur²⁵ a fait l'objet d'un dépôt de brevet placé en annexe (cf. annexe C, p. 245).

²⁵Comme, ce dernier a été mis au point à la fin de la thèse, il n'a pu être utilisé pour réaliser les mesures qui vont être présentées.

La seconde partie (chapitre 3) porte sur les différentes modélisations, en particulier la modélisation des propriétés électriques de la cellule et du plasma. Un modèle électrique précis du réacteur a été réalisé à partir de mesures et de calculs afin d'interpréter les résultats des mesures électriques. En ce qui concerne le plasma, nous avons développé un modèle électrique global simple de notre système basé sur une description homogène de la décharge [5]. Ce modèle est une bonne introduction à l'étude des décharges capacitives puisqu'il permet de comprendre les lois de variation générales des paramètres du plasma en fonction de grandeurs telles que la pression, la puissance injectée, etc... et surtout, dans le cadre de notre étude, de la fréquence d'excitation. Une modélisation du nouveau capteur de courant-tension est également décrite en toute fin de cette partie.

La troisième partie (chapitre 4) porte sur les résultats expérimentaux et des comparaisons avec les résultats du modèle global dans l'hydrogène. La densité électronique du plasma a été mesurée dans un premier temps avec des sondes de Langmuir brièvement décrites dans le chapitre 2. L'utilisation de telles sondes dans un gaz réactif comme l'hydrogène s'est révélé délicate dans sa mise en œuvre. Pour pallier aux limitations de ces sondes, un nouveau type de sonde à onde de surface, la sonde plasma à transmission ou PTP (Plasma Transmission Probe), plus adaptée à la mesure de la concentration électronique dans ce type de plasma a été développé. La quatrième partie (chapitre 5) est dédiée à l'étude théorique, expérimentale et à la modélisation numérique de la PTP. Ce diagnostic a également fait l'objet d'un dépôt de brevet ainsi que d'un article [62] placés en annexe (cf. annexe C, p. 245).

Chapitre 2

Dispositif expérimental

2.1 Description du dispositif d'étude initial

2.1.1 L'enceinte à vide

Le réacteur de dépôt chimique en phase vapeur qui a été utilisé au cours de ce travail a été initialement conçu et réalisé au laboratoire Priam (Onera-CNRS). Il s'agit d'un réacteur plasma radio-fréquence à couplage capacitif dont la conception est inspirée du réacteur GEC de référence défini par la Gaseous Electronics Conference [63, 64]. De nombreuses modifications ont été apportées par rapport au plan originel de la cellule de référence afin de répondre aux contraintes des dépôts, de changer rapidement la distance inter-électrode et de permettre l'utilisation de plusieurs types de diagnostics (électriques, optiques, spectrométrie de masse...).

L'enceinte du réacteur est réalisée en technologie ultravide. Elle est composée d'une partie principale cylindrique en acier inoxydable d'un diamètre de 25 cm et d'une hauteur de 21 cm. Elle est coiffée d'une bride supérieure amovible comprenant le système d'injection des gaz et de la puissance RF. Un large hublot à ouverture rapide est disposé sur la face avant du réacteur. Le réacteur est schématisé sur la figure 2.1.

2.1.2 L'espace inter-électrodes

Le plasma est créé entre deux électrodes planes parallèles et circulaires d'un diamètre de 12 cm séparées d'une distance variable de 0 à 5 cm, typiquement nous avons utilisé 3 cm. Les électrodes sont disposées horizontalement. L'électrode supérieure est l'électrode de puissance. Elle est confectionnée en acier inoxydable tandis que l'électrode inférieures (à la masse) est en inconel (alliage de nickel et de chrome résistant à la température). Une contre-électrode reliée à la masse empêche la formation d'un plasma entre l'électrode RF et les parois de l'enceinte. Afin de confiner le plasma, une grille en acier inoxydable de 5 cm de hauteur est montée sur cette contre-électrode. La transparence de la grille est de 47 %.

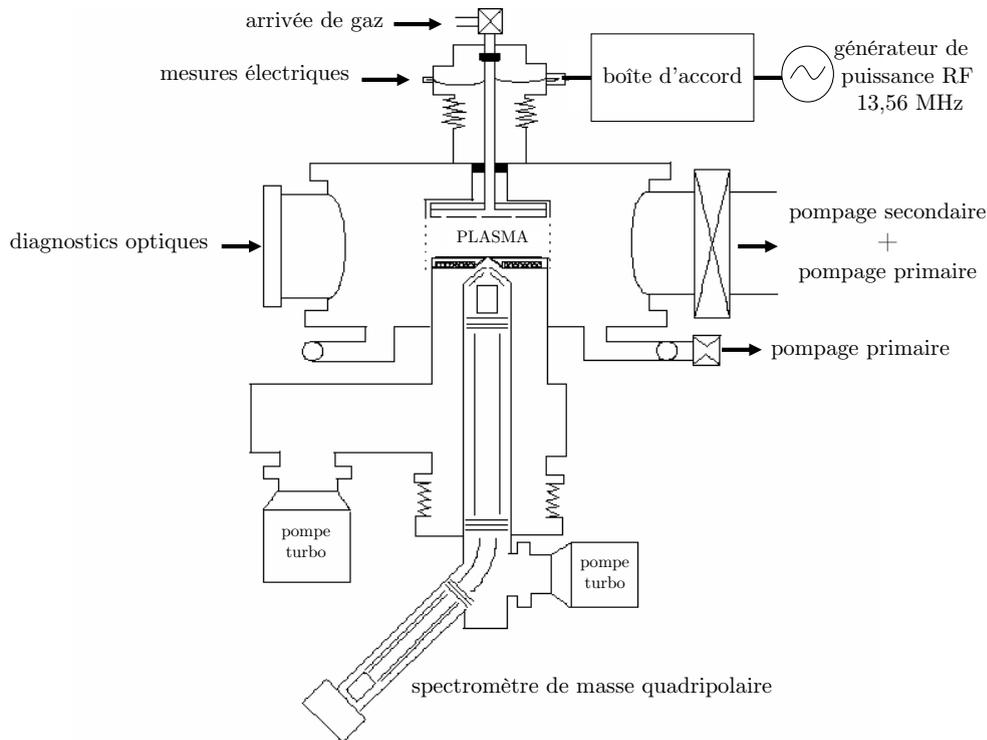


FIG. 2.1 – Schéma du dispositif expérimental initial.

2.1.3 Le pompage et la distribution des gaz

Pour atteindre le vide limite dans le réacteur d'environ 10^{-7} mbar, la ligne de pompage comprend une pompe primaire Alcatel Pascal 2010 SD de débit $10 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ utilisée depuis la pression atmosphérique jusqu'à 10^{-3} mbar environ. Elle est mise en série avec une pompe turbomoléculaire de $450 \text{ l} \cdot \text{s}^{-1}$ (Leybold Turbovac 361). Une autre ligne de pompage est utilisée à la pression de travail (0,1-1 torr). Le pompage est effectué par une pompe primaire Leybold de débit $60 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ (cf. fig. 2.1, p. 26).

Une vanne tiroir permet d'isoler la ligne de pompage du réacteur lors de sa mise à l'air ce qui évite d'arrêter les pompes. La remise sous vide est réalisée par un pré-pompage à l'aide d'une pompe à membrane.

L'injection des gaz dans le réacteur est réalisée au travers de l'électrode RF. Le gaz est injecté dans l'espace inter-électrode au travers d'orifices de 1 mm de diamètre percés dans l'électrode supérieure et uniformément répartie selon une configuration d'électrode dite en pomme de douche. Le débit massique de gaz (en sccm) est régulée par un débitmètre étalonné pour le type de gaz utilisé (Ar, H_2 ou SiH_4). La pression de travail dans l'enceinte est fixée par le débit de pompage régulé par une vanne papillon asservie à la mesure de la pression dans l'enceinte.

Une description plus détaillée du système de distribution de gaz et du circuit de pompage est donnée dans la référence [65].

2.1.4 La mesure de pression

Plusieurs jauges permettent une mesure précise de la pression¹ depuis la pression atmosphérique jusqu'à la pression de vide limite (10^{-7} mbar). La pression de travail, de 50 à 1000 mtorr est mesurée dans la cellule par une jauge Baratron (MKS Type 127 à lecture sur un cadran numérique). Celle-ci est connectée au contrôleur de la vanne papillon.

Lors des opérations de mise à l'air ou de remise sous vide du réacteur une jauge absolue (Balzers APG 010) est utilisée entre la pression atmosphérique et 10 mbar. Le vide limite est contrôlé par une jauge Penning (Balzers IKR 020) utilisable de 10^{-3} mbar à 10^{-7} mbar.

2.1.5 L'alimentation électrique radiofréquence initiale

La puissance RF est couplée à l'électrode supérieure par l'intermédiaire d'une boîte d'accord. L'électrode du bas à la masse sert également de porte-substrat. Le réacteur était alimenté par un générateur de puissance RF à 13,56 MHz. L'adaptation d'impédance se faisait à l'aide d'une boîte d'accord non commerciale conçue et réalisée au laboratoire dont le réglage était manuel. La puissance RF délivrée par le générateur est mesurée à l'aide d'un wattmètre directionnel (Bird ThruLine modèle 43). La sortie du générateur était connectée à l'entrée de la boîte d'accord par du câble coaxial $50\ \Omega$ ($\pm 2\ \Omega$) de type RG 214U terminé par des connecteurs de type N. La sortie de la boîte d'accord était reliée à l'entrée du réacteur par 20 cm de câble coaxial $50\ \Omega$ ($\pm 2\ \Omega$) de type RG 217U terminé par des connecteurs de type HN.

2.2 Modifications apportées au réacteur d'étude

Le réacteur décrit précédemment est celui avec lequel j'ai commencé ma thèse. Il a fallu dans un premier temps changer d'alimentation de puissance radio-fréquence.

2.2.1 L'alimentation électrique radio-fréquence

Pour couvrir la gamme de fréquence entre 13,56 MHz et 100 MHz on a utilisé un générateur de signal RF (Synthétiseur Marconi Instruments 2022D, 10 kHz–1 GHz) connecté à un amplificateur de puissance RF (Amplifier Research 150A220, 10 kHz–220 MHz) pouvant délivrer en sortie jusqu'à 150 W.

Conçu à l'origine pour fonctionner à 13,56 MHz le réacteur s'est avéré peu pratique d'utilisation en VHF. Durant les premières expériences réalisées en particulier à 27,12 et 40,68 MHz l'accord en impédance s'est révélé difficile à obtenir avec les boîtes d'accord disponibles au laboratoire.

¹Pour rappel : 1 mbar \equiv 0,75 torr \equiv 100 Pa et 1 torr \equiv 1,33 mbar \equiv 133 Pa.

2.2.2 L'accord d'impédance

2.2.2.1 Utilisation de boîtes d'accord commerciales modifiées

Pour couvrir la gamme de fréquence 13,56–100 MHz deux boîtes d'accord en impédance ont été nécessaires. Il s'agit de boîtes d'accord commerciales Dressler (modèle VM 600 A) à refroidissement à air conçue initialement pour fonctionner entre 5 et 45 MHz avec des puissances RF inférieures à 600 W. Une photographie de l'intérieur de ces boîtes d'accord est montrée sur les figures 2.2.a et 2.3.a.

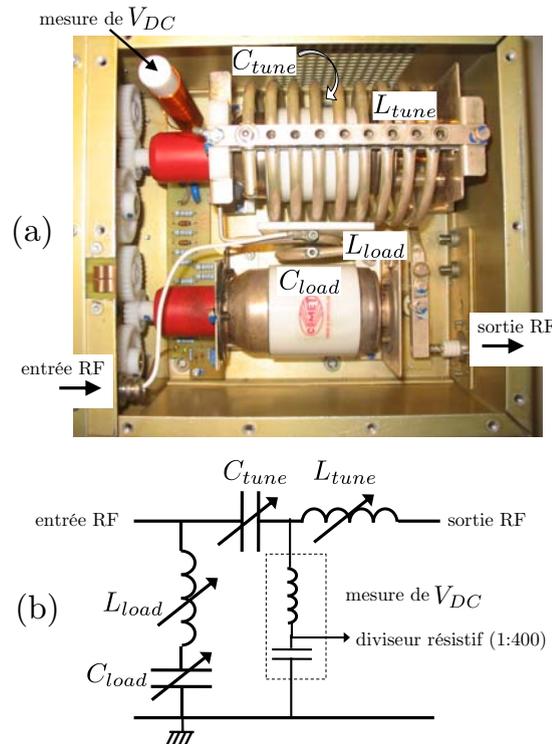


FIG. 2.2 – Photographie (a) du circuit RF et son schéma électrique équivalent (b) pour la boîte d'accord Dressler utilisée entre 10 et 50 MHz.

Le modèle de boîte d'accord utilisé est basé sur un circuit d'accord à deux éléments en L de type CL ou passe-bas [66, p. 67] schématisé dans les figures 2.2.b et 2.3.b. Dans la suite on nommera respectivement branche « load » et « tune » les parties du circuit d'accord en parallèle et en série avec la charge. La branche tune contient également l'impédance de la charge (impédance connectée à la sortie de la boîte d'accord).

Les capacités utilisées sont des capacités variables sous vide de marque Comet pouvant supporter des courants RF permanents jusqu'à 40 A. L'accord est obtenu en modifiant la valeur de ses capacités qui sont motorisées. Les valeurs sont ajustables entre 5 et 500 pF pour la capacité C_{load} (modèle Comet CV05C-500W/7 [67, 68]) et entre 5 et 250 pF pour la capacité C_{tune} (modèle Comet CV1C-250J/15 [68, 69]).

Les moteurs sont commandés par un circuit électronique également connecté à une

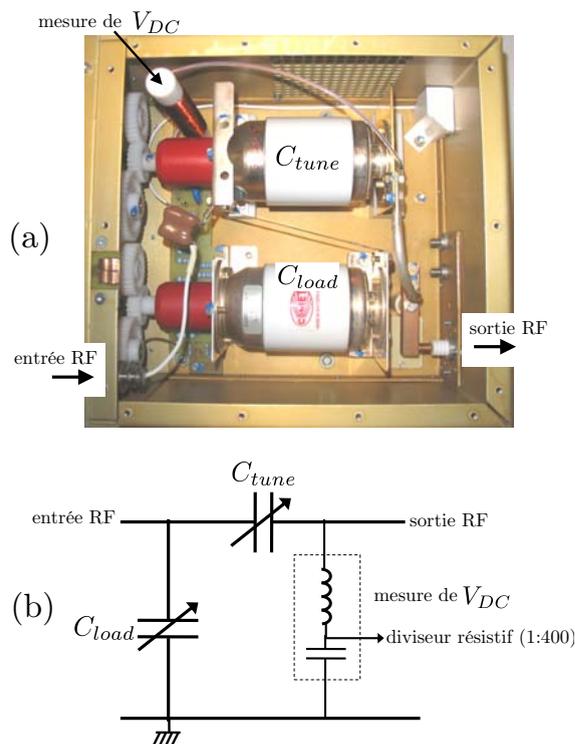


FIG. 2.3 – Photographie (a) du circuit RF et son schéma électrique équivalent (b) pour la boîte d'accord Dressler modifiée entre 50 et 100 MHz.

mesure interne de puissance réfléchi. Ceci autorise un asservissement et une procédure automatisée d'accord en impédance. En pratique cela n'a fonctionné qu'entre 13,56 et 27,12 MHz. L'accord d'impédance a donc toujours été réalisé manuellement avec un boîtier de commande (construit au laboratoire) permettant d'actionner les moteurs des capacités et d'annuler la puissance réfléchi. Cette puissance réfléchi ainsi que celle délivrée en sortie de l'amplificateur de puissance RF sont mesurées par un wattmètre directionnel (Bird ThruLine modèle 43).

Les inductances dans les boîtes d'accord sont également réglables par valeurs discrètes (après ouverture de la boîte) en réglant le nombre de spires en série. Cela permet de changer la gamme d'impédance accordable.

2.2.2.2 Modification des boîtes

L'obtention de l'accord d'impédance quelque soit la fréquence entre 50 MHz et 100 MHz a nécessité des modifications de la boîte d'accord commerciale. Elle a été modifiée afin de fonctionner convenablement sur notre réacteur. Les inductances L_{tune} et L_{load} ont été ôtées. Les fils de connection entre les composants ont été remplacés par des bandes conductrices en cuivre pour réduire l'inductance et la résistance entre les éléments de la boîte. L'explication de ces modifications sera donnée dans le prochain chapitre où un modèle électrique de la boîte d'accord est présenté. Les pertes ohmiques dans la boîte

d'accord seront également calculées.

2.2.2.3 Intérêt d'accorder en impédance

La théorie de l'accord en impédance d'une décharge capacitive avec un circuit d'accord en L est rappelé dans les références [5, p. 381] et [11, p. 197]. Le but de l'accord en impédance est d'optimiser le transfert de puissance de la source RF vers la charge par la mise en place d'une résonance entre le réacteur et un circuit supplémentaire le moins dissipatif possible : la boîte d'accord. L'ensemble « réacteur + boîte d'accord » forme, vu de la source, un résonateur parallèle LC dont l'impédance, vu du générateur, est pure. La branche load est capacitive tandis que la branche tune est inductive. A l'accord, des courants RF quasiment égaux et en opposition de phase y circulent. De l'énergie RF stockée sous forme réactive s'échange continuellement entre la boîte d'accord et le réacteur et ne revient pas vers le générateur. Une partie de l'énergie est dissipée dans la décharge et dans d'autres composants non-idéaux telles les inductances du circuit d'accord. La puissance perdue est compensée par celle issue du générateur. A tout moment au cours d'une période RF de la puissance est injectée dans la boîte d'accord car à son entrée le courant et la tension RF sont en phase.

Une seconde condition pour qu'il y ait accord d'impédance est que la résistance pure vue de la source soit égale à celle de sortie du générateur (normalisée à 50Ω). On maximise ainsi la puissance transmise à la charge pour une puissance donnée consommée dans le générateur. Cette perte est en théorie égale à celle dissipée dans la charge². Pour une tension donnée en sortie du générateur la puissance transférée à la charge est maximisée ce qui préserve l'électronique de puissance du générateur et évite de surdimensionner l'amplificateur. A l'accord (en l'absence d'ondes stationnaires) la tension et les courants sur la ligne sont aussi minimisés pour une puissance donnée transférée à la charge. Cela limite ainsi les dissipations dans les câbles et les connecteurs³, ainsi que les risques de claquages et les perturbations par rayonnement électromagnétiques. Un autre avantage est que l'accord facilite les mesures électriques. En effet en l'absence d'ondes stationnaires les mesures sont indépendantes de la position ou de la longueur de la ligne. De plus les grandeurs électriques sont liées par des relations simples. On a alors : $P = \frac{V^2}{100} = 25 \cdot I^2$ avec P , V et I respectivement la puissance dissipée, la tension et le courant mesurés en n'importe quel point d'une ligne adaptée d'impédance caractéristique égale à 50Ω .

Néanmoins, il n'est pas strictement nécessaire d'accorder pour allumer un plasma. Pour preuve des plasmas ont été occasionnellement générés en l'absence de boîte d'accord dans le réacteur d'étude à des fréquences supérieures à 100 MHz et jusqu'à 220 MHz. Une tension de plusieurs centaines de volts est souvent nécessaire pour amorcer une décharge.

²En pratique elle est au moins égale.

³L'échauffement dans les câbles et les connecteurs est source de non-linéarité car la résistivité des conducteurs varie avec la température.

L'utilisation d'un circuit résonant facilite la génération de surtensions en sortie de la boîte. Dans le cas du résonateur parallèle décrit, un courant RF très supérieur à celui en entrée circule dans la branche tune. Ce courant élevé lorsqu'il circule au travers d'une impédance réactive supérieure à $50\ \Omega$ (comme l'espace inter-électrode) génère donc une tension plus élevée qu'à l'entrée.

2.2.2.4 Méthode alternative d'accord

Durant cette phase de mise au point l'accord en impédance était réalisé par une technique « mixte ». Cette méthode consistait à ajouter une section de câble coaxial entre la boîte d'accord et le réacteur pour modifier l'impédance vue de l'entrée du câble. Un résultat de la théorie des lignes de transmission [70, p.247] donne l'impédance d'entrée Z_i d'un câble coaxial en fonction de l'impédance de charge Z_L connectée à son autre extrémité et des propriétés de la ligne (longueur l , impédance caractéristique Z_0 et constante de propagation⁴ γ).

$$Z_i = Z_0 \frac{Z_L \cosh \gamma l + Z_0 \sinh \gamma l}{Z_0 \cosh \gamma l + Z_L \sinh \gamma l}. \quad (2.1)$$

L'utilisation de sections de ligne de transmission pour réaliser l'accord s'appelle le « stub matching ». La technique utilisée est mixte: elle utilise à la fois des circuits à impédance localisée (inductance et capacitance) et des circuits à impédances distribuées (ligne de transmission). En théorie, quelque soit la fréquence, il est possible de réaliser l'accord d'impédance uniquement par des techniques de stub matching [66, 71–73]. Mais en HF (3–30 MHz) et même en VHF (30–300 MHz) les longueurs de câbles nécessaires, inférieures ou égales à la demi-longueur d'onde, sont élevées par rapport aux dimensions du système⁵ ($\lambda_0/2 \simeq 1,5\ \text{m}$ à 100 MHz). Comme ces lignes sont par définition désadaptées, les courants qui y circulent sont plus élevés qu'en sortie de la boîte d'accord. Dans le cas des applications de puissance, cette situation cause une dissipation excessive de puissance. En plus de la longueur rédhibitoire de câble requise, cette longueur est difficilement ajustable. La technique alternative consiste donc à utiliser la plus courte longueur de câble nécessaire afin de ramener l'impédance du réacteur dans la gamme accordable par la boîte. La longueur des câbles étant fixe, on finit de réaliser l'accord en réglant la valeur des capacités variables⁶. Cette technique d'accord d'une décharge capacitive VHF ressemble à celle décrite dans la référence [74].

En plus des difficultés d'obtention de l'accord en impédance lors de la mise au point, les premières mesures électriques étaient également difficiles à interpréter.

⁴La constante de propagation est égale à $\gamma = \alpha + j\beta$, α est le coefficient d'atténuation du câble et β est le nombre d'onde.

⁵Le stub matching est donc plutôt utilisé dans le domaine des micro-ondes (au dessus de 300 MHz).

⁶Une variante parfois utilisée consiste à disposer également un câble coaxial entre le générateur RF et la boîte d'accord pour finir de réaliser l'accord juste au niveau de la sortie du générateur.

2.2.3 Difficultés métrologiques

2.2.3.1 Effet des impédances parasites

Intéressons-nous au problème de la mesure de tension RF. Les mesures électriques (amplitude de la tension RF et tension DC d'autopolarisation) se faisaient à proximité du connecteur d'arrivée de puissance RF. L'une des particularités du réacteur d'étude d'origine est que la tension est mesurée 30 cm au dessus de l'électrode de puissance. Il a été démontré dans une précédente étude [65] que la tension RF est alors pratiquement égale à celle sur l'électrode RF. Elle était en fait légèrement supérieure d'un facteur environ égale à 1,087. Il ne serait donc pas surprenant d'observer une plus grande différence à plus haute fréquence.

Soient respectivement V_e et V_m les tensions au niveau de l'électrode RF et au point de mesure. Ces tensions ont été successivement mesurées avec la même sonde à différentes fréquences. Pour mesurer la tension sur l'électrode RF, l'expérience a été réalisée sans plasma avec le réacteur ouvert. Le panier était partiellement relevé afin d'introduire la sonde et toucher l'électrode RF. Deux sondes ont été employées pour couvrir la gamme de fréquence entre 1 et 100 MHz. En dessous de 50 MHz un diviseur capacitif fabriqué au laboratoire a été privilégié. Au dessus de 50 MHz on a utilisé une sonde Tektronix P6015A. Le rapport $\frac{V_e}{V_m}$ mesuré en fonction de la fréquence est donné dans la figure 2.4.

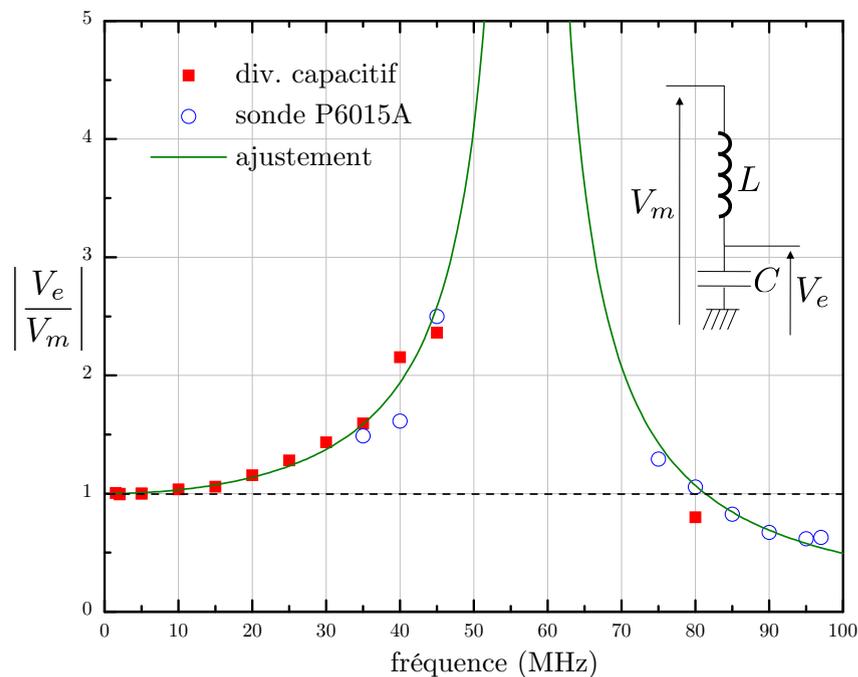


FIG. 2.4 – Surtension à vide en fonction de la fréquence.

Ce rapport est supérieur à un en dessous de 80 MHz et passe par un maximum vers 60 MHz révélant la présence d'une surtension provoquée par une résonance. On constate

que la division de tension obtenue est caractéristique de celle d'un circuit diviseur de tension de type LC série. Les points de mesure entre 45 et 75 MHz n'ont pas été reportés à cause du manque de reproductibilité des mesures près de la résonance. Les points expérimentaux ont été ajustés à la courbe d'équation $\frac{V_e}{V_m} = \left| \frac{1}{1-LC\omega^2} \right|$. L'ajustement ne donne que le produit LC , ainsi $LC \simeq 7,56 \cdot 10^{-18} \text{ s}^2$. La fréquence de résonance série est environ de 58 MHz.

La connaissance de ce coefficient de surtension pourrait servir à corriger les mesures de tensions à condition que le rapport de division mesuré reste le même en présence du plasma et avec le panier de confinement abaissé. Ce qui n'est pas le cas. L'inductance parasite L modélise l'impédance du conducteur rectiligne entre le point de mesure de la tension et l'électrode RF. La capacité parasite C modélise l'impédance entre l'électrode RF et la masse.

Le réacteur a été modifié pour augmenter la fréquence de résonance (en diminuant L et C) du réacteur et repousser cette dernière au dessus de la gamme de fréquence d'étude pour que $V_m \simeq V_e$. Pour réduire la valeur de L la longueur de conducteur entre le point de mesure de la tension et l'électrode RF a été diminué.

2.2.3.2 Impédance d'entrée des sondes

Il a également été constaté qu'au dessus de 13,56 MHz il n'était plus possible d'utiliser une sonde d'oscilloscope pour mesurer la tension RF. A plus haute fréquence l'impédance d'entrée de ce type de sonde diminue avec la fréquence : c'est le phénomène de « frequency derating ». Si cette impédance n'est plus très grande devant l'impédance aux bornes de laquelle la tension est mesurée alors la sonde finie par prélever une part non négligeable du courant de la décharge. Cela a été constaté sur notre réacteur d'étude car une variation de courant RF était observée suite à une déconnection de la sonde d'oscilloscope en présence de la décharge.

De nouvelles sondes, une pour mesurer la tension, l'autre le courant, ont donc été implantées le plus près possible de la décharge comme le montre la figure 2.5. Ces sondes seront décrites par la suite.

Diminuer la distance entre la boîte d'accord et le réacteur a également pour effet de diminuer les dissipations ohmiques en dehors du plasma en prévision des courants élevés attendus en VHF. La boîte d'accord a donc été montée directement sur le réacteur et la section de 20 cm de câble coaxial RG 214U utilisé auparavant à cet emplacement a été supprimée. La capacité C a été réduite en augmentant la distance séparant la contre-électrode à la masse et l'électrode RF. Pour empêcher des allumages parasites dans cette espace, deux électrodes flottantes y sont intercalées pour faire office de diviseur capacitif⁷. Un modèle électrique précis du réacteur sera construit dans le prochain chapitre. Le schéma

⁷Aucun diviseur de tension n'était utilisé sur le réacteur d'origine.

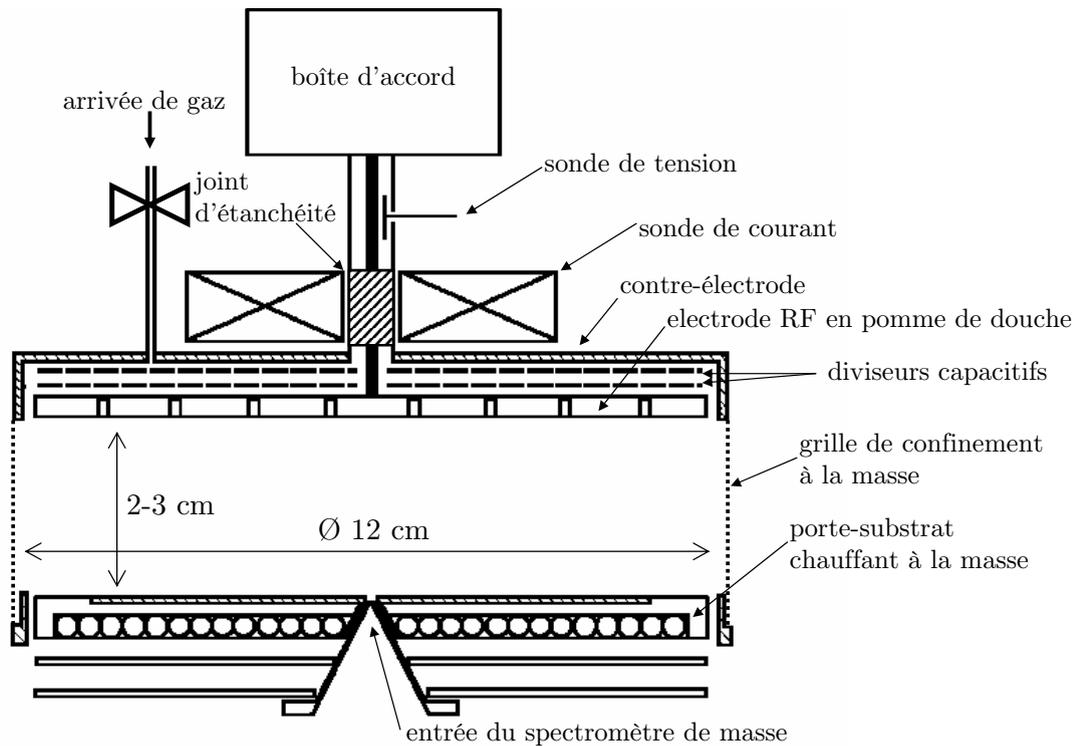


FIG. 2.5 – Schéma de l'espace interelectrode.

et une vue générale du réacteur après les modifications sont présentés sur la figure 2.6 (cf. p. 35).

2.3 Diagnostiques électriques

2.3.1 Mesure du courant radiofréquence

La mesure du courant radiofréquence entre 13,56 et 100 MHz a nécessité l'acquisition d'une nouvelle sonde de courant. Notre choix s'est porté sur une sonde de courant commerciale fabriquée par la société américaine Fischer Custom Communications, Inc (FCC). Le modèle utilisé est la F-33-5 fonctionnant entre 10 kHz et 140 MHz. Elle mesure des courants RF permanents jusqu'à 10 A. La sortie de cette sonde doit être connectée sur une charge 50Ω . L'amplitude des signaux en sortie a été mesurée par un oscilloscope numérique (Lecroy 9361 Dual 300 MHz, 2.5 Gs/s) sur une entrée 50Ω .

2.3.1.1 Principe

C'est une sonde de type « transformateur de courant ». Le circuit primaire de ce transformateur est celui dans lequel circule le courant que l'on cherche à mesurer. Le circuit secondaire est une bobine, dont l'enroulement torique entoure le conducteur dans lequel circule le courant à mesurer. Dans la plupart des cas, la bobine du secondaire est enroulée

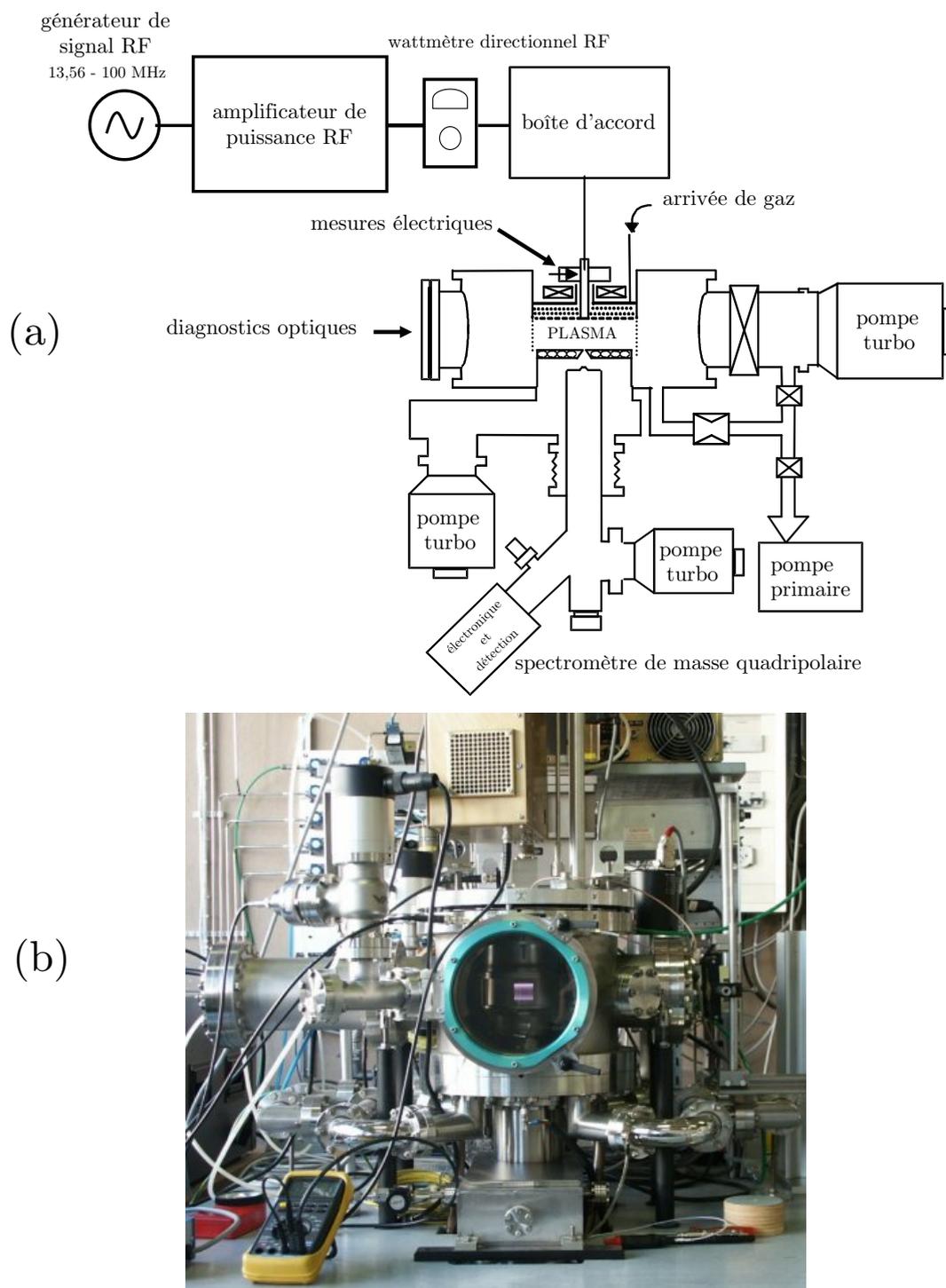


FIG. 2.6 – Schéma (a) et vue générale (b) du dispositif expérimental après les modifications.

autour d'un matériau magnétique (ferrite) afin d'augmenter la perméabilité magnétique du milieu enfermé pour y augmenter la tension induite par le champ magnétique azimuthal, lui même induit par le courant primaire. C'est le cas de la sonde utilisée. Il faut donc veiller à ne pas utiliser un courant trop élevé (supérieur à 10 A) afin de ne pas induire un champ magnétique qui va faire saturer la perméabilité magnétique du noyau. Ceci aurait pour conséquence de rendre non linéaire la réponse de la sonde car celle-ci est proportionnelle à la perméabilité du milieu enfermé par les spires⁸.

2.3.1.2 Description

Une photographie de cette sonde de courant est présentée sur la figure 2.7. C'est une sonde de courant à orifice fixe (Fixed Aperture Current Probe) par opposition aux sondes de type « pince ampèremétrique » (ou « clamp-on »). Son diamètre extérieur est 50,8 mm pour une épaisseur de 13 mm. Le diamètre de l'orifice central est de 20 mm. Le connecteur coaxial de sortie est de type SMA.



FIG. 2.7 – Photographie de la sonde de courant Fischer.

2.3.1.3 Immunité aux bruits

Le bobinage est protégé par un blindage conducteur chargé de réduire le couplage capacitif entre le circuit secondaire et la tension sur la ligne parcourue par le courant à mesurer. Le bobinage en tore permet de réduire le parasitage apparaissant par couplage induit par un champ magnétique variable uniforme provenant d'une source de courant RF externe. L'effet de ce champ est du second ordre car la force électromotrice induite dans une spire donnée est partiellement compensée par une tension inverse induite dans

⁸Les transformateurs de courant sans matériau magnétique dans le secondaire sont appelés *sonde de Rogowski* [75–77]

la spire opposée par rapport à l'axe du tore. L'enroulement ainsi que sa régularité permet également de diminuer la sensibilité aux bruits électromagnétiques de la sonde.

2.3.1.4 Implantation

Les dimensions réduites de la sonde de courant ont permis de l'implanter de manière permanente dans le réacteur à quelques centimètres au dessus de l'électrode RF sans être pour autant dans l'enceinte à vide. Le réacteur est disposé juste en dessous du connecteur coaxial d'entrée de RF (cf. fig. 2.8-a, p. 37). Un capot conducteur enferme la sonde et permet d'améliorer le blindage électromagnétique de cette dernière vis à vis de l'extérieur (cf. fig. 2.8-b, p. 37).

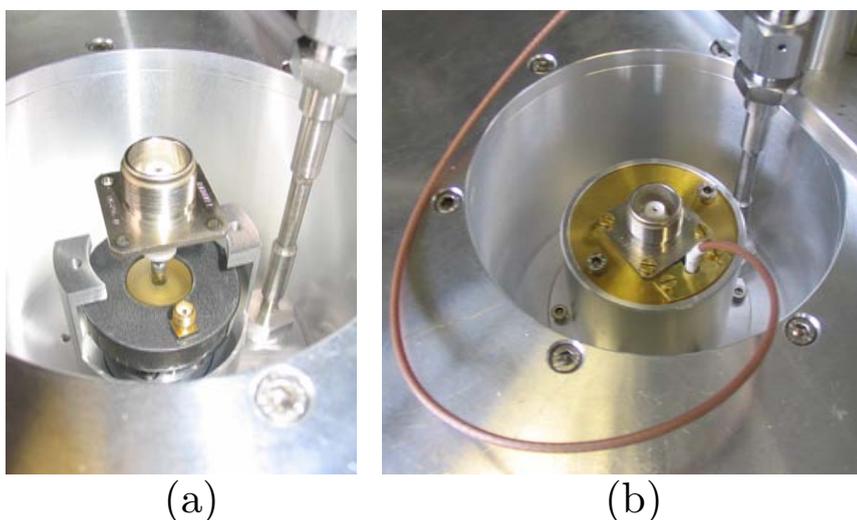


FIG. 2.8 – Implantation dans le réacteur de la sonde de courant Fischer.

2.3.1.5 Calibration

La réponse d'une sonde de courant RF est caractérisée par son impédance de transfert. Il s'agit du module du rapport entre la tension RF en sortie (mesurée sur une charge 50Ω) et le courant RF traversant l'orifice central. Cette grandeur a la dimension d'une impédance. Elle est appelée *impédance de transfert* notée Z_{tr} .

$$V_m = Z_{tr} I_{ligne} \quad (2.2)$$

Sa variation avec la fréquence, mesurée par le constructeur, est présentée sur la figure 2.9. On constate que celle-ci varie de moins de 5% entre 13,56 et 100 MHz. L'incertitude du calibration donnée par le constructeur est de $\pm 1\%$.

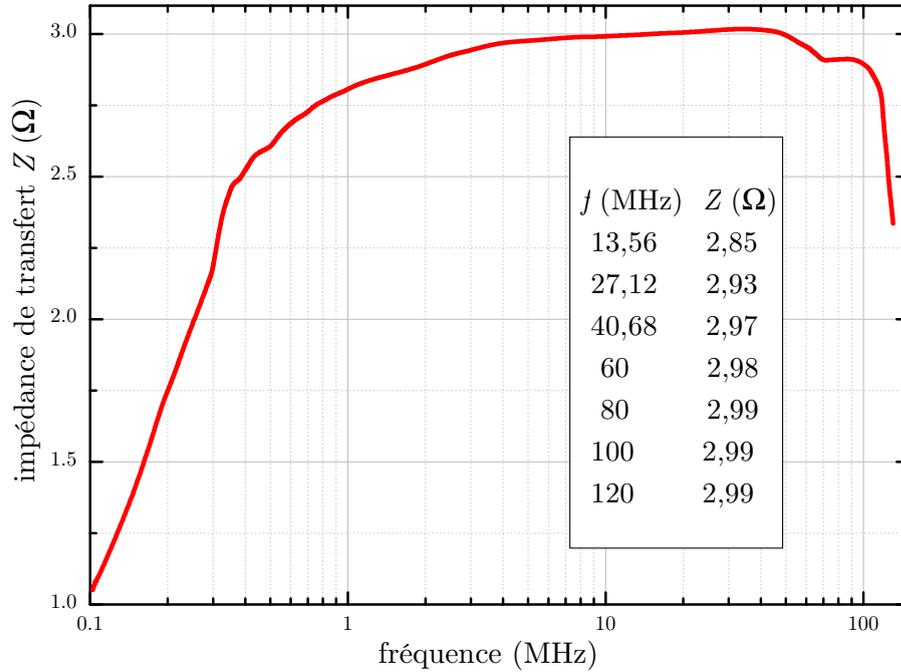


FIG. 2.9 – Impédance de transfert de la sonde de courant en fonction de la fréquence.

I_{ligne} (A)	V_m (V)	P_m (W)
1	3	0,09
2	6	0,36
5	15	2,25
10	30	9

TAB. 2.1 – Tension en sortie et puissance dissipée en fonction du courant à mesurer.

2.3.1.6 Perturbation apportée par la sonde

La puissance P_m dissipée dans une résistance R_0 connectée à la sortie de la sonde de courant ($R_0 = 50 \Omega$) est égale à $P_m = \frac{|V_m|^2}{2R_0}$ avec $|V_m|$ le module de la tension aux bornes de la résistance ($V_m = Z_{tr} I_{\text{ligne}}$). Le tableau 2.1 donne les tensions en sortie de la sonde et la puissance dissipée en fonction du courant à mesurer à 60 MHz ($|Z_{tr}| = 2,98 \Omega$).

L'impédance de transfert de la sonde de courant est donc élevée. Si la tension V_m est visualisée avec un oscilloscope sur une entrée 50Ω , il faut alors abaisser cette tension avec un atténuateur pouvant dissiper de fortes puissances (au moins 10 W). La tension maximum tolérée sur une entrée 50Ω d'un oscilloscope est typiquement de 5 V. On veillera également à comparer la puissance consommée par la mesure de courant avec la puissance fournie par le générateur. Dans le prochain chapitre, cette sonde sera modélisée par un circuit électrique équivalent afin de clarifier la perturbation qu'elle apporte.

2.3.2 Mesure de la tension radiofréquence

La sonde utilisée est également une sonde de tension commerciale fabriquée par la société américaine Coaxial Dynamics. Il s'agit d'un capteur de signal (signal sampler) intégré dans une section de ligne de transmission coaxiale $50\ \Omega$.

2.3.2.1 Description

Des photographies de la sonde montée et démontée sont montrées sur la figure 2.10. Le modèle de capteur utilisé est le 87004. Ce capteur a la forme d'un cylindre de 4 cm de longueur et de 2 cm de diamètre. Il est prolongé par un connecteur coaxial BNC, servant à sortir le signal de mesure qui doit être branché sur une charge $50\ \Omega$. Ceci permet d'utiliser la sonde avec des instruments de mesure RF (analyseur de spectre ou de réseaux...). L'amplitude des signaux en sortie a été mesurée par un oscilloscope numérique (Lecroy 9361 Dual 300 MHz, $2.5\ Gs/s$) sur une entrée $50\ \Omega$.

Le modèle de ligne utilisé est le 88536-1. Il s'agit d'une section de ligne coaxiale remplie d'air. Le diamètre interne du conducteur externe de cette ligne coaxiale est de 2,88 cm ($7/8$ de pouce). La longueur de la ligne est environ de 5 cm. Elle passe à 9 cm ($3-5/8$ de pouce) avec les connecteurs coaxiaux démontables.

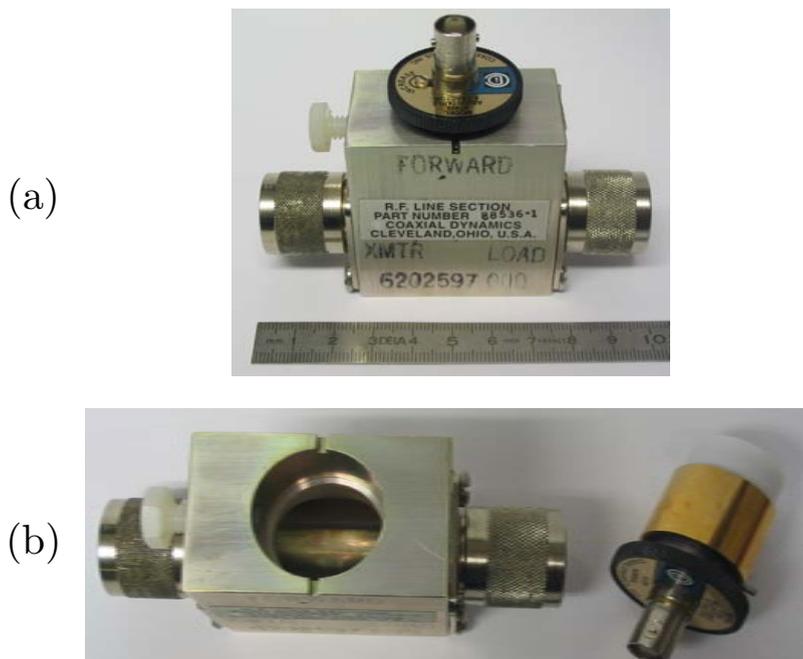


FIG. 2.10 – Photographies de la sonde de tension montée (a) et démontée (b).

2.3.2.2 Calibration

La réponse d'une sonde de tension RF est caractérisée par son atténuation A . Dans le cas de la sonde utilisée il s'agit du module du rapport entre la tension RF sur le conducteur central de la ligne V_{ligne} et la tension RF en sortie V_m (mesurée sur une charge $50\ \Omega$). Soit H le rapport $\frac{V_m}{V_{ligne}}$ donc

$$A = \left| \frac{V_{ligne}}{V_m} \right| = \left| \frac{1}{H} \right| \quad (2.3)$$

La réponse de la sonde a été mesurée à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel HP 8752C utilisé en transmission (cf. fig. 2.11, p. 41). Cet instrument sera utilisé à plusieurs reprises dans la thèse. Une brève description est donc nécessaire.

a L'analyseur de réseau vectoriel

Cet appareil nous permet d'étudier les propriétés électriques d'un circuit à un ou plusieurs accès. Il comporte une source hyperfréquence (synthétiseur RF 300 kHz– 6 GHz pour le modèle utilisé) et un ensemble de circuits hyperfréquences. Ces circuits séparent les signaux en diverses voies : aiguillage de la puissance incidente et séparation des ondes incidentes et réfléchies à l'entrée et à la sortie de la jonction à mesurer afin d'obtenir le coefficient de réflexion ou éventuellement le coefficient de transmission pour un circuit à plus de deux accès. Lorsque les propriétés de la ligne de transmission (impédance caractéristique et longueur) reliant l'analyseur et le dispositif sous test sont connues, un résultat de la théorie des lignes de transmission nous permet de connaître la valeur de l'impédance connectée à partir de la mesure de l'amplitude et de la phase du coefficient de réflexion.

Une description approfondie de cet appareil et de ses variantes est donnée en référence [78, 79].

b Circuit de calibration

Le schéma du circuit de calibration est présenté sur la figure 2.12. La section de ligne dans laquelle est implantée le capteur de tension doit être terminée sur une charge $50\ \Omega$ afin que la tension V_1 délivrée et mesurée par l'analyseur de réseau soit égale à la tension sur la ligne au niveau du capteur. La sortie du capteur étant également connectée sur $50\ \Omega$, le rapport des tensions $\frac{V_2}{V_1}$ mesurées par l'analyseur de réseau est donc égale à H .

Ce capteur est utilisable dans une vaste gamme de fréquence, entre 2 et 1 000 MHz. L'atténuation moyenne de ce capteur dans cette gamme est ajustable, à l'aide d'une vis, entre environ 35 dB et 51 dB ($43\ \text{dB} \pm 8\ \text{dB}$).

$$35\ \text{dB} < A_{\text{dB}} < 51\ \text{dB} \text{ or } A_{\text{dB}} = 20 \log A \Rightarrow \frac{1}{355} < H < \frac{1}{56} \quad (2.4)$$

La puissance consommée P_m par la mesure de tension est égale à $P_m = \frac{V_m^2}{2Z_0}$, or $V_m =$

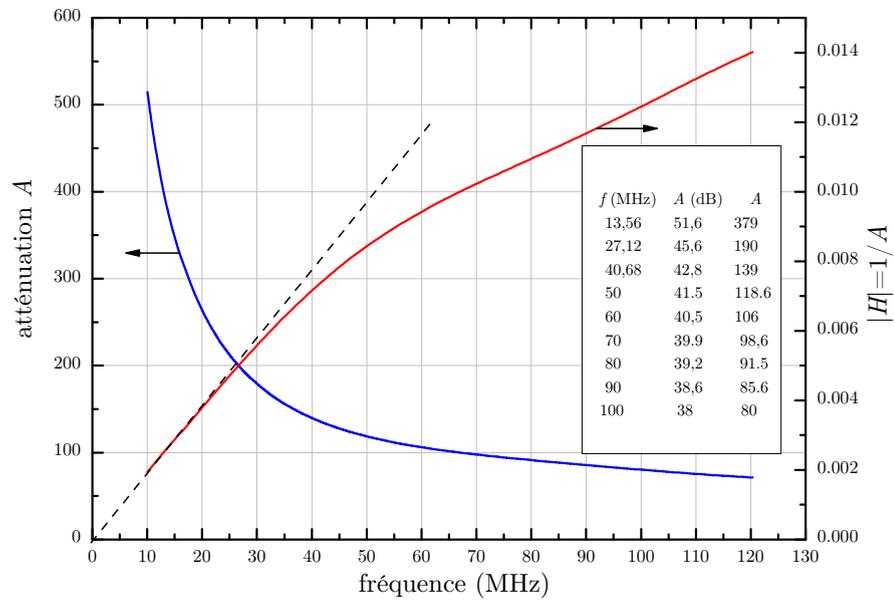


FIG. 2.11 – Facteur $|H|$ et atténuation A de la sonde de tension en fonction de la fréquence.

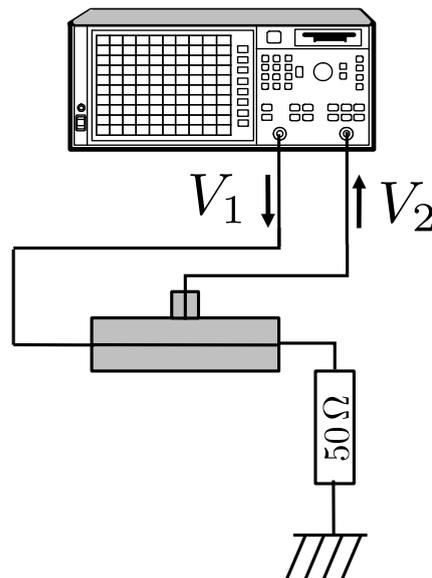


FIG. 2.12 – Circuit de calibration de la sonde de tension Coaxial Dynamics.

fréquence (MHz)	V_{ligne} (V)	V_m (V)	P_m (mW)
13,56	1000	2	40
90	100	1,33	17,7

TAB. 2.2 – Tension en sortie et puissance dissipée en fonction de la fréquence de la sonde de tension Coaxial Dynamics.

HV_{ligne} donc $P_m = \frac{|V_{\text{ligne}}|^2}{2A^2 Z_0}$. Les tensions à mesurer sont inférieures à 1 kV à 13,56 MHz et inférieures à 100 V à 90 MHz. La puissance consommée dans la charge $Z_0 = 50 \Omega$ à ces fréquences est donnée dans le tableau 2.2. Ces puissances sont donc négligeables par rapport à celle consommée dans la décharge.

2.4 Correction des mesures électriques

Supposons d'une part que le circuit électrique équivalent au réacteur à vide est un circuit RLC série et d'autre part que l'impédance du plasma est en parallèle avec la capacité de la contre-électrode. Le circuit équivalent au réacteur en présence de plasma est donc celui de la figure 2.13.a.

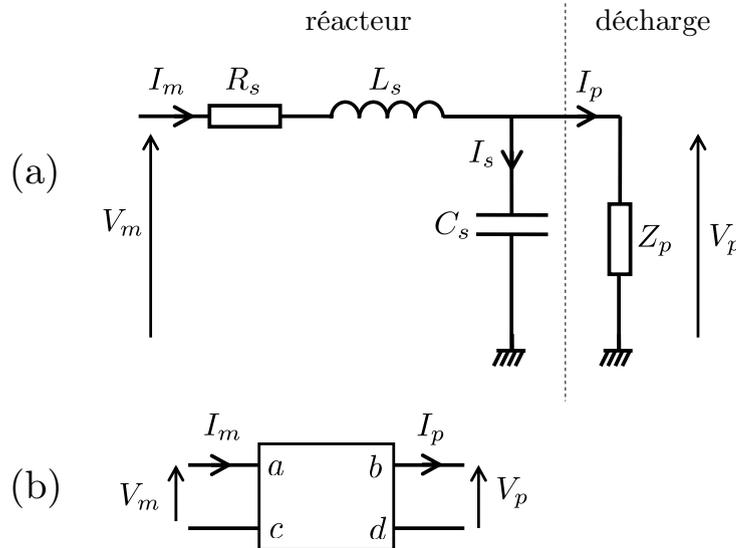


FIG. 2.13 – (a) Circuit équivalent au réacteur en présence de plasma et (b) réseau linéaire à deux ports équivalent au réacteur à vide.

Les grandeurs mesurées sont la tension V_m et le courant I_m à l'entrée du réacteur. L'impédance d'entrée est donc égale à $Z_m = \frac{V_m}{I_m}$. On cherche à déterminer la tension V_p aux bornes du plasma et le courant I_p le traversant ainsi que son impédance Z_p . Les impédances constituant le réacteur sont linéaires et passives (pas de sources de puissance). Le réacteur (cf. fig. 2.13.b) peut alors être vu comme un réseau d'impédances à deux ports

[80–83]. La transformation linéaire reliant les grandeurs mesurées V_m et I_m aux grandeurs recherchées V_p et I_p , peut s'écrire sous la forme d'une matrice 2×2 dite matrice de transformation tension-courant [81, 84]. Soit T cette matrice.

Les composantes de Fourier de la tension et du courant des deux côtés du réseau sont reliées par la relation :

$$\begin{pmatrix} V_m \\ I_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_p \\ I_p \end{pmatrix}, \quad (2.5)$$

où a , b , c et d sont des grandeurs complexes, dépendantes de la fréquence, qui caractérisent complètement le réseau d'impédances parasites.

En appliquant la loi des mailles et la loi des nœuds au circuit de la figure 2.13, on en déduit le système d'équations :

$$V_m = (R_s + jL_s\omega)I_m + V_p, \quad (2.6)$$

$$I_m = I_s + I_p, \quad (2.7)$$

avec $I_s = jC_s\omega V_p$ le courant parasite s'écoulant dans la contre-électrode. On montre aisément que :

$$\begin{pmatrix} V_m \\ I_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 + (R_s + jL_s\omega)jC_s\omega & R_s + jL_s\omega \\ jC_s\omega & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_p \\ I_p \end{pmatrix}. \quad (2.8)$$

La matrice de transformation T est inversible si son déterminant est non nul, c'est à dire si $ad - bc \neq 0$, alors dans ce cas :

$$T^{-1} = \frac{1}{ad - bc} \begin{pmatrix} d & -b \\ -c & a \end{pmatrix}. \quad (2.9)$$

C'est bien le cas car $ad - bc = 1$ donc⁹ :

$$\begin{pmatrix} V_p \\ I_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -(R_s + jL_s\omega) \\ -jC_s\omega & 1 + (R_s + jL_s\omega)jC_s\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_m \\ I_m \end{pmatrix}. \quad (2.10)$$

Le déphasage tension-courant est égal à $\varphi_p = \arg\left(\frac{V_p}{I_p}\right)$ et l'impédance du plasma est $Z_p = \frac{V_p}{I_p} = R_p + jX_p$ (cf. sect. 2.4.2.4, p. 49).

Les hypothèses énoncées précédemment seront vérifiées dans le prochain chapitre. Cela nécessitera la modélisation électrique du réacteur. Le résultat de l'application du traitement mathématique présenté sera montré dans le chapitre 4 consacré aux résultats expérimentaux.

⁹Un déterminant égal à un est caractéristique d'un réseau réciproque, c'est à dire pour lequel la dissipation de puissance est indépendante du sens de propagation dans le réseau[84].

Boîte d'accord	$V_{DC} < 0$	$V_{DC} > 0$
n° 1 (13–50 MHz)	$V_m = -\frac{V_{DC}}{392,25} + 4,7 \cdot 10^{-3}$	$V_m = \frac{V_{DC}}{398,4} - 1,25 \cdot 10^{-3}$
n° 2 (50–100 MHz)	$V_m = -\frac{V_{DC}}{397,14} - 10,78 \cdot 10^{-3}$	$V_m = \frac{V_{DC}}{398,56} - 2,64 \cdot 10^{-3}$

TAB. 2.3 – Tableau récapitulant les résultats de l'ajustement des courbes de calibration à la fonction $V_m = \frac{V_{DC}}{A} + B$.

2.4.1 Mesure de la tension d'autopolarisation

2.4.1.1 Description

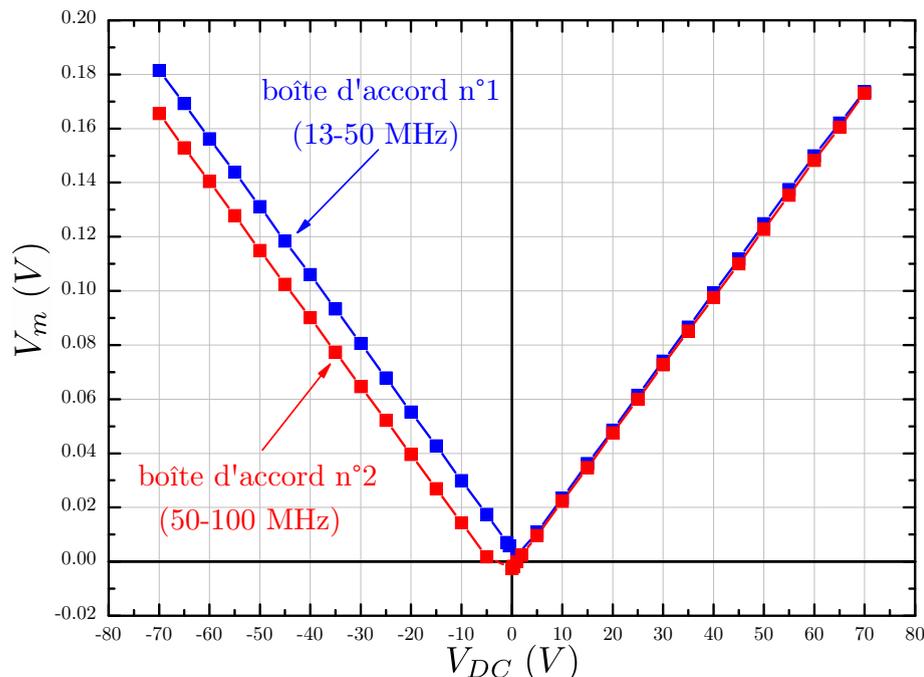
En raison de la différence de surface entre l'électrode de puissance et l'électrode à la masse, la décharge est « électriquement asymétrique ». Une tension d'autopolarisation V_{DC} par rapport à la masse, apparaît au niveau de l'électrode de puissance lorsque celle-ci est flottante [7, 85]. Lorsque la surface de cette électrode est inférieure à la surface de l'électrode à la masse alors la tension V_{DC} est négative. Elle est positive dans le cas contraire.

L'autopolarisation est due aux électrons sortant de la décharge qui s'accumulent sur une capacité du circuit extérieur. Si l'électrode RF n'est pas reliée à la masse au travers d'une inductance alors celle-ci est toujours flottante à cause de la conception des générateurs RF ou de la présence de capacités dans la boîte d'accord. Dans la plupart des cas, c'est une capacité de la boîte d'accord qui bloque l'écoulement du courant DC de l'électrode RF vers la masse : on parle alors de capacité de découplage.

Les deux boîtes d'accord commerciales que l'on a modifiées disposent d'origine d'un circuit de mesure du potentiel d'autopolarisation. Ce circuit est composé d'un filtre passe-bas (représenté sur les figures 2.2.b et 2.3.b) et d'un diviseur résistif. Il délivre en sortie au niveau du boîtier de contrôle des boîtes d'accord une tension continue égale au V_{DC} divisée par 400. Cette tension est mesurée à l'aide d'un multimètre utilisé en voltmètre dont l'impédance d'entrée est de 10 M Ω .

2.4.1.2 Calibration

Une nouvelle calibration de la mesure V_{DC} a été effectuée afin d'améliorer la précision de la mesure et pour vérifier le bon fonctionnement des circuits malgré les modifications. A l'aide d'une alimentation de tension continue réglable, une tension connue V_{DC} a été appliquée à la sortie de la boîte d'accord. La tension continue délivrée au niveau du boîtier de commande a été mesurée en faisant varier V_{DC} de -70 V à $+70$ V. Les droites obtenues (cf. fig. 2.14, p. 45) ont été ajustées à des fonctions affines $V_m = \frac{V_{DC}}{A} + B$. Les coefficients A et B sont récapitulés dans le tableau 2.3. L'erreur relative de l'ajustement est de moins de 0,5 % pour A et de moins de 1 % pour le coefficient B .

FIG. 2.14 – Courbes de calibration de la mesure du V_{DC} .

2.4.2 Mesure de la puissance couplée et de l'impédance

2.4.2.1 Introduction

Déterminer la puissance dissipée dans la décharge ou son impédance sont des mesures électriques équivalentes. En effet, mesurer la puissance dissipée revient à mesurer la partie réelle de l'impédance, c'est à dire la résistance de la décharge. Soient P_p la puissance dissipée et V_p la tension aux bornes de la décharge. De la mesure de ces grandeurs on peut en déduire une résistance effective de la décharge $R_{p,eff} = \frac{V_p^2}{2 \cdot P_p}$ [86].

De nombreuses méthodes ont été proposées dans la littérature pour déterminer ces grandeurs électriques RF. On peut les classer en trois catégories selon les grandeurs physiques mesurées et le lieu où la mesure est effectuée :

1. les mesures électriques en position « pre-match » (mesure de puissance et d'impédance);
2. les mesures électriques en position « post-match » (mesure de puissance et d'impédance);
3. les mesures calorimétriques (mesure de puissance).

Dans la suite l'adjectif pré-match qualifera un élément situé sur une ligne adaptée entre le générateur et la boîte d'accord par opposition à l'adjectif post-match qualifiant un élément disposé sur une ligne désadapté après la boîte d'accord.

Les méthodes basées sur des mesures calorimétriques bien que simples sur le principe sont délicates à mettre en œuvre. Elles consistent à déterminer par calorimétrie la puis-

sance dissipée en dehors de la décharge (boîte d'accord, câbles...) et de la déduire de la puissance totale délivrée par le générateur. Bien qu'utilisable quelque soit la forme du signal RF (pulsé ou riche en harmoniques), ces techniques ne sont pas précises, particulièrement à basse puissance [87, 88]. Elles sont donc rarement utilisées.

Les mesures électriques en pre-match sont appelées également mesures « in line » [89]. La plus simple et la plus largement répandue utilise un wattmètre directionnel.

2.4.2.2 Mesure de la puissance avec un wattmètre directionnel

Le wattmètre directionnel (Bird ThruLine modèle 43) disposé en sortie de l'amplificateur de puissance permet de mesurer la puissance envoyée vers la boîte d'accord. La figure 2.15 présente le schéma électrique équivalent de notre système.

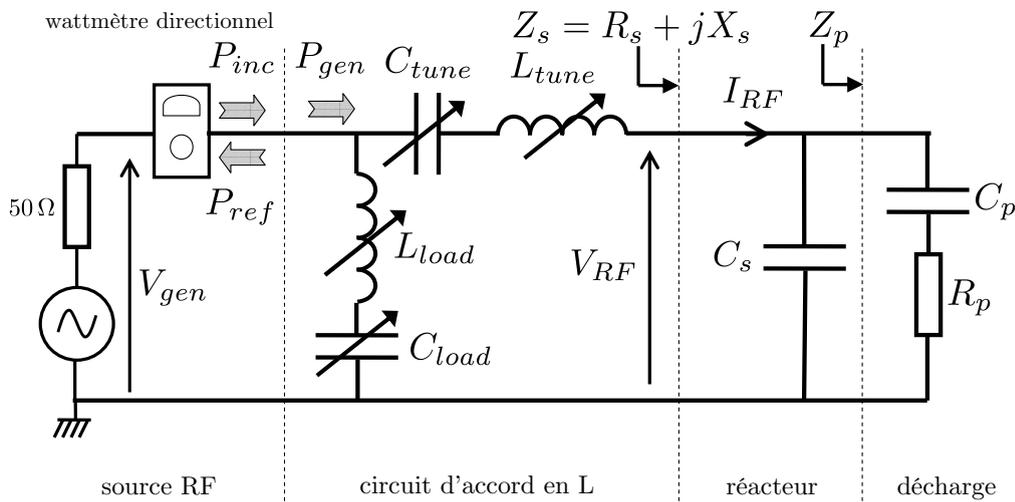


FIG. 2.15 – Schéma électrique équivalent du système.

La source RF est modélisée par un générateur de Thévenin équivalent dont la résistance de sortie est de $50\ \Omega$. Sont connectés en sortie successivement le wattmètre, le circuit d'accord en L, le réacteur et enfin la décharge. Ces derniers sont modélisés respectivement par une capacité parasite C_s et un circuit RC série¹⁰. Afin de simplifier la figure, je suppose que $R_s = 0$, $L_s = 0$ et $Z_p = R_p + \frac{1}{jC_p\omega}$. L'ensemble boîte d'accord-réacteur forme, vu de la source, un circuit résonnant dont l'impédance, est pure et égale à $50\ \Omega$. De l'énergie RF (stockée dans des éléments réactifs) s'échange continuellement entre la boîte d'accord et le réacteur. Pendant ces échanges, de l'énergie est dissipée dans le plasma et dans les conducteurs non idéaux (inductances de la boîte d'accord, connecteurs, électrodes...).

Cette puissance dissipée en dehors du plasma varie beaucoup d'un système à l'autre (généralement entre 25 et 75 %) et dépend également de la capacitance parasite C_s [90],

¹⁰La capacité C_p est celle des gaines tandis que R_p est la résistance effective modélisant tous les processus de dissipation de puissance dans la décharge.

de l'architecture de la boîte d'accord¹¹, du type de gaz (inerte ou réactif), de la pression et de la puissance RF [83, 86, 91–93]. Généralement l'efficacité du couplage croît avec la pression et décroît légèrement avec la puissance RF. Des pertes supérieures à 90 % ont déjà été rapportées [82, 83]. La mesure de puissance incidente indiquée par le wattmètre ne donne donc qu'une vague estimation de la puissance dissipée dans la décharge. Tout au plus sait-on que cette dernière est inférieure à la puissance délivrée par le générateur P_{gen} qui est égale à la puissance incidente P_{inc} moins la puissance réfléchie P_{ref} . Il faut veiller à ce que cette mesure soit réalisée à l'accord ou près de l'accord, c'est à dire avec $P_{ref} \ll P_{inc}$. Dans le cas contraire, l'erreur de mesure commise est importante. La principale raison est que les wattmètres directionnels ou plus généralement les dispositifs à base de coupleurs directionnels ne séparent pas parfaitement les signaux incident et réfléchi : c'est l'erreur de directivité¹².

Sur une ligne désadaptée $P_{inc} \simeq P_{ref} \gg P_{gen}$ si bien que soustraire P_{ref} à P_{inc} ne permet pas de déterminer précisément¹³ P_{gen} [5, p. 383].

2.4.2.3 La méthode soustractive

a Principe

La mesure à l'aide d'un wattmètre en position pré-match bien qu'imprécise est facile à mettre en œuvre. Pour en améliorer la précision Horwitz a proposé [86] une méthode dite « soustractive », légèrement améliorée par Godyak [92], consistant à déduire de la puissance mesurée en pré-match, la part de puissance dissipée en dehors du plasma (en général dans les inductances de la boîte d'accord). La principale difficulté est de mesurer cette dernière.

Dans le cas d'une décharge capacitive connecté à un circuit d'accord en L analogue au système montré sur la figure 2.15 la procédure de mesure, détaillée par Lieberman dans la référence [5, p.384] est la suivante.

1. Mesurer la tension RF aux bornes de la décharge ainsi que la puissance injectée P_T dans la boîte d'accord.
2. Eteindre la décharge en cassant le vide ou en abaissant la pression jusqu'au vide limite, la tension RF mesurée change en général.
3. Ajuster la puissance en sortie du générateur afin de retrouver la même tension aux bornes de la décharge que précédemment et mesurer la puissance, soit P_T^0 cette dernière. Le système peut-être ré-accordé si « désiré » mais un accord parfait n'est pas nécessaire. Cette mesure donne la puissance absorbée dans l'inductance non idéale de la branche tune.

¹¹Il est démontré dans la référence [91] qu'un circuit d'accord en L est plus efficace qu'un circuit en Π .

¹²Le principe de fonctionnement et les limites de ces wattmètres sont décrits dans les références [71, p. 186], [94, p. 144] et [95].

¹³C'est aussi la raison pour laquelle on mesure parfois une puissance réfléchie supérieure à l'incidente.

4. La puissance absorbée par le plasma est égal à la différence : $P_{abs} = P_T - P_T^0$.

Comme le précise Lieberman en effectuant la mesure à tension constante on cherche implicitement à faire circuler le même courant dans l'inductance non idéale L_{tune} avec et sans plasma. Pour que ceci soit possible il faut que la mesure de tension aux bornes de la décharge soit effectivement un moyen de s'en assurer. Dans le cas du système représenté sur la figure 2.15 c'est le cas, si et seulement si, l'impédance $Z_s = R_s + jX_s$ vu de la boîte d'accord ne change pas ou peu à l'extinction du plasma. Par exemple à cause de la présence d'impédances parasites telle une capacité C_s très grande devant C_p .

Si tel est le cas, alors bien qu'à l'extinction du plasma la résistance R_s , vu de la boîte d'accord, chute, le courant I_{RF} change peu et reste environ égale à :

$$I_{RF} = \frac{V_{RF}}{Z_s} \simeq V_{RF} j C_s \omega, \quad (2.11)$$

car $X_s \gg R_s$ avant et après extinction. Ceci est souvent le cas dans les réacteurs à couplage capacitif à 13,56 MHz comme on le verra dans le prochain chapitre. Il n'est pas obligatoire de refaire l'accord à 13,56 MHz car la désadaptation en pré-match est faible. La mesure de P_T^0 est donc entachée d'une erreur acceptable.

b Variante utilisée

Par contre, à plus haute fréquence, on a constaté que l'impédance Z_s change fortement dès l'extinction de la décharge. L'application de la méthode soustractive à tension constante ne recrée pas les mêmes courants dans la boîte d'accord. Il faut donc mesurer le courant I_{RF} et appliquer *la méthode soustractive à courant constant*.

La dissipation de puissance dans la capacité parasite C_s est supposée négligeable. Dans le cas contraire, même à courant I_{RF} constant, la part de courant s'y écoulant à vide et celle avec plasma est différente : il en est de même pour la puissance dissipée.

c Influence du circuit d'accord

Une particularité intéressante du circuit d'accord à deux éléments en L est qu'il forme, à l'adaptation, un circuit résonant parallèle entre les branches load et tune. En d'autres termes, les mêmes courants y circulent (mais en opposition de phase). Comme en VHF des courants élevés sont attendus, la dissipation de puissance (proportionnelle à $|I_{RF}|^2$) dans la branche load ne serait donc plus négligeable. Et cela d'autant plus que la boîte utilisée de 13,56 à 50 MHz (cf. fig. 2.2, p. 28) comporte une petite inductance L_{load} . Les pertes dans les capacitances et dans les connections entre les éléments sont probablement plus importantes en VHF. Ceci est accentué par l'effet de peau qui tend à diminuer la section dans laquelle les courants RF circulent augmentant la résistance selon une loi en \sqrt{f} avec f la fréquence RF.

Il faut donc faire circuler les mêmes courants à vide et avec plasma dans les deux branches. Il est par conséquent *nécessaire d'accorder aussi lors de la mesure de P_T^0* . Comme

le fait remarquer Godyak [92] une seule mesure d'un couple (V_{RF}, P_T^0) est suffisante pour construire la courbe $P_T^0(V_{\text{RF}})$ car en théorie l'impédance Z_s est linéaire à vide. Dans notre cas une seule mesure d'un couple (I_{RF}, P_T^0) serait requise. En pratique, des non-linéarités dues à l'échauffement des conducteurs et à la dépendance de leur résistivité avec la température font qu'il est plutôt préférable de relever les courbes $P_T^0(V_{\text{RF}})$ (ou $P_T^0(I_{\text{RF}})$).

Avec un circuit d'accord à trois éléments, en Π ou en T [66, 71, 72], l'applicabilité de la méthode soustractive serait limitée. Si, à l'extinction du plasma, l'impédance change, alors il en est de même pour les réglages de la boîte d'accord. De plus, si les trois branches dissipent des puissances comparables, il devient difficile, voir impossible, de reproduire les mêmes courants à vide à la fois dans les trois éléments de la boîte d'accord. Cette limite est à nuancer car les branches sont de nature différente. Une inductance dissipant en général plus de puissance qu'une capacité, il faut alors reproduire les mêmes courants dans deux, voir un élément, ce qui est alors plus facile¹⁴.

D'autres mesures en pré-match sont parfois utilisées. A l'accord, comme l'impédance vue en tout point de la ligne est égale à 50Ω , l'impédance de la décharge est alors obtenue en prenant le complexe conjuguée de l'impédance mesurée à la sortie de la boîte d'accord [96–98] après l'avoir débranchée du réacteur. Cette mesure est effectuée par exemple à l'aide d'un pont d'impédances RF, d'un analyseur de réseau ou d'un analyseur d'impédances RF [99]. Mais pour que cela fonctionne, il faut que les pertes dans la boîte d'accord soient faibles. Cela est rarement le cas et une caractérisation plus précise du circuit d'accord est alors nécessaire pour appliquer cette méthode [83, 100–102]. Si le circuit électrique équivalent de la boîte d'accord est connu en fonction de la position des capacités (ou des inductances) variables, il est alors possible de déterminer l'impédance en sortie de la boîte d'accord sans avoir à éteindre la décharge.

Afin d'éviter de modéliser précisément les deux boîtes d'accord précédemment décrites (cf. p. 28), j'ai privilégié des mesures électriques en post-match afin de caractériser les propriétés électriques de la décharge. L'impédance en post-match étant *a priori* quelconque la mesure de l'impédance nécessite la mesure du déphasage tension-courant.

2.4.2.4 Mesure du déphasage tension-courant

On va négliger dans un premier temps l'effet de la présence d'impédances parasites entre les sondes et la décharge et considérer que l'impédance mesurée est bien celle du plasma¹⁵.

¹⁴C'est la raison pour laquelle Godyak peut utiliser cette méthode avec une boîte d'accord en Π dans la référence [92].

¹⁵En réalité ce n'est pas le cas et il est nécessaire de corriger les impédances mesurées. Ce point sera traité dans le prochain chapitre.

a Principe

Les mesures électriques reposant sur la mesure de la tension et du courant et de leur déphasage ont été largement utilisées pour étudier les décharges capacitives à 13,56 MHz [63, 81, 82, 103–105] et pour le contrôle de procédé dans l'industrie [106, 107]. Soit φ_p le déphasage entre la tension et le courant à la fréquence fondamentale f . Soient $|V_p|$ l'amplitude de la tension aux bornes de la décharge et $|I_p|$ l'amplitude du courant traversant la décharge. La puissance P_p qui y est dissipée est donc :

$$P_p = \frac{1}{2} \Re(V_p I_p^*) = \frac{1}{2} R_p |I_p|^2 = \frac{1}{2} \cos \varphi_p |V_p| \cdot |I_p|. \quad (2.12)$$

La connaissance du déphasage nous permet également de déterminer l'impédance complexe $Z_p = R_p + jX_p$ du plasma.

$$|Z_p| = \left| \frac{V_p}{I_p} \right| = \sqrt{R_p^2 + X_p^2}, \quad (2.13)$$

$$R_p = \left| \frac{V_p}{I_p} \right| \cos \varphi_p, \quad (2.14)$$

$$X_p = \left| \frac{V_p}{I_p} \right| \sin \varphi_p. \quad (2.15)$$

La détermination du déphasage s'effectue le plus souvent indirectement à partir d'une acquisition numérique sur un oscilloscope numérique suivie d'une transformée de fourier rapide sur un ordinateur [92, 104, 105]. Cette méthode est bien plus précise que celle consistant à mesurer directement le déphasage à l'écran de l'oscilloscope qui est rendu difficile par la présence de bruit (bruit de mesure, bruit numérique) ou d'harmoniques. Pour connaître la puissance moyenne dissipée, on peut aussi intégrer la puissance instantanée $V_p(t) \cdot I_p(t)$ sur plusieurs périodes mais cette méthode est aussi réputée sensible au bruit [92].

b Utilisation d'un analyseur vectoriel

Dans la référence [87], Beneking a mesuré directement le déphasage courant-tension à l'aide d'un analyseur vectoriel. Ce type d'instrument, appelé également voltmètre vectoriel, mesure à la fois l'amplitude et la phase d'un signal RF. La phase est mesurée par rapport à un signal de référence. Si le signal en entrée et celui de référence sont respectivement la tension et le courant alors on mesure le déphasage courant-tension. Cette mesure n'est pas absolue car le déphasage est affecté par la réponse des sondes, la différence de longueur des câbles etc... Pour déterminer le déphasage absolu en présence du plasma il faut d'une part mesurer le changement de phase relativement au cas à vide. Puis d'autre part de mesurer le déphasage absolue à vide. Beneking a par exemple remplacé son dispositif par une capacité à air de dimension comparable et supposé que le déphasage était de -90° définissant alors la référence de phase.

Nous possédons au laboratoire un analyseur de réseaux vectoriel large-bande. Il dispose d'un port de mesure dit « par réflexion » et d'un second port de mesure dit « par transmission » ainsi que d'un synthétiseur RF (300 kHz–6 GHz) alimentant le port de mesure par réflexion. Des circuits hyperfréquences séparent le signal réfléchi vers le port de réflexion du signal incident issu de la source RF. Les deux signaux sont alors envoyés vers un analyseur vectoriel afin de mesurer leur déphasage et leur rapport pour en déduire le coefficient de réflexion complexe Γ . D'autres circuits mesurent la puissance incidente sur le port de mesure par transmission afin de mesurer également le coefficient de transmission complexe T . Le modèle d'analyseur utilisé (HP 8752C) dispose d'une fonctionnalité supplémentaire permettant de mesurer le déphasage entre deux signaux incidents sur chacun des ports (ainsi que leur amplitude). C'est cette fonctionnalité qui a été utilisée pour déterminer le déphasage φ_p et les amplitudes $|V_p|$ et $|I_p|$. Pour cela, la sortie de chacune des sondes a été connectée à une entrée de l'analyseur par l'intermédiaire de câbles coaxiaux $50\ \Omega$ identiques (même longueur, modèle et fabricant). L'impédance d'entrée des ports de l'analyseur est de $50\ \Omega$. Comme les câbles sont identiques, le déphasage mesuré est donc également celui à la sortie des sondes.

Tous les analyseurs de réseaux vectoriel modernes reposent sur une architecture de récepteur accordé en fréquence permettant une grande sensibilité et une large dynamique de mesure. Dans un récepteur accordé en fréquence, le signal HF est translaté par mélange dans une gamme de fréquences plus basses dites fréquences intermédiaires. Le bruit et les harmoniques sont aussi partiellement convertis pour être ensuite éliminés par filtrage dans la gamme de fréquences intermédiaires. Une description approfondie de cet appareil et de ses variantes est donnée en référence [78, 79].

L'amplitude des signaux en sortie des sondes a aussi été mesurée par un oscilloscope numérique (Lecroy 9361 Dual 300 MHz 2.5 GS/s) sur une entrée $50\ \Omega$.

c Procédure de mesure

La procédure de mesure du déphasage tension-courant à l'aide de l'analyseur vectoriel avec l'analyseur de réseau est la suivante.

1. On commence par régler la fréquence de l'analyseur de réseau sur celle du générateur de signal RF en utilisant un analyseur de spectre.
2. On suppose connue l'impédance à vide du réacteur au niveau des sondes. Celle-ci a été préalablement mesurée par réflexion à l'aide de l'analyseur de réseau en déconnectant la boîte d'accord. Le déphasage absolu à vide $\varphi_{abs,vide}$ entre la tension et le courant au niveau des sondes est par conséquent connu avec précision.
3. Le déphasage à vide est de nouveau mesuré mais cette fois-ci en connectant les sondes à l'analyseur. La mesure est ensuite effectuée en présence de puissance RF mais à la pression de vide limite dans l'enceinte pour prévenir tout allumage parasite de plasma. Soit φ_{vide} le déphasage mesuré.

4. A la pression de travail et en présence de plasma, le déphasage φ_{plasma} est mesuré. La variation de déphasage observée est donc : $\Delta\varphi_m = \varphi_{plasma} - \varphi_{vide}$. Le déphasage absolu courant-tension en présence de plasma est donc :

$$\varphi_p = \varphi_{abs, vide} + \Delta\varphi_m. \quad (2.16)$$

La figure 2.16 montre un schéma récapitulatif l'ensemble des mesures électriques utilisées sur le réacteur d'étude.

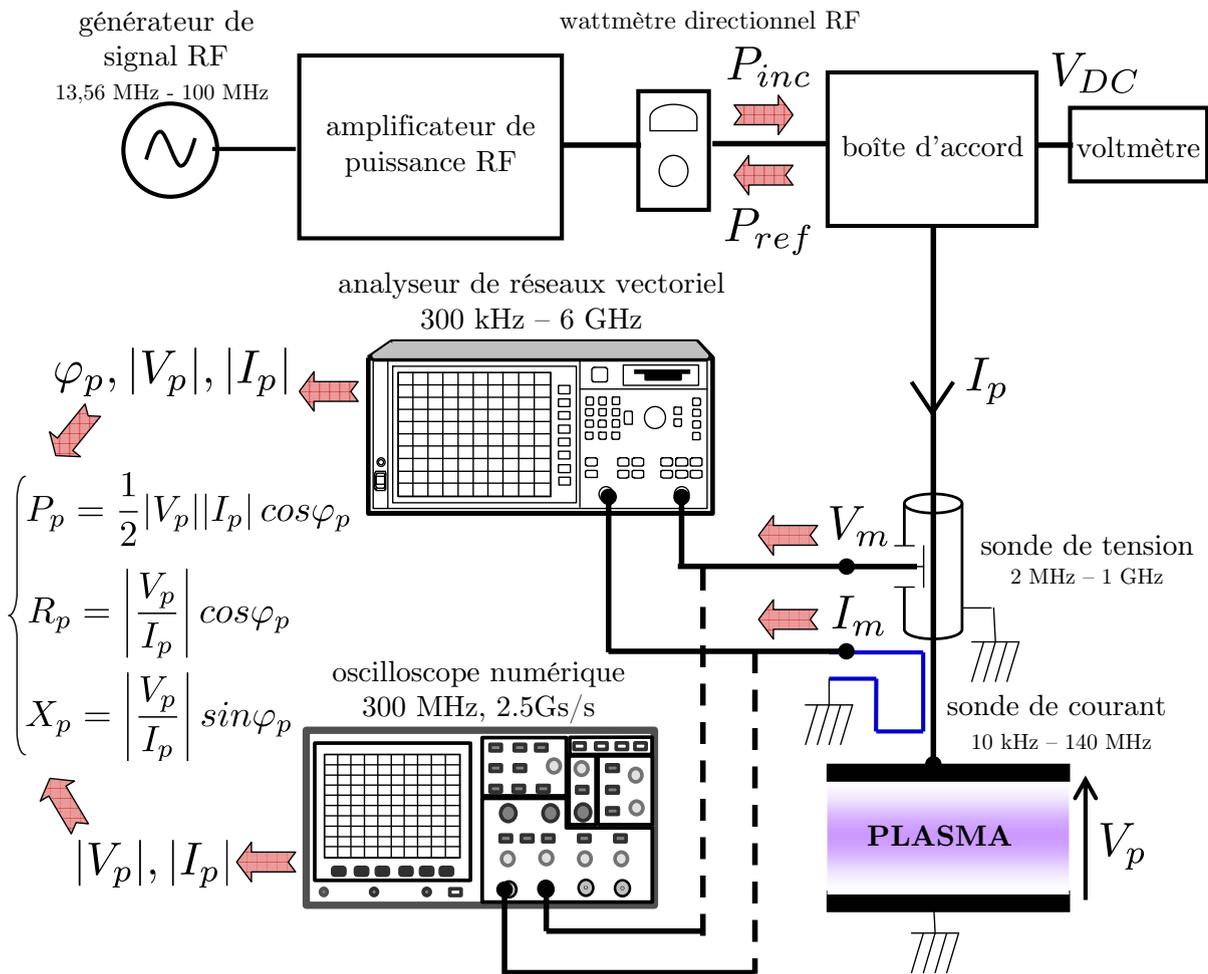


FIG. 2.16 – Schéma récapitulatif des mesures électriques sur le réacteur d'étude.

2.5 Nouveau capteur de courant-tension

Les sondes de mesures RF décrites précédemment bien que mieux adaptées à la VHF que celles utilisées dans le passé à 13,56 MHz se sont révélées néanmoins délicates à mettre en œuvre. L'expérience acquise durant leur utilisation a motivé la mise au point d'un nouveau

capteur de mesure de courant-tension RF intéressant pour la recherche ou le contrôle de procédés dans l'industrie.

Avant de décrire le principe de fonctionnement du nouveau capteur, l'intérêt de mesurer les paramètres électriques ainsi que l'état de l'art de ces capteurs seront brièvement rappelés.

2.5.0.5 De l'intérêt des mesures électriques RF dans les procédés plasmas

Dans un processus de dépôt ou de gravure par plasma, il est important de connaître les caractéristiques du plasma pour pouvoir contrôler la mise en œuvre du processus et sa reproductibilité, en particulier pour contrôler la vitesse de dépôt ou de gravure en fonction de l'épaisseur du dépôt ou de la profondeur de la gravure souhaitée. Les propriétés de surface du substrat à traiter affectent l'impédance ainsi que la tension ou le courant de la décharge. La mesure de la tension RF permet par exemple de détecter une fin de gravure d'un conducteur sur du silicium comme l'a montré pour la première fois Ukai en 1979 [108]. Il a été confirmé, depuis, que la mesure des paramètres électriques (principalement en post-match) est un moyen efficace et non perturbant pour à la fois contrôler et étudier ces décharges [103, 106, 107, 109–113]. Ces mesures permettent éventuellement de commander un asservissement afin d'éviter des dérives de procédés [106, 107] responsables des pertes importantes pour l'industrie de la micro-électronique.

L'impédance électrique d'un plasma dépend du courant circulant dans le plasma : elle est dite non-linéaire. L'une des conséquences de cette non-linéarité est qu'un plasma excité par une source de tension RF de fréquence f génère des harmoniques de cette tension d'excitation aux fréquences multiples de f et dont l'amplitude est plus faible que celle de la fondamentale. Au cours d'un procédé industriel, la mesure de l'évolution temporelle de l'amplitude de ces harmoniques peut aussi être utilisée pour la détermination d'une fin de gravure par plasma [114–117]. La présence de poudres dans le plasma ainsi que leur croissance peuvent aussi être suivies et contrôlées de manière analogue [118, 119]. Après un dépôt ou une gravure, toutes les surfaces exposées au plasma sont recouvertes d'un dépôt qu'il faut enlever afin de traiter un nouvel échantillon. Cette étape de nettoyage est souvent réalisée à l'aide d'un plasma dont on utilise la réactivité chimique et le bombardement ionique. La fin de cette étape peut aussi se détecter par ce type de mesures.

Des mesures électriques RF sont également toujours réalisées en pre-match afin de déterminer la qualité de l'adaptation en impédance. Et cela, pour éventuellement modifier les caractéristiques des circuits d'accord et améliorer le niveau d'adaptation sur ces lignes ainsi que la stabilité du procédé.

La qualité des capteurs RF est donc cruciale pour améliorer la qualité de ces contrôles.

2.5.0.6 Rappel de l'état de l'art

a Principe

La figure 2.17 présente schématiquement une section longitudinale d'une sonde conventionnelle de mesure de courant-tension montée sur une ligne de transmission coaxiale. Cette section de ligne est intercalée entre le circuit d'accord en impédance et l'électrode RF. Soit, d'une part V_p la tension RF entre le conducteur central et le conducteur externe à la masse, et d'autre part I_p le courant RF qui circule à la surface des conducteurs à cause de l'effet de peau.

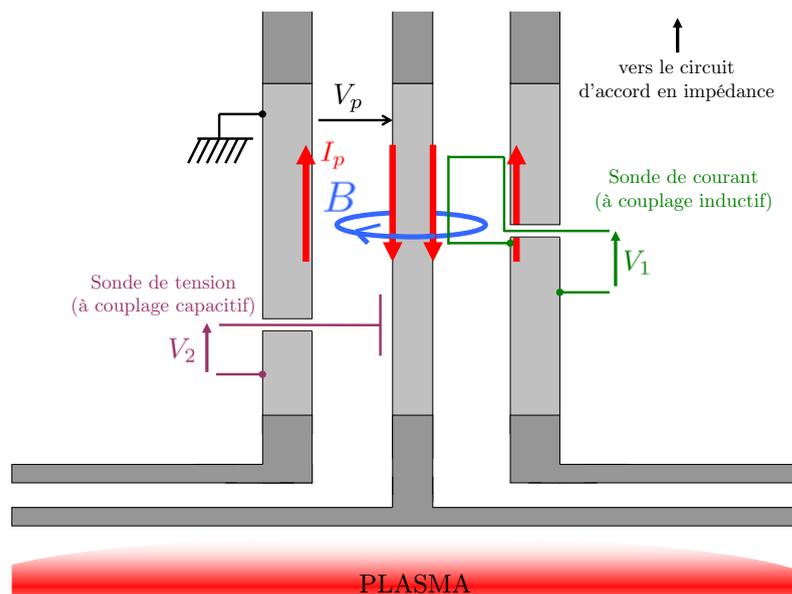


FIG. 2.17 – Schéma de principe d'un capteur de courant-tension RF selon l'état de l'art.

b Mesure du courant

Le capteur de courant à la fois le plus ancien et le plus répandu est la boucle inductive utilisée en transformateur de courant. Il s'agit d'une mesure indirecte car elle mesure la variation du flux du champ magnétique azimuthal induit par le courant à mesurer, ou plus précisément la tension ou force électromotrice induite par cette variation de flux à travers la spire disposée à proximité¹⁶. C'est donc une mesure du champ magnétique qui permet de remonter au courant source dans des cas particuliers à géométrie simple comme une ligne de transmission coaxiale. Cette méthode présente l'avantage de ne pas nécessiter de contact avec le circuit. V_1 est en principe proportionnelle à la dérivée première de I_p sur la ligne (réponse dérivative). Cependant en pratique, la boucle est également couplée capacitivement au conducteur central si le blindage contre les interférences provenant du

¹⁶Pour cette raison ce type de sonde est parfois appelée boucle magnétique, sonde B-dot ou « magnetic pick-up coil ».

champ électrique de la ligne est insuffisant. Ce qui a pour conséquence d'ajouter à V_1 une tension proportionnelle à V_p [120]. Cette composante additionnelle de tension, qui rend la mesure du courant moins précise, perturbe également la mesure du déphasage temporel entre le courant et la tension. En outre, la boucle forme un court-circuit partiel et induit des risques de « claquage » restreignant ainsi la gamme de tension mesurable dans les hautes tensions RF. Dans le cas d'une utilisation sur une ligne de transmission devant être adaptée (en pre-match), sa mise en œuvre est délicate car elle agit comme une discontinuité sur la ligne provoquant des réflexions parasites.

La sonde de courant Fischer, décrite précédemment (cf. p. 34) et qui sera utilisée dans la suite, est un transformateur de courant utilisant non pas une mais plusieurs spires enroulées autour d'un noyau torique et magnétique. Le principe de fonctionnement reste le même. La seule différence notable est que la réponse en fréquence (cf. fig. 2.9, p. 38) est constante au lieu d'être proportionnelle à cette dernière. Cela est dû à la présence d'un circuit intégrateur en sortie du secondaire.

c Mesure de tension

La capteur de tension schématisé sur la figure 2.17 est typique de ceux couramment utilisés. Ces capteurs se présentent le plus souvent sous la forme d'un conducteur disposé à proximité du conducteur central et couplé capacitivement à celui-ci. Le capteur ne doit pas être trop proche de la ligne pour ne pas la perturber ou, au pire, prévenir un claquage. Il doit aussi ne pas en être trop éloigné afin que le signal en sortie ait un rapport signal sur bruit suffisant permettant une mesure confortable de son amplitude et de son déphasage avec le courant. Sa réponse en fréquence doit être aussi prise en compte si l'on s'intéresse à la mesure des harmoniques. Cette dernière est, en règle générale, dérivative car le courant de déplacement dans la capacité de couplage avec la ligne est proportionnel à la dérivée du champ électrique. Une réponse dérivative présente l'avantage de donner en sortie des tensions plus élevées à haute fréquence (sortie proportionnelle à la fréquence) augmentant le rapport signal sur bruit pour les harmoniques [63] dont l'amplitude est toujours plus faible que celle du fondamental.

Lorsqu'un des capteurs est dérivateur, il est pratique que l'autre le soit également afin que le déphasage entre les signaux de sonde soit également celui entre V et I sur la ligne. Les mesures de déphasage réalisées à 13,56 MHz à l'aide de capteurs courant-tension dérivateurs sont en général plus précises que celles faites à l'aide de capteurs non dérivatifs [63].

Les deux capteurs sont intrinsèquement intrusifs (cf. fig. 2.17, p. 54) et doivent être éloignées l'un de l'autre afin de ne pas se perturber mutuellement. La mesure de déphasage est alors affectée d'une erreur systématique¹⁷ non négligeable à très haute fréquence (ou pour les harmoniques les plus élevés) due au retard à la propagation entre les deux points

¹⁷Ce point sera évoqué dans l'annexe consacré aux erreurs de mesure d'impédances.

de mesure [81].

Les sondes de tension et de courant décrites ont de nombreuses variantes permettant de pallier une ou plusieurs limitations qui ont été exposées, sans jamais vraiment les pallier toutes. On peut notamment citer pour illustration les sondes décrites dans les références [63, 80, 121–125].

2.5.0.7 Description de notre sonde

a Principe

La figure 2.18 est le schéma de principe du capteur mis au point au laboratoire. Ici encore, la sonde est disposée entre une électrode RF et un circuit d'accord en impédance. La ligne peut être une ligne coaxiale cylindrique, ou tout type de ligne coaxiale dans laquelle un conducteur interne est entouré d'un conducteur externe faisant office de blindage et de chemin de retour pour la totalité du courant.

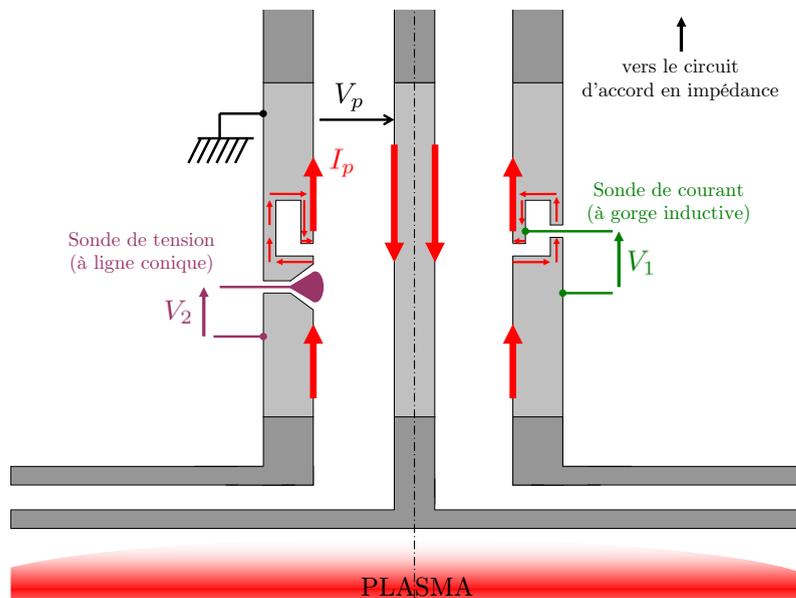


FIG. 2.18 – Schéma de principe du nouveau capteur de courant-tension RF.

Un schéma mettant en évidence les grandeurs pertinentes des capteurs de tension et de courant est montré sur la figure 2.19.a. Le circuit électrique équivalent à ces capteurs est montré sur la figure 2.19.b.

b Mesure du courant

Une gorge, symétrique par rapport à l'axe central de la figure 2.18, est creusée dans la face interne du conducteur externe afin de faire parcourir au courant RF de peau un trajet supplémentaire (de l'ordre de 1cm). Le trajet du courant de retour sur les parois de cette gorge est illustré par des flèches rouges sur la figure 2.18. L'effet sur le courant de la

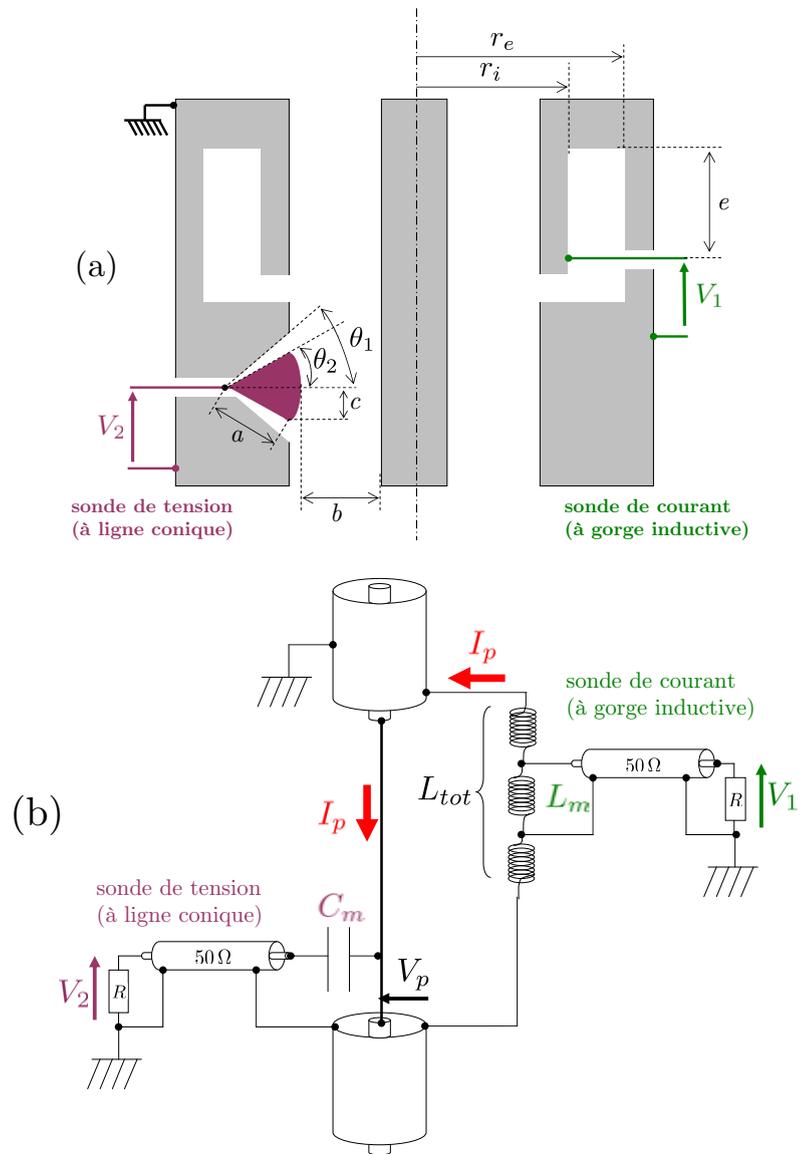


FIG. 2.19 – Schéma (a) et circuit électrique équivalent (b) du nouveau capteur de courant-tension.

dérivation de la gorge se modélise par une inductance L_{tot} de faible valeur, de l'ordre du nH, placée en série sur le parcours du courant. Cette valeur est très faible comparée à la simple inductance des conducteurs coaxiaux de la ligne qui est typiquement de quelques dizaines de nH/m. La présence de ce détour modifie donc peu les propriétés de cette ligne qui peut alors être également utilisée en position « pré-match ». Mesurer la tension en sortie V_1 revient à mesurer la tension aux bornes d'une portion (L_m) de l'inductance totale de la gorge L_{tot} , tension proportionnelle à la dérivée temporelle du courant I_p qui la traverse (réponse dérivative).

Le parcours du courant est identique à celui dans un solénoïde à une spire de section torique. La tension entre le point de mesure et la masse est mesurée aux bornes de L_m , appelée inductance de mesure L_m , inférieure à l'inductance totale, égale à [126]:

$$L_m = \frac{\mu_0}{2\pi} e \ln \left(\frac{r_e}{r_i} \right), \quad (2.17)$$

avec :

- e la distance entre le point de mesure et le fond de la gorge,
- r_e le rayon extérieur de la gorge,
- r_i le rayon intérieur de la gorge,
- et μ_0 la perméabilité magnétique du vide.

La tension aux bornes de l'inductance de mesure est déphasée de $+\frac{\pi}{2}$ par rapport au courant. La tension mesurée V_1 est égale à la tension en sortie du capteur si la ligne est adaptée c'est à dire si $R = 50 \Omega$. Dans ce cas $V_1 = Z_{tr} I_p$ avec pour impédance de transfert $Z_{tr} = jL_m \omega$.

Les dimensions de la gorge et en particulier la distance e entre le point de mesure et le fond de la gorge doivent être choisies afin que l'amplitude du signal en sortie du capteur soit suffisamment élevée pour le dispositif de mesure connecté à ce capteur.

Cette technique a été proposée pour la première fois sous une forme un peu différente par Ekdahl pour mesurer des courants pulsés de l'ordre du kA sur des temps de plusieurs centaines de ns dans des expériences de Z-pinch [126, 127]. Ce type de capteur présente l'avantage de pouvoir supporter des courants très élevés et d'offrir son propre blindage vis-à-vis du conducteur central (très peu de couplage capacitif parasite), de la sonde de tension et de toutes autres sources d'interférences. Contrairement à ce qui est habituellement pratiqué en métrologie RF, le courant est mesuré directement. En outre, le fait de placer le capteur de courant sur le retour de courant va à l'encontre de la démarche usuelle. Ce conducteur externe est en effet considéré en premier lieu comme un blindage bloquant le rayonnement électromagnétique émis par le conducteur interne, et non comme un conducteur transportant du courant électrique de retour pouvant être exploité à des fins métrologiques.

Cette méthode est une variante de « shunt inductif » mais en géométrie axi-symétrique

et disposé sur le retour du courant. Les méthodes de mesure de courant par shunt inductif consistent à mesurer la chute de tension aux bornes d'une inductance de valeur connue, disposée en série sur le chemin du courant. D'autres exemples de shunts inductifs sont présentés dans les références [76, 77].

c Contraintes d'utilisation

Pour que la mesure soit absolue, il faut que tout le courant retourne par le conducteur externe. Si ce n'est pas le cas, et si l'erreur commise est systématique, il est toujours possible de la corriger. Dans un contexte industriel (ou de recherche) le courant n'est presque jamais celui traversant la décharge à cause de la présence d'impédances parasites (en particulier la contre-électrode) dues à l'éloignement entre le point de mesure et la décharge. L'hypothétique erreur commise dans sa détermination n'est pas critique d'autant plus que, dans un contexte de contrôle de procédés, généralement seules les variations relatives des paramètres électriques sont exploitées. La seule difficulté réside dans la mesure de la puissance couplée qui peut alors être non négligeable si une part importante du courant ne revient pas par l'électrode externe. Ceci est détectable en mettant en série une mesure de courant par gorge avec une sonde conventionnelle mesurant le courant dans le conducteur central. Cette expérience permet alors d'une part d'évaluer la qualité du blindage RF et des contacts électriques dans le réacteur, et d'autre part de déterminer des facteurs correctifs si l'erreur commise est systématique.

d Mesure de tension

Le capteur de tension est constitué d'un conducteur conique encastré dans le conducteur externe formant une ligne de transmission conique. Bien que cela ne soit pas évident de prime abord, cette disposition permet d'obtenir une réponse dérivative sur une plus large gamme de fréquence que dans le cas d'un conducteur de forme quelconque, tout en gardant le capteur de tension éloigné du conducteur central.

La ligne conique est en partie encastrée dans le conducteur à la masse ce qui permet de la blinder vis-à-vis des sources de perturbations autres que le conducteur central. On remarquera que si les lignes et antennes coniques sont connues en tant que telles, elles étaient jusqu'à maintenant employées pour la mesure de champs électriques transitoires élevés. Elles sont parfois appelées « antennes D-dot » [128–130].

Le capteur de tension est constitué d'une section de ligne conique de longueur approximativement égale à a . L'impédance caractéristique Z_c de la ligne de transmission conique est donnée par la formule [128, 130]:

$$Z_c = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{1}{2\pi} \frac{\tan\left(\frac{\theta_1}{2}\right)}{\tan\left(\frac{\theta_2}{2}\right)}, \quad (2.18)$$

avec :

- θ_1 le demi-angle au sommet du conducteur externe de la ligne conique (creusée dans la masse),
- θ_2 le demi-angle au sommet du cône formant le conducteur interne de la ligne conique ($\theta_2 < \theta_1 < 90^\circ$),
- μ_0 la perméabilité magnétique du vide,
- ϵ_0 la constante diélectrique du vide.

Les angles θ_1 et θ_2 doivent être choisis afin que la ligne conique soit adaptée à la ligne chargée de transportée le signal mesuré vers le dispositif de mesure, c'est à dire 50Ω . Par conséquent pour que $Z_c = 50\Omega$ il faut que:

$$\frac{\tan\left(\frac{\theta_1}{2}\right)}{\tan\left(\frac{\theta_2}{2}\right)} = 0,834. \quad (2.19)$$

Soit b la distance minimum entre la surface bombée du cône et le conducteur central. La hauteur a du cône est choisie afin que la surface bombée du cône ne touche pas le conducteur ($b > 0$). a , c et θ_2 sont liés par la relation : $\tan\theta_2 = \frac{c}{a}$. La capacité C_m du condensateur de couplage entre la surface bombée et le conducteur central est environ égale à $C_m \simeq \epsilon_0 \frac{\pi c^2}{b}$.

Lorsque la ligne connectée au capteur est adaptée, c'est à dire lorsque $R = 50\Omega$, alors la tension en sortie du capteur est égale à la tension V_2 . Le capteur est équivalent à un diviseur de tension dérivateur de type RC et donc $V_2 = jRC_m\omega V_p$.

Plus la distance b est courte, plus la capacité C_m est élevée et plus l'amplitude de signal mesurée V_2 est élevée. Mais le risque de claquage et de perturbation de la ligne coaxiale est plus élevée. Pour augmenter C_m sans provoquer un court-circuit il faut accroître la surface du capteur en regard en augmentant a ou θ_2 . Dans les deux cas cela nécessite d'encastrement la ligne dans la masse ($\theta_1 < 90^\circ$). La valeur de la capacité du condensateur C_m doit être choisie afin que l'amplitude du signal en sortie du capteur soit suffisamment élevée pour le dispositif de mesure connecté à ce capteur.

Sans l'utilisation d'une ligne conique, il existerait un condensateur en parallèle entre le capteur et la masse (en parallèle avec R). Soit C_{st} cette capacité. Tant que $\frac{1}{C_{st}\omega} \gg R$ alors sa présence n'altère pas la réponse en fréquence de la sonde. Mais à haute fréquence cette condition n'est plus vérifiée et le capteur se comporte alors également comme un diviseur capacitif en ajoutant une composante en phase avec le signal mesuré. La présence de cette capacité parasite C_{st} réduit la gamme de fréquence pour laquelle sa réponse est purement dérivative. L'intérêt de la ligne conique est qu'elle assure une transition continue entre le capteur bombé et la ligne coaxiale cylindrique chargée de transporter le signal à mesurer. La ligne conique intègre ce condensateur parasite dans ceux normalement présents entre les deux conducteurs d'une ligne coaxiale.

2.5.0.8 Exemple de réalisation

Des photographies d'une sonde basée sur les principes décrits précédemment sont rassemblées dans la figure 2.20. L'ensemble (sans les connecteurs coaxiaux) a une longueur d'environ 5 cm pour un diamètre extérieur de 4,5 cm. Le rapport des diamètres des électrodes coaxiales (séparées par de l'air) est calculé en vue d'avoir une ligne d'impédance caractéristique égale 50Ω . Cela n'est pas obligatoire mais cela facilite la calibration. La sonde montée (cf. phot. a) et démontée (cf. phot. b) est composée de trois pièces principales. Il s'agit d'une part du conducteur interne (cf. phot. b) et d'autre part du conducteur externe formé de deux pièces. La gorge est creusée dans la plus grande d'entre elles et est refermée par la troisième pièce dans laquelle est insérée le capteur de tension (cf. phot. c). Pour effectuer la mesure de V_1 , une embase coaxiale SMA (50Ω) est enfoncée de l'extérieur dans un orifice de la paroi du conducteur externe qui débouche dans la gorge (cf. phot. d). La gorge a environ une profondeur de 10 mm pour une largeur d'environ 10 mm. L'espacement entre les deux capteurs est seulement de 5 mm. On remarquera que la sonde est particulièrement simple à construire. Le prototype illustré sur la figure 2.20 n'a nécessité l'usinage que de trois pièces métalliques, l'utilisation de douze vis pour l'assemblage et de quatre connecteurs coaxiaux. L'usinage des pièces a été réalisé sans difficultés à l'aide de machines-outils courantes d'atelier de mécanique (une tolérance d'usinage de l'ordre du dixième de mm suffit). Enfin le laiton utilisé pour fabriquer les pièces est un matériau peu onéreux. Un autre avantage de la sonde réside dans sa géométrie simple aisément modélisable ce qui facilite son dimensionnement en particulier pour le capteur de courant. Une modélisation sera présentée dans le prochain chapitre.

a Calibration

Préalablement à toute utilisation métrologique, le capteur doit être calibré. La figure 2.21 montre un exemple de résultat de calibration réalisé avec un analyseur de réseau utilisé en transmission. La calibration est effectuée de la même façon que sur la figure 2.12 (cf. p. 41) afin de déterminer les rapports $\frac{V_1}{I_p}$ et $\frac{V_2}{V_p}$ en fonction de la fréquence entre 1 MHz et 1 GHz. On constate que les capteurs sont bien dérivateurs. Dans l'exemple illustré ici, ce comportement avec la fréquence est particulièrement bien observable pour des fréquences allant jusqu'à 500 MHz.

Les procédés plasmas utilisant une fréquence RF supérieure à 13,56 MHz, et en particulier dans le domaine des très hautes fréquences (notamment bande VHF : 30–300 MHz), sont de plus en plus courants. Si l'on s'intéresse aux harmoniques dans le domaine de la VHF, les capteurs doivent alors fonctionner dans une gamme de fréquence bien plus large car l'écart de fréquence entre chaque harmonique est bien plus élevé que dans le cas où la fréquence fondamentale utilisée est 13,56 MHz. Les deux capteurs proposés présentent une réponse dérivative intrinsèque large bande. Le prototype réalisé n'a nécessité aucune mise au point supplémentaire. En améliorant en particulier la qualité des contacts électriques,

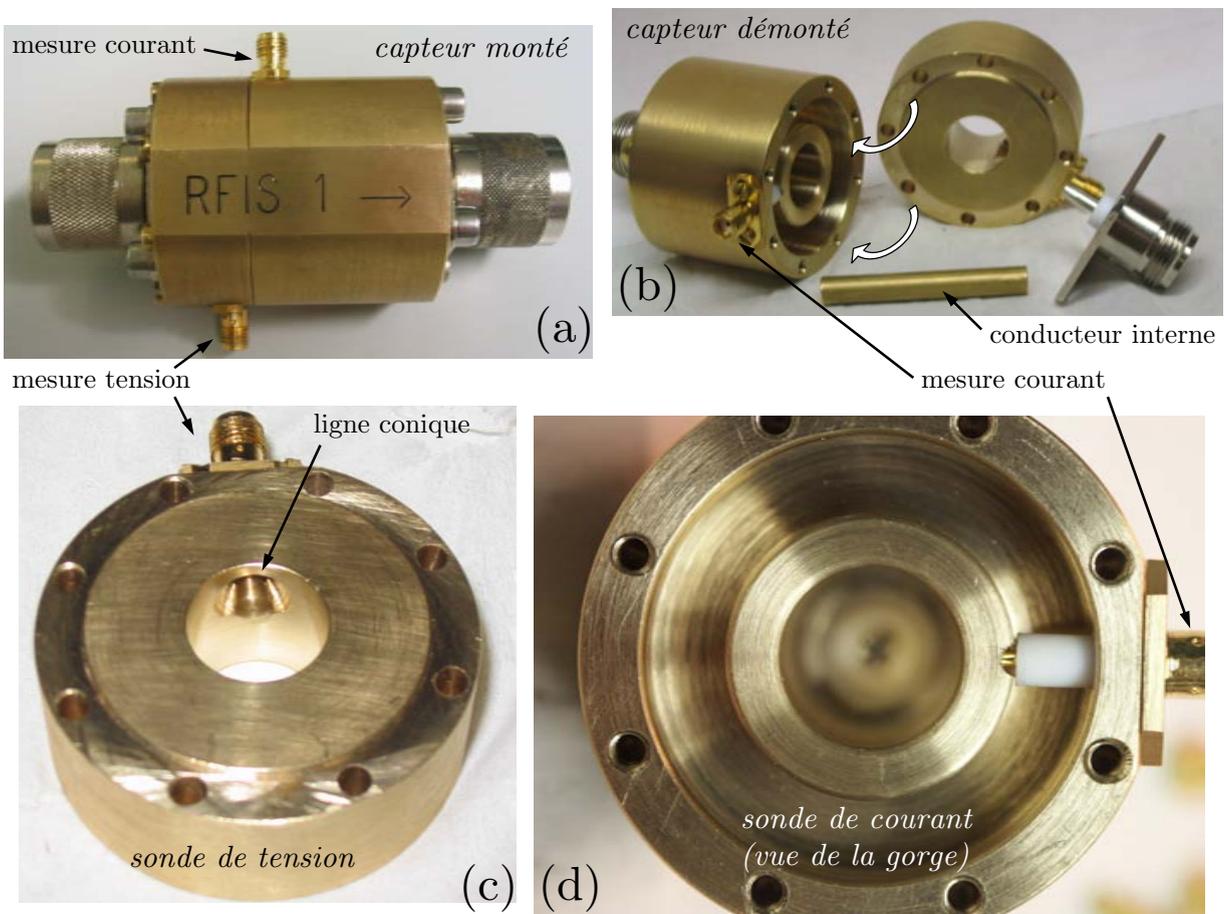


FIG. 2.20 – Photographies du capteur de tension-courant RF.

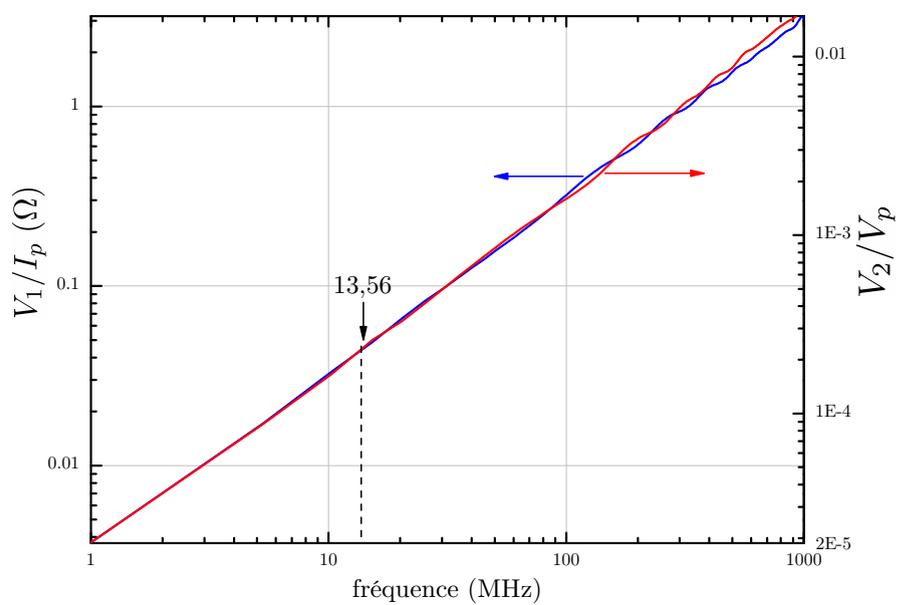


FIG. 2.21 – Réponses des capteurs de courant et de tension de 1 MHz à 1 GHz.

la réponse dérivative pourrait être améliorée jusqu'à des fréquences supérieures à 500 MHz [131].

Les dimensions de la gorge du prototype montré sont : $e \simeq 12,5$ mm, $r_e \simeq 17$ mm, $r_i \simeq 11$ mm donc $L_m \simeq 1$ nH. L'amplitude du signal en sortie du capteur de courant est égal à $L_m 2\pi f |I_p|$ avec f la fréquence d'excitation.

Les dimensions du capteur de tension de la gorge du prototype montré au chapitre 2 sont : $c \simeq 3$ mm, $b \simeq 1$ mm et $a \simeq 3$ mm donc $C_m \simeq 0,25$ pF.

$|V_2/V_p|$ est tracée en fonction de la fréquence sur la figure 2.21 (cf. p. 62). La courbe $|V_2/V_p|$ est ajustée à la fonction $RC_m\omega$ afin de déterminer C_m . On trouve alors $C_m = 0,335$ pF $\pm 0,001$ pF. La valeur mesurée est proche de celle calculée. L'impédance d'entrée Z_e de la sonde est de l'ordre de $\frac{1}{C_m\omega}$ ($|Z_e| \simeq 5$ k Ω à 100 MHz).

$|Z_{tr}|$ est tracée en fonction de la fréquence sur la figure 2.21 (cf. p. 62). La courbe $|V_1/I_p|$ est ajustée à la fonction $L_m\omega$ afin de déterminer L_m . On trouve alors $L_m = 0,5$ nH $\pm 0,01$ nH. La valeur mesurée bien que deux fois plus petite que celle calculée est de même ordre de grandeur. On peut alors aisément dimensionner la taille de la gorge en fonction de l'amplitude du courant à mesurer et de la fréquence RF.

b Autres exemples d'implantation (mesures *in situ*)

La ligne de transmission sur laquelle est inséré le capteur n'est pas nécessairement cylindrique et coaxiale. Il peut s'agir d'une ligne coaxiale de section quelconque. Plus généralement la ligne doit posséder deux conducteurs dont l'un enferme l'autre et propage principalement un mode électromagnétique de type TEM (transverse électromagnétique). La ligne dans laquelle est implantée le capteur peut également être une ligne radiale comme celle constituée par l'électrode RF et la contre-électrode. Un tel exemple d'implantation est illustré sur la figure 2.22. On constate qu'il est alors possible de mesurer le courant traversant réellement la décharge et non pas la somme de celui-ci avec le courant s'écoulant dans la contre-électrode comme c'est le cas avec une mesure disposée à l'entrée du réacteur. Il est également possible de mesurer un profil radial de courant si des gorges sont intégrées dans l'électrode à la masse. Pour empêcher l'allumage d'un plasma à l'intérieur des gorges exposées au plasma il faudra veiller à obturer leur entrée avec un matériau diélectrique. Se pose également le problème de la calibration de ces capteurs qui peut difficilement s'effectuer à l'extérieur du réacteur. Une méthode possible est de l'effectuer à basse fréquence. Si les effets de propagation entre les capteurs sont négligeables (à 1 MHz la longueur d'onde dans le vide est de 300 m) alors le courant et la tension RF sont les mêmes en tout point. Il suffit alors de mesurer le courant et la tension à l'entrée du réacteur avec une sonde préalablement calibrée de manière conventionnelle telle que celle présentée sur les photographies de la figure 2.20. On en déduit alors la réponse à basse fréquence de ces capteurs qui doit être la même à plus haute fréquence.

Enfin comme le capteur ne perturbe pas la ligne, il peut être disposé sur une ligne

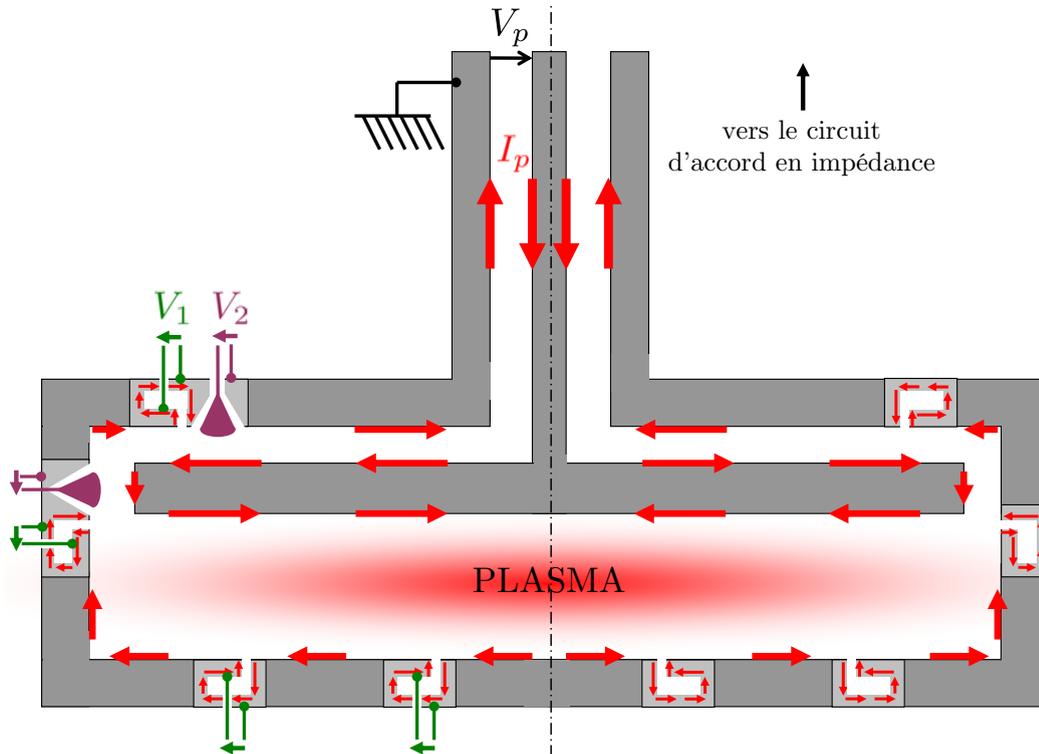


FIG. 2.22 – *Autres exemples possibles d'implantation (mesures in situ).*

de transmission adaptée sans risque de la désadapter, comme par exemple en position pré-match.

2.6 Mesure de densité électronique

2.6.1 Mesure par sonde de Langmuir

La densité électronique a été mesurée à l'aide de trois sondes de Langmuir cylindriques. Il s'agit de sondes commerciales Scientific Systems compensées en RF (SmartProbe). Elles sont compensées respectivement à 13,56 MHz pour la première, à 27,12 et 40,68 MHz pour la seconde et à 54,24 MHz pour la dernière.

L'utilisation de telles sondes dans un gaz réactif comme l'hydrogène en présence de plusieurs espèces d'ions et de gaines collisionnelles (au dessus de 100 mtorr) s'est révélé délicate dans sa mise en œuvre. Pour pallier aux limitations des sondes de Langmuir un diagnostic plus adaptée à la mesure de la concentration électronique dans ce type de plasma a été développé.

2.6.2 Mesure par une sonde plasma à transmission

Son fonctionnement repose sur la détermination de la fréquence de résonance des modes électromagnétiques de surface se propageant dans une ligne de transmission cylindrique entre le plasma et la sonde. La mesure se fait par transmission entre une antenne émettrice et une antenne réceptrice espacées de typiquement 1 cm. Le chapitre 5 est dédié à l'étude théorique, expérimentale et à la modélisation numérique de la sonde plasma à transmission.

Chapitre 3

Modélisation

3.1 Modèle électrique du réacteur à vide

3.1.1 Introduction

L'objectif est de déterminer, dans le nouveau réacteur d'étude, la tension au niveau de l'électrode RF, le courant RF traversant la décharge ainsi que l'impédance du plasma à différentes pressions, fréquences et puissances électriques RF. Comme il est difficile de mesurer ces grandeurs électriques directement aux bornes du plasma il faut les déterminer à partir de mesures électriques externes à l'enceinte et les corriger de la présence des impédances supplémentaires dites impédances parasites (stray impedances) entre le point de mesure externe et le plasma.

La conception du réacteur d'étude est inspirée par le réacteur de référence défini par la Gaseous Electronics Conference [63, 64]. Sobolewski a passé en revue dans la référence [81] les différentes méthodes utilisées à 13,56 MHz pour corriger l'effet des impédances parasites afin de déterminer la tension sur l'électrode, le courant traversant la décharge et l'impédance d'une décharge capacitive. Nous utiliserons la méthode consistant à construire un modèle électrique équivalent du réacteur et à positionner l'impédance du plasma dans ce modèle. Contrairement à la plupart des modèles électriques décrits dans la littérature nous tiendrons compte des pertes résistives dans le réacteur.

Une représentation schématique du réacteur GEC et le circuit électrique équivalent le plus communément admis dans la littérature sont présentés dans la figure 3.1. Le dessin initial du réacteur GEC permet une double polarisation.

Dans le cas où une seule électrode est polarisée et en présence d'un panier de confinement et d'une contre-électrode (toutes les deux connectées à la masse) le retour de courant s'effectue au travers de ces derniers. Le circuit équivalent se réduit (en l'absence de plasma) à un simple circuit LC série représenté sur la figure 3.2.a. Une version plus complète est montrée sur la figure 3.2.b pour tenir compte d'une part des pertes ohmiques dans les conducteurs et d'autre part de la capacité entre le conducteur d'arrivée de courant

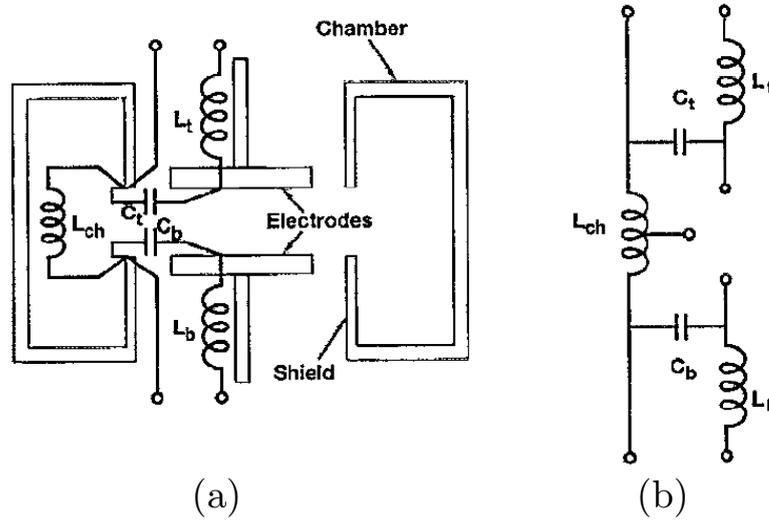


FIG. 3.1 – Schéma de la cellule (a) du réacteur GEC et schéma électrique équivalent (b) [63].

RF et la masse.

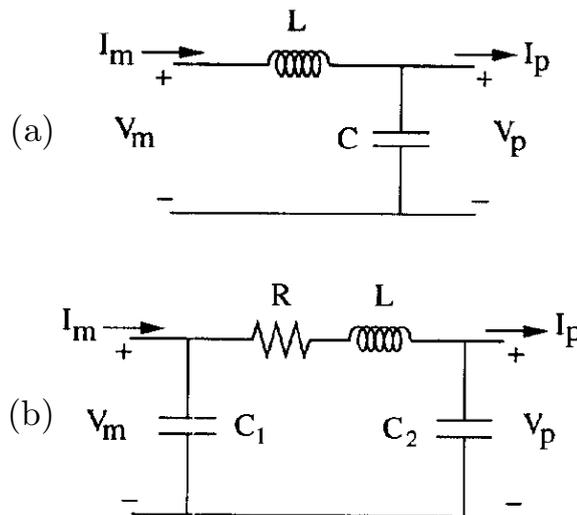


FIG. 3.2 – Schémas électriques équivalents pour le réseau d'impédances parasites du réacteur GEC entre le point de mesure du courant et de la tension et l'électrode RF- (a) modèle simple et (b) modèle plus précis [81].

Les mesures de surtension entre le point de mesure et l'électrode RF ont montré que le circuit électrique équivalent du réacteur avant modification est un circuit résonant à deux éléments de type LC série dont la fréquence de résonance est environ de 55 MHz. L'ajustement de la courbe de surtension ne donne que le produit LC . De plus les mesures réalisées près de la résonance sont peu précises. Elles ont également été faites avec le panier de confinement partiellement relevé alors qu'en présence du plasma ce dernier est abaissé. Les valeurs de l'inductance L et de la capacité C doivent donc être déterminées par une méthode plus précise. On cherchera aussi à affiner ce modèle en tenant compte, par

exemple, des dissipations dans les conducteurs et en vérifiant la position de l'impédance du plasma dans ce circuit électrique.

3.1.2 Mesure de l'impédance d'entrée

L'impédance électrique $Z(\omega) = R(\omega) + jX(\omega)$ du réacteur sans plasma a été mesurée par réflectométrie vectorielle à l'aide de l'analyseur de réseau vectoriel HP 8752C utilisé en réflexion. La réactance d'entrée du réacteur mesurée avant et après modification (sans la sonde de courant) sont données sur la figure 3.3. La figure 3.4 montre les réactances mesurées après la modification avec et sans la sonde de courant implantée (celle-ci est branchée sur une charge de $50\ \Omega$). Toutes ces courbes ont été ajustées à la fonction $X(\omega) = L\omega - \frac{1}{C\omega}$. Le résultat de ces ajustements est donné dans le tableau 3.1.

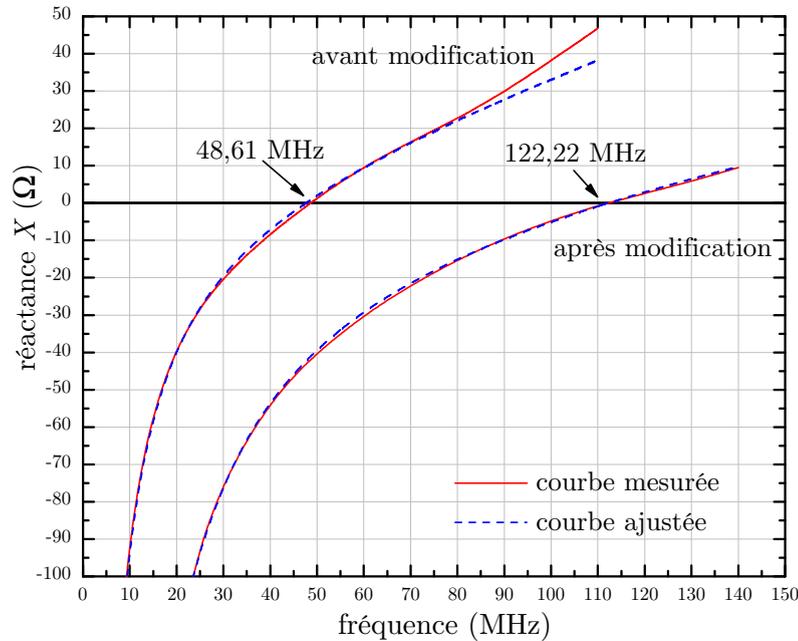


FIG. 3.3 – Réactances mesurées avant et après modification du réacteur.

	L (nH)	C (pF)	f_{res} (MHz)
ancien réacteur	$68,14 \pm 0,27$	$164,1 \pm 0,34$	48,61
nouveau réacteur (<i>sans sonde de courant</i>)	31 ± 2	$64,75 \pm 0,036$	112,22
nouveau réacteur (<i>avec sonde de courant</i>)	$28,53 \pm 0,09$	$68,08 \pm 0,08$	112,47

TAB. 3.1 – Résultat des ajustements des réactances mesurées avant et après modification du réacteur.

La fréquence de résonance $f_{res} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ a été augmentée afin que celle-ci ne soit plus dans la gamme de fréquences concernée par l'étude c'est à dire 13,56–100 MHz. Pour augmenter cette fréquence, il a fallu diminuer l'inductance L et la capacité C . On constate

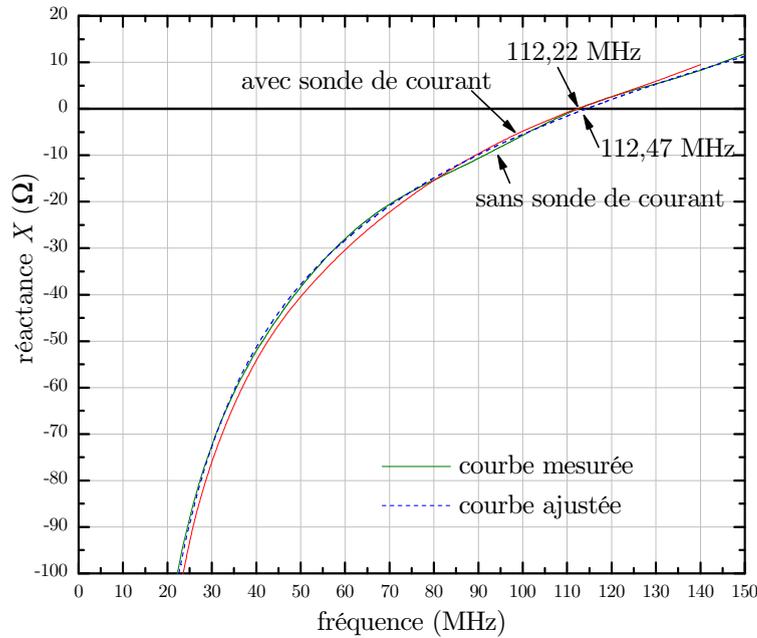


FIG. 3.4 – Réactances mesurées après modification, avec et sans la sonde de courant implantée.

que la présence de la sonde de courant a un effet négligeable sur la réactance d'entrée du réacteur.

La résistance R et la valeur absolue de la réactance $|X|$ déterminée par l'analyseur de réseau en fonction de la fréquence est montrée sur la figure 3.5. A cause de l'effet de peau dans les conducteurs, on s'attend à observer une augmentation de la résistance avec une dépendance en \sqrt{f} . Cela n'est pas le cas car la mesure directe de la résistance d'entrée par l'analyseur de réseau est imprécise puisque la réactance X est presque toujours beaucoup plus élevée que la résistance¹ R du réacteur ($|Z| \simeq X$). Ceci n'est plus vrai à la fréquence de résonance série où l'impédance du réacteur passe par un minimum et est égale à la résistance $Z = R$. Une mesure précise de la résistance n'est donc possible qu'à proximité de la résonance ou celle-ci est constante.

La résistance est de l'ordre de quelques dizaines de $\text{m}\Omega$. Sans la sonde de courant, la résistance est $R \simeq 0,38 \Omega$ à la résonance, avec la sonde de courant celle-ci est plus élevée et est égale à $R \simeq 0,52 \Omega$.

On a vu dans le chapitre 2 que la puissance dissipée dans la sonde est $P_m = \frac{|V_m|^2}{2R_0} = \frac{|Z_{tr}|^2}{2R_0} |I_{ligne}|^2$ avec $V_m = Z_{tr} I_{ligne}$. La résistance additionnelle ΔR_p vue du circuit primaire de la sonde de courant est définie par $P_m = \frac{1}{2} \Delta R_p |I_{ligne}|^2$ en identifiant avec la précédente équation on trouve que $\Delta R_p = \frac{Z_{tr}^2}{R_0} \simeq 0,18 \Omega$ ($|Z_{tr}| \simeq 3 \Omega$ et $R_0 = 50 \Omega$). Ce qui est proche de la résistance additionnelle de $0,14 \Omega$ mesurée.

¹Le réacteur est constitué de bons conducteurs comme l'aluminium ou l'acier inoxydable.

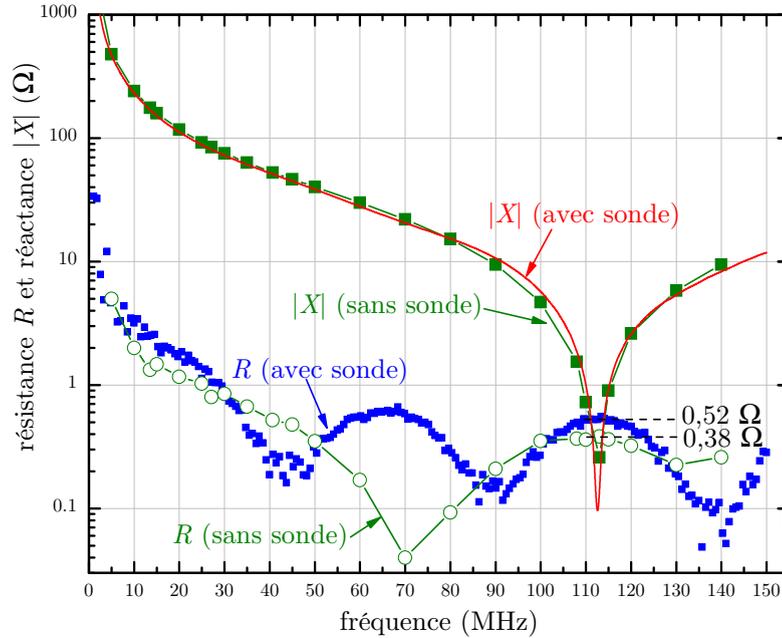


FIG. 3.5 – Résistance R et valeur absolue de la réactance $|X|$ du nouveau réacteur avec et sans la sonde de courant.

3.1.3 Comparaison avec d'autres réacteurs de type GEC

La figure 3.6, extraite de la référence [63], récapitule et compare les caractéristiques électriques de sept réacteurs de types GEC utilisés à 13,56 MHz. Trois grandeurs sont mises en évidence. Il s'agit de l'inductance L , de la capacité C et de la fréquence de résonance LC série. L et C sont respectivement de l'ordre de la centaine de nH (entre 125 et 256 nH) et de la centaine de pF (entre 84 et 193 pF). Les fréquences de résonance sont toutes au dessus de 13,56 MHz et sont comprises entre 23 et 34 MHz. Vue de leur boîte d'accord ces réacteurs ont une réactance capacitive ($X > 0$) à 13,56 MHz. La capacité $C \simeq 164$ pF de l'ancien réacteur est comparable à celle des autres réacteurs tandis que son inductance $L \simeq 68$ nH est deux fois plus faible malgré une distance de 30 cm entre le connecteur RF d'entrée et l'électrode RF. La fréquence de résonance est donc assez élevée ($\simeq 50$ MHz) mais reste dans la gamme d'étude (13,56–100 MHz). Pour doubler la fréquence de résonance il faut diviser le produit LC par 4 ($f_{res} \propto 1/\sqrt{LC}$). Pour cela l'inductance L et la capacité C ont toutes deux été divisées par facteur supérieur à 2.

La résistance des réacteurs étant rarement pris en compte, peu de valeurs sont disponibles dans la littérature et en particulier pour les réacteurs de type GEC. Sobolewski a mesuré une résistance de $0,15 \Omega$ à la fréquence de résonance (35 MHz) d'un réacteur GEC [81]. Ce qui est du même ordre de grandeur que la résistance mesurée précédemment.

Parameter	NIST ^a	SNL1 ^b	SNL2 ^c	SNL2C ^d	UMI ^e	UNM ^f	WRL ^g
L (nH)	125	220	249	229	198	235	256
C (pF)	182	193	84	189	92	95	184
L_s (nH)	1840	1959	1997	1907	...	1868	1590
C_s (pF)	114	94	228	98	...	211	123
F_{res} (MHz) ^b	33	24	34	24	37	34	23
Insulator material ^h	A	A	P	P	P	P	A
Base pressure (10^{-5} Pa)	0.7	1.1	1.3	1.3	2.9	1.2	0.8
Leak rate (Pa/h)	0.08	0.08	0.07	0.07	1.30	1.30	0.05
Powered electrode ⁱ	B	B	B	B	B	B	T
Matching network	Yes	No	No	No	Yes	No	No

^aNational Institute of Standards and Technology.

^bSandia National Laboratories reference cell No. 1.

^cSandia National Laboratories reference cell No. 2.

^dSandia National Laboratories reference cell No. 2 with added capacitance.

^eUniversity of Michigan.

^fUniversity of New Mexico.

^gWright Laboratory.

^hCalculated from $F_{res} = 1/(2\pi\sqrt{LC})$.

ⁱA=alumina; P=PTFE.

^jB=bottom; T=top.

FIG. 3.6 – Comparaison avec des réacteurs de type GEC [63].

3.1.4 Calcul de l'impédance d'entrée

L'impédance d'entrée du nouveau réacteur d'étude a été calculée de deux manières. Un premier calcul, approché, consiste à calculer la capacité et l'inductance distribuées de sections du réacteur puis de les sommer. Un second calcul, plus précis, consiste à résoudre les équations de Maxwell, pour la géométrie du réacteur, à l'aide de la méthode aux éléments finis. Ce calcul a été réalisé à l'aide du logiciel commercial Femlab. Ce logiciel sera utilisé à plusieurs reprises dans la thèse. Une présentation de cet outil est donc nécessaire.

A titre de comparaison, le calcul de l'impédance d'entrée a également été effectué pour l'ancien réacteur.

3.1.4.1 A propos de Femlab

Ce logiciel est développé depuis 1998 par la société suédoise Comsol créée en 1986 au sein de l'Institut Royal de Technologie. Cette société développe des solutions de modélisation reposant sur la résolution d'équations aux dérivées partielles, elle développe par exemple depuis 1995 la bibliothèque de fonctions de résolution des équations aux dérivées partielles de Matlab (*PDE toolbox*).

Femlab qui signifie « Finite Element Laboratory », permet de modéliser de nombreux problèmes physiques reposant sur la résolution d'équations aux dérivées partielles à l'aide de la méthode aux éléments finis en conjonction avec un maillage adaptatif et un contrôle de l'erreur. Son originalité est sa relative facilité d'utilisation qui permet de se concentrer sur le problème et non sur le logiciel. La construction de la géométrie du modèle, du maillage, la définition des conditions aux limites et les équations à résoudre se programment graphiquement. L'affichage des résultats est simple et convivial. De nombreux

exemples et une documentation complète sont fournis avec le logiciel.

L'autre originalité de ce programme est sa flexibilité et son caractère « multiphysique ». Contrairement à la majorité des produits existants, il n'est pas conçu et optimisé pour résoudre uniquement des problèmes d'électromagnétisme, d'hydrodynamique ou bien de résistance des matériaux. Il est par exemple possible de traiter des problèmes couplés de diffusion de la chaleur, d'hydrodynamique et d'électromagnétisme. Les modèles peuvent être à une, deux ou trois dimensions, linéaires ou non, dépendant du temps ou non.

Ce logiciel est évolutif et ouvert, on peut améliorer ses possibilités de modélisation à l'aide de modules, tel celui d'électromagnétisme, d'ingénierie chimique ou de transfert de chaleur. Il peut être exécuté en même temps que Matlab étendant ainsi ses capacités. L'appel de routines programmées sous Matlab est alors possible ainsi que l'exportation d'un modèle en code source Matlab.

Ce logiciel évolue rapidement, les versions 2.1, 3.0 et puis 3.1 ont été utilisées au cours de cette thèse.

3.1.4.2 Description des modèles

Afin de simplifier les modèles et de réduire le temps de calcul, la géométrie des modèles est à deux dimensions et présente une symétrie de révolution selon l'axe Oz . Les coordonnées cylindriques (r, φ, z) seront utilisés dans la suite.

A partir des dessins techniques, deux modèles axisymétriques 2D ont été réalisés. Cela a nécessité de simplifier la géométrie de certaines parties qui ne présentent pas une symétrie de révolution autour de Oz . Les schémas techniques ainsi que la géométrie des modèles Femlab sont montrées sur la figure 3.7 pour le réacteur avant modification et sur la figure 3.8 pour le réacteur après modification.

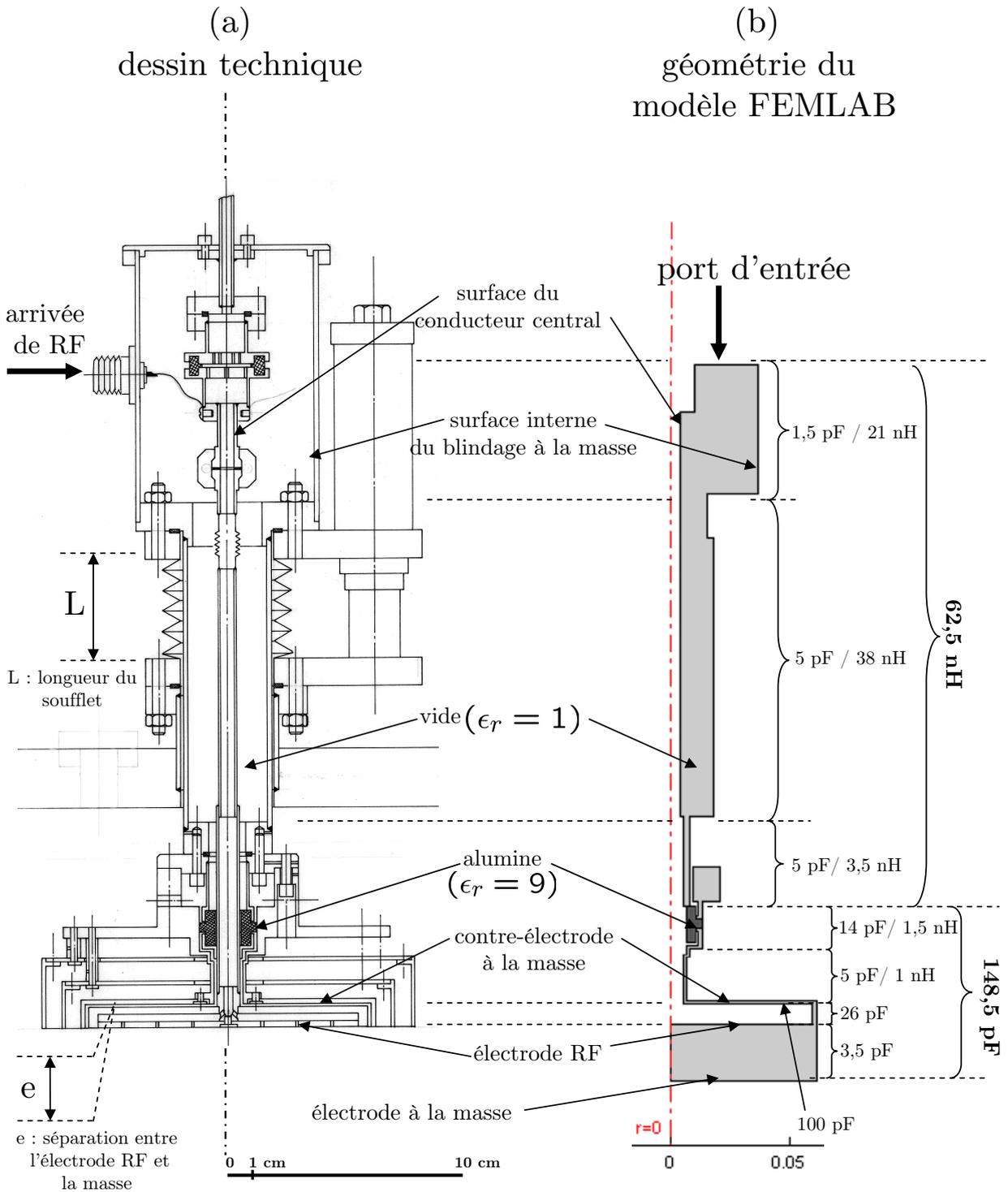


FIG. 3.7 – Dessin technique (a) et géométrie du modèle Femlab du réacteur avant modification.

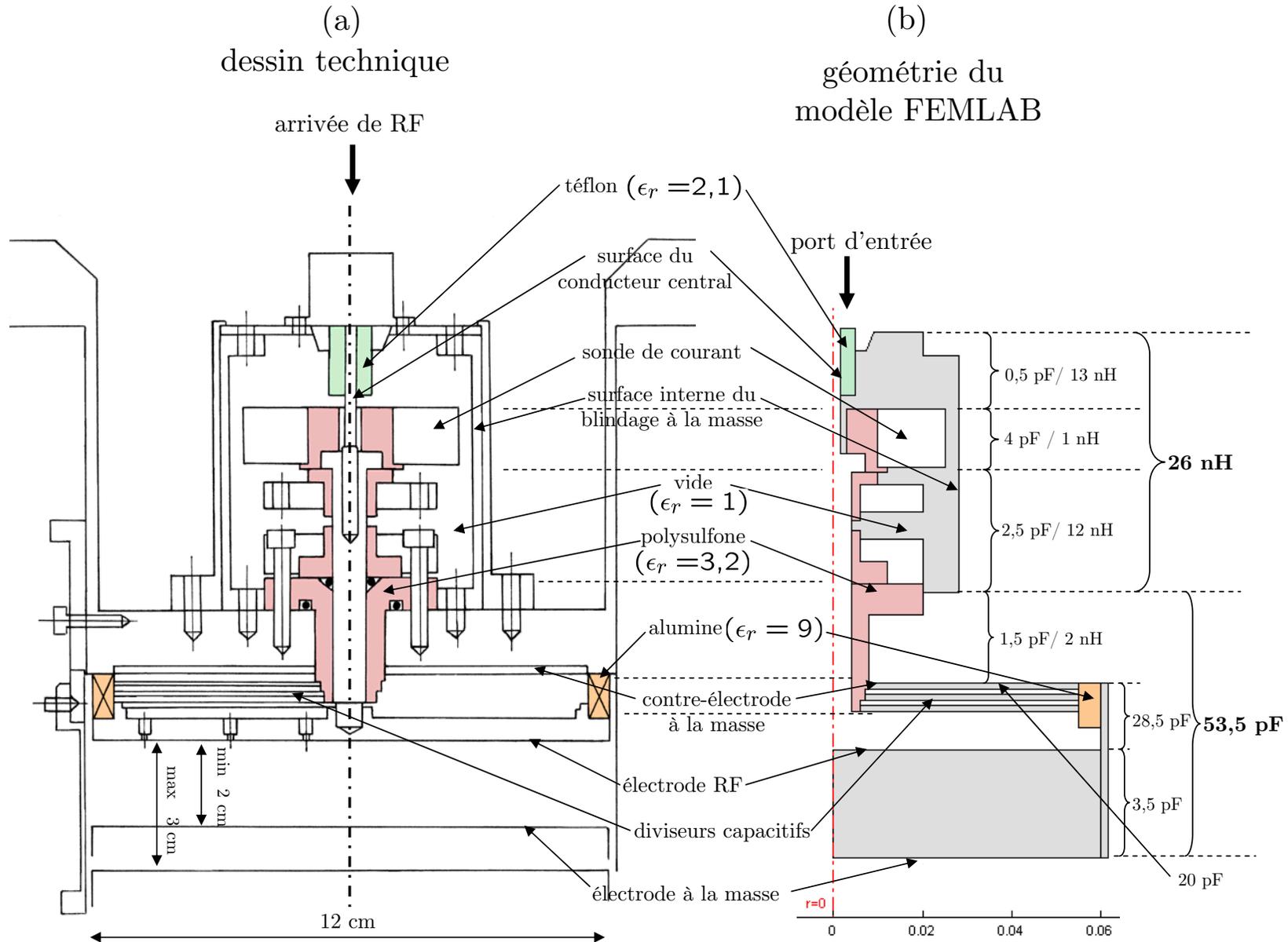


FIG. 3.8 – Dessin technique (a) et géométrie du modèle Femlab du réacteur après modification.

3.1.4.3 Calcul approché de l'impédance d'entrée

Les réacteurs sont axi-symétriques et à géométrie cylindrique. On constate sur les dessins techniques des figures 3.7 et 3.8 que les réacteurs sont modélisables par des sections de lignes coaxiales en série avec des condensateurs plans. La valeur d'une capacité plane de surface A est $C_p = \frac{\epsilon A}{e}$ avec e la distance entre les électrodes et ϵ la permittivité relative du milieu isolant entre les électrodes. La capacité et l'inductance d'une section de ligne coaxiale de longueur l sont respectivement $C = \frac{2\pi\epsilon l}{\ln \frac{r_e}{r_i}}$ et $L = \frac{\mu}{2\pi} l \ln \frac{r_e}{r_i}$ [132]. r_e et r_i sont respectivement le rayon des électrodes interne et externe. ϵ et μ sont respectivement la permittivité et la perméabilité du milieu entre les électrodes.

Les valeurs de ces composants pour les différentes sections sont reportées sur les figures précédentes. La somme des inductances et des capacités, respectivement L_{tot} et C_{tot} est reportée dans le tableau 3.2. Sont également reportées, l'inductance L_{sup} de la partie supérieure du réacteur (entre l'entrée et l'électrode RF) ainsi que la capacité C_{inf} de la partie inférieure du réacteur (autour de l'électrode RF). On constate d'une part que les

	L (nH)	C (pF)	L_{sup}	C_{inf}
ancien réacteur	65	160	62,5 (96 %)	148,5 (93 %)
nouveau réacteur	28	60,5	26 (93 %)	52 (89 %)

TAB. 3.2 – *Résultat du calcul approché des inductances et capacités parasites des réacteurs à partir des dessins techniques.*

valeurs L et C sont très proches de celles mesurées précédemment. Ce calcul permet de confirmer que plus de 90 % de l'inductance parasite est située dans la partie supérieure du réacteur c'est à dire autour du conducteur central. De même, plus de 90 % de la capacité parasite totale est localisée dans la contre-électrode ou à proximité immédiate de celle-ci. Une seconde capacité de plus faible valeur est distribuée (moins de 10 %) dans la partie supérieure du réacteur (cf. capacité C_1 sur la figure 3.2). L'effet de C_1 est visible sur la courbe de réactance mesurée sur l'ancien réacteur (cf. fig. 3.3, p. 69).

Intéressons-nous en particulier à la résistance du nouveau réacteur. Celle-ci est principalement localisée dans le conducteur central. Le courant RF circule à la surface et pénètre ce conducteur par effet de peau sur une profondeur δ :

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi \mu f}}, \quad (3.1)$$

avec ρ la résistivité du conducteur.

Soit un conducteur plein et cylindrique de longueur l , de rayon r et de résistivité ρ . La section S du conducteur traversée par le courant :

$$S = \pi(r^2 - (r - \delta)^2) \simeq 2\pi r \delta, \quad (3.2)$$

avec $\delta \ll r$ ($\delta \simeq 10 \mu\text{m}$ à 50 MHz dans l'aluminium). La résistante électrique R de ce cylindre conducteur est $R = \frac{\rho l}{S}$ et donc :

$$R = 3,16 \cdot 10^{-4} \frac{l}{r} \sqrt{\rho f}. \quad (3.3)$$

Dans le cas de courants s'écoulant radialement, comme par exemple dans les électrodes, la résistance d'une couronne entre r et $r + dr$ est inversement proportionnelle à r . La résistance de l'électrode RF est donc négligeable devant celle du conducteur central.

Le conducteur central est constitué de deux sections cylindriques en série. La première de résistance R_1 est en aluminium ($\rho_{Al} \simeq 2,6 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$ [132]) dont les dimensions sont $r_1 = 0,4 \text{ cm}$ et $l_1 = 5,8 \text{ cm}$. La seconde, de résistance R_2 est en cuivre ($\rho_{Cu} \simeq 1,7 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$ [132]) et ses dimensions sont $r_2 = 0,17 \text{ cm}$ et $l_2 = 2,8 \text{ cm}$.

La résistance du conducteur central est donc $R = R_1 + R_2 = 1,4 \cdot 10^{-6} \sqrt{f}$, et à 112 MHz celle-ci vaut par conséquent $R = 0,015 \Omega$. Cette valeur est un ordre de grandeur en dessous de celle déterminée expérimentalement égale à $0,38 \Omega$ (sans sonde de courant). Nous calculerons donc la résistance de manière plus rigoureuse par la méthode des éléments finis.

3.1.4.4 Equation à résoudre par la méthode des éléments finis

L'objectif est de calculer l'impédance $Z = R + jX$ au niveau du connecteur coaxial à l'entrée des réacteurs à vide en fonction de la fréquence dans la gamme 1–150 MHz.

Le module électromagnétique vendu en option avec Femlab facilite la résolution d'un tel problème et nécessite le calcul des champs électromagnétiques dans la cellule.

Une onde incidente est injectée par le haut du modèle et se propage selon Oz négatifs. Le câble coaxial reliant la boîte d'accord à l'entrée du réacteur propage un mode TEM (*Transverse ElectroMagnétique*). Le champ électrique est radial et le champ magnétique est azimutal.

La géométrie coaxiale est préservée dans le réacteur, le champ magnétique y est donc encore purement azimutal. La géométrie de la solution des équations de Maxwell est par conséquent un mode de type TM (*Transverse Magnétique*), les champs sont de la forme (en notation complexe):

$$\vec{H}(r, z, t) = H_\varphi(r, z) \vec{e}_\varphi e^{j\omega t}, \quad (3.4)$$

$$\vec{E}(r, z, t) = (E_r(r, z) \vec{e}_r + E_z(r, z) \vec{e}_z) e^{j\omega t}. \quad (3.5)$$

Les matériaux sont également supposés linéaires, isotropes, non magnétiques ($\vec{D} = \epsilon \vec{E}$, $\vec{B} = \mu \vec{H}$ avec ϵ et μ scalaires).

Les pertes dans les diélectriques sont négligées. Les matériaux diélectriques utilisés sont le téflon ($\epsilon_r = 2,1$), l'alumine Al_2O_3 ($\epsilon_r = 9$) et le polysulfone ($\epsilon_r = 3,2$).

La résistivité des conducteurs donnés précédemment est prise en compte pour calculer la résistance d'entrée du réacteur en fonction de la fréquence.

A partir de la solution données précédemment les équations de Maxwell en géométrie cylindrique deviennent :

$$\frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = -j\omega\epsilon_0\epsilon_r E_r, \quad (3.6)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (rH_\varphi)}{\partial r} = j\omega\epsilon_0\epsilon_r E_z, \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = -j\omega\mu_0 H_\varphi. \quad (3.8)$$

En combinant ces équations on trouve une équation d'onde pour H_φ :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r\epsilon_r} \frac{\partial (rH_\varphi)}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{\epsilon_r} \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} \right] + k_0^2 H_\varphi = 0, \quad (3.9)$$

dont la solution générale est de la forme :

$$H_\varphi(r, z) = H_{\varphi,inc}(r)e^{+jkz} + H_{\varphi,ref}(r)e^{-jkz}. \quad (3.10)$$

$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ est le nombre d'onde dans le vide.

3.1.4.5 Conditions aux limites

Cinq types de conditions aux limites ont été utilisées.

- La condition de conducteur réel (*Impedance Boundary Condition*) à toutes les interfaces diélectrique/conducteur (champ électrique tangentiel non nul). Cette condition est utilisé lorsque le champ pénètre sur une faible distance. Cela évite d'inclure un autre domaine dans le modèle.

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}. \quad (3.11)$$

- La condition de conducteur parfait (*Perfect Electric Conductor*) à toutes les interfaces diélectrique/conducteur parfait (champ électrique tangentiel nul) :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{0}. \quad (3.12)$$

- La continuité du vecteur déplacement (*Continuity*) $\vec{D} = \epsilon\vec{E}$ à l'interface entre les deux diélectriques (pas de charges de surface).

- La condition d’axe de symétrie (*Axial Symmetry*) utilisée sur l’axe Oz :

$$H_\varphi = 0 \quad (3.13)$$

$$E_r = 0 \Rightarrow \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = 0. \quad (3.14)$$

- Et enfin la condition de faible réflectivité (*Low-Reflecting*) utilisée pour le port d’entrée. Cette condition signifie qu’à cette frontière seule une très faible partie de l’onde est réfléchi. L’onde se propage comme si cette frontière n’était pas présente, de l’énergie électromagnétique y est injectée dans le système sous la forme d’une onde TM. Le champ magnétique de l’onde incidente $H_{\varphi,inc}$ est fixée à cette frontière où une dépendance spatiale en $\frac{1}{r}$ est imposée comme dans le câble coaxial connecté à ce port.

$$H_{\varphi,inc}(r) = \frac{I_{inc}}{2\pi r} \quad (3.15)$$

I_{inc} est l’amplitude du courant de l’onde incidente.

Ces conditions aux limites sont expliquées en détail dans la documentation du module électromagnétique [133].

3.1.4.6 Méthode de calcul de l’impédance d’entrée

L’impédance d’entrée Z est calculée à partir du calcul du coefficient de réflexion S_{11} au niveau du port d’entrée grâce à la relation :

$$Z = Z_0 \frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}}, \quad (3.16)$$

avec Z_0 l’impédance caractéristique du port d’entrée², c’est à dire 50Ω .

Après la résolution de l’équation d’onde 3.9 par la méthode des éléments finis le champ magnétique H_φ et les champs électriques E_r et E_z sont connus en tout point du système. En particulier le champ magnétique est connu au niveau du port d’entrée. On peut donc déterminer le coefficient de réflexion S_{11} au niveau du port d’entrée, grandeur donnée par la relation³:

$$S_{11} = \frac{-I_{ref}}{I_{inc}} = \frac{-H_{\varphi,ref}}{H_{\varphi,inc}} = \frac{H_{\varphi,inc} - H_\varphi}{H_{\varphi,inc}}. \quad (3.17)$$

I_{ref} est l’amplitude du courant de l’onde réfléchi.

Cette méthode de calcul de l’impédance d’entrée est similaire à celle proposée dans un

²Ce dernier résultat, issue de la théorie des lignes de transmission, est également utilisé par les analyseurs de réseaux pour déterminer des impédances à partir de la mesure de coefficients de réflexions.

³Les champs sont en fait intégrés sur cette frontière pour donner une valeur moyenne de S_{11} .

modèle d'exemples⁴ de la librairie du module électromagnétique [134].

3.1.4.7 Résultat des calculs avec la méthode des éléments finis

Les réactances calculées sont données sur la figure 3.3 et sont comparées avec les réactances mesurées précédemment.

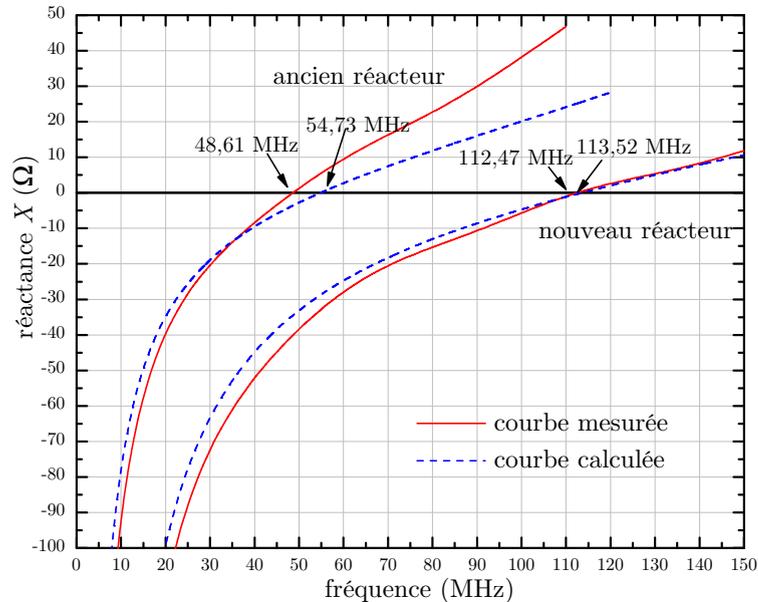


FIG. 3.9 – Réactances calculées avec *Femlab*, comparaison avec les mesures.

Au dessus de la résonance série dans le cas du réacteur avant modification la courbe calculée diffère de manière significative de celle mesurée avec l'analyseur de réseau. L'inductance L est sous-estimée et la fréquence de résonance du réacteur est donc plus élevée (54,73 MHz au lieu de 48,61 MHz). La cause est probablement la simplification due au modèle axisymétrique qui ne peut tenir compte de la liaison radiale entre le conducteur central et le connecteur coaxial monté latéralement (cf. fig. 3.7-a, p. 74).

Le résultat de l'ajustement de ces courbes à la fonction $X(\omega) = L\omega - \frac{1}{C\omega}$ est donné dans le tableau 3.3.

Dans le cas du nouveau réacteur la réactance calculée avec *Femlab* est proche de celle mesurée avec l'analyseur de réseau. Les fréquences de résonance calculée et mesurées diffèrent de moins de 1%. Cela découle de la géométrie simplifiée du nouveau réacteur qui est plus axisymétrique et de taille plus réduite que le réacteur initial. Sa modélisation en est donc facilitée.

La capacité C parasite du nouveau réacteur, pratiquement égale à celle de la contre-électrode, a été divisée par 2,5 par rapport à celle de l'ancien réacteur. A fréquence RF

⁴cf. le modèle intitulé *Monoconical RF Antenna* dans lequel est réalisé le calcul de l'impédance d'entrée d'un câble coaxial terminé par une antenne monoconique RF au dessus d'un plan de masse.

	L (nH)	C (pF)	f_{res} (MHz)
ancien réacteur (modélisation)	$44,41 \pm 0,13$	$198,4 \pm 0,11$	54,73
ancien réacteur (mesures)	$68,14 \pm 0,27$	$164,1 \pm 0,34$	48,61
nouveau réacteur (modélisation)	$25,24 \pm 0,03$	$78,01 \pm 0,006$	113,52
nouveau réacteur (mesures)	$28,53 \pm 0,09$	$68,08 \pm 0,08$	112,47

TAB. 3.3 – Résultat des ajustements des réactances calculées avec Femlab avant et après modification du réacteur, et comparaison avec les mesures.

d'excitation et tension V_{RF} sur l'électrode données, le courant RF parasite traversant la contre-électrode ($I_s = jC\omega V_{RF}$) a donc également été divisée par 2,5. L'inductance a également été divisé par 2,5. Par conséquent, la tension parasite $V_s = jL\omega I_m$ aux bornes de l'inductance a également été divisée par ce même facteur pour un même courant RF I_m mesuré à l'entrée du réacteur.

Concentrons-nous maintenant sur l'impédance du nouveau réacteur. Sa résistance a été calculée et est comparée à celles mesurées sur la figure 3.10.

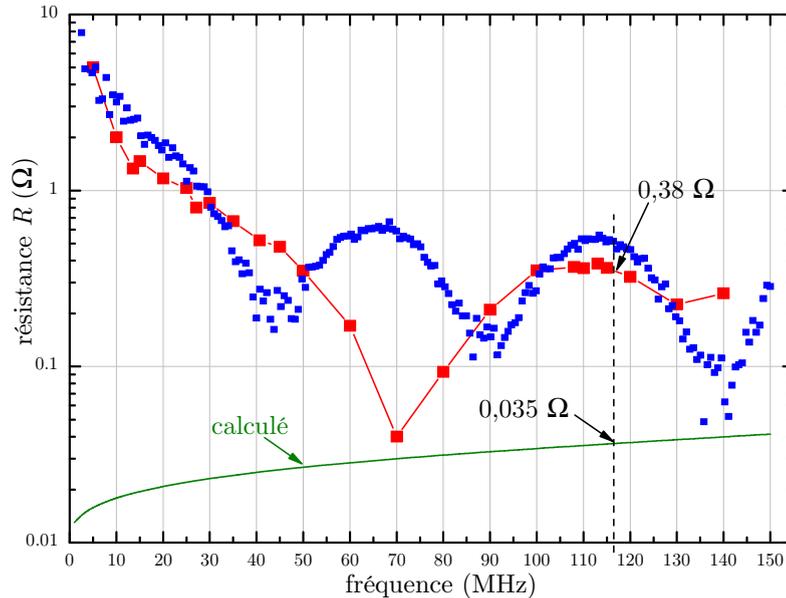


FIG. 3.10 – Résistance calculée avec Femlab et comparaison avec les mesures.

La résistance calculée à la fréquence de résonance ($R \simeq 0,04 \Omega$) est encore inférieure d'un ordre de grandeur à celles mesurées ($R \simeq 0,38 \Omega$). La différence est attribuée à la résistance, difficile à modéliser, des contacts électriques [81, 92] entre les pièces conductrices du réacteur.

L'estimation grossière et un calcul plus rigoureux par la méthode des éléments finis de la résistance d'entrée amènent à sous-estimer fortement la résistance du réacteur et par conséquent les dissipations de puissance en dehors du plasma. Contrairement à la réactance, la résistance est donc difficilement quantifiable durant la conception d'un réacteur.

On déduit des calculs et mesures précédents que le modèle équivalent pour le réacteur d'étude sans plasma est un circuit RLC série. Les valeurs retenues pour les composants parasites sont celles mesurées à l'analyseur de réseau, c'est à dire $R_s = 0,52\Omega$, $L_s = 28,5$ nH et $C_s = 68,1$ pF.

3.1.5 Position de l'impédance du plasma dans le modèle électrique

On a supposé jusqu'ici qu'en présence de plasma, l'impédance de celui-ci est en parallèle avec la capacité C_s . Afin de vérifier la position du plasma dans le circuit électrique équivalent du réacteur d'étude, il suffit de disposer des impédances de valeurs connues entre les électrodes et de mesurer à nouveau l'impédance du réacteur à l'analyseur de réseau et de comparer avec l'impédance attendue. Différentes variantes de cette méthode qui repose sur l'utilisation d'impédance test (dummy loads) ont été utilisées dans les références [81, 82, 135].

Le plasma ayant une réactance négative à cause des gaines, on va disposer de préférence des capacités entre les électrodes.

3.1.5.1 Utilisation d'impédances de test

Les gaines ont une épaisseur s_g de quelques mm. La surface A_{RF} de l'électrode RF est de 113 cm^2 . La capacité d'une gaine est donc $C_g = \frac{\epsilon_0 A_{RF}}{s_g}$. En supposant le système comme symétrique, la capacité des deux gaines en série est donc $C_T = \frac{C}{2} \simeq 10$ pF avec $s_g \simeq 5$ mm. Il faut donc utiliser des capacités de quelques pF à quelques dizaines de pF.

Cinq impédances de test ont été réalisées en empilant des disques conducteurs et des disques diélectriques entre les électrodes. La distance entre ces dernières étant de 3 cm. L'épaisseur total de l'empilement de disques doit également être de 3 cm. Cela afin d'assurer un bon contact électrique avec les électrodes, contact amélioré si nécessaire en disposant des feuilles d'aluminium entre l'empilement et les électrodes. Afin d'éviter au maximum les effets de bord les disques sont tous centrés et ont un rayon de 3 cm (le rayon des électrodes est de 6 cm). Les disques conducteurs sont réalisés en aluminium tandis que les disques diélectriques sont en delrin. Selon son fabricant Goodfellow, à 1 MHz, la constante diélectrique du delrin est de 3,7 ($\epsilon_r = 3,7$). On va négliger les pertes dans l'aluminium et le delrin. On suppose donc que l'impédance de test $Z_t = R_t + jX_t$ ajoutée est parfaite ($R_t = 0\Omega$).

Les cylindres d'aluminium, au nombre de cinq, ont pour épaisseur : 20 mm, 17,5 mm, 15 mm, 18,5 mm et 10 mm ($\times 2$). Cinq cylindres en delrin ont été utilisés et ont pour épaisseurs : 10 mm, 17,5 mm ($\times 2$), 2,4 mm et 1,65 mm. Soient respectivement A et d la surface et l'épaisseur d'un cylindre en delrin ($A = 28,24\text{ cm}^2$). La capacité est donc $C_t = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r A}{d}$, d'où C_t (pF) $\simeq \frac{92,6}{d(\text{mm})}$.

La constitution des empilements et leurs capacités $C_{t,calc}$ calculés avec la formule ci-dessus sont données dans le tableau 3.5. L'empilement n° 1 est par exemple constitué d'un disque en delrin (d) de 5 mm d'épaisseur au dessus d'un disque en aluminium (a) épais de 20 mm et enfin d'un second disque en delrin de 5 mm. Les empilements sont classés par ordre de capacité croissante.

n°	empilement	$C_{t,calc}(pF)$
1	5d/20a/5d	9,26
2	10a/10d/10a	9,26
3	10a/5d/15a	18,5
4	10a/2,5d/17,5a	37
5	10a/1,65d/18,5a	56,11

TAB. 3.4 – Caractéristiques géométriques et capacités calculées des impédances de test.

3.1.5.2 Mesures en présence des impédances de test

La réactance d'entrée a été mesurée à l'analyseur de réseaux dans les cinq cas entre 1 et 150 MHz. Les réactances, tracées sur la figure 3.11, ont été ajustées à la fonction $X(\omega) = L\omega - \frac{1}{C_T\omega}$. Le résultat de ces ajustements ainsi que la nouvelle fréquence de résonance sont donnés dans le tableau 3.5.

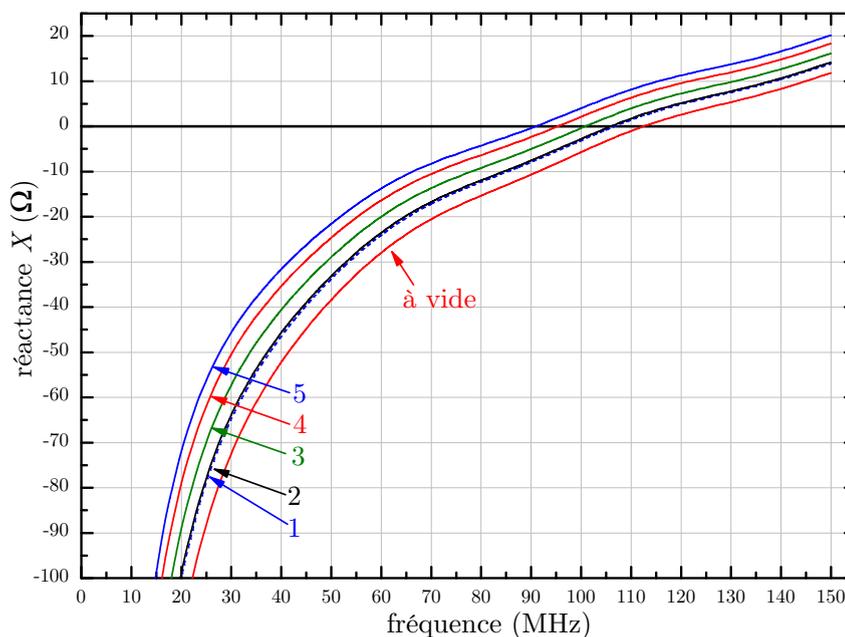


FIG. 3.11 – Réactances mesurées en présence des cinq impédances test et à vide.

L'inductance L change peu, tandis que la capacité C_T augmente comme prévu. On constate que la fréquence de résonance décroît lorsque la capacité mise entre les électrodes

n°	L (nH)	C_T (pF)	f_{res} (MHz)
1	29,45	75,75	106,6
2	29,52	76,77	105,83
3	30,11	84,78	101
4	30,85	94,81	95,35
5	31,48	103,5	90,87

TAB. 3.5 – *Caractéristiques géométriques et capacité calculées des impédances de test.*

augmente. La capacité de test ajoutée est normalement égale à $C_{t,mes} = C_T - C_s$. La capacité $C_{t,mes}$ est reportée dans le tableau 3.6 pour être comparée avec celle calculée précédemment.

n°	$C_{t,calc}$ (pF)	$C_{t,mes} = C_T - C_s$ (nH)	$C_{t,fem}$ (pF)
1	9,26	7,65	8,88
2	9,26	8,67	8,88
3	18,5	15,55	13,55
4	37	25,55	22,77
5	56,11	34,59	32,2

TAB. 3.6 – *Comparaison des capacités mesurées et calculées.*

On constate que les valeurs des capacités mesurées pour les empilements 1 à 5 sont différentes et inférieures à celles calculées avec la formule du condensateur plan. Une explication possible est que ces empilements contiennent des disques conducteurs de grande épaisseur ($\geq 2,5$ cm), utilisés afin d'avoir de faibles épaisseurs de diélectriques et donc des capacités « élevées ». La présence de ces grandes surfaces latérales conductrices rends alors non négligeable les effets de bord. Cette capacité ajoutée qui n'est pas égale à $C_{t,calc}$ est calculable avec Femlab par la méthode des éléments finis ($C_{t,fem}$).

3.1.5.3 Calcul avec Femlab de la valeur des impédances de test

Cinq modèles de l'espace inter-électrode en présence des impédances de test ont donc été réalisés. La figure 3.12 représente la géométrie du modèle utilisé pour l'empilement 1. La réactance d'entrée de l'espace inter-électrode a été calculée en fonction de la fréquence pour les cinq empilements et est montrée sur la figure 3.13.

La méthode employée est exactement la même que celle décrite précédemment pour calculer l'impédance d'entrée des réacteurs. Les réactances calculées sont montrées sur la 3.13.a L'ajustement à la fonction $X = -\frac{1}{C_{t,fem}\omega}$ donne la capacité de test ajoutée $C_{t,fem}$. Celle-ci est reportée dans le tableau précédent 3.6 et la figure 3.13.b.

On constate sur la figure 3.13 que les capacités mesurées sont en accord avec celles calculées avec Femlab plutôt qu'avec celles calculées avec la formule du condensateur plan.

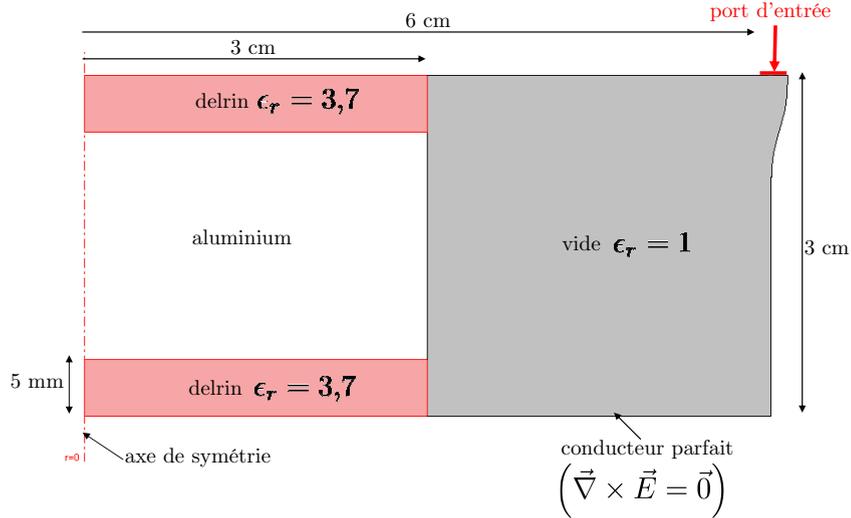


FIG. 3.12 – Géométrie du modèle de l'impédance test n° 1 ($5d/20a/5d$).

En disposant une impédance de valeur connue à la place du plasma, c'est à dire entre les électrodes, l'impédance mesurée à l'entrée du réacteur est égale à celle obtenue en ajoutant cette impédance connue en parallèle avec C_s . L'impédance du plasma est donc bien en parallèle avec la totalité de la capacité parasite.

Notons qu'en toute rigueur, la capacité en parallèle avec le plasma devrait être plutôt égale à 68,1 pF moins celle de l'espace inter-électrode. La capacité de l'espace inter-électrode présent durant la caractérisation des impédances parasites ne l'est plus en présence de la décharge. Comme le souligne Sobolewski [81], celle-ci n'est pas prise en compte dans de nombreux modèles électriques de réacteur capacitif rencontrés dans la littérature. En utilisant la formule du condensateur plan, celle de notre réacteur est environ de 3,5 pF. Son calcul avec Femlab donne 4,4 pF (6,5% de 68,1 pF) d'où $C_{t,mes} = C_T - (68,1 - 4,4) = C_T - 63,7$. En tenant compte de cette correction les courbes $C_{t,mes}$ et $C_{t,fem}$ coïncideraient alors moins bien.

La géométrie du modèle à éléments finis utilisée pour calculer la capacité est approchée. Ainsi dans le modèle, l'électrode cylindrique est plane tandis qu'en réalité celle-ci est constituée d'une grille tendue entre deux anneaux en aluminium. De plus, le résultat peut varier de 1 ou 2 pF selon la géométrie utilisée à l'entrée du modèle (là où les électrodes sont très proches). Il est donc difficile de déterminer précisément cette impédance. Les mesures avec les impédances de test (en particulier avec les impédances 1 et 2) montrent que la capacité en parallèle avec le plasma est proche de 68,1 pF, valeur que l'on conservera dans la suite.

En outre, Sobolewski précise que ne pas prendre en compte cette capacitance peut conduire à une erreur importante lorsque la capacité des gaines est faible. Cela est le cas en présence de gaines épaisses à 13,56 MHz, à basse pression et basse puissance. En ce

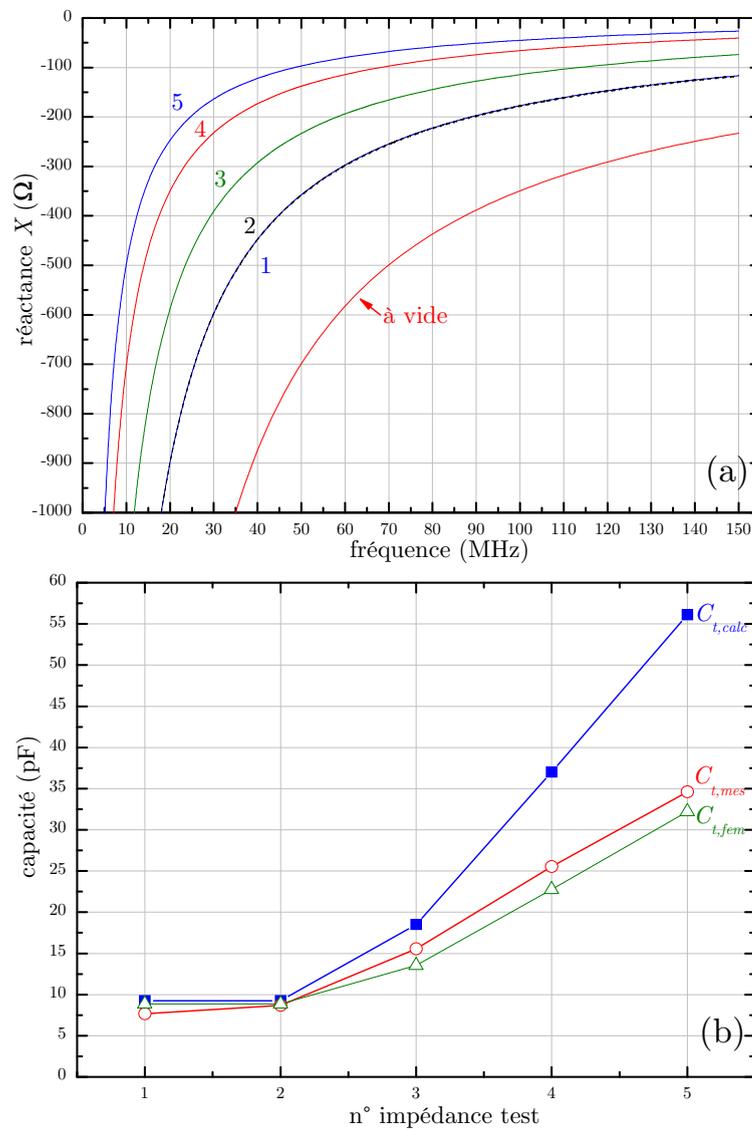


FIG. 3.13 – (a) Réactances de l'espace inter-électrode calculées avec Femlab et (b) Comparaison des capacités mesurées et calculées.

qui nous concerne, les mesures seront réalisées à haute pression (au dessus de 100 mtorr) et en VHF, on s'attend donc à mesurer des capacités de gaines élevées. Par conséquent, l'erreur commise dans la mesure, s'il y en a, est probablement négligeable.

3.1.5.4 Retour sur la résistance d'entrée du réacteur

En présence des impédances test, le réacteur résonne à plus basse fréquence ce qui permet d'en déduire également la résistance à ces fréquences. Les résistances mesurées et les valeurs absolues des réactances en fonction de la fréquence sont montrées sur la figure 3.14.a.

Si l'on suppose que la dissipation de puissance est localisée dans les conducteurs et que la résistance est la somme d'une composante constante égale à $0,18\ \Omega$ due à l'impédance d'entrée de la sonde de courant et d'une composante proportionnelle à \sqrt{f} due à l'effet de peau (cf. équ. 3.3, p. 77). Il est alors possible d'estimer la résistance à plus basse fréquence. La résistance d'entrée du réacteur seul est égale à $0,34\ \Omega$ à 112 MHz, sa résistance en fonction de la fréquence devrait donc être égale $R(f) \simeq 0,18 + 0,34\sqrt{\frac{f}{112}}$ avec f la fréquence en MHz. Cette courbe ainsi que les résistances mesurées aux résonances sont reportées sur la figure 3.14.b.

3.2 L'accord d'impédance

3.2.1 Surtension sur l'électrode RF

Le circuit électrique équivalent au circuit d'accord est rappelé sur la figure 3.15. Le réacteur se comporte comme un filtre LC passe-bas dont le module de la fonction de transfert est égale à :

$$\frac{V_p}{V_m} = \frac{1}{\sqrt{(1 - L_s C_s \omega^2)^2 + (R_s C_s \omega)^2}}. \quad (3.18)$$

Cette fonction est tracée sur la figure 3.16. En dessous et à proximité de la résonance série $f_r \simeq 112\ \text{MHz}$ il y a surtension entre l'entrée du réacteur et l'électrode ($\frac{V_p}{V_m} \geq 1$), ce qui facilite l'allumage du plasma. Au dessus de la fréquence $\sqrt{2}f_r \simeq 160\ \text{MHz}$, la tension sur l'électrode est plus faible que la tension en entrée ($\frac{V_p}{V_m} < 1$) et tend vers 0 à plus haute fréquence. Pour faciliter l'allumage du plasma, il faut donc de préférence que la fréquence de résonance série du réacteur soit égale ou supérieure à la fréquence d'excitation utilisée. Dans le cas de réacteurs à grande surface la capacité de la contre-électrode est plus élevée si bien qu'il est difficile, voire impossible, surtout en VHF, de travailler en dessous de la fréquence de résonance du réacteur [33]. Si bien qu'une chute de tension entre la sortie de la boîte d'accord et l'électrode RF est alors inévitable.

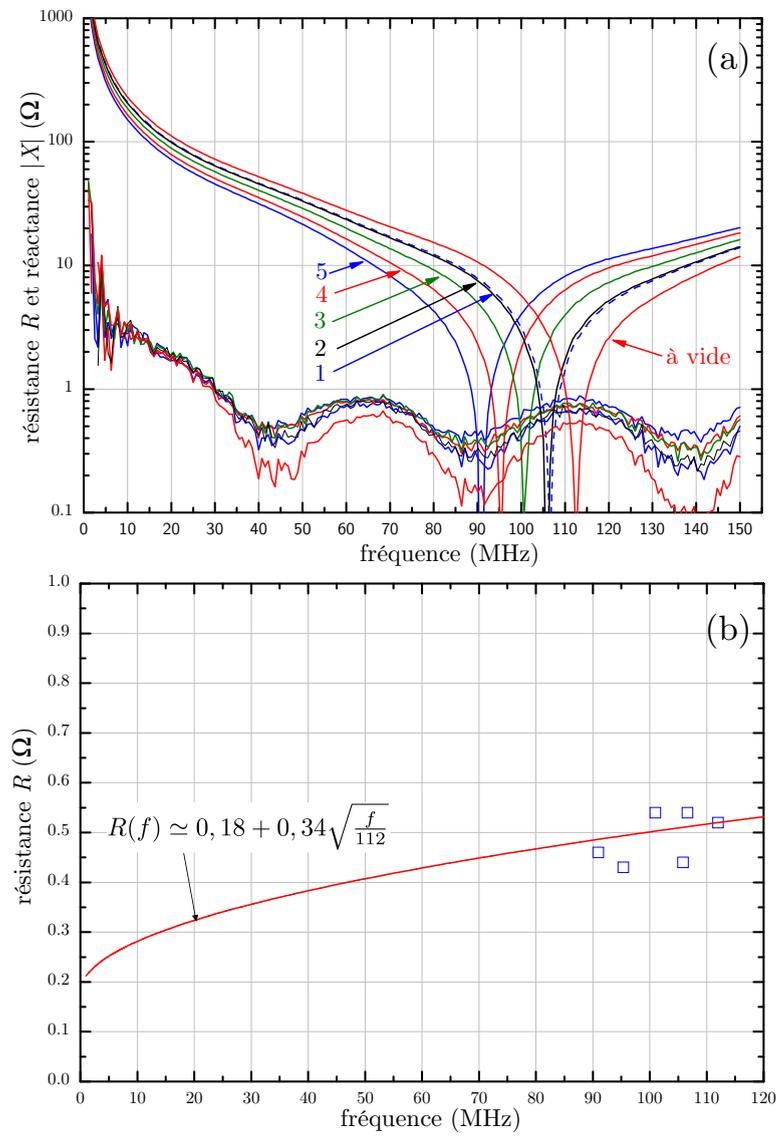


FIG. 3.14 – (a) Résistance R et valeur absolue de la réactance $|X|$ mesurées en présence des impédances test et à vide (b) Résistance R supposée du réacteur en fonction de la fréquence.

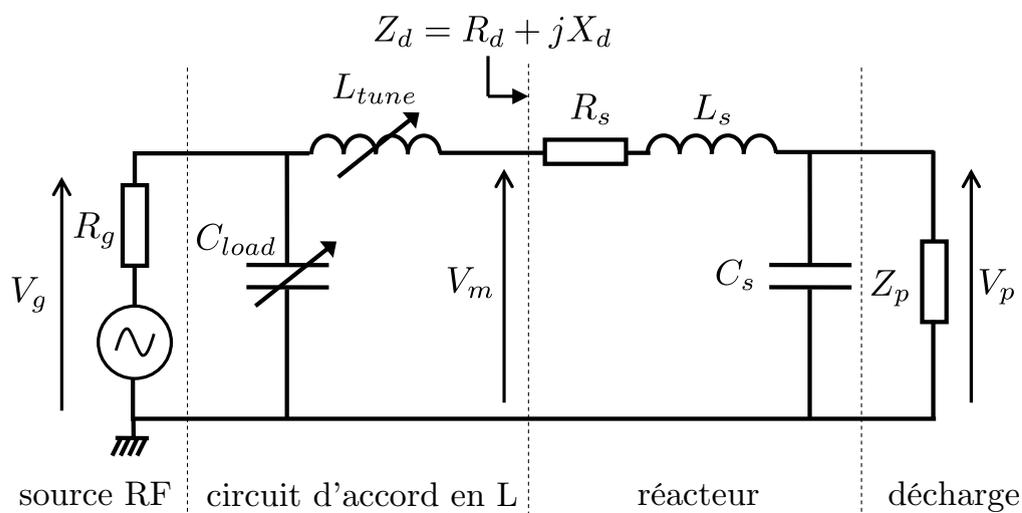
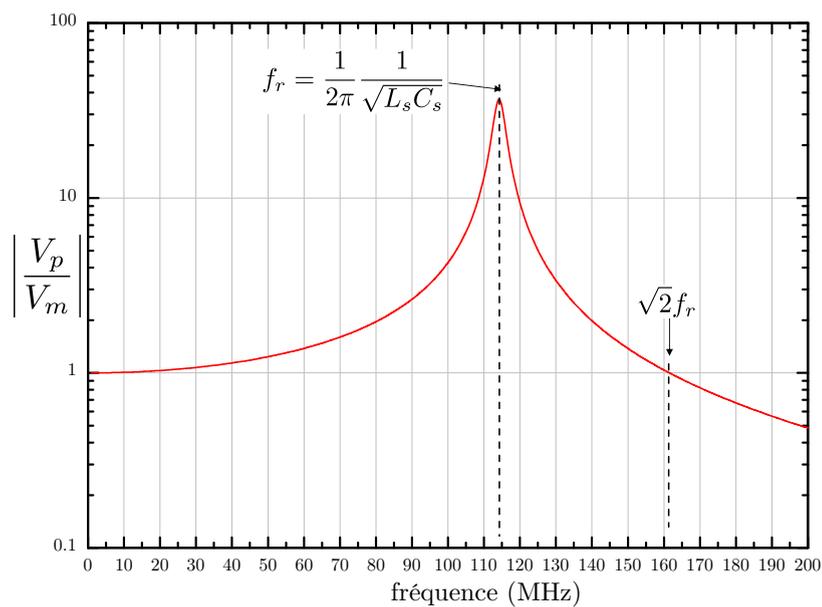


FIG. 3.15 – Schéma électrique équivalent au système.

FIG. 3.16 – Rapport de tensions $\left| \frac{V_p}{V_m} \right|$ en fonction de la fréquence.

3.2.2 Limite en fréquence de la boîte d'accord

L'inductance L_{tune} est constituée d'une inductance fixe en série avec une capacité variable C_{tune} (non représentée sur la figure 3.15). Selon le fabricant des capacités (Comet), celles-ci sont utilisables jusqu'à environ 100 MHz. La gamme d'utilisation est limitée par la fréquence de résonance série au dessus de laquelle leur inductance parasite domine. Cette inductance L_{sc} est égale à environ 7 nH (sans les fils de connection) et a pour effet d'augmenter la valeur de leur capacité effective C_{eff} qui est égale à :

$$C_{eff} = \frac{1}{\omega \frac{1}{C\omega} - L_{sc}\omega}. \quad (3.19)$$

La capacité effective est tracée sur la figure 3.17 en fonction de la valeur nominale pour différentes fréquences entre 13,56 et 100 MHz. Au dessus de 80 MHz la capacité effective varie rapidement avec la fréquence ce qui rend l'accord plus délicat. Il est impossible au dessus de 100 MHz.

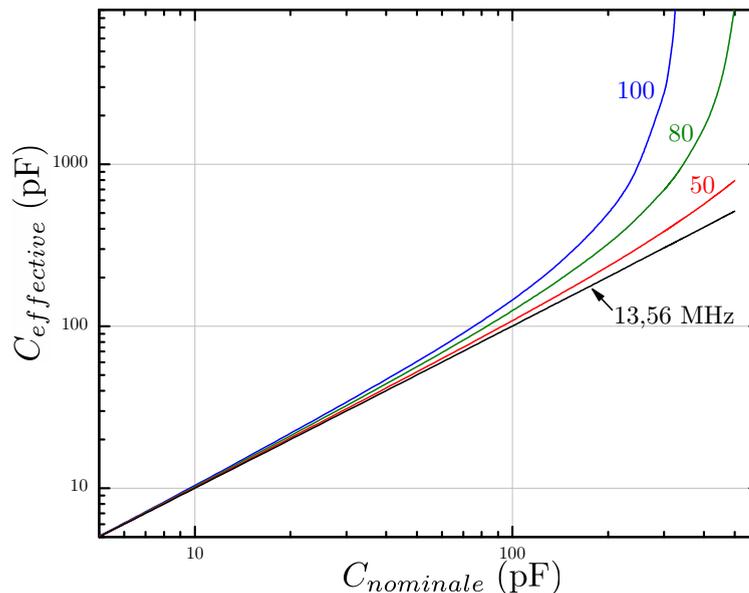


FIG. 3.17 – Capacité effective dans la boîte d'accord en fonction de la capacité nominale à différentes fréquences.

3.2.3 Valeurs nécessaires de L_{tune} et C_{load} pour accorder

Avant l'allumage du plasma, l'impédance vue par la boîte d'accord est celle du réacteur à vide. Pour une puissance incidente donnée en sortie du générateur, la procédure d'accord consiste à régler les capacités pour, d'une part allumer le plasma et d'autre part, minimiser la puissance réfléchie vers le générateur.

Lorsque la tension au niveau de l'électrode est supérieure à la tension de claquage la

résistance vue en sortie de la boîte d'accord augmente et la capacité des gaines s'ajoutent en parallèle à celle de la contre-électrode. L'impédance du plasma est non linéaire, elle varie donc avec le réglage des capacités. Mais à 13,56 MHz la capacité de la contre-électrode est généralement grande devant celle des gaines, la réactance vue de la sortie de la boîte d'accord change donc peu, seul la résistance augmente significativement à l'allumage. On verra que cela n'est plus le cas à plus haute fréquence.

Pour simplifier, on va néanmoins calculer les valeurs de L_{tune} et C_{load} nécessaires pour accorder à vide en supposant que l'impédance vue de la sortie de la boîte d'accord change peu en présence de plasma, par conséquent : $X_D \simeq L_s\omega - \frac{1}{C_s\omega}$ et $R_D \simeq 0,18 + 0,34\sqrt{\frac{f}{112}}$.

Cette simplification est justifiée par le fait qu'il faut d'abord allumer le plasma. Faire l'accord à vide (ou s'en approcher) est nécessaire afin de pouvoir appliquer une tension suffisamment élevée sur l'électrode RF. Notons qu'il a été constaté expérimentalement en cas de mauvais réglage dans le circuit d'accord, qu'il était parfois possible d'accorder à vide et d'allumer un plasma sans pour autant parvenir à l'accorder si son impédance tombe en dehors de la gamme d'impédance « accordable » par la boîte. De manière analogue, même lorsque l'on pouvait accorder en présence de plasma il n'était plus possible après extinction du plasma (à très faible puissance) de rallumer la décharge sans toucher aux réglages du circuit d'accord. Ceci a été également observé dans un réacteur capacitif de grande surface [33].

Soit $Z_d = R_d + jX_d$ l'impédance vue de la sortie de la boîte d'accord. La théorie de l'accord en impédance d'une décharge capacitive avec un circuit d'accord en L est rappelée dans les références [5, p. 381] et [11, p. 197]. On démontre aisément que la réactance X_{tune} nécessaire pour accorder est égale à :

$$X_{tune} = \sqrt{R_d R_g - R_d^2} - X_d, \quad (3.20)$$

avec R_g l'impédance de sortie du générateur qui est égale à 50Ω . Comme $X_D < 0$ alors $X_{tune} > 0$ d'où l'utilisation d'une inductance ($X_{tune} = L_{tune}\omega$). La susceptance B_{load} requise est égale à :

$$B_{load} = \sqrt{\frac{1}{R_d R_g} - \frac{1}{R_d^2}}. \quad (3.21)$$

$B_{load} > 0$ d'où l'utilisation d'une capacité ($B_{load} = C_{load}\omega$). Le fabricant des boîtes d'accord a disposé une inductance L_{load} de l'ordre de $0,5\mu\text{H}$ en série avec la capacité C_{load} afin d'augmenter sa valeur. La susceptance B_{load} est donc plutôt égale à :

$$B_{load} = C_{load}\omega - \frac{1}{L_{load}\omega} \quad (3.22)$$

L'inductance L_{tune} et la capacité C_{load} requises sont tracées en fonction de la fréquence, respectivement sur les figures 3.18.a et 3.18.b. On constate que l'inductance nécessaire est

de l'ordre de plusieurs μH à 13,56 MHz et décroît avec la fréquence pour être de l'ordre de quelques dizaines de nH à 90 MHz. Ce qui est de l'ordre de grandeur de l'inductance parasite du réacteur. L'effet de cette dernière est négligeable pendant le processus d'accord à 13,56 MHz mais ce n'est plus le cas en VHF.

Le nombre de spires en série a donc été diminuée pour accorder. Comme explicité dans le chapitre 1, elles ont toutes été retirées sur la branche tune de la boîte d'accord utilisée au dessus de 50 MHz. Les valeurs minimale (5 pF) et maximale (250 pF) de la capacité C_{load}

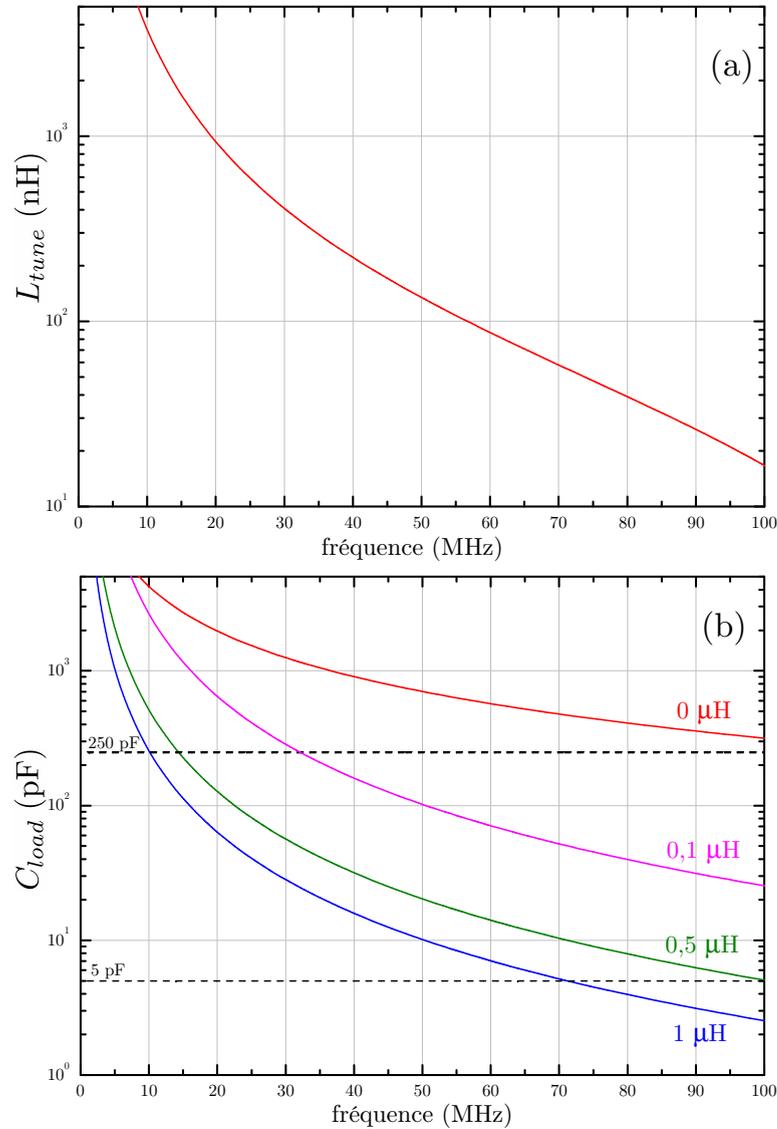


FIG. 3.18 – (a) Inductance L_{tune} et (b) capacité C_{load} nécessaire pour réaliser l'accord en impédance.

sont reportées sur la figure 3.18.b. On constate qu'il n'est pas possible d'accorder sans la présence d'une inductance en série avec C_{load} . En particulier l'inductance de 1 μH permet d'accorder en dessous de 50 MHz. Il faut également la diminuer pour pouvoir accorder au dessus de 50 MHz.

3.2.4 Pertes dans la boîte d'accord

Comme pour le réacteur capacitif, les pertes dans le circuit d'accord sont difficilement quantifiables par avance. La dissipation de puissance est principalement localisée dans les contacts électriques (connecteurs), les inductances et dans une moindre mesure dans les capacités variables. Seule la résistance série de ces dernières est connue avec précision en fonction de la fréquence. Selon leur fabricant [67, 69], elle est égale à $R_s(\text{m}\Omega) \simeq 2,82 \times \sqrt{f(\text{MHz})}$ et est due à l'effet de peau ($R_s \simeq 28,2 \text{ m}\Omega$ à 100 MHz).

On notera R_{load} et R_{tune} respectivement les résistances série de la branche load et tune (non représentées sur la figure 3.15). On les modélisera dans la suite par des fonctions en \sqrt{f} et on supposera que $R_{load} \ll |X_{load}|$ et $R_{tune} \ll X_{tune}$ car en général un circuit d'accord est pour être le moins dissipatif possible ($R_{load}, R_{tune} < 1 \Omega$). La présence de ces résistances ne change donc pas les formules 3.20 et 3.21.

On détermina les pertes P_{match} dans le circuit d'accord et donc l'efficacité du couplage η de la puissance RF de manière indirecte comme explicité dans le chapitre 2. On utilisera la méthode soustractive ou bien la mesure directe de puissance couplée à la décharge.

3.3 Modèle global dans l'hydrogène

3.3.1 Introduction

Il s'agit d'un modèle reposant sur une description électrique simplifiée du modèle développé par Godyak [136] et Lieberman [5, 137]. Dans un modèle global la variation spatiale de densité n'est pas calculée mais elle est supposée. Le plus simple des modèles globaux est le modèle 0D dans lequel toutes les variations spatiales sont ignorées. Ce type de modèle est utile pour donner une bonne estimation des paramètres plasmas et de leur variation en fonction de paramètres extérieurs comme par exemple la fréquence d'excitation. Ce type d'approche est aussi pratique dans le cas de plasmas contenant plusieurs types d'ions réactifs comme les plasmas l'hydrogène en permettant de simplifier l'étude de la réactivité chimique dans le plasma.

Ce type de modèle est le plus souvent utilisé pour décrire généralement un plasma d'argon [33, 138], mais des modèles dans des gaz réactifs ont également été développés, comme par exemple dans des gaz réactifs tel l'oxygène, le chlore ou des gaz fluorocarbonés [139, 140]. Des modèles globaux dans des décharges inductives en gaz réactif [141–143] ont également été présentés.

Nous nous intéresserons au modèle global homogène. Ce modèle, programmés à l'aide du langage Matlab, s'inspirent de ceux décrits par Lieberman dans la référence [5] ainsi que de ceux développés par Amélie Perret et Pascal Chabert [33].

3.3.2 Hypothèses

On va supposer une décharge capacitive symétrique, constituée de deux plaques parallèles de surface A et de rayon R séparées par une distance l (cf. fig. 3.19, p. 94).

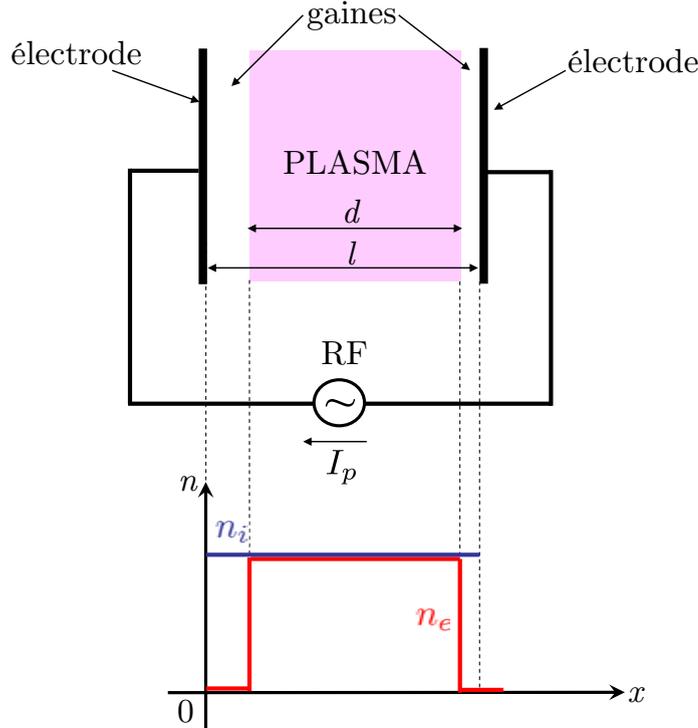


FIG. 3.19 – Modèle d'une décharge capacitive symétrique homogène [5].

Les paramètres de contrôle du modèle sont le courant RF traversant la décharge (I_p), le fréquence d'excitation ω , la pression du gaz, et la distance l entre les électrodes.

Les autres hypothèses du modèle sont les suivantes.

- $n_e \simeq n_i$ (quasineutralité) dans tout le volume du plasma (bulk).
- Il n'y a pas d'électrons dans les gaines ($n_e = 0$).
- Les gaines oscillent dans le temps et leur taille moyenne est s_m ($s_m \ll l$).
- $n_i = cst.$ dans tout le volume entre les deux électrodes.
- Les électrons plus légers suivent les variations instantanées du champ électrique, c'est à dire $\omega_p \gg \omega$. C'est bien le cas puisque pour $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ la fréquence plasma est $\omega_p = 900 \text{ MHz}$;
- On suppose qu'il n'y a pas de diffusion transverse ($l \ll \sqrt{A}$) et donc que toutes les particules sont perdues sur les électrodes.

Contrairement au modèle, le réacteur expérimental est asymétrique ($\frac{A_{RF}}{A_g} \simeq 2$). Dans la suite on prendra $A = A_{RF}$.

La dernière hypothèse s'applique bien à un réacteur de grande surface [33] pour lequel la distance inter-électrode est petite devant le rayon. Dans le cas de notre réacteur cette

hypothèse est fragile car $l = 3$ cm et $\sqrt{A_{RF}} = 10$ cm ($R = 3$ cm).

On montre aisément que les propriétés électriques de la décharge peuvent être modélisées par le circuit électrique de la figure 3.20.

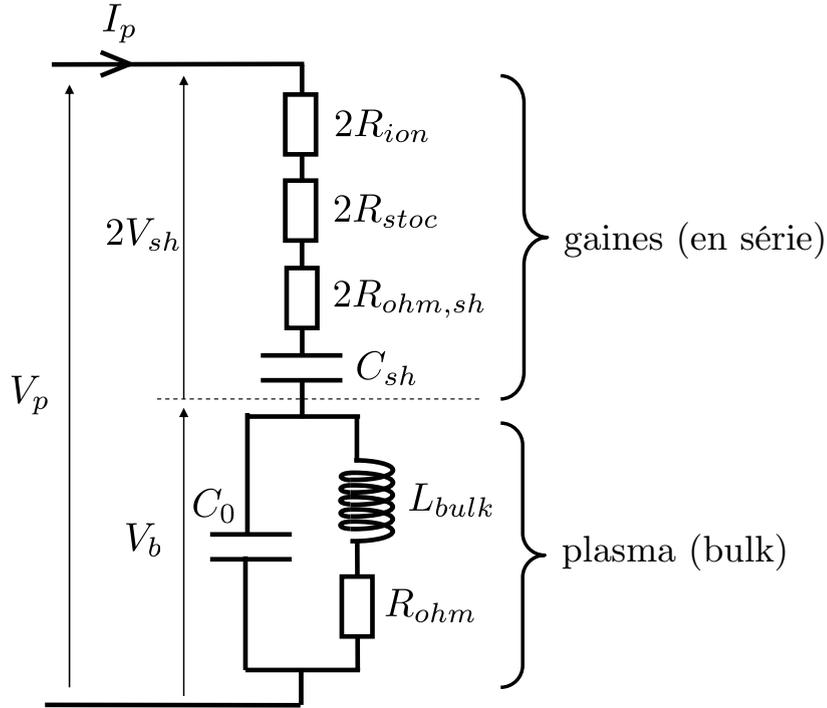


FIG. 3.20 – Circuit électrique équivalent à une décharge capacitive symétrique.

3.3.3 Modèle électrique du bulk

Soit d l'épaisseur du bulk. L'admittance Y_p d'un cylindre de plasma d'épaisseur d et de section A s'écrit [5] :

$$Y_p = j\omega \frac{\epsilon_p A}{d}, \quad (3.23)$$

où ϵ_p est la constante diélectrique relative du plasma égale à :

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - j\nu_m)}, \quad (3.24)$$

avec ν_m la fréquence de collision électrons-neutres qui est proportionnelle à la densité de neutres : $\nu_m = K_{el}n_g$ avec K_{el} la constante (ou taux) de réaction de collisions élastiques électrons-neutres. K_{el} est la moyenne du produit $\sigma(v)v$ sur la fonction de distribution des vitesses relatives électron-neutres. En supposant, d'une part que la vitesse des électrons est très grande par rapport à celle des neutres, et d'autre part une distribution de vitesse de type Maxwell-Boltzmann pour les électrons, alors : $\nu_m = n_g \langle \sigma v \rangle = n_g \sigma_0 (T_e) \bar{v}_e$.

$\bar{v}_e = \sqrt{\frac{8eT_e}{\pi m_e}}$ est la vitesse moyenne des électrons pour une fonction de distribution maxwellienne. σ_0 est la section efficace de collisions électrons-neutres, cette grandeur est relativement constante dans l'hydrogène⁵ entre 1 et 10 eV, on prendra $\sigma_0(T_e) \simeq 1,5 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$ [144].

La densité de neutres (en m^{-3}) s'exprime de manière simple en fonction de la pression P du gaz⁶ par la relation [5, p. 36] : $n_g = 3,25 \cdot 10^{19} P$ avec P en mtorr.

En remplaçant 3.24 dans 3.23 on montre aisément que l'admittance peut alors se mettre sous la forme [5] :

$$Y_p = j\omega C_0 + \frac{1}{j\omega L_{bulk} + R_{ohm}}, \quad (3.25)$$

avec :

$$C_0 = \epsilon_0 \frac{A}{d} \quad (\text{la capacité du vide}); \quad (3.26)$$

$$L_{bulk} = \frac{1}{\omega_p^2 C_0} = \frac{m_e d}{e^2 n_e A} \quad (\text{l'inductance du plasma}); \quad (3.27)$$

$$R_{ohm} = \nu_m L_{bulk} = \frac{m_e \nu_m d}{e^2 n_e A} \quad (\text{la résistance du plasma}). \quad (3.28)$$

Notons que l'inductance L_{bulk} du plasma n'est pas de nature magnétique, mais de nature inertielle. La vitesse v_e des électrons est en retard (déphasée de $-\frac{\pi}{2}$) par rapport au champ électrique dans le bulk à cause de leur inertie. Le courant électrique $J_1 = en_e v_e$ macroscopique associé au mouvement collectif des électrons ($e < 0$) est alors en avance (déphasée de $+\frac{\pi}{2}$) sur la différence de potentiel donnant naissance au champ électrique. Ceci est également le cas pour le courant électrique vis-à-vis de la différence de potentiel entre les bornes d'une self.

L'inductance L_{bulk} résonne avec la capacité du vide à la fréquence plasma ($\omega_p^2 = \frac{1}{L_{bulk} C_0}$). Comme $\omega \ll \omega_p$ on peut alors négliger la présence de C_0 dans le circuit de la figure. Tout le courant de la décharge traverse donc l'inductance L_{bulk} et la résistance R_{ohm} .

La résistance R_{ohm} du plasma rend compte de la dissipation de puissance par transfert de quantité de mouvement lors des collisions électrons-neutres ($R_{ohm} \propto \nu_m$). Notons qu'une charge libre oscillant sans subir de collisions dans un champ sinusoïdal ne gagne pas, en moyenne, d'énergie au cours d'une période. Les collisions sur les neutres permettent de changer la phase du mouvement des électrons par rapport au champ électrique. Si bien qu'après une période RF l'électron conserve une partie de l'énergie cinétique donnée par le champ électrique dans le bulk.

⁵Ce n'est pas le cas dans l'argon à cause du minimum de Ramsauer [5], néanmoins dans le cas de l'argon on pose pour simplifier $\sigma_0(T_e) \simeq 1,5 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$.

⁶La température du gaz est prise égale à la température ambiante, c'est à dire 297 K.

La puissance ohmique dissipée par chauffage collisionnel dans le plasma est donc

$$P_{ohm} = \frac{1}{2} R_{ohm} |I_p|^2, \quad (3.29)$$

avec $I_p = J_p A$ le courant qui traverse le plasma.

3.3.4 Modèle électrique des gaines

En toute rigueur chacune des gaines doit être modélisée par une capacité non linéaire. Soient $C_{RF} = \epsilon_0 \frac{A_{RF}}{s_{RF}(t)}$ et $C_g = \epsilon_0 \frac{A_g}{s_g(t)}$ les capacités non linéaires des gaines d'épaisseur $s_{RF}(t)$ et $s_g(t)$ devant respectivement l'électrode RF et l'électrode à la masse.

Une particularité du modèle homogène pour un réacteur symétrique ($A_{RF} = A_g$) est que la non linéarité des gaines se compensent de manière à ce que la somme des tensions aux bornes des deux gaines soit proportionnelle au courant (les composantes de tension à 2ω générées dans chacune des gaines s'annulent).

On peut donc définir une capacité de gaine linéaire C_{sh} égale à :

$$C_{sh} = \frac{\epsilon_0 A}{2\bar{s}}, \quad (3.30)$$

avec \bar{s} la taille moyenne d'une gaine. La réactance des gaines est donc $X_g = -\frac{1}{C_{sh}\omega}$.

L'épaisseur du bulk est relié à la taille des gaines par la relation $d = l - 2\bar{s}$.

Les gaines sont traversées par un courant continu d'ions soumis à une chute de potentiel constante \bar{V} , il en résulte une dissipation de puissance, P_{ion} , telle que, pour une gaine :

$$P_{ion} = \frac{1}{2} R_{ion} |I_p|^2 \quad (3.31)$$

avec :

$$R_{ion} = \frac{3}{2} \frac{u_B}{\epsilon_0 \omega^2 A}. \quad (3.32)$$

$u_B = \left(\frac{eT_e}{m_i}\right)^{1/2}$ est la vitesse de Bohm de l'ion de masse m_i . Cette relation n'est valable que pour un plasma composé d'une seule espèce d'ion comme par exemple l'argon. Dans le cas de l'hydrogène, le plasma est composé de plusieurs espèces d'ions (H_3^+ , H_2^+ et H^+). On va supposer que l'ion H_3^+ est l'ion très largement majoritaire dans la décharge, d'où $m_i = 3m_p$. Ceci a été confirmé par des mesures au spectromètre de masse de la distribution en énergie des différentes espèces d'ions.

De la puissance est également déposée dans le plasma par chauffage stochastique, c'est-à-dire par les collisions des électrons avec la lisière gaine, oscillant avec le champ électrique RF. Soit P_{stoc} la puissance dissipée pour une gaine, nous pouvons écrire selon [5]:

$$P_{stoc} = \frac{1}{2} R_{stoc} |I_p|^2 \quad (3.33)$$

avec

$$R_{stoc} = \frac{m_e \bar{v}_e}{e^2 n_e A}. \quad (3.34)$$

Soit $R_{ohm,sh}$ la résistance modélisant le chauffage ohmique dans la gaine. Dans le cas général, la densité électronique n'est pas en toute rigueur nulle dans la gaine. Dans le modèle homogène, on suppose $n_e = 0$ donc :

$$R_{ohm,sh} = 0. \quad (3.35)$$

3.3.5 Impédance de la décharge

L'impédance totale Z_p de la décharge (bulk+gaine) s'écrit donc :

$$Z_p = \underbrace{R_{ohm} + jL_{bulk}\omega}_{\text{bulk}} + \underbrace{2R_{ion} + 2R_{stoc} + \frac{1}{jC_{sh}\omega}}_{\text{gaine}} \quad (3.36)$$

et l'on a $V_p = Z_p I_p$.

L'impédance Z_p est une fonction de la densité du plasma n_e , de la taille moyenne de la gaine \bar{s} , de la température électronique T_e et des constantes relatives au gaz utilisé. Réécrivons l'impédance totale de manière à mettre en évidence cette dépendance.

$$\begin{aligned} Z_p(n_e, T_e, \bar{s}) &= R_{ohm}(n_e, T_e) + jL_{bulk}(n_e)\omega \\ &\quad + 2R_{ion}(T_e) + 2R_{stoc}(n_e, T_e) + \frac{1}{jC_{sh}(\bar{s})\omega} \end{aligned}$$

Le paramètre de contrôle (ou d'entrée) du modèle est le courant I_p . Si l'on souhaite calculer les paramètres de la décharge, il faut donc calculer n_e , T_e et \bar{s} en fonction du courant.

L'épaisseur de gaine \bar{s} peut être relié au courant à l'aide d'un modèle de gaine.

3.3.6 Modèle de gaine simplifié

De même que dans le cas des décharges DC, nous pouvons écrire une loi de type Child reliant la taille de la gaine, la tension à ses bornes (ou le courant qui la traverse) et la densité électronique. Cette équation de gaine, obtenue à partir de l'expression de l'amplitude d'oscillation de la gaine [5, p.333], est la suivante :

$$\bar{s} = \frac{2|J_p|}{e\omega n_e}. \quad (3.37)$$

\bar{s} est donc maintenant fonction de J_p et de n_e ($\bar{s} = f(J_p, n_e)$).

Pour finir de fermer le système, il reste encore à faire le bilan de particule⁷ (*particule*

⁷Conservation du nombre de particules.

balance) et le bilan de puissance⁸ (*power balance*).

3.3.7 Bilan de particules

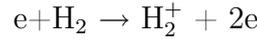
Une description exhaustive de la cinétique chimique de l'hydrogène est fastidieuse d'autant plus que les taux de réactions ne sont pas tous connus avec précision. On va construire un modèle cinétique simplifié en s'intéressant en particulier aux processus de production de l'atome d'hydrogène.

Les espèces chargées considérées sont les électrons et les ions. Il y a trois types d'ions (H^+ , H_2^+ , H_3^+). Les espèces neutres considérées sont les molécules du gaz (H_2) et les atomes d'hydrogène à l'état fondamental ($H(1s)$). La présence de l'ion négatif H^- est négligée.

Pour alléger les notations on pose $n_{1s} = [H(1s)]$, $n_1 = [H^+]$, $n_2 = [H_2^+]$ et $n_3 = [H_3^+]$. La densité d'ions est donc égale à $n_i = n_1 + n_2 + n_3$. La fraction de dissociation de l'hydrogène est donc $d_H = \frac{n_{1s}}{n_{1s} + n_g}$ ($n_g = [H_2]$).

Les processus électroniques retenus sont les suivants.

– l'ionisation directe (K_{e1})



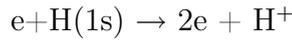
– l'ionisation dissociative (K_{e2})



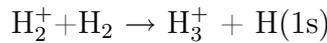
– la dissociation (K_{e3})



– l'ionisation de l'atome d'hydrogène à l'état fondamental (K_{e4})



Une seule réaction impliquant un ion est retenue (K_i).



Les équations bilan sont donc les suivantes :

– électrons :

$$\frac{dn_e}{dt} = +(K_{e1} + K_{e2})n_e n_g + K_{e4}n_e n_{1s} - \Gamma_e \frac{2A}{\mathcal{V}}$$

– ions :

$$\begin{aligned} \frac{dn_3}{dt} &= +K_i n_2 n_g - \Gamma_{B3} \frac{2A}{\mathcal{V}} \\ \frac{dn_2}{dt} &= +K_{e1} n_e n_g - K_i n_2 n_g - \Gamma_{B2} \frac{2A}{\mathcal{V}} \\ \frac{dn_1}{dt} &= +K_{e4} n_e n_{1s} + K_{e2} n_e n_g - \Gamma_{B1} \frac{2A}{\mathcal{V}} \end{aligned}$$

avec \mathcal{V} le volume total de la décharge ($\mathcal{V} = A.d$).

⁸Conservation de l'énergie.

Les ions sont créés en volume et sont perdus aux parois avec des flux égaux aux flux de Bohm $\Gamma_{Bi} = n_i u_{Bi}$ avec $u_B = \left(\frac{eT_e}{i \times m_p}\right)^{1/2}$. Les électrons sont perdus aux parois avec un flux égal aux flux d'ions $\Gamma_e = \Gamma_{B1} + \Gamma_{B2} + \Gamma_{B3} = n_1 u_{B1} + n_2 u_{B2} + n_3 u_{B3}$.

Les deux mécanismes principaux de perte pour l'atome d'hydrogène sont la perte aux parois et la recombinaison à trois corps. Aux pressions relativement basses concernées par l'étude, les recombinaisons à trois corps en volume sont négligeables [145, 146]. Le bilan de particule pour les atomes d'hydrogène est donc :

$$\frac{dn_{1s}}{dt} = (2K_{e3} + K_{e2})n_e n_g + K_i n_2 n_g - K_{e4} n_e n_{1s} - \frac{D}{\Lambda^2} n_{1s} \quad (3.38)$$

avec D le coefficient de diffusion de H(1s) dans H₂ et Λ la longueur de diffusion effective. $\frac{D}{\Lambda^2} n_{1s}$ est un terme de perte des atomes d'hydrogène atomique. Il dépend du taux de recombinaison des atomes d'hydrogène sur la surface et faiblement de la pression. Il est connu que la concentration en hydrogène atomique est très sensible à la nature des parois confinant le plasma [147–149]. La probabilité de recombinaison γ à la surface a été déterminé par J. Jolly et J.-P. Booth [150] dans le réacteur d'étude. Pour cela, la concentration d'hydrogène atomique a été mesuré par fluorescence induite par laser par absorption à deux photons (TALIF) dans la phase de post-décharge d'une décharge pulsée.

Le rapport $\frac{\Lambda^2}{D}$ a la dimension d'un temps et correspond au temps caractéristique de diffusion. Cette grandeur est égale à la constante de temps τ de décroissance de la densité d'hydrogène atomique en post-décharge.

Une bonne approximation de la probabilité de recombinaison en surface a été proposé par Chantry [151].

$$\Lambda^2 = \Lambda_0^2 + l_0 \lambda \quad (3.39)$$

avec Λ_0 et l_0 respectivement les longueurs de diffusion géométrique et le rapport volume/surface de la décharge. λ est un paramètre qui dépend de γ . Pour une décharge cylindrique de rayon R et de hauteur l ces coefficients sont donnés par :

$$\frac{1}{\Lambda_0^2} = \left(\frac{\pi}{l}\right)^2 + \left(\frac{2,405}{R}\right)^2 \quad (3.40)$$

$$l_0 = \frac{Rd}{2(R+d)} \quad (3.41)$$

$$\lambda = \frac{4D}{v_{th}} \left(\frac{1-\gamma/2}{\gamma}\right) \quad (3.42)$$

$v_{th} = \left(\frac{8kT}{\pi m_p}\right)^{1/2}$ est la vitesse moyenne thermique de l'atome. Le coefficient de diffusion D peut se calculer avec les paramètres de Lennard-Jones [152], ainsi pour $T = 300$ K, $D.p = 0,175 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{torr}$.

On montre aisément que :

$$\tau = \frac{\Lambda_0^2}{D} + 4l_0 \left(\frac{1 - \gamma/2}{v_{th}\gamma} \right). \quad (3.43)$$

C'est cette relation entre τ et γ qui a été utilisée dans la référence [150] pour mesurer γ . Elle va nous servir à déterminer $\frac{D}{\Lambda^2} = \tau^{-1}$ dans le cadre de notre modèle. On prendra $T = 300$ K. Avec des électrodes en acier inoxydable entre 0,5 torr et 1 torr la probabilité de recombinaison en surface mesurée est $\gamma \simeq (7-13) \cdot 10^{-2}$, avec des électrodes en aluminium elle est $\gamma \simeq (0,64-1) \cdot 10^{-2}$. L'équation précédente peut s'écrire [153]:

$$\frac{1}{K_{loss}} = \frac{1}{K_D} + \frac{1}{K_w}, \quad (3.44)$$

avec $K_D = \frac{D}{\Lambda_0^2} = \tau^{-1}$ et $K_w = \frac{v_{th}\gamma}{4l_0(1-\gamma/2)}$. τ est le temps fondamental de diffusion des molécules vers les parois tandis que K_w donne le taux de perte aux parois. Si $K_D \gg K_w$ alors la diffusion dans le gaz est rapide par rapport aux pertes aux parois. Le taux de perte est alors limitée par les pertes aux parois ($K_{loss} \simeq K_w$). C'est généralement le cas à basse pression car $K_D \propto D \propto 1/p$. A plus haute pression on aura $K_D \ll K_w$ (si γ est pas trop petit), c'est alors la diffusion dans le gaz qui limite les pertes ($K_{loss} \simeq K_D$). Si $\gamma \ll 1$ et $K_D \gg K_w$ alors une valeur approchée de K_{loss} est $K_{loss,approx} = \frac{\gamma v_{th}}{4l_0}$. Les taux de perte sont calculés à 0,1 et 1 torr dans les tableaux 3.7 (électrodes en aluminium) et 3.8 (électrodes en acier inoxydable).

pression (torr)	K_D (s ⁻¹)	K_w (s ⁻¹)	K_{loss} (s ⁻¹)	$K_{loss,approx}$ (s ⁻¹)
0,1	22 000	505	493	502
1	2200	505	410	502

TAB. 3.7 – Taux de pertes de l'hydrogène atomique avec des électrodes en aluminium ($\gamma \simeq 0,8 \cdot 10^{-2}$).

pression (torr)	K_D (s ⁻¹)	K_w (s ⁻¹)	K_{loss} (s ⁻¹)	$K_{loss,approx}$ (s ⁻¹)
0,1	22 000	6610	5080	6280
1	2200	6610	1650	6280

TAB. 3.8 – Taux de pertes de l'hydrogène atomique avec des électrodes en acier inoxydable ($\gamma \simeq 10 \cdot 10^{-2}$).

On constate que les pertes aux parois sont dominantes dans tous les cas sauf dans le cas de l'acier inoxydable à 1 torr.

Toutes les constantes de réaction K_{ei} ainsi que les énergies seuil E_{ei} sont données dans le tableau 3.9. Ces données sont issues des références [154].

$\log K_{ei}$ avec K_{ei} en $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	énergie seuil E_{ei} (eV)
$\log K_{e1} = -19,15 + 7,23 \log T_e - 2,3(\log T_e)^2$	15,4
$\log K_{e2} = -20,86 + 7,36 \log T_e - 2,78(\log T_e)^2$	18
$\log K_{e3} = -17,9 + 6,23 \log T_e - 2,7(\log T_e)^2$	10
$\log K_{e4} = -19,14 + 8,45 \log T_e - 4,34(\log T_e)^2$	13,6

TAB. 3.9 – Constantes de réactions sur l'intervalle 1–10 eV et énergies seuil [154] (T_e est en eV).

La constante de réaction entre l'ion H_2^+ et H_2 dépend de la température ionique des ions H_2^+ ($\log K_i = -15 - 0,518 \log(T_i) - 0,308(\log(T_i))^2$). Pour simplifier, on va supposer T_i constant et égal à deux fois la température du gaz neutre prise égale à 300 K ($T_i = 600 \text{ K} = 0,86 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$). Le taux de réaction de ce processus est de l'ordre de $10^{-15} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ donc la plupart des ions H_2^+ sont détruits pour produire des ions H_3^+ et de l'hydrogène atomique. Mais le faible taux de productions des ions H_2^+ ($K_{e1} \simeq 10^{-19} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) fait que ce processus contribue peu à la production d'hydrogène atomique [145].

Les équations bilan précédentes forment un système ordinaire d'équations différentielles ordinaires couplées. La variable d'intégration est le temps. Ce système est résolu par la méthode de Runge-Kutta à l'aide du solveur ODE (ordinary differential equation) de Matlab. L'intégration est effectuée jusqu'à atteindre l'état stationnaire ($\frac{dn}{dt} = 0$) pour chacune des espèces. Notons les densités d'espèces données comme conditions initiales doivent respecter la relation $n_e = n_1 + n_2 + n_3$ (quasineutralité).

De toutes les constantes de réactions, la moins élevée est la constante de perte des atomes d'hydrogène qui varie selon pression P et le coefficient de perte à la paroi γ : $400 \text{ s}^{-1} < K_{loss} < 5000 \text{ s}^{-1}$. Pendant l'intégration des équations de bilan, les dernières densités à converger sont donc l'hydrogène atomique $\text{H}(1s)$ ainsi que l'ion H^+ produit principalement par ionisation de $\text{H}(1s)$. Le temps de convergence de ces densités est de l'ordre de quelques $1/K_{loss}$ avec $0,2 \text{ ms} < 1/K_{loss} < 2,5 \text{ ms}$.

Toutes les équations de bilan dépendent de la température électronique. On doit donc ajouter au système précédent une équation de bilan pour la température électronique ($\frac{dT_e}{dt}$). Cette équation sera déterminée par application du bilan de puissance sur les électrons.

3.3.8 Bilan de puissance des électrons

Nous avons vu que, dans le cas du modèle homogène, il y avait deux mécanismes d'absorption de puissance par les électrons : le chauffage ohmique et le chauffage stochastique. La puissance totale absorbée par les électrons s'écrit donc :

$$P_{abs} = P_{ohm} + 2P_{stoc} = \frac{1}{2} \frac{m_e(\nu_m d + 2\bar{\nu}_e)}{e^2 n_e A} |I_p|^2. \quad (3.45)$$

Tandis que la puissance totale perdue par les électrons est :

$$P_{loss} = P_{iz,dis} + P_c + P_{el} + P_{rot} + P_{vib} + P_{exc}, \quad (3.46)$$

avec :

- $P_{iz,dis}$ la puissance perdue en volume par ionisation et dissociation;
- P_c la puissance perdue aux parois due à l'énergie cinétique perdue par les électrons sortant du plasma;
- P_{el} la puissance perdue en volume par les collisions élastiques;
- et P_{rot} , P_{vib} , P_{exc} respectivement les puissances perdues en volume par les excitations des niveaux d'énergies rotationnelles, vibrationnelles et électroniques de la molécule d'hydrogène.

La puissance perdue par ionisation et dissociation est :

$$P_{iz,dis} = e((E_{e1}K_{e1} + E_{e2}K_{e2} + E_{e3}K_{e3})n_en_g + E_{e4}K_{e4}n_en_{1s})\mathcal{V}. \quad (3.47)$$

Soit E_c l'énergie cinétique dissipée par électron en sortie du plasma. Chaque électron emporte $2T_e$, à cela s'ajoute l'énergie qu'il a dû céder lors de son freinage dans la pré-gaine ($\frac{T_e}{2}$) et dans la gaine (V_s). Notons qu'un ion gagne l'énergie $\frac{T_e}{2} + V_s$ lors de sa traversée de la pré-gaine et de la gaine. Une estimation de V_s est donnée par la formule [5]. $V_s = \frac{T_e}{2} \ln\left(\frac{m_i}{2\pi m_e}\right)$, dans le cas de l'ion H_3^+ ($m_i = 3m_p$) on a $V_s \simeq 3,4T_e$ (pour l'argon $V_s \simeq 4,7T_e$). Par conséquent $E_c = 5,9T_e$ (pour l'argon $E_c \simeq 7,2T_e$) donc :

$$P_c = eE_c\Gamma_e 2A = e\left(2T_e + \frac{T_e}{2} + V_s\right)\Gamma_e 2A. \quad (3.48)$$

L'énergie moyenne E_{el} perdue par collision élastique est égale à $\frac{3m_e}{m_i}T_e$. Dans le cas de l'ion H_3^+ ($m_i = 3m_p$), $E_{el} = 5,4 \cdot 10^{-4}T_e$ et la puissance perdue par les collisions élastiques s'écrit donc :

$$P_{el} = eE_{el}K_{el}n_en_g\mathcal{V}, \quad (3.49)$$

avec K_{el} le taux de collision élastique électrons-neutres. Ce terme a été précédemment calculé, il est égal à $K_{el}(T_e) \simeq \sigma_0 \sqrt{\frac{8eT_e}{\pi m_e}} = 10^{-13} \sqrt{T_e} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ avec T_e en eV.

On sélectionne pour simplifier les excitations vibrationnelles $v = 0 \rightarrow 1$ et $v = 0 \rightarrow 2$, les excitations rotationnelles $J = 0 \rightarrow 2$ et $J = 1 \rightarrow 3$ et enfin les excitations des niveaux d'énergie électronique $B^1\Sigma_u^+$ (exc1), $C^1\Pi_u$ (exc2) et $E, F^1\Sigma_g^+$ (exc3) de la molécule d'hydrogène. Les constantes de réactions et les énergies seuils de ces excitations sont données dans le tableau 3.10. Ces données sont extraites des références [144, 154, 155].

log K avec K en $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	énergie seuil (eV)
$\log K_{v=0 \rightarrow 1} = -14,71 + 0,99 \log T_e - 1,86(\log T_e)^2$	0,5
$\log K_{v=0 \rightarrow 2} = -15,85 + 2,31 \log T_e - 2,51(\log T_e)^2$	1
$\log K_{J=0 \rightarrow 2} \simeq -13,95 + 0,5 \log T_e$	0,045
$\log K_{J=1 \rightarrow 3} \simeq -14,22 + 0,5 \log T_e$	0,074
$\log K_{exc1} = -19,38 + 10,39 \log T_e - 9,8(\log T_e)^2 + 6,25(\log T_e)^3 - 2,78(\log T_e)^4 + 0,81(\log T_e)^5$	11,4
$\log K_{exc2} = -20,55 + 13,7 \log T_e - 13,63(\log T_e)^2 + 9(\log T_e)^3 - 4,27(\log T_e)^4 + 1,36(\log T_e)^5$	11,7
$\log K_{exc3} = -21,83 + 14,3 \log T_e - 14(\log T_e)^2 + 8,9(\log T_e)^3 - 3,8(\log T_e)^4 + 1,07(\log T_e)^5$	12,2

TAB. 3.10 – Constantes de réactions sur l'intervalle 1–10 eV et énergies seuil [144, 154, 155] des excitations rotationnelles, vibrationnelles et électroniques (T_e est en eV).

Les puissances perdues par les électrons dans ces mécanismes sont donc :

$$P_{vib} = e(E_{0 \rightarrow 1}K_{v=0 \rightarrow 1} + E_{0 \rightarrow 2}K_{v=0 \rightarrow 2})n_e n_g \mathcal{V}; \quad (3.50)$$

$$P_{rot} = e(E_{J=0 \rightarrow 2}K_{J=0 \rightarrow 2} + E_{J=1 \rightarrow 3} + K_{J=1 \rightarrow 3})n_e n_g \mathcal{V}; \quad (3.51)$$

$$P_{exc} = e(E_{exc1}K_{exc1} + E_{exc2}K_{exc2})n_e n_g \mathcal{V}. \quad (3.52)$$

$$(3.53)$$

L'énergie moyenne des électrons est $\frac{3}{2}kT_e$. Le bilan de puissance s'écrit donc:

$$\frac{d\left(\frac{3}{2}n_e kT_e\right)}{dt} = \frac{P_{abs} - P_{lost}}{\mathcal{V}}. \quad (3.54)$$

D'où on tire l'équation bilan pour la température :

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{2}{3kn_e} \frac{P_{abs} - P_{lost}}{\mathcal{V}} - \frac{T_e}{n_e} \frac{dn_e}{dt}. \quad (3.55)$$

Cette équation s'ajoute au système précédent. La puissance absorbée P_{abs} est un paramètre d'entrée du calcul. Les bilans de particule et de puissance sont donc calculés simultanément, ce qui n'est pas le cas dans les modèles globaux dans l'argon [5, 33] où la température électronique est déterminée séparément de la densité électronique. Mais comme pour l'argon, T_e peut être calculée plus simplement. Dans l'équation de bilan des électrons le terme de création en $K_{e4}n_e n_{1s}$ est probablement négligeable devant les autres ($n_{1s} \ll n_g$) donc à l'état stationnaire, si l'on suppose également que $n_e = n_i \simeq n_3$ (ion H_3^+ majoritaire) alors cette équation devient :

$$n_g d = \frac{2u_{B3}(T_e)}{K_{e1}(T_e) + K_{e2}(T_e)} = f(T_e). \quad (3.56)$$

La température est alors indépendante de la puissance absorbée P_{abs} et ne dépend que de

la pression du gaz ou du volume du plasma⁹ [5]. Nous pouvons vérifier que c'est également le cas dans notre modèle global dans l'hydrogène. La température électronique T_e calculée par le solveur ODE en fonction de la pression pour différentes puissances absorbées est montrée dans la figure 3.21.

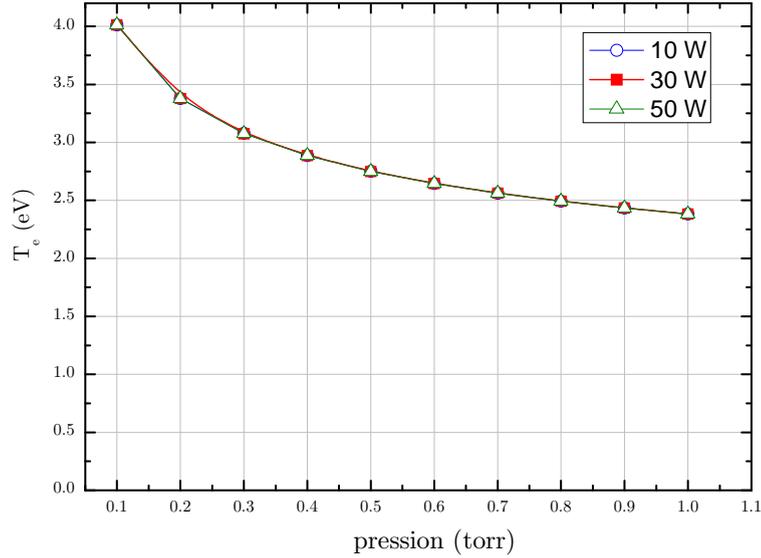


FIG. 3.21 – T_e en fonction de la pression pour différentes puissances absorbées ($d = 3$ cm, $R = 6$ cm).

3.3.9 Modélisation de l'ensemble du système expérimental

Nous nous sommes jusqu'à présent contentés de modéliser la décharge. Nous cherchons également à comprendre le fonctionnement de l'ensemble de notre système expérimental composé d'un générateur, d'une boîte d'accord, des impédances parasites du réacteur et de la décharge. Le schéma électrique équivalent à l'ensemble du système est donné dans la figure 3.15 (cf. p. 89).

Après la convergence du calcul itératif, le courant I_s circulant dans la contre-électrode est calculé ($I_s = jC_s\omega V_p$). Ce qui permet de déterminer le courant $I_{tune} = I_s + I_p$ (loi des nœuds) dans la branche tune¹⁰ ainsi que les puissances dissipées d'une part dans la résistance parasite du réacteur (P_s) et d'autre part dans la boîte d'accord (P_{match}).

$$P_s = \frac{1}{2}R_s|I_{tune}|^2 \quad (3.57)$$

$$P_{match} = \frac{1}{2}(R_{load} + R_{tune})|I_{tune}|^2 \quad (3.58)$$

$$(3.59)$$

⁹L'équation ci-dessus se résout généralement de manière itérative [33].

¹⁰Ce dernier est le courant mesuré expérimentalement.

Rappelons qu'à l'accord, les courants dans les deux branches sont en opposition de phase donc $|I_{tune}| = |I_{load}|$.

La puissance totale dissipée dans le plasma (électrons + ions) est $P_{tot} = P_{abs} + 2P_{ion}$. La puissance totale délivrée par le générateur est égale à $P_g = P_s + P_{match} + P_{tot}$, l'efficacité du couplage de la puissance au plasma est donc $\eta = \frac{P_{tot}}{P_g}$.

Soit $Z_d = R_d + jX_d$ l'impédance vue de la sortie de la boîte d'accord. Les formules 3.20 et 3.21 donnent en fonction de R_d et X_d les valeurs d'inductance L_{tune} et de capacité C_{load} nécessaires pour accorder. D'après le circuit de la figure 3.15, cette impédance s'écrit :

$$Z_d = R_s + jL_s\omega + \frac{Z_p \times \frac{1}{jC_s\omega}}{Z_p + \frac{1}{jC_s\omega}}. \quad (3.60)$$

De la connaissance des impédances dans la boîte d'accord on en déduit la tension à son entrée $V_g = \frac{|I_{tune}|}{C_{load}\omega}$. La puissance délivrée par le générateur est égale à l'accord à $P_g = \frac{1}{2} \frac{V_g^2}{50}$.

3.3.10 Déroulement du calcul

Le calcul du modèle est réalisé de manière itérative. Il est illustré sur la figure 3.22.

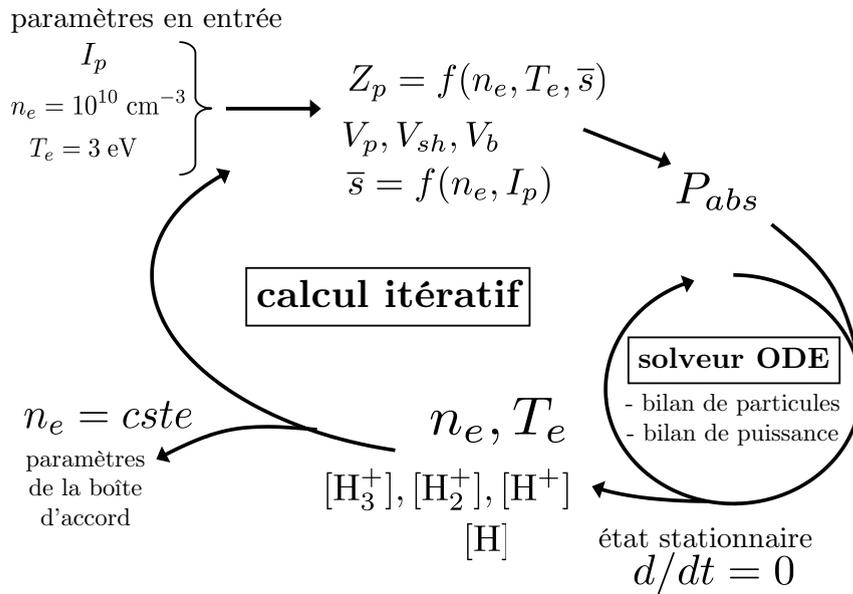


FIG. 3.22 – Principe du calcul itératif.

Les étapes du calcul sont les suivantes.

1. Considérons le cas où le courant total I_p dans la décharge est fixé. Afin de démarrer le calcul, la densité et la température électronique sont arbitrairement fixées ($n_e = 10 \text{ cm}^{-3}$ et $T_e = 3 \text{ eV}$).
2. La taille des gaines et l'impédance de la décharge sont calculées. La tension aux

bornes de la décharge, des gaines ou du bulk sont déterminées par simple application de la loi d'Ohm.

3. De la connaissance de l'impédance de la décharge, il est alors possible de calculer la puissance absorbée par le plasma afin d'appliquer le bilan de puissance pour les électrons à l'étape suivante.
4. L'intégration par rapport au temps des équations de bilan est réalisée par le solveur ODE jusqu'à atteindre l'état stationnaire pour toutes les variables. Lors de la première itération les densités prises comme conditions initiales sont $n_e = 10 \text{ cm}^{-3}$, $n_1 = n_2 = n_3 = n_e/3$, $n_{1s} = n_g/100$ et $T_e = 3 \text{ eV}$. A l'issue du calcul, on détermine une nouvelle densité et température électronique.
5. Il ne reste plus qu'à réitérer le calcul avec ces nouveaux paramètres jusqu'à la convergence de la densité électronique. Les densités d'espèces et la température électronique calculées sont données comme conditions initiales pour le solveur à l'itération suivante. Si la densité électronique ne varie plus (convergence) alors on calcule les impédances de la boîte d'accord, la puissance en entrée et celle qui y est perdue.

Le calcul peut être également réalisé en fixant le potentiel aux bornes de la décharge (n_e et T_e sont encore fixés arbitrairement au démarrage). Le calcul itératif débute alors par le calcul de I_p par application de la loi d'ohm $I_p = V_p/Z_p(n_e, T_e, \bar{s})$, on constate qu'il faut connaître \bar{s} . On fixe alors arbitrairement $\bar{s} = l/10$. La puissance absorbée dans la décharge est donc connue et le calcul se déroule ensuite comme décrits précédemment (étape 4).

Si l'on fixe la puissance absorbée P_{abs} dans la décharge. L'intégration des équations de bilan peut commencer immédiatement (étape 4). Le calcul de la taille de la gaine, du courant et de l'impédance n'est alors réalisé qu'au début de l'itération suivante.

3.4 Interprétation de l'impédance du plasma

La correction des mesures électriques a été décrite dans la section 2.4. De cette correction on en déduit l'impédance du plasma $Z_p = R_p + jX_p$, la tension aux bornes de la décharge et le courant I_p la traversant.

Après la description du modèle global, il est évident que la mesure de l'impédance du plasma permet de tirer de l'information sur certains paramètres du plasma. Cette approche a été utilisée dans les références [82, 87, 97, 101, 102, 109, 156–158] le plus souvent à 13,56 MHz. En s'inspirant des modèles proposés dans ces références on va construire un modèle électrique simplifié de la décharge reliant l'impédance Z_p à la densité électronique moyenne n_e , à la taille des gaines s_m , à la puissance dissipée dans le bulk et dans les gaines et aux tensions de gaine (V_{sh}) ou de bulk (V_b).

Reprenons le modèle électrique équivalent de la figure 3.20. Si nous négligeons le chauffage ohmique dans les gaines, $R_{ohm} + jL_{bulk}\omega$ devant $\frac{1}{C_0\omega}$ et posons que la résistance totale des gaines est égale à $R_{sh} = 2(R_{ion} + R_{stoc})$ alors le modèle électrique se simplifie. Ce modèle simplifié est montré sur la figure 3.23.

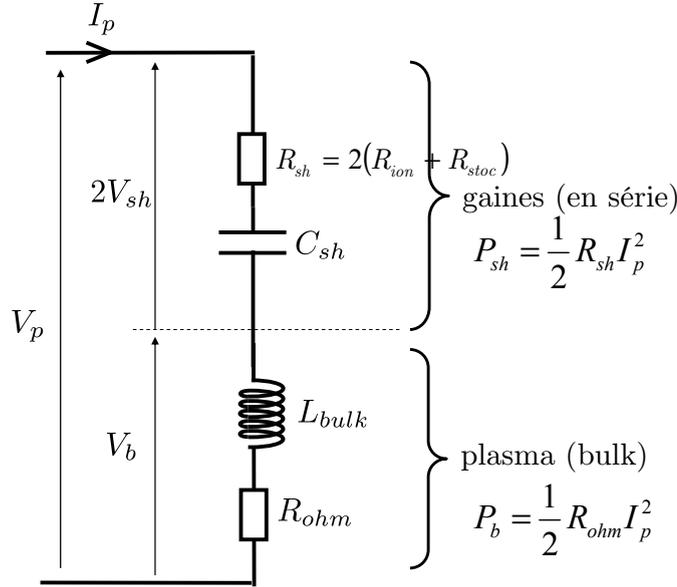


FIG. 3.23 – Circuit électrique équivalent à une décharge capacitive symétrique.

3.4.1 Notion de composante ohmique de la tension

La tension V_p s'écrit comme la somme d'une composante déphasée de $+\frac{\pi}{2}$ avec le courant et d'une composante en phase avec le courant. L'amplitude de ces composantes de tension sont respectivement $|V_p| \sin \varphi_p$ et $|V_p| \cos \varphi_p$. Cette dernière est appelée composante ohmique de la tension et est égale à la somme des tensions aux bornes des résistances en série de la décharge. Il s'agit de la résistance du bulk R_{ohm} et de la résistance des gaines R_{sh} , d'où $|V_p| \cos \varphi_p = (R_{ohm} + R_{sh})|I_p|$.

R_{ohm} et R_{sh} sont des grandeurs électriques non linéaires, si on les ajuste aux fonctions $R_{ohm} = B|I_p|^\alpha$ et $R_{sh} = C|I_p|^\beta$ alors la composante ohmique est égale à : $|V_p| \cos \varphi_p = B|I_p|^{\alpha+1} + C|I_p|^{\beta+1}$.

Si l'on trace comme l'a fait Godyak dans la référence [158], $|V_p| \cos \varphi_p$ en fonction de $|I_p|$ on peut alors en déduire après ajustement les grandeurs B , C , α et β et donc R_{ohm} et R_{sh} .

3.4.2 Détermination des puissances dissipées dans les gaines et le bulk

De la connaissance de R_{ohm} et R_{sh} on en déduit les puissances dissipées dans le bulk P_b et les gaines P_{sh} car à partir du circuit équivalent de la figure 3.23, ces puissances sont égales respectivement à $\frac{1}{2}R_{ohm}|I_p|^2$ et $\frac{1}{2}R_{sh}|I_p|^2$. La puissance totale P_{abs} dissipée dans la décharge s'écrit:

$$P = P_b + P_{sh} \quad (3.61)$$

3.4.3 Détermination des tensions dans les gaines et le bulk

A partir de la résistance R_b on peut également en déduire l'inductance du bulk égale à $L_b = R_b/\nu_m$. La tension aux bornes du bulk est alors égale à $V_b = (R_{ohm} + jL_{bulk}\omega)I_p$. Lorsque la chute de tension aux bornes de l'inductance est négligeable devant $|V_b|$ alors la puissance dissipée dans le bulk peut s'écrire : $P_b = \frac{1}{2}|V_b||I_p|$.

La tension aux bornes des gaines en série est égale à $2V_{sh} = (R_{sh} + jX_{sh})I_p$. En supposant que les gaines sont identiques (système symétrique) alors la tension aux borne d'une seule gaine est donc V_{sh} .

3.4.4 Détermination de la densité électronique

A partir du modèle global on sait que l'on retrouve la résistance ohmique du bulk introduite dans la section précédente :

$$R_{ohm} = \frac{m_e\nu_m}{e^2n_e} \cdot \frac{d}{a} \quad (3.62)$$

d'où on tire la relation [82]:

$$n_e = \frac{m_e\nu_m}{e^2} \cdot \frac{d}{a} \cdot \frac{1}{R_p}. \quad (3.63)$$

La densité électronique effective mesurée est donc une densité moyenne ou tout au moins de l'ordre de grandeur de la densité au centre de la décharge. Cette méthode de mesure de la densité électronique est donc non locale. Elle présente l'avantage d'être non perturbative. Elle ne nécessite pas de sondes supplémentaires autres que celles servant à mesurer le courant ou la tension.

3.4.5 Détermination de la taille moyenne des gaines \bar{s}

On va supposer dans un premier temps que la partie imaginaire de l'impédance, la réactance X_p est égale à celle des gaines de charge d'espace (X_{sh}) que l'on modélise par des capacités en série dont la capacité équivalente est C_{sh} (la densité d'électrons est nulle dans les gaines). On va également supposer que les gaines sont linéaires par conséquent

la réactance de celles-ci est donc:

$$X_p = X_{sh} = -\frac{1}{C_{sh}\omega}, \quad (3.64)$$

avec [48, 82, 102, 105, 109, 158]:

$$C_{sh} = \frac{\epsilon_0 A}{2\bar{s}}, \quad (3.65)$$

où \bar{s} est la taille moyenne d'une gaine et A la surface de l'électrode que l'on prendra égale à l'électrode RF. L'épaisseur \bar{s} est donc égale à :

$$\bar{s} = -\frac{\epsilon_0 A \omega}{2} X_p. \quad (3.66)$$

Le modèle de type RC décrits ici est utilisé à 13,56 MHz, mais il doit être modifié à plus haute fréquence. On a supposé implicitement que le bulk n'est pas réactif mais ce n'est plus le cas en VHF où l'effet de l'inductance du bulk sur la réactance totale peut ne plus être négligeable. Il est d'ailleurs possible d'observer la résonance série de la capacité des gaines avec l'inductance du bulk [159, 160]. Ceci a été étudié par Godyak dans les années 70 [136]. Il faut donc utiliser un modèle de type RLC .

On a vu dans la section précédente portant sur le modèle global que $L_{bulk} = R_{ohm}/\nu_m$ (cf. sect. 3.3.3, p. 95). La réactance totale X_p donc égale à :

$$X_p = L_{bulk}\omega + X_{sh}, \quad (3.67)$$

La réactance des gaines en série X_{sh} et leur capacité C_{sh} sont données par les relations :

$$X_{sh} = X_p - L_{bulk}\omega, \quad (3.68)$$

$$C_{sh} = \frac{1}{L_{bulk}\omega - X_p}, \quad (3.69)$$

d'où :

$$\bar{s} = \frac{\epsilon_0 A \omega}{2} \left(\frac{\omega}{\nu_m} R_p - X_p \right). \quad (3.70)$$

La non prise en compte de l'inductance du bulk a pour effet de sous-estimer la taille des gaines ainsi que la tension et le champ électrique dans le bulk au profit de la tension dans les gaines qui est alors surestimée.

Chapitre 4

Résultats expérimentaux

4.1 Introduction

Dans cette étude des propriétés d'une décharge capacitive d'hydrogène en VHF, l'accent est porté sur la caractérisation de ces propriétés électriques. Pour cela la tension, le courant et l'impédance RF ont été mesurées en sortie de la boîte d'accord dans une large gamme de fréquence (13,56–90 MHz), de puissance (5–50 W) et de pression (0,1–1 torr).

Avant de présenter les mesures corrigées de l'effet des impédances parasites, je vais d'abord les reporter sans cette correction. Cela permettra de voir comment les impédances parasites d'un circuit LC affectent les mesures électriques. Ce type de circuit parasite est celui le plus couramment rencontré dans la littérature étant donné la nature des décharges capacitatives qui contiennent toutes une face arrière d'électrode couplée capacitivement à la masse (la contre-électrode) en série avec l'inductance du conducteur d'amenée de courant.

Les impédances corrigées, c'est à dire celles du plasma d'hydrogène seront ensuite présentées. Ce qui permettra d'en déduire la répartition des courants RF dans le réacteur. La puissance dissipée dans le plasma mesurée par la méthode vectorielle sera comparée avec celle donnée par la méthode soustractive. L'efficacité de couplage de la puissance au plasma sera commentée. Les tensions d'auto-polarisation mesurées seront ensuite présentées et corrélées avec les mesures d'impédances.

La méthode proposée par Godyak dans la référence [158] et décrite dans le précédent chapitre sera utilisée afin d'en déduire, à partir de l'impédance du plasma, des paramètres du plasma comme la taille des gaines, la densité électronique, l'inductance et la résistance du bulk, la capacité et la résistance des gaines ainsi que les puissances dissipées dans les gaines et le bulk.

La densité du plasma a été mesurée dans un premier temps avec des sondes de Langmuir. L'utilisation de ces sondes dans un gaz réactif comme l'hydrogène s'est révélé délicate dans sa mise en œuvre. Pour pallier aux limitations de celles-ci la sonde plasma à transmission a été développée. La densité électronique mesurée par ces deux sondes sera comparée avec celle issue de l'interprétation du plasma.

Le modèle global et homogène d'une décharge capacitive dans l'hydrogène, aussi décrit dans le précédent chapitre, permettra de calculer les paramètres de plasma. On s'intéressera en particulier à l'évolution de la densité électronique et de la taille des gaines en fonction de l'augmentation de la fréquence et de la pression. Ces résultats de calcul seront comparés avec ceux déduits de l'interprétation de l'impédance du plasma.

Le modèle global ainsi validé permettra de calculer la densité d'hydrogène atomique que l'on comparera avec les mesures qui ont été réalisées dans le réacteur d'étude par J. Jolly et J.-P. Booth [150] à l'aide de la fluorescence induite par laser .

4.2 Impédance d'entrée du réacteur

4.2.1 Module de l'impédance

La tension V_m en fonction du courant I_m mesurée à l'entrée du réacteur à différentes fréquences entre 13,56 et 95 MHz est montrée sur la figure 4.1 (sans correction de l'effet des impédances parasites). Ces mesures ont été réalisées à 100 mtorr dans l'hydrogène pour des puissances délivrées par le générateur inférieures à 50 W. Le rapport $\frac{V_m}{I_m}$ est égale au module de l'impédance $|Z_m|$ à l'entrée du réacteur.

On constate que l'impédance du réacteur diminue avec la fréquence jusqu'à 80 MHz. L'utilisation de la VHF permet donc d'obtenir une décharge capacitive traversée par de forts courants (donc probablement avec une densité électronique élevée) sans appliquer une tension RF élevée.

L'impédance passe par un minimum à 80 MHz. Cela révèle la présence d'une résonance série. Vérifions cela en traçant sur la figure 4.2 le module des impédances d'entrée calculé en prenant la moyenne des rapports $\frac{V_m}{I_m}$ à chaque fréquence. La courbe ainsi obtenue est comparée avec l'impédance d'entrée mesurée à vide (sans plasma) avec l'analyseur de réseau.

On constate que les impédances parasites dominent l'impédance d'entrée à basse fréquence (en dessous de 27,12 MHz). A plus haute fréquence l'impédance du plasma est de moins en moins négligeable au point de modifier la fréquence de résonance du réacteur.

Pour confirmer que ce minimum d'impédance est due à une résonance, regardons si la phase change de signe.

4.2.2 Phase de l'impédance

Le déphasage tension-courant φ_m mesuré à l'entrée du réacteur en fonction de la tension V_m également mesurée à l'entrée est tracé à différentes fréquences sur la figure 4.3. Ces mesures ont été réalisées à 100 mtorr dans l'hydrogène. On constate que le déphasage varie bien avec la tension appliquée car l'impédance du plasma est non-linéaire. Le déphasage mesuré est relié à l'impédance $Z_m = R_m + jX_m$ en entrée par la relation : $\varphi_m = \arctan \frac{X_m}{R_m}$

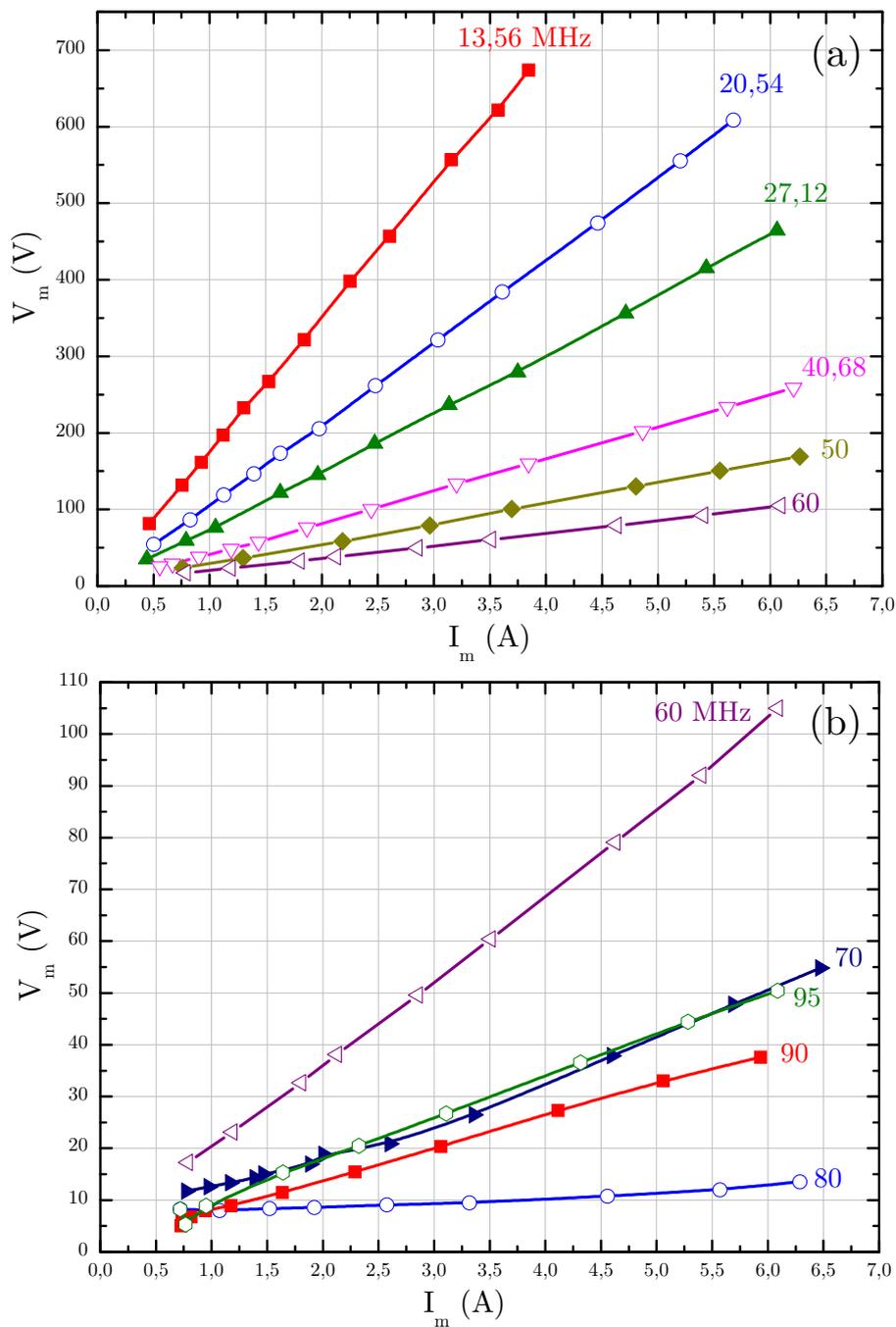


FIG. 4.1 – Tension en fonction du courant à l'entrée du réacteur (a) en dessous de 60 MHz et (b) au dessus de 60 MHz (100 mtorr, H_2 , $P < 50$ W)

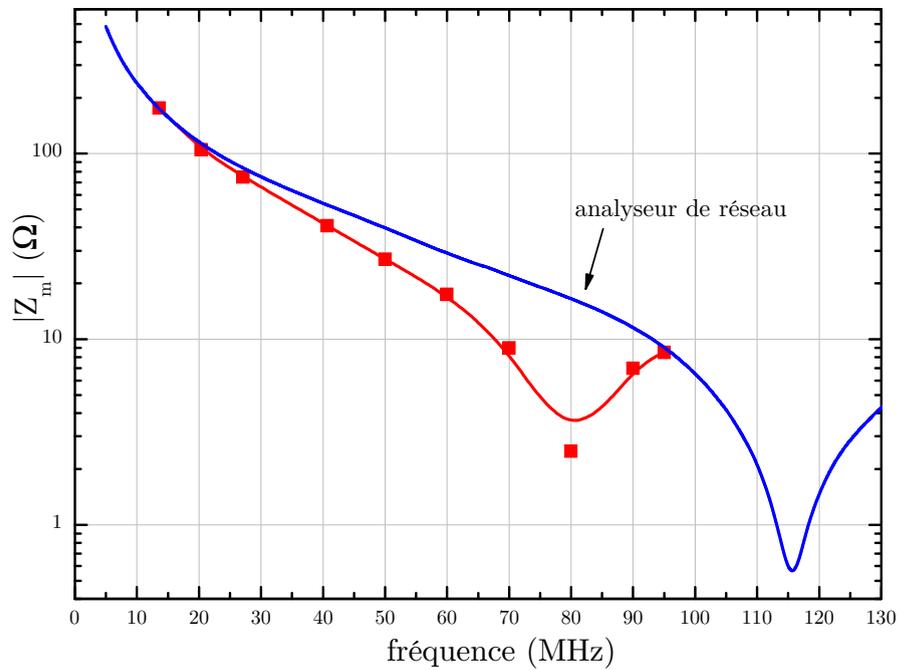


FIG. 4.2 – Comparaison entre le module de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence mesuré avec le plasma (points expérimentaux) et à vide (mesuré avec l'analyseur de réseau).

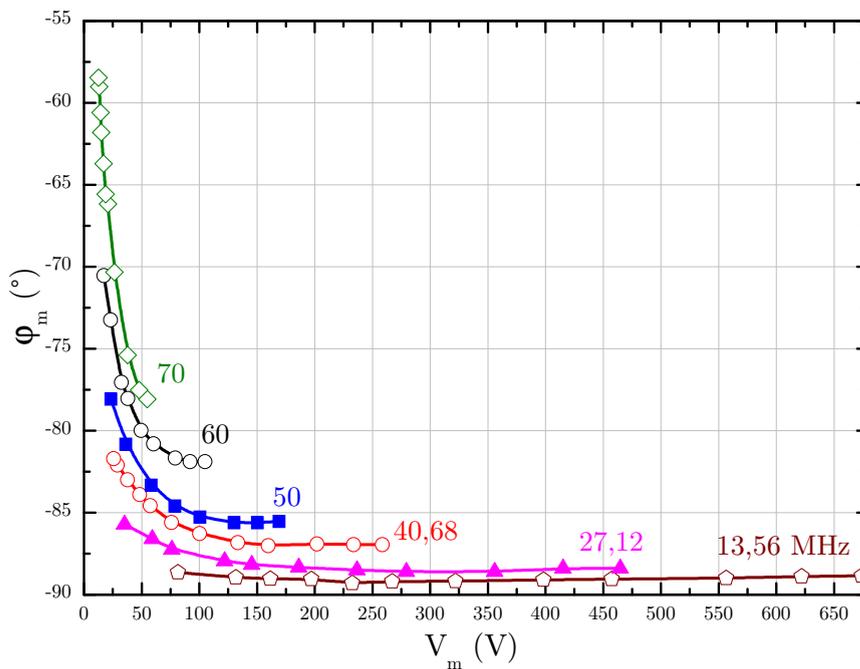


FIG. 4.3 – Déphasage à l'entrée du réacteur en fonction de la tension également mesurées à l'entrée du réacteur entre 13,56 MHz et 70 MHz (100 mtorr, H_2)

($\varphi_m < 0$ car $X_m < 0$). Le calcul de l'incertitude de mesure de la puissance dissipée et de l'impédance est donné en annexe A (cf. annexe A, p. 229), ainsi on trouve que :

$$\frac{\Delta P_m}{P_m} = \frac{\Delta R_m}{R_m} \simeq \tan \varphi_m \Delta \varphi_m \quad (4.1)$$

$$\frac{\Delta X_m}{X_m} \simeq \frac{\Delta \varphi_m}{\tan \varphi_m} \quad (4.2)$$

Soit $\Delta \varphi_m$ l'erreur absolue de mesure du déphasage. L'erreur dans la détermination de la puissance et de la résistance sera maximale lorsque $\varphi_m \simeq \pm \frac{\pi}{2}$. C'est le cas lorsque $|X_m| \gg R_m$. L'erreur dans la mesure de la réactance est élevée lorsque $\varphi_m \simeq 0$ ou π . C'est le cas quand $R_m \gg |X_m|$ (par exemple en présence d'une résonance série).

Pour éviter que l'incertitude de mesure de P_m et R_m augmente avec la fréquence d'excitation on doit améliorer la précision de mesure du déphasage temporel $\Delta t = \frac{\phi_m}{2\pi f}$ entre le courant et la tension. Dans le cas d'un système d'acquisition numérique, cette exigence se traduira par l'utilisation d'une fréquence d'échantillonnage plus élevée¹. Mais ce raisonnement n'est vrai que si le déphasage angulaire reste constant or celui-ci tend vers 0 lorsque que la fréquence augmente. Donc bien que $\Delta \varphi_m$ augmente avec la fréquence, la grandeur $\tan \varphi_m$ diminue.

En d'autres termes l'erreur de mesure du déphasage a moins d'effet sur la détermination de la résistance ou de la puissance couplée en VHF qu'à 13,56 MHz. A cela s'ajoute le fait que la dynamique de variation du déphasage à l'entrée est également plus importante en VHF.

Cela est due, d'une part à la présence de l'inductance parasite L_{stray} en série avec le plasma qui diminue X_m (et donc le rapport $|X_m/R_m|$), et d'autre part aux propriétés du plasma. On verra plus tard que conformément aux simulations numériques des références [20–23] et en accord avec le résultat du modèle global décrit dans le chapitre 2, l'impédance du plasma diminue très significativement avec la fréquence ce qui a également pour effet de diminuer le rapport $|X_m/R_m|$ (à R_m constant).

Ce comportement doit différer d'un réacteur à l'autre en fonction des impédances parasites autour de la décharge ainsi que de la valeur de ces impédances. Dans le cas d'un circuit LC (le plus répandu dans la littérature) le déphasage diminue en fonction de la fréquence tant que l'on fonctionne en dessous de la fréquence de résonance du réacteur. Au dessus de cette fréquence, la réactance X_m augmente et donc également le déphasage φ_m .

Le déphasage φ_m mesuré à l'entrée du réacteur à des fréquences supérieures à 70 MHz est montré sur la figure 4.4 en fonction de la tension V_m également mesurée à l'entrée.

On constate que pour une tension suffisamment élevée le déphasage au dessus de 90 MHz devient positif et tend vers $+\frac{\pi}{2}$. Vue de l'entrée, le réacteur résonne à 90 MHz pour

¹Ce qui requiert une électronique plus onéreuse

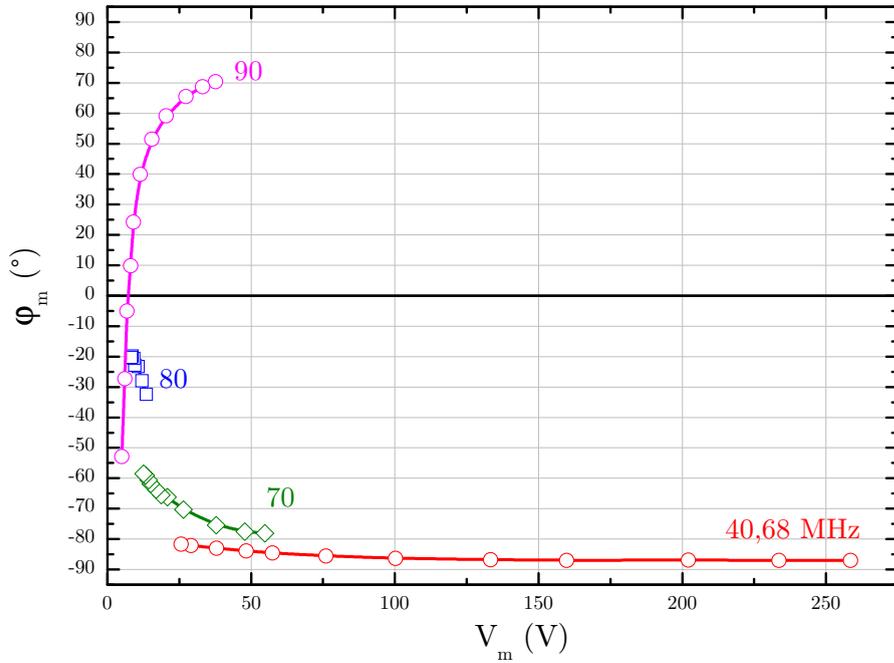


FIG. 4.4 – Déphasage à l’entrée du réacteur en fonction de la tension également mesurée à l’entrée du réacteur entre 40,68 MHz et 90 MHz (100 mtorr, H₂)

une tension environ égale à 7 V. Or on a vu au chapitre 3 que la fréquence de résonance du réacteur à vide est environ de 110 MHz. Celle-ci est donc plus basse en présence du plasma. Cela s’explique par le fait qu’en présence du plasma sa réactance X_d s’ajoute en parallèle avec la capacité de la contre-électrode. Comme $X_d < 0$ la réactance se modélise par une capacité effective $C_{eff} = \frac{-1}{X_d \omega}$. La capacité en série avec l’inductance parasite ($L_{stray} = 28,5$ nH) augmente et la fréquence de résonance série diminue. Pour résonner à 90 MHz il faut donc ajouter en série une capacité de 110 pF. La capacité parasite étant égale à $C_{stray} = 68,1$ pF, alors $C_{eff} = 110 - 68 \simeq 42$ pF a une valeur comparable à la capacité parasite. Il y a donc pratiquement autant de courant circulant dans le plasma que dans la contre-électrode.

La dynamique de variation de la phase à haute fréquence est plus importante. Ce qui pourrait expliquer partiellement la plus grande sensibilité des harmoniques aux changements des propriétés du plasma, d’où leur utilisation dans le contrôle des procédés. L’effet des impédances parasites pourrait également expliquer la grande variabilité d’un réacteur à l’autre et d’un plasma à l’autre, du comportement et de la composition des harmoniques mesurées à l’entrée d’un réacteur capacitif. On a vu que d’une part la valeur du déphasage et d’autre part la dynamique de variation du déphasage varie avec la fréquence. Il ne serait pas surprenant que l’amplitude et la dynamique de variation du déphasage dépendent de la position de l’harmonique par rapport à la fréquence de résonance du système réacteur+plasma².

²Notons que pour le contrôle des procédés dans l’industrie seules les variations relatives d’impédances

Voyons également comment le déphasage dépend de la pression du gaz.

Le déphasage φ_m mesuré à l'entrée du réacteur en fonction de la tension d'entrée V_m est montré sur la figure 4.5 pour différentes pressions entre 100 et 900 mtorr à 27,12 MHz, 60 MHz et 90 MHz.

On retrouve les mêmes courbes que précédemment sauf que la valeur absolue de la phase diminue avec la pression ce qui s'explique par une augmentation de la résistance avec la pression.

Comme décrit au chapitre 3, la connaissance des impédances parasites permet de corriger les mesures d'impédances afin de déterminer la phase de l'impédance du plasma, le module de son impédance, la tension à ses bornes et le courant qui le traverse. Le résultat de cette correction est donné dans ce qui suit.

4.3 Impédance du plasma

4.3.1 Module de l'impédance

La tension aux bornes de la décharge en fonction du courant qui la traverse est montrée sur la figure 4.6 pour différentes fréquences entre 13,56 MHz et 95 MHz.

Le module de l'impédance est tracé sur la figure 4.7 et est comparé avec l'impédance d'entrée mesurée à vide (sans plasma). On constate que l'impédance de la décharge ne présente pas de minimum vers 80 MHz et diminue avec la fréquence sur toute la gamme étudiée. A 13,56 MHz, elle est de l'ordre du $k\Omega$, supérieure d'un ordre de grandeur à celle de la capacité parasite. Au dessus de 60 MHz l'impédance du plasma et de la capacité parasite sont du même ordre de grandeur (de l'ordre de la dizaine d'ohms).

4.3.2 Phase de l'impédance

La phase φ_d de la décharge en fonction de la tension V_d à ses bornes est montré sur la figure 4.8 pour différentes fréquences entre 20,34 MHz et 90 MHz.

Après correction de la perturbation apportée par les impédances parasites, les courbes de déphasage se confondent. La dynamique de variation de la phase augmente significativement avec la fréquence. Elle est de 20° à 20,34 MHz et de 80° à 90 MHz, ce qui expliquerait également pourquoi les harmoniques sont plus sensibles aux propriétés du plasma. On constate également que cette dynamique de variation de la phase est plus importante que celle mesurée à l'entrée du réacteur (cf. fig. 4.1, p. 113). Ainsi à 27,12 MHz, elle est de 5° alors qu'au niveau du plasma elle est de 35° . A 60 MHz, elle est de 15° à l'entrée du réacteur et elle est 40° au niveau du plasma.

et en particulier de l'impédance des harmoniques sont significatives.

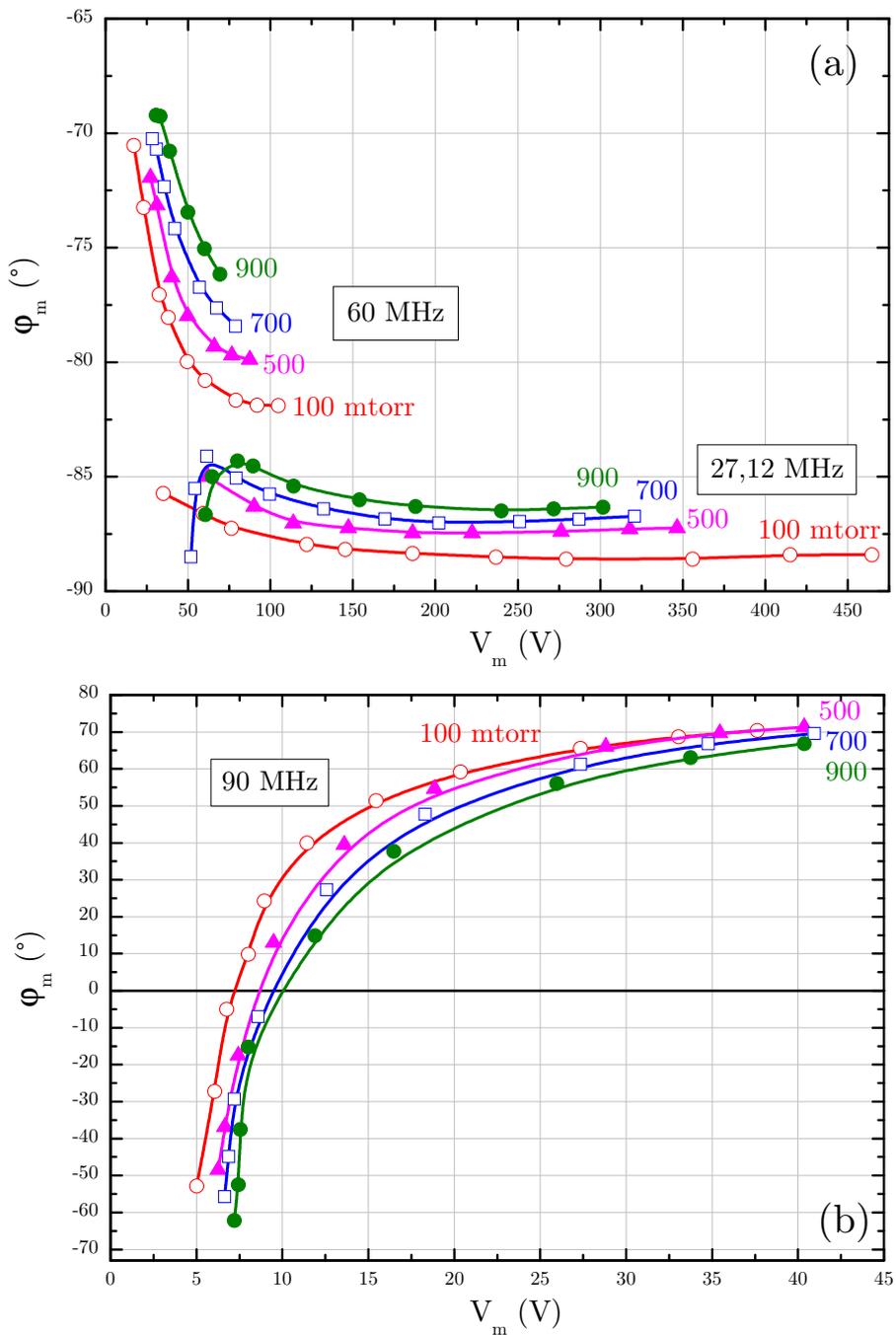


FIG. 4.5 – Déphasage à l'entrée du réacteur entre 100 mtorr et 900 mtorr en fonction de la tension également mesurée à l'entrée du réacteur à (a) 27,12 MHz, 60 MHz et (b) 90 MHz.

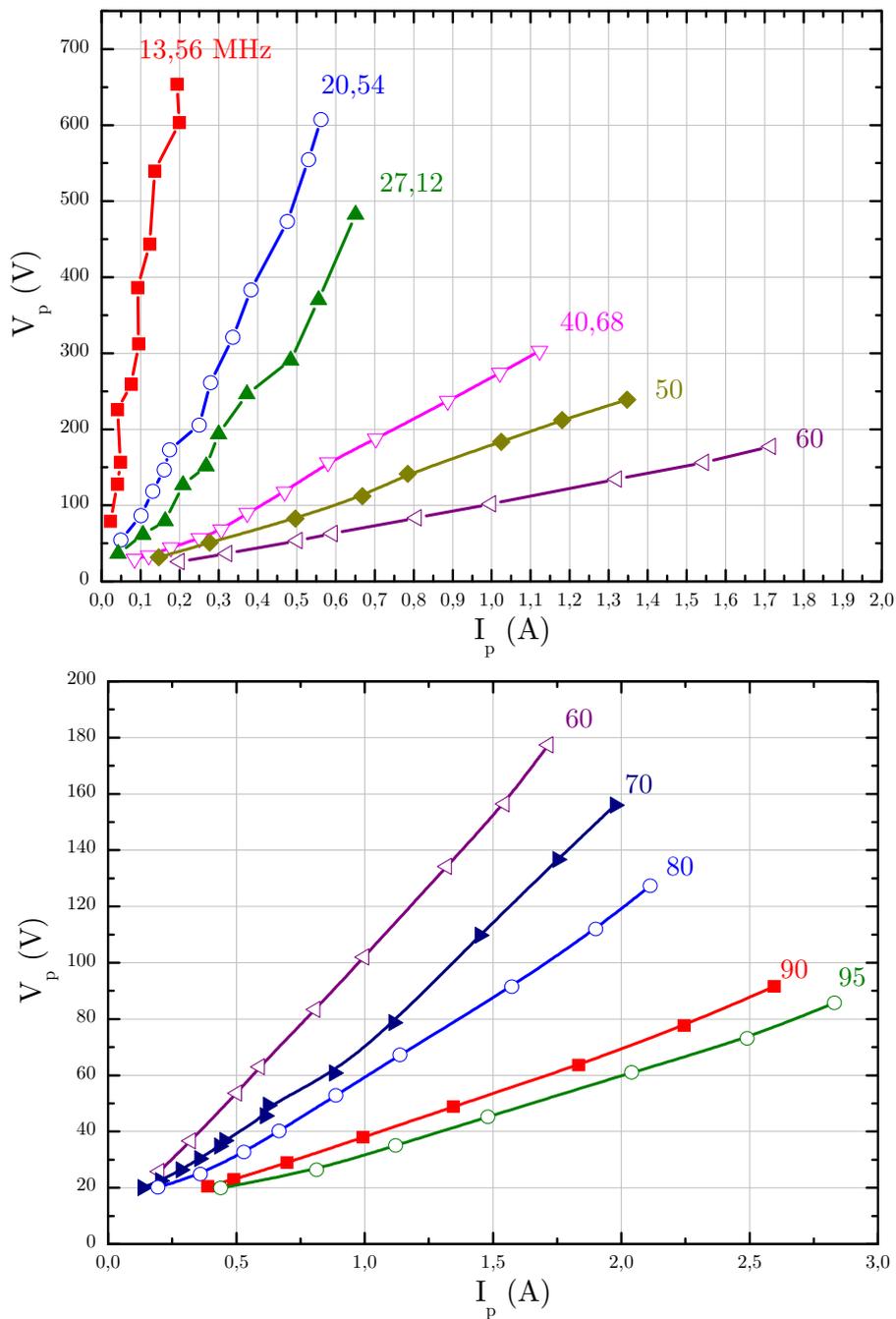


FIG. 4.6 – Tension en fonction du courant au niveau du plasma (a) en dessous de 60 MHz et (b) au dessus de 60 MHz (100 mtorr, H_2 , $P < 50$ W)

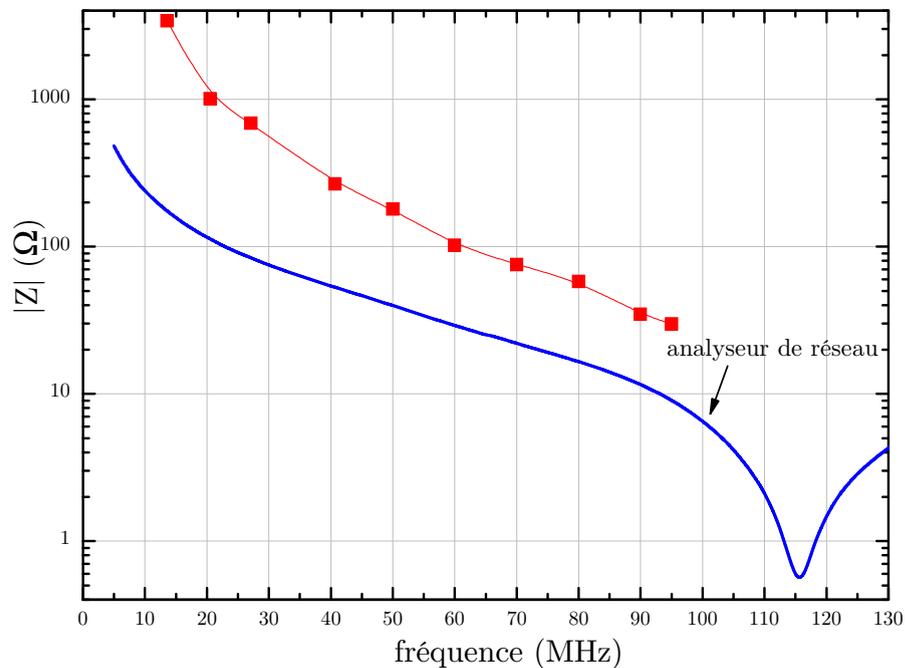


FIG. 4.7 – Comparaison entre le module de l'impédance du plasma et celle mesurée à vide (à l'analyseur de réseau).

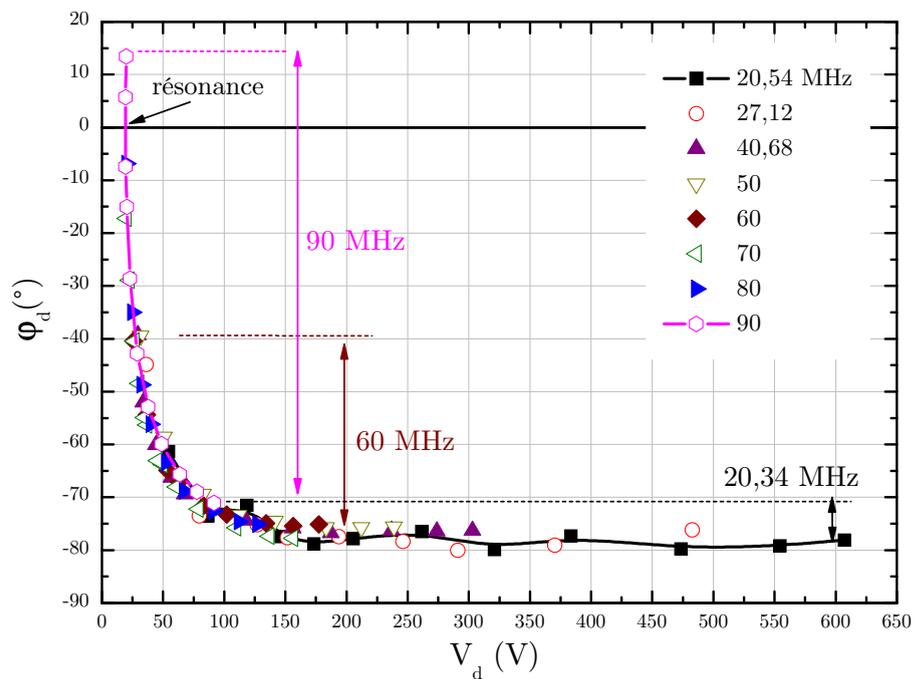


FIG. 4.8 – Phase de la décharge en fonction de la tension à ses bornes entre 20,34 MHz et 90 MHz.

La figure 4.9 montre la phase de la décharge en fonction de la tension V_d à ses bornes pour différentes pressions entre 100 et 900 mtorr à 40,68 MHz et 90 MHz. Le déphasage décroît car R_d croît avec la pression.

4.3.3 Résistance et réactance de la décharge

Du module et de la phase de l'impédance on en déduit la résistance et la réactance.

4.3.3.1 Effet de la pression

Comparons les résultats obtenus à 40,68 MHz avec ceux disponibles dans la littérature. Des mesures précises et exhaustives d'impédance en fonction du courant à différentes pressions ont été réalisées par Godyak [158] dans une décharge à couplage capacitif dans l'argon à 13,56 MHz. Le réacteur utilisé est constitué de deux électrodes cylindriques planes de 14,3 cm de diamètre, séparées de 6,7 cm.

La résistance de notre décharge mesurée à 40,68 MHz à plusieurs pressions en fonction du courant (et de la densité de courant) est tracée sur la figure 4.10 et comparée avec les résultats tirés de la référence [158].

On constate que l'ordre de grandeur des résistances est comparable et que la résistance décroît en $1/I_p$ pour les faibles courants puis sature et croît pour les forts courants.

Effectuons également la comparaison (cf. fig. 4.11, p. 124) de la réactance avec les résultats de Godyak. Mais au lieu de tracer la réactance, intéressons nous comme Godyak à la capacité effective $C_{eff} = -\frac{1}{X_p\omega}$.

Nous constatons encore un assez bon accord car dans les deux cas, l'ordre de grandeur des capacitances est de quelques dizaines de pF et la capacité croît avec la pression à cause de la diminution de la taille des gaines.

Comme l'épaisseur des gaines diminue également lorsque la densité augmente, la capacité augmente donc aussi avec le courant. Ce comportement est moins marqué dans les mesures dans l'hydrogène sauf à haute pression.

Notons que dans les deux cas, on observe un point d'inflexion de la capacité vers 2–3 mA/cm² à 100 mtorr.

4.3.3.2 Effet de la fréquence

La résistance du plasma mesurée à différentes fréquences en fonction du courant est montrée sur la figure 4.12. Ces mesures sont comparées sur la même figure avec celles réalisées par Beneking [87] dans l'argon entre 10 et 50 MHz (3 torr) et dans l'hydrogène par Amanatides à 500 mtorr dans la même gamme de fréquence [25]. Le réacteur utilisée par Beneking est à électrode plane carrée (50x50 mm²) séparées de 10 mm. Celui d'Amanatides est plus proche de notre dispositif expérimental puisqu'il s'agit d'une décharge à électrode plane circulaire de 12 cm de diamètre séparée de 1,7 cm.

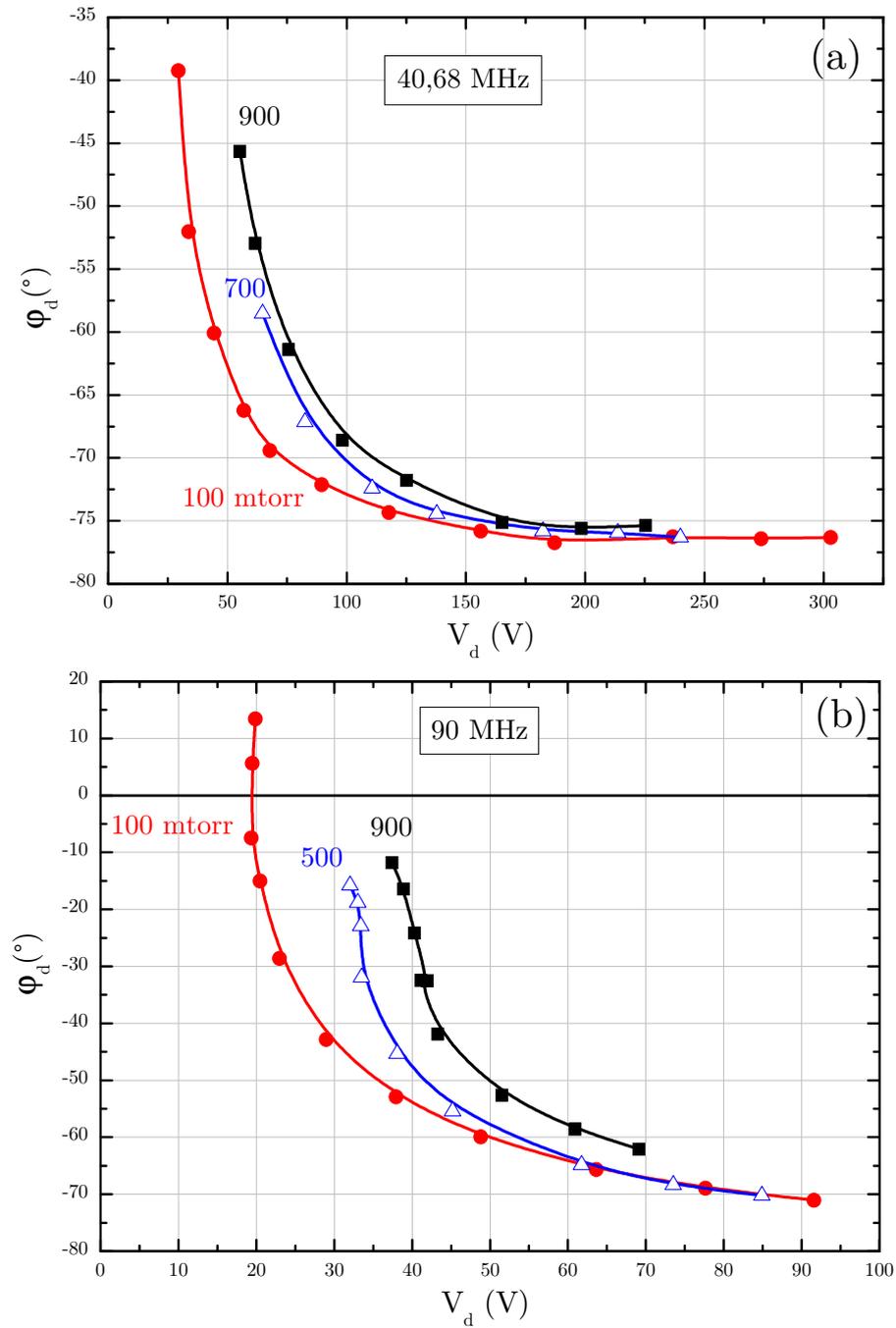


FIG. 4.9 – Phase de la décharge en fonction de la tension à ses bornes entre 100 mtorr et 900 mtorr à (a) 40,68 MHz et (b) 90 MHz.

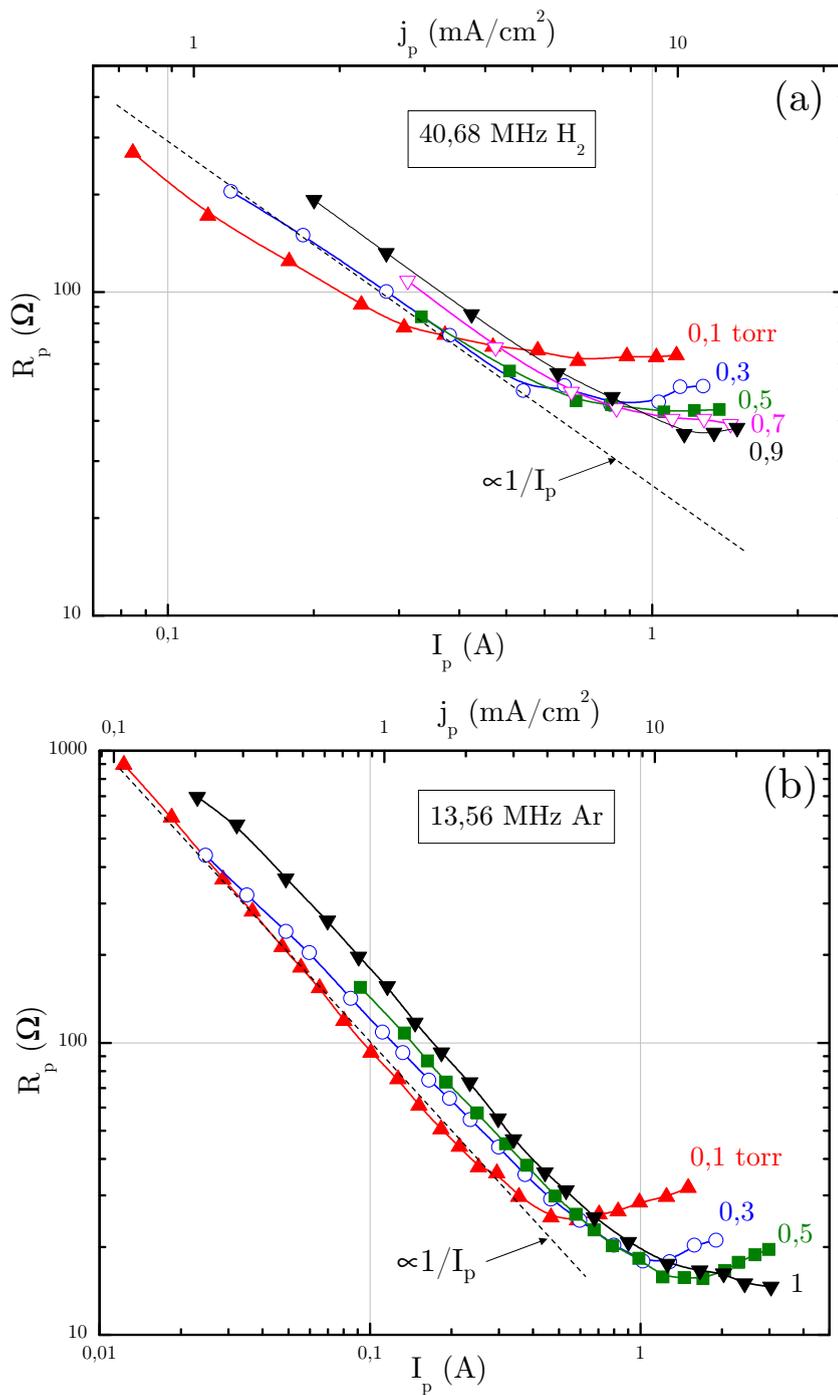


FIG. 4.10 – Résistance de la décharge en fonction du courant (a) dans l'hydrogène entre 0,1 et 1 torr (40,68 MHz) et (b) dans l'argon (13,56 MHz) Godyak [158].

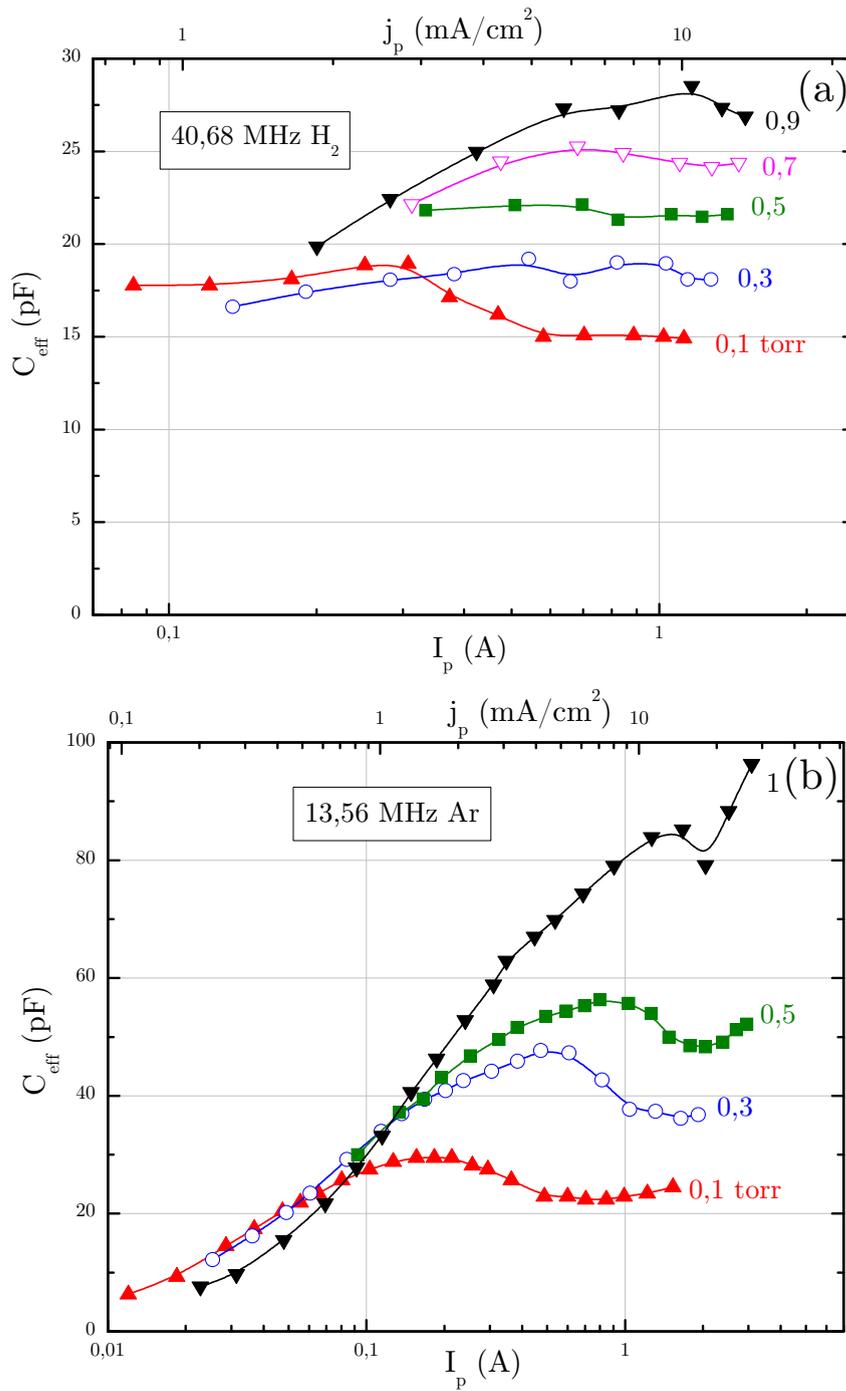


FIG. 4.11 – Capacité effective de la décharge C_{eff} en fonction du courant (a) dans l'hydrogène entre 0,1 et 1 torr (40,68 MHz) et (b) dans l'argon (13,56 MHz) Godyak [158].

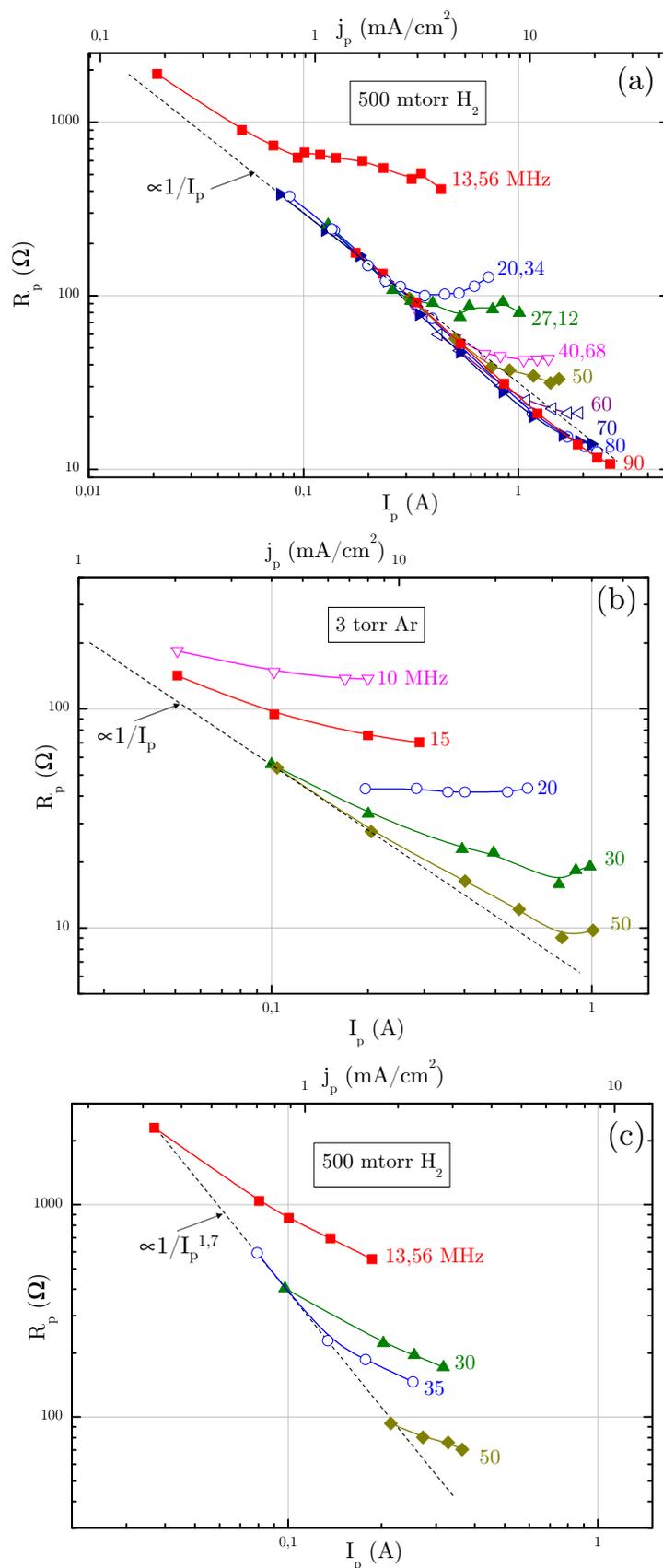


FIG. 4.12 – Résistance de la décharge en fonction du courant (a) dans l'hydrogène entre 13,56 et 90 MHz (500 mtorr), (b) dans l'argon entre 10 et 50 MHz, Beneking [87] (3 torr), et (c) dans l'hydrogène à 500 mtorr dans la même gamme de fréquence, Amanatides [25].

A courant donné, la résistance mesurée diminue bien avec la fréquence ce qui est en accord avec les mesures de Beneking dans l'argon ou avec celles d'Amanatides dans l'hydrogène.

Notons que pour les faibles courants, les résistances mesurées par Amanatides décroissent en $1/I^{1.7}$ en désaccord avec nos mesures, avec celles de Beneking et de Godyak. La raison est que les mesures d'Amanatides n'ont pas été faites pour des courants suffisamment faibles ne mettant donc pas en évidence le comportement asymptotique en $1/I$.

Des résultats similaires concernant la capacité effective sont présentés figure 4.13. On observe que la capacité mesurée croît avec la fréquence à courant donné à cause de la diminution de la taille des gaines. Ce comportement est moins marqué dans les résultats de Beneking et d'Amanatides. A 90 MHz, la capacité augmente lorsque le courant (ou la densité) diminue. A très bas courant la réactance est positive (non représentée sur la figure). L'inductance du bulk n'est donc plus négligeable. La capacité tracée n'est donc pas égale à la capacité des gaines aux plus hautes fréquences.

4.3.3.3 Evolution du rapport X_p/R_p avec de la fréquence

Comment varie l'impédance de la décharge avec la fréquence. Devient-elle plus résistive ou plus réactive à courant donné ? On a précédemment, en partie, répondu à cette question en traçant le déphasage courant-tension égale à $\varphi_p = \arctan \frac{X_p}{R_p}$ en fonction de la tension aux bornes de la décharge. Traçons directement le rapport $\frac{X_p}{R_p}$ en fonction du courant à différentes fréquences (cf. fig. 4.14, p. 128) et pressions (cf. fig. 4.15, p. 128).

Le rapport $\frac{X_p}{R_p}$ varie typiquement entre 0,1 (très résistif) et 5 (très réactif). L'impédance devient de plus en plus réactive lorsque le courant (ou la tension) augmente car :

- l'épaisseur des gaines augmente, leur capacité diminue donc augmentant ainsi la réactance;
- la densité électronique augmente, la conductivité augmente et la résistance diminue.

Sur la figure 4.14, à courant (ou densité) donné, l'impédance devient de plus en plus résistive lorsque la fréquence augmente car la réactance diminue à cause de la diminution de la taille des gaines.

On constate sur la figure 4.15 que l'impédance devient aussi de plus en plus résistive lorsque la pression augmente car à courant (ou densité) donné la résistivité du plasma augmente avec la pression.

Pour les forts courants, l'impédance reste très réactive ($X_p/R_p \sim 5$).

4.4 Répartition des courants dans le réacteur

Un effet notable de l'augmentation de la fréquence est qu'elle augmente la part de courant traversant la décharge car la capacité des gaines augmentent au point de ne plus

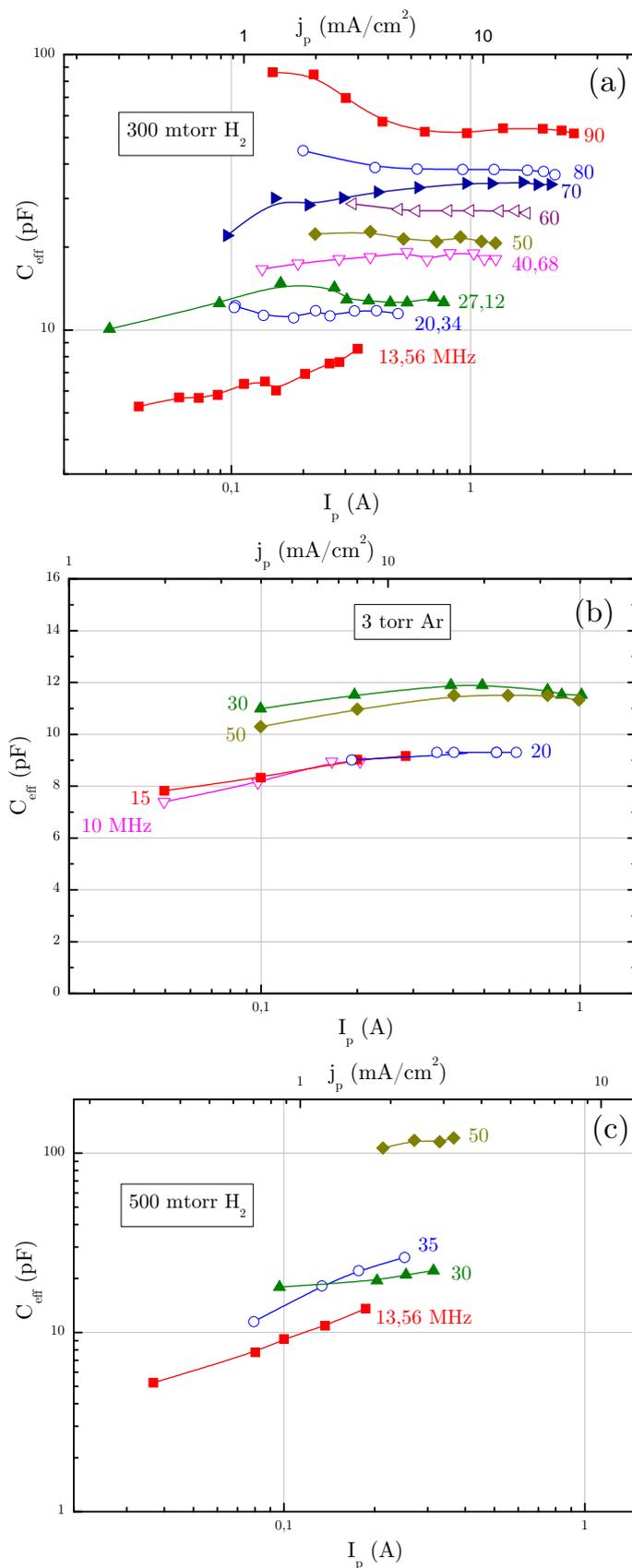


FIG. 4.13 – Capacité effective de la décharge C_{eff} en fonction du courant (a) dans l'hydrogène entre 13,56 et 90 MHz (300 mtorr), (b) dans l'argon entre 10 et 50 MHz, Beneking [87] (3 torr), et (c) dans l'hydrogène à 500 mtorr dans la même gamme de fréquence, Amanatides [25].

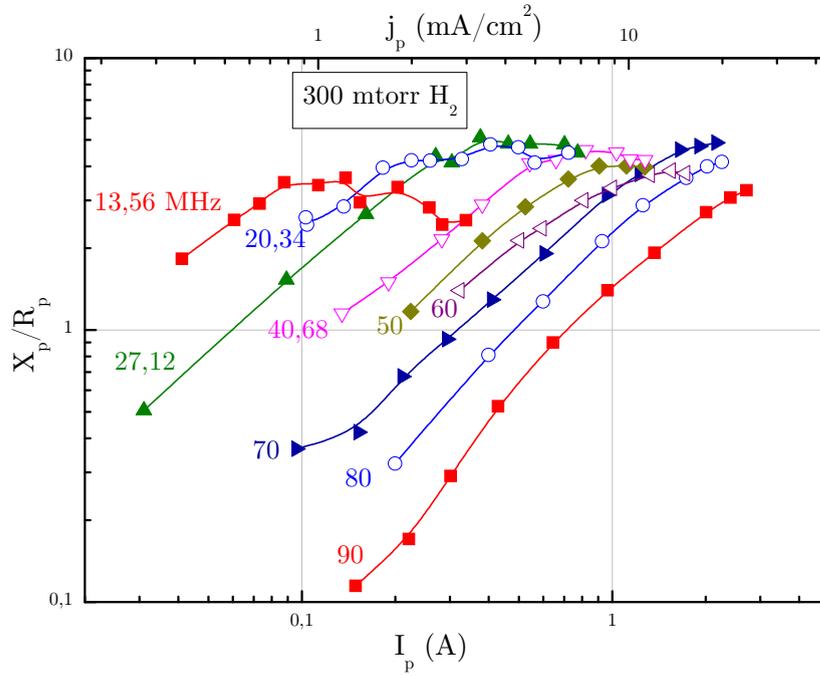


FIG. 4.14 – Rapport X_p/R_p en fonction du courant de la décharge dans l'hydrogène pour différentes fréquences entre 13,56 et 90 MHz (300 mtorr).

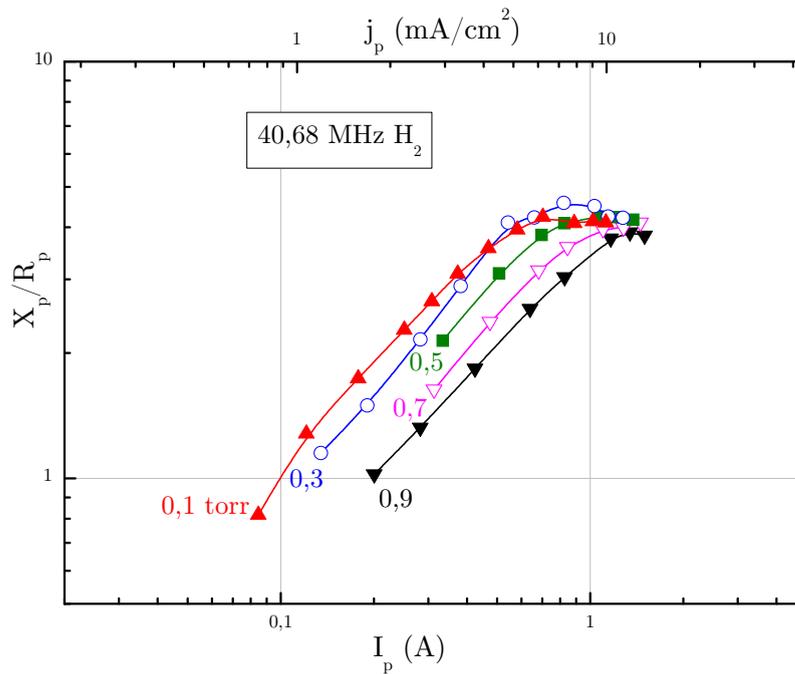


FIG. 4.15 – Rapport X_p/R_p en fonction du courant de la décharge dans l'hydrogène pour différentes pressions entre 0,1 et 1 torr (40,68 MHz).

devenir négligeable devant la capacité parasite de la contre électrode. Sur la figure 4.16, sont tracées les intensités des courants à l'entrée du réacteur et traversant la décharge en fonction de la tension V_p aux bornes de la décharge à 80 MHz pour une pression de 100 mtorr. On constate que seulement 1/3 du courant total passe dans la décharge et que

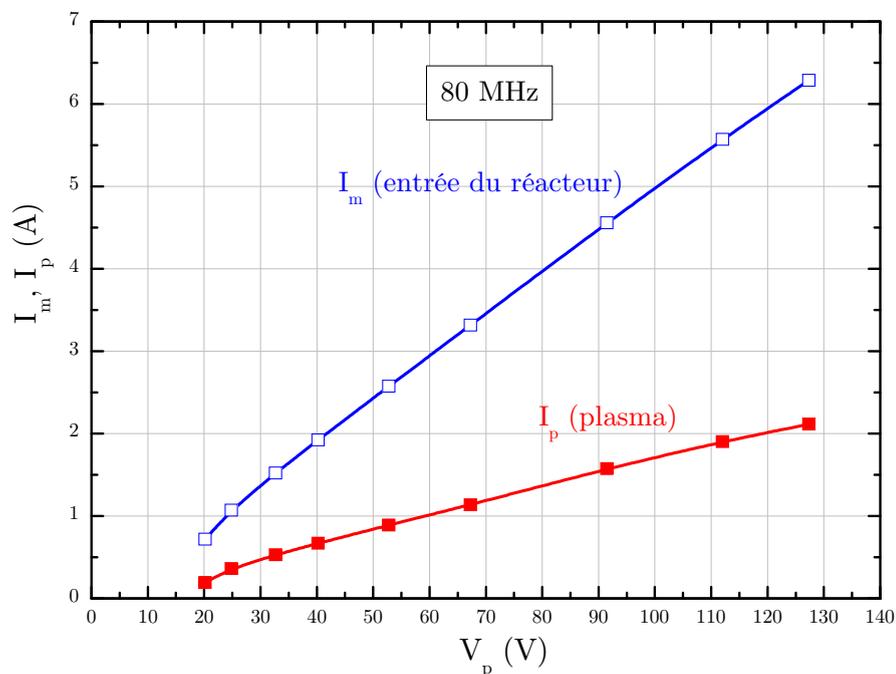


FIG. 4.16 – Courants à l'entrée du réacteur et traversant la décharge en fonction de la tension aux bornes de la décharge (80 MHz, 100 mtorr).

cette fraction est constante car la capacité des gaines varie peu comme on le constate sur la figure 4.13.b. Néanmoins, cette fraction est plus élevée qu'à basse fréquence comme le montre la figure 4.17 où la fraction de courant (en %) traversant la décharge est tracée en fonction de la tension V_p . Ainsi à 13,56 MHz à peine 5% du courant total traverse la décharge. Ceci limite la densité électronique que l'on peut générer pour une tension donnée appliquée entre les électrodes. Les dissipations parasites de puissance en dehors du plasma sont donc également plus importantes.

Notons que si on augmente la taille des électrodes sans augmenter la fréquence d'excitation et la distance entre l'électrode et la contre-électrode, alors la fraction de courant traversant la décharge devrait être encore plus faible. L'augmentation de la fréquence d'excitation en plus de la taille des réacteurs est donc aussi bénéfique de ce point de vue.

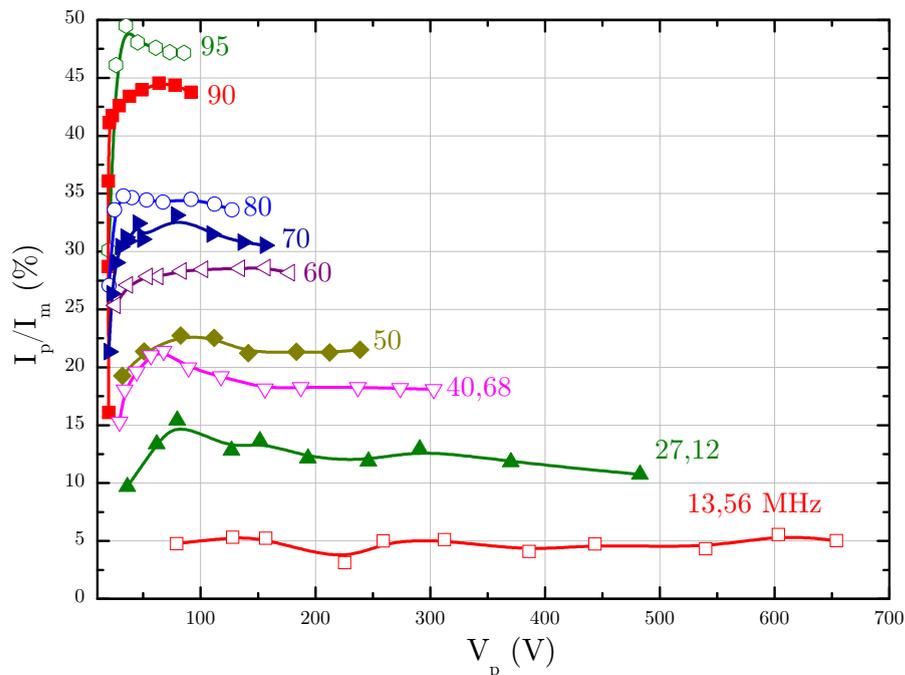


FIG. 4.17 – Fraction du courant total traversant la décharge à différentes fréquences (100 mtorr).

4.5 Puissance couplée

4.5.1 Variation avec le courant ou la tension

Traçons la puissance couplée, P_c , en fonction du courant pour différentes fréquences ou pressions (cf. fig. 4.18, p. 131). On constate que la puissance croît de manière linéaire pour les faibles courants et de manière quadratique pour les forts courants. Ceci a été également constaté par Godyak à 13,56 MHz dans l'argon (cf. fig. 4.18.c).

Dans la gamme de courant étudiée, il n'y a pas d'augmentation quadratique pour les hautes pressions et/ou les hautes fréquences. A courant donné, la puissance couplée croît avec la pression pour les bas courants et diminue avec la pression pour les forts courants.

Des résultats de mesures ou de calcul (à l'aide d'un code fluide) de la puissance dissipée dans l'hydrogène à 500 mtorr ont été publiés dans les références [25] et [161]. Ces résultats sont comparés à nos mesures sur la figure 4.19, où la densité de puissance est tracée en fonction de la tension appliquée.

Nos mesures sont plus proches des résultats du code fluide que des mesures de la référence [89]. Selon cette dernière la puissance couplée à tension constante augmenterait d'un ordre de grandeur lorsque l'on double la fréquence (entre 13,56 MHz et 30 MHz). Cette augmentation très rapide est en désaccord avec nos mesures et les simulations qui montrent une augmentation plutôt linéaire avec la fréquence.

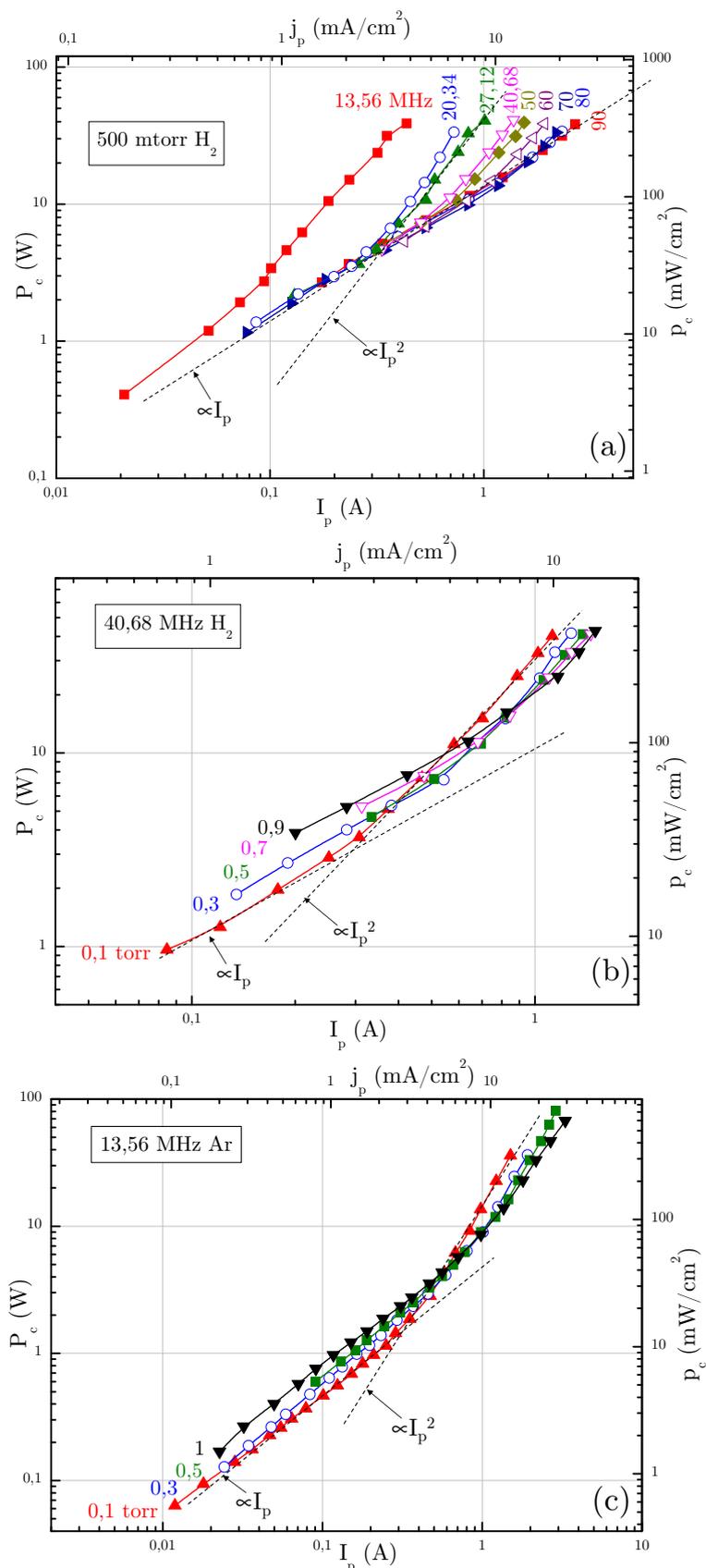


FIG. 4.18 – Puissance couplée en fonction du courant (a) dans l'hydrogène (500 mtorr) pour des fréquences comprises entre 13,56 et 90 MHz; (b) dans l'hydrogène à 40,68 MHz pour différentes pressions (c) dans l'argon à 13,56 MHz pour différentes pressions d'après Godyak [158].

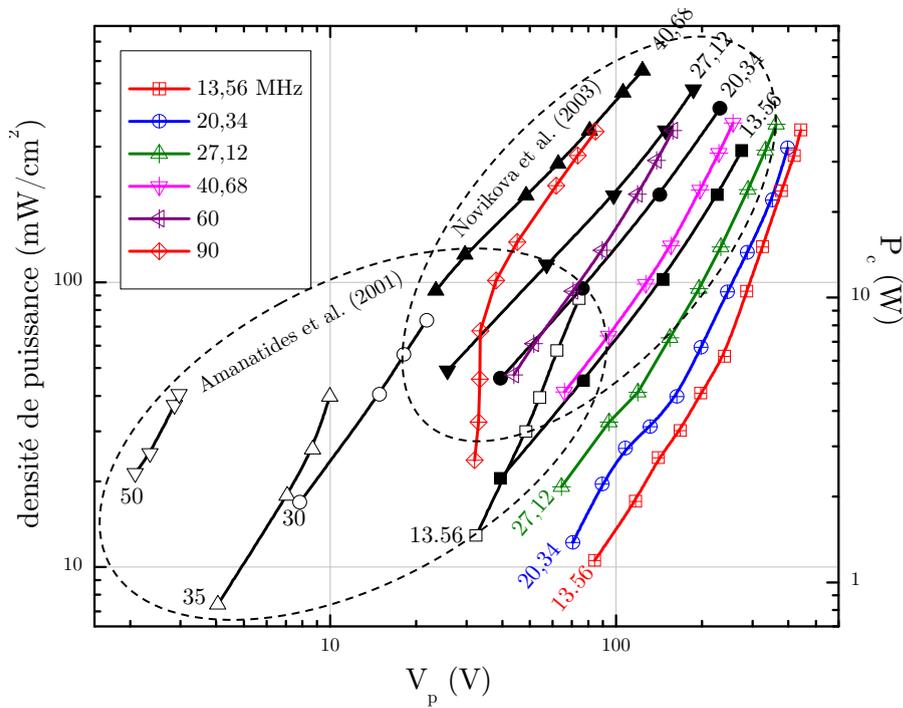


FIG. 4.19 – Densité de puissance couplée en fonction de la tension à différentes fréquences (500 mtorr) et comparaison avec les résultats des références [25] (mesures, Amanatides et al.) et [161] (code fluide, Novikova et al.).

4.5.2 Efficacité du couplage

Le rapport puissance couplée sur puissance délivrée par le générateur caractérise l'efficacité de couplage du système. Ce rapport est tracé à 300 mtorr en fonction de la tension aux bornes de la décharge sur les figures 4.20.a et 4.20.b respectivement pour la première (13,56–40,68 MHz) et la seconde boîte d'accord (50–90 MHz).

On constate que l'efficacité croît avec la fréquence avec la première boîte d'accord. Ce n'est pas le cas avec la seconde. Dans le cas de la première, l'inductance L_{tune} donc le nombre de spires en série nécessaire pour accorder diminue avec la fréquence. Sa résistance parasite diminue. Il y a moins de pertes d'où une efficacité améliorée. Dans le cas de la seconde boîte d'accord l'inductance tune a été ôtée. La configuration de la boîte et donc la résistance parasite de l'inductance L_{tune} résiduelle est la même pour toutes les fréquences.

L'efficacité du couplage est tracée à différentes pressions sur la figure 4.21. A basse fréquence (13,56 MHz), celle-ci change significativement avec la pression pour deux raisons. D'une part le nombre de spires en série dans l'inductance L_{tune} change selon la pression et d'autre part l'incertitude de mesure de la puissance couplée est plus élevée. A plus haute fréquence, l'efficacité du couplage ne change pas avec la pression car le nombre de spires en série dans les deux boîtes d'accord est le même quelque soit la fréquence.

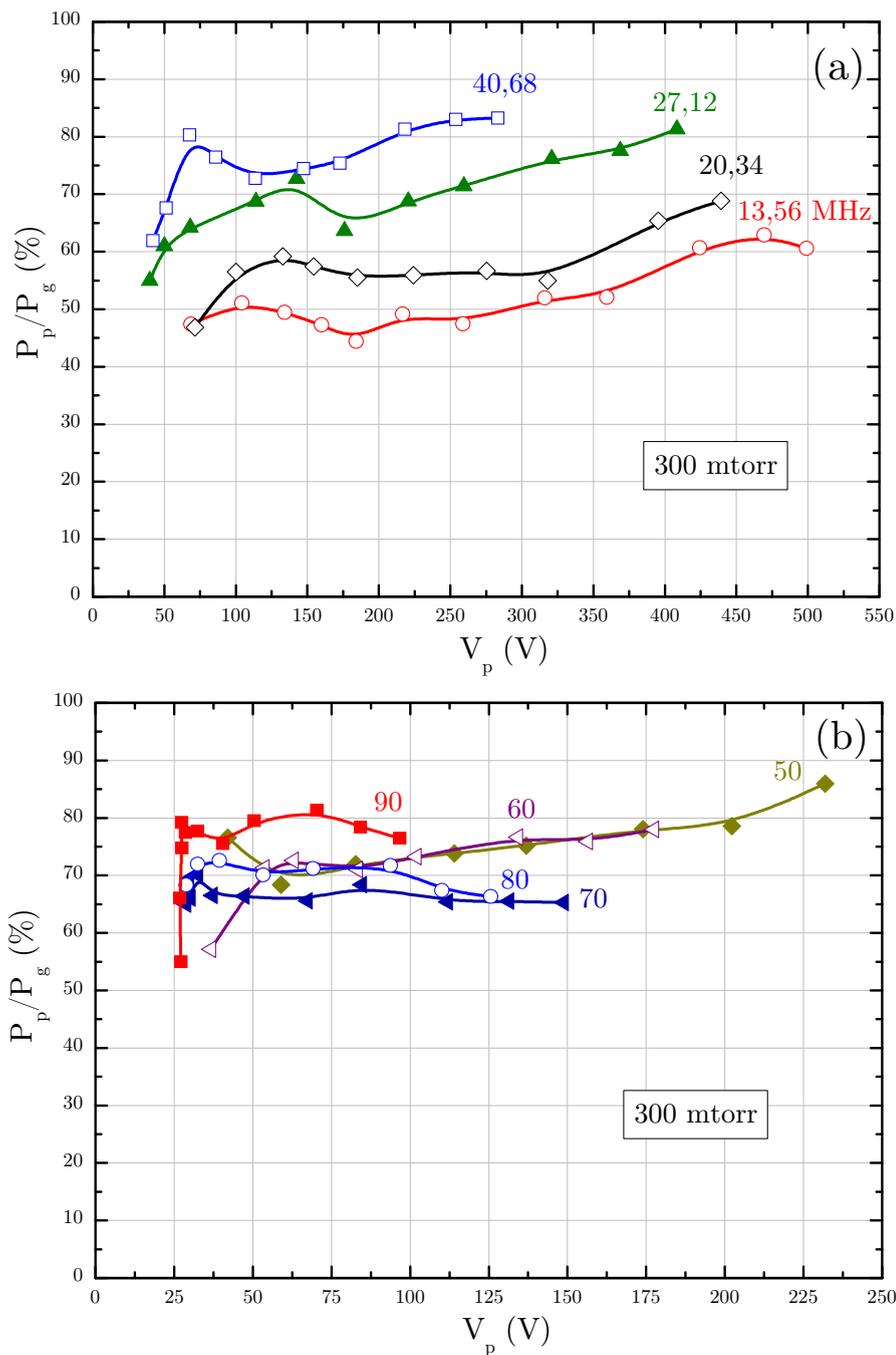


FIG. 4.20 – Efficacité du couplage de la puissance RF avec la première (a) et la seconde (b) boîte d'accord (300 mtorr).

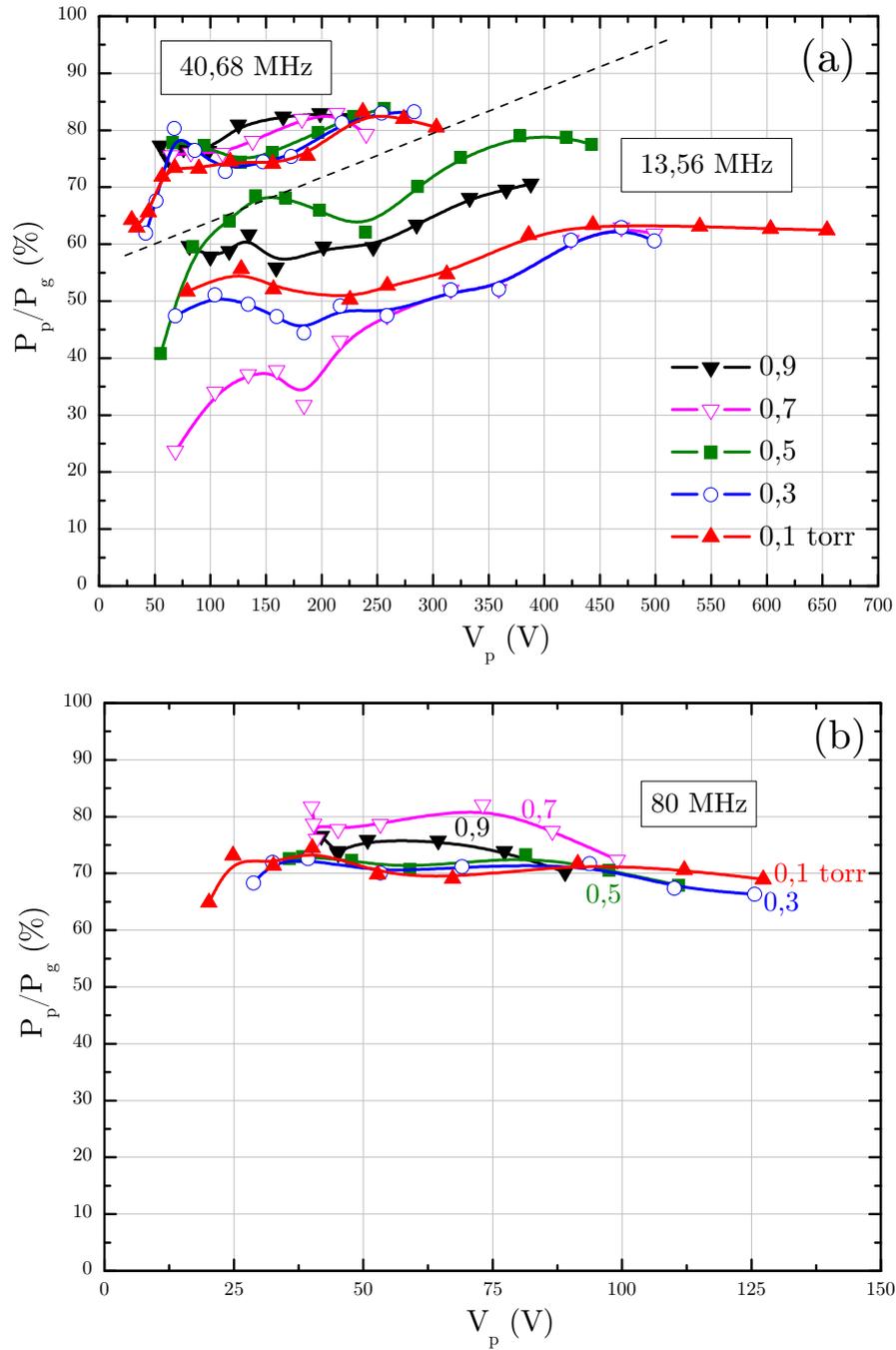


FIG. 4.21 – Effet de la pression sur l'efficacité du couplage de la puissance RF avec la première (a) et la seconde (b) boîte d'accord.

4.5.3 Puissance mesurée avec la méthode soustractive

La méthode de mesure de la puissance couplée par la méthode soustractive a été décrite dans le chapitre 2 (cf. section 2.4.2.3).

Comparons sur la figure 4.22, à des fréquences inférieures à 40,68 MHz, la puissance déterminée par la méthode soustractive (P_s) avec celle issue (P_p) de la mesure du déphasage courant-tension. Soient $P_{s,V}$ et $P_{s,I}$ respectivement les puissances mesurées par la méthode soustractive à tension constante et à courant constant. La méthode soustractive donne des résultats en accord avec ceux déterminés à partir de la mesure du déphasage courant-tension. On constate également que $P_{s,V} > P_p$, cela s'explique par le fait qu'en présence de plasma l'impédance du réacteur diminue. (cf. fig. 4.2, p. 114). A tension constante, le courant qui circule dans le réacteur (ou en sortie de la boîte d'accord) est plus important en présence de plasma. On surestime donc la puissance dissipée dans la décharge lorsque l'on retranche la puissance dissipée à vide de la puissance totale délivrée par le générateur.

Cette erreur croit à plus haute fréquence comme on peut le constater sur la figure 4.23.a, puis décroît vers 90 MHz où $P_{s,V} \approx P_p$. Ce qui s'explique par le fait qu'au dessus de la résonance série "réacteur + plasma" (cf. fig. 4.2, p. 114) l'impédance du réacteur croit avec la fréquence et est égale à celle de la décharge vers 90 MHz.

En dessous de 40,68 MHz, $P_{s,I}$ est pour une raison indéterminée légèrement inférieure à P_p . A plus haute fréquence la méthode à courant constant est plus précise que la méthode à tension constante.

4.6 Tension d'auto-polarisation

La tension d'auto-polarisation de la décharge a été mesurée à l'aide d'un filtre passe-bas intégré dans les boîtes d'accord (cf. chapitre 2). Traçons sur la figure 4.24 cette tension en fonction de la tension RF aux bornes de la décharge (V_p) pour différentes fréquences et pressions. On constate que pour des tensions RF suffisamment élevées la tension d'auto-polarisation croit de manière linéaire quelque soit la pression et la fréquence.

Comme les boîtes d'accord contiennent une capacité en série avec l'électrode RF alors cette dernière est flottante. Si l'on suppose que les gaines sont capacitives (c'est le cas au dessus de 13,56 MHz) alors selon Kohler [162], la tension d'auto-polarisation est donnée par:

$$V_{DC} \approx \left(\frac{C_{RF} - C_g}{C_{RF} + C_g} \right) |V_p| \quad (4.3)$$

avec C_{RF} et C_g respectivement la capacité des gaines devant l'électrode RF et devant la masse. Pour simplifier, on va supposer que l'épaisseur des gaines est la même sur les deux

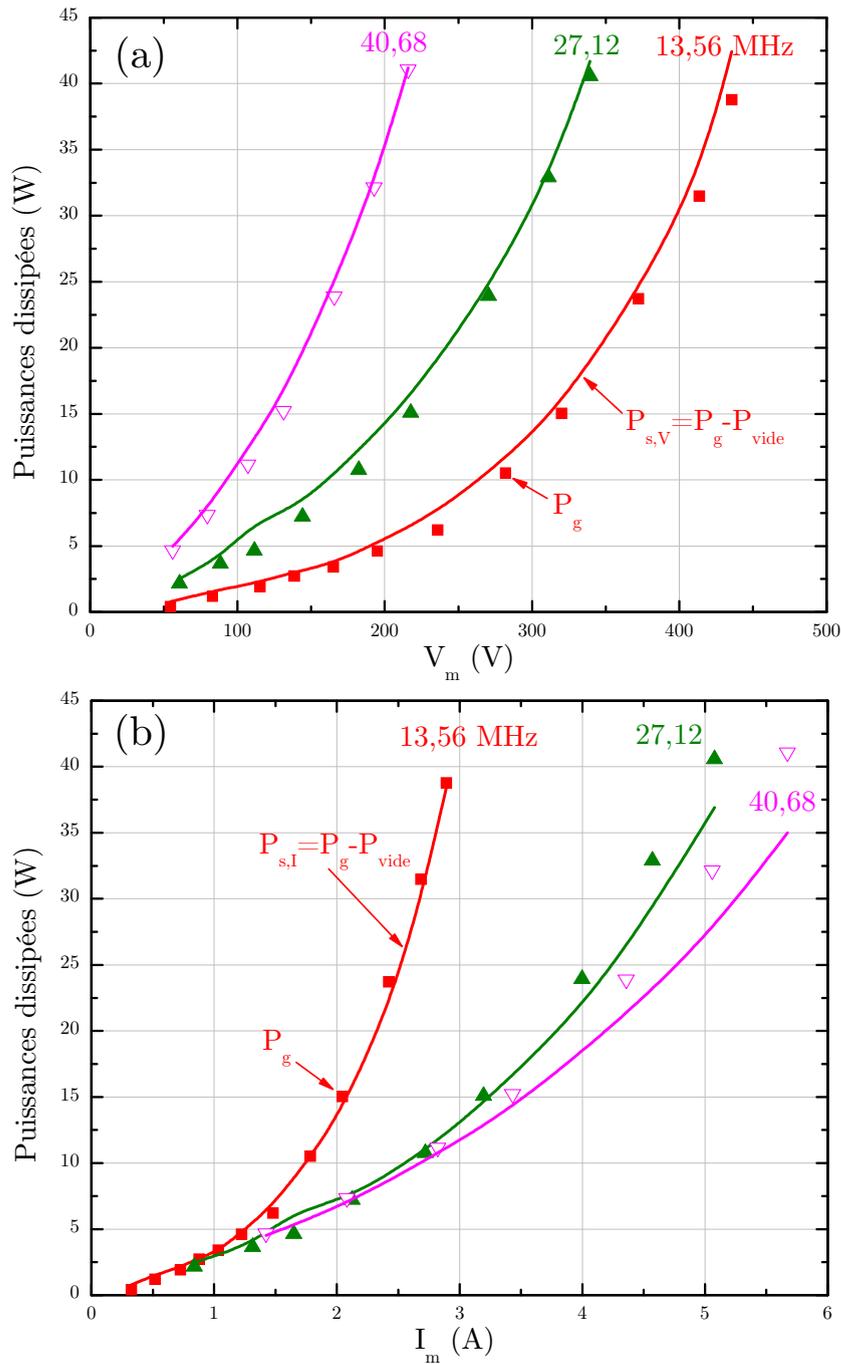


FIG. 4.22 – Comparaison des puissances P_p , $P_{s,V}$ et $P_{s,I}$ en fonction de la tension ou du courant RF à l'entrée du réacteur à des fréquences inférieures à 40,68 MHz (500 mtorr).

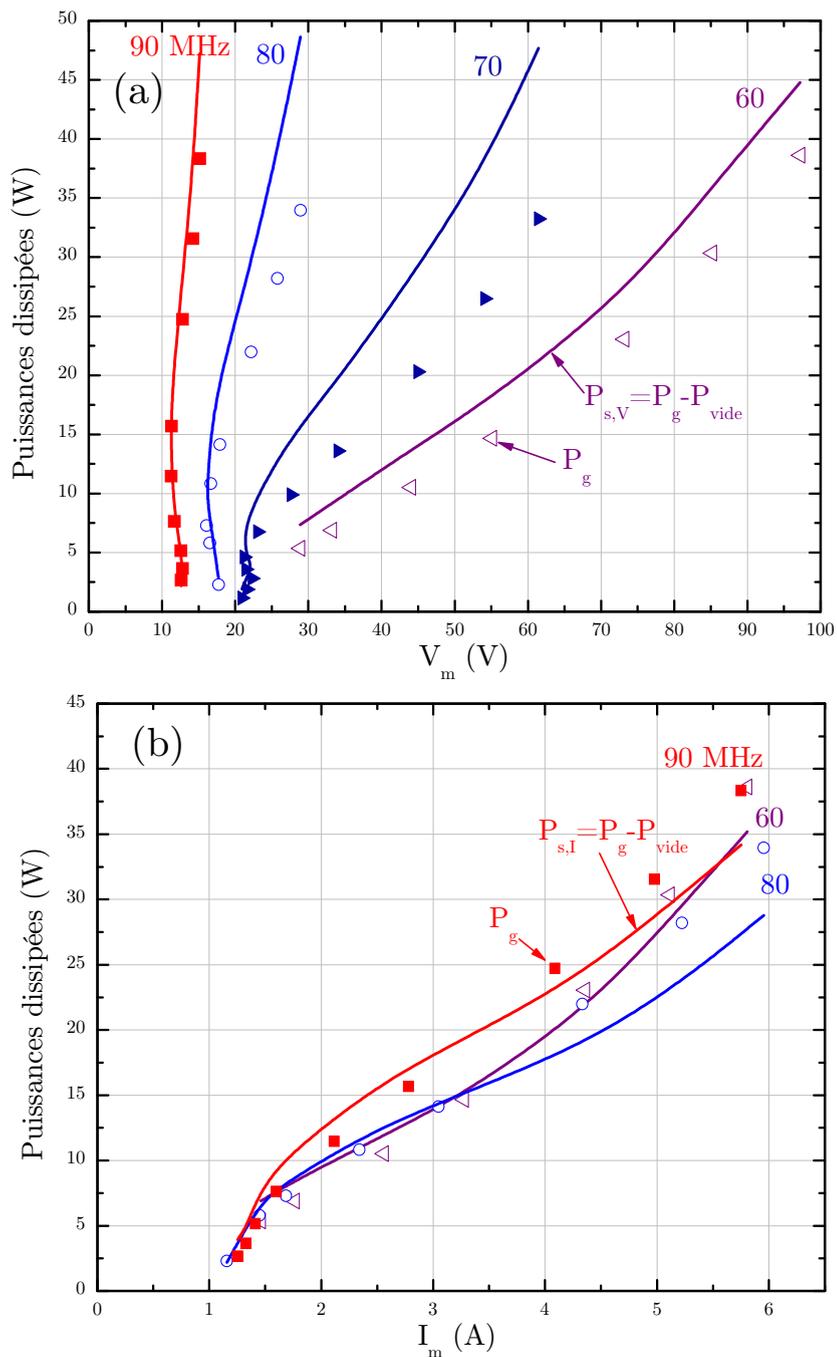


FIG. 4.23 – Comparaison des puissances P_p , $P_{s,V}$ et $P_{s,I}$ en fonction de la tension ou du courant RF à l'entrée du réacteur à des fréquences supérieures à 40,68 MHz (500 mtorr).

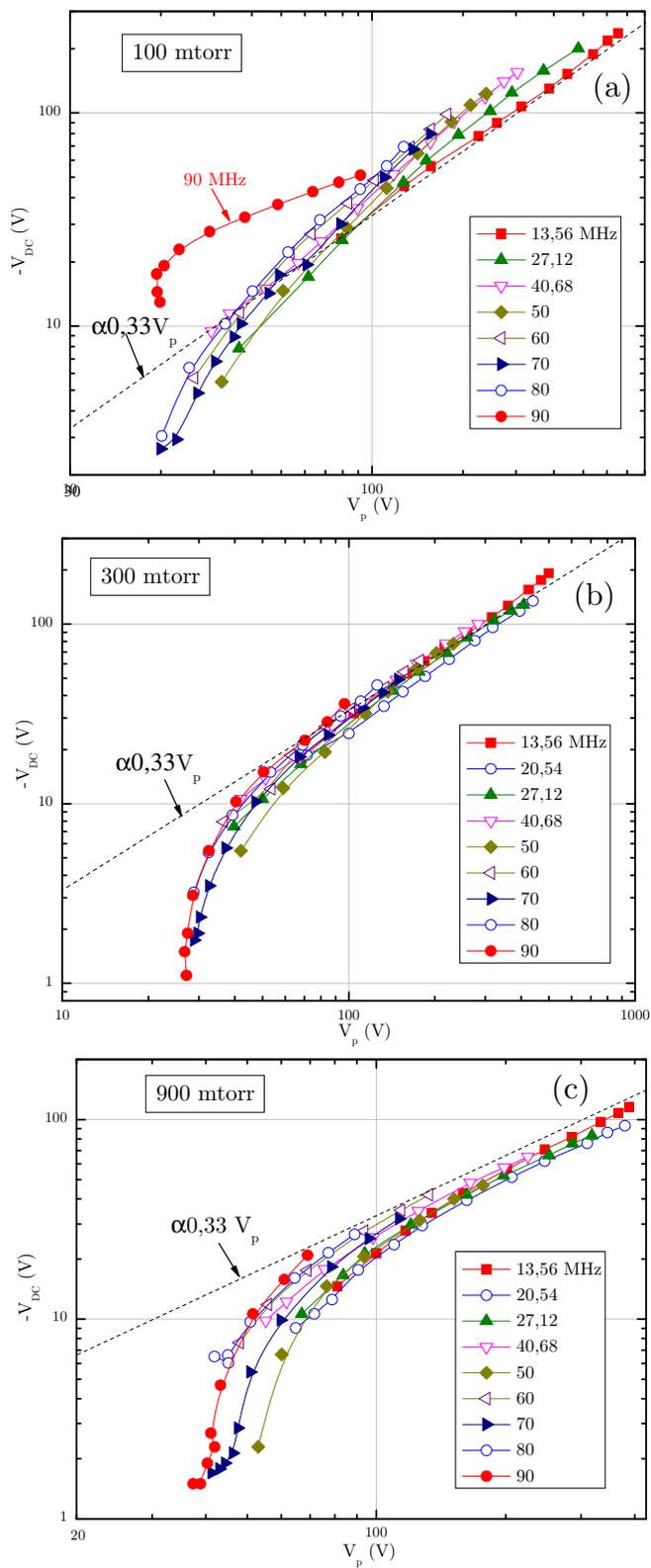


FIG. 4.24 – Tension d'auto-polarisation en fonction de la tension RF (V_p) pour différentes fréquences à (a) 100 mtorr, (b) 300 mtorr et (c) 900 mtorr).

électrodes donc $C_g = 2C_{RF}$ ($A_g = 2A_{RF}$), par conséquent $V_{DC} \approx -0,33|V_p|$.

On remarque que le rapport $-V_{DC}/V_p$ est voisin de 0,33 quelque soit la fréquence et la pression, en particulier entre 300 et 500 mtorr (non représenté). Ce rapport décroît avec la pression (à fréquence donnée) comme on peut le constater sur les figures 4.25.

La tension d'auto-polarisation croît avec la fréquence, surtout à "basse" pression (100 mtorr). Une différence dans l'épaisseur des gaines et une variation différente de celles-ci lorsque la pression ou la fréquence sont modifiées pourrait expliquer les comportements observés avec la pression, la fréquence et le courant. En particulier, le comportement avec la fréquence est intrigant. Ainsi à 90 MHz et 100 mtorr le rapport $-V_{DC}/V_p$ passe par un maximum égale à 1 aux faibles courants. On constate sur les figures 4.8 et 4.9 que cela coïncide avec la résonance série du plasma.

Le potentiel plasma V_{pl} est la somme d'une composante continue et d'une composante sinusoïdale RF ($V_{pl}(t) = \overline{V_{pl}} + \Delta V_{pl} \sin \omega t$). La figure 4.26.a illustre la variation temporelle du potentiel plasma et de la tension aux bornes de la décharge. A 13,56 MHz, ces deux tensions sont en phase (le bulk est résistif). Le potentiel d'auto-polarisation est contrôlé par le fait que la mobilité des électrons est plus grande que la mobilité des ions. Ainsi la valeur instantanée du potentiel plasma ne peut pas être plus petite que le potentiel instantané sur n'importe quelle surface. Aucun courant continu net ne peut circuler à travers l'électrode RF. Le potentiel plasma approche donc le potentiel de l'électrode à certains instants durant la période RF afin de laisser des électrons s'échapper (instant t_1 sur la figure 4.26.a). De même, aucun courant net continu ne peut circuler vers la masse donc le potentiel plasma doit approcher celui de la masse à certains instants (instant t_2 sur la figure 4.26.a) donc par conséquent:

$$(V_{pl})_{max} = \overline{V_{pl}} + \Delta V_{pl} \approx V_{DC} + V_{RF} \quad (4.4)$$

$$(V_{pl})_{min} = \overline{V_{pl}} - \Delta V_{pl} \approx 0. \quad (4.5)$$

Ces deux égalités sont vérifiées sur la figure 4.26. V_{RF} est l'amplitude du potentiel RF appliqué.

La formule donnée par Kohler suppose que les chutes de tension s'effectuent uniquement dans les gaines (le bulk est un volume équipotentiel). A plus haute fréquence (à tension donnée) le courant RF et donc la densité augmente avec la fréquence. La contribution de l'inductance du bulk est plus importante et la tension à ses bornes ($V_b = L_{bulk}\omega$) n'est plus négligeable (en particulier à basse densité électronique/courant, $L_p \propto 1/n_e$). Le potentiel plasma n'est alors plus uniforme dans le bulk. La formule utilisée ne s'applique donc plus. La valeur instantanée du potentiel plasma en un point M ($V_{pl,M}(t)$) est égale à la somme de la chute de tension dans la gaine à la masse plus celle dans le bulk (entre la lisière de gaine et le point M). Cette dernière est déphasée de $+\pi/2$ par rapport à la tension dans la gaine.

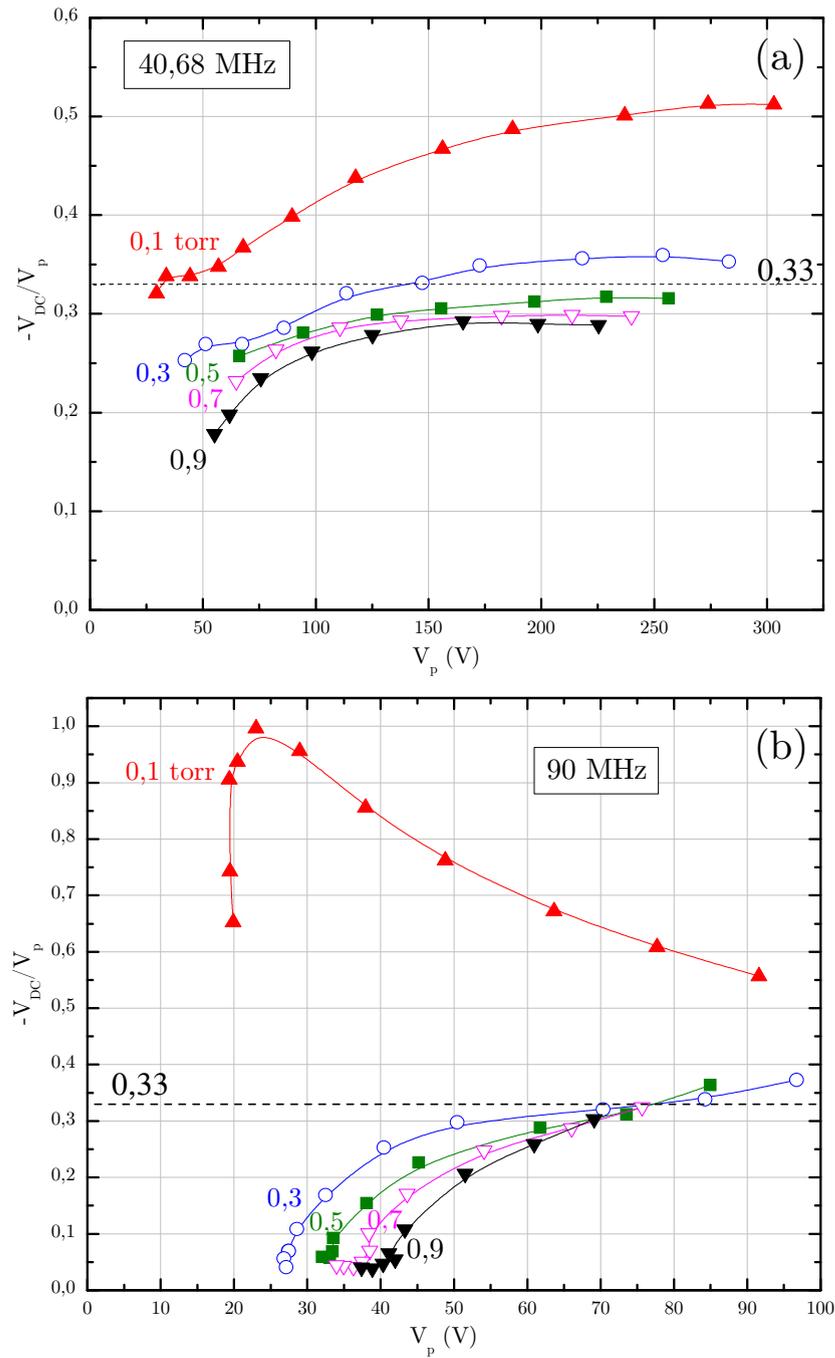


FIG. 4.25 – Rapport $-V_{DC}/V_p$ en fonction de la tension RF (V_p) pour différentes pressions à (a) 40,68 MHz et (b) 90 MHz).

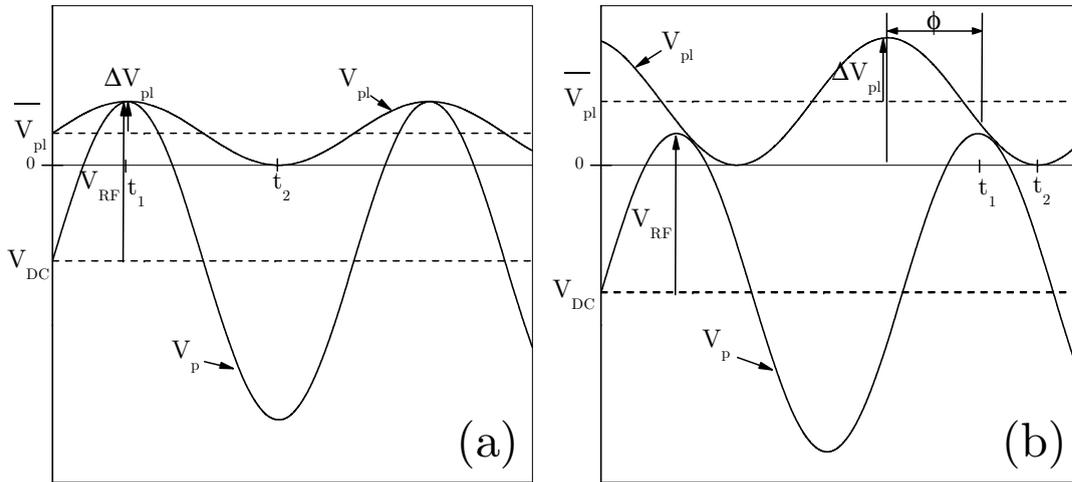


FIG. 4.26 – Évolution temporelle du potentiel plasma et de la tension aux bornes de la décharge (a) à 13,56 MHz et (b) proche de la résonance série bulk-gaine (90 MHz, 100 mtorr).

Soit ϕ le déphasage du potentiel plasma par rapport à la tension appliquée. A 13,56 MHz le déphasage est nul et les électrons sont évacués vers l'électrode RF au maximum du potentiel plasma. Ce n'est pas le cas à plus haute fréquence. La conséquence est de repousser le V_{DC} vers des valeurs plus négatives sans changement dans l'asymétrie de la décharge. Une explication possible, illustrée sur la figure 4.26.b, est la suivante.

Comme ϕ est non nul, les électrons sont évacués à un instant de la période RF où le potentiel plasma n'est pas à son maximum. Si ce déphasage est égal à $+\pi/2$ (à la résonance plasma-bulk) alors les électrons sont évacués vers les deux électrodes aux mêmes instants ($t_1 = t_2$). Selon les égalités précédentes, on doit avoir $V_{DC} = V_{RF}$ (ainsi que $V_{DC} = \overline{V_{pl}}$). Le rapport $-V_{DC}/V_{RF}$ passe alors bien par un maximum égale à 1 près de la résonance.

Notons que la mesure de l'auto-polarisation est plus simple que celle de la tension RF car contrairement à cette dernière la tension DC sur l'électrode est égale à celle au point de mesure. Le fait qu'à la résonance la tension DC mesurée soit égale à la tension RF déterminée par le modèle de circuit équivalent du réacteur est une nouvelle validation de ce modèle.

4.7 Interprétation de l'impédance et comparaison avec le modèle global

4.7.1 La composante ohmique de la tension

La notion de composante ohmique de la tension ainsi que les coefficients α , β , B et C ont été introduits au chapitre 3 dans la section 3.4.1.

La composante ohmique de la tension va nous servir à déterminer V_b , V_{sh} , P_b , P_{sh} , n_e

et \bar{s} . Traçons cette grandeur en fonction du courant à différentes pressions à 40,68 MHz et comparons avec celle mesurée par Godyak à 13,56 MHz dans l'argon (cf. fig. 4.27, p. 143).

On constate que la dépendance de la composante ohmique avec la pression et le courant mesurée à 40,68 MHz est analogue à celle déterminée par Godyak à 13,56 MHz.

On cherche à ajuster la composante ohmique de la tension à la fonction: $V_p \cos \varphi_p = R_{ohm}(I_p) \times I_p + R_{sh}(I_p) \times I_p$. Pour les faibles courants, la composante ohmique est pratiquement constante ce qui est cohérent avec une résistance du bulk de la forme $R_{ohm}(I_p) \propto I_p^\alpha$ avec $\alpha \approx -1$. A courant donné elle croit bien avec la pression.

Pour les forts courants (ou plus fortes tensions de gaine) la résistance augmente avec le courant car la résistance effective traduisant la dissipation de puissance par les ions dans les gaines n'est plus négligeable devant la résistance du bulk. La composante ohmique semble alors augmenter en $I_p^{1.5}$ d'où $\beta \approx 0.5$.

On peut raisonnablement reprendre la description que fait Godyak de sa décharge pour expliquer le comportement de l'impédance avec le courant et la pression pour chacune des fréquences. Afin de réduire le nombre de paramètres à ajuster, on va poser $\beta = 0,5$ et donc $|V_p| \cos \varphi_p = B|I_p|^{\alpha+1} + C|I_p|^{1.5}$.

Traçons donc la composante ohmique en fonction du courant à différentes fréquences (cf. fig. 4.28, p. 144) à 100 mtorr, 300 mtorr et 900 mtorr. Un exemple d'ajustement est montrée sur la figure 4.28.b à 27,12 MHz.

On constate qu'à haute fréquence la composante ohmique est constante ou décroît légèrement. Pour le vérifier traçons également la composante ohmique en fonction du courant à différentes pressions à basse et haute fréquence (cf. fig. 4.29, p. 145). La figure 4.27.a est de nouveau tracée pour comparaison.

4.7.2 Remarques sur l'ajustement de la composante ohmique

La précision sur la détermination de B , C et α dépend de la gamme de courant pour laquelle des valeurs expérimentales de $V_p \cos \varphi_p$ sont disponibles. Cette précision peut être différente pour B , C et α .

- Elle est plus élevée pour C (ou R_b) pour les forts courants, basses fréquences et/ou pressions car la puissance est essentiellement dissipée par les ions dans les gaines.
- Elle est plus élevée pour B et α (ou R_{sh}) pour les faibles courants, hautes fréquences et/ou pressions car la puissance est principalement dissipée dans le bulk.

Dans la suite, les grandeurs ajustées sont données dans une gamme de courant plus large que celle des valeurs expérimentales utilisées pour l'ajustement. Ainsi les paramètres déterminés à 13,56 MHz et à 90 MHz ne sont valides que pour des courants respectivement dans les gammes 20–200 mA et 0,2–2 A. Entre ces fréquences les ajustements sont valides dans des gammes de courant intermédiaires.

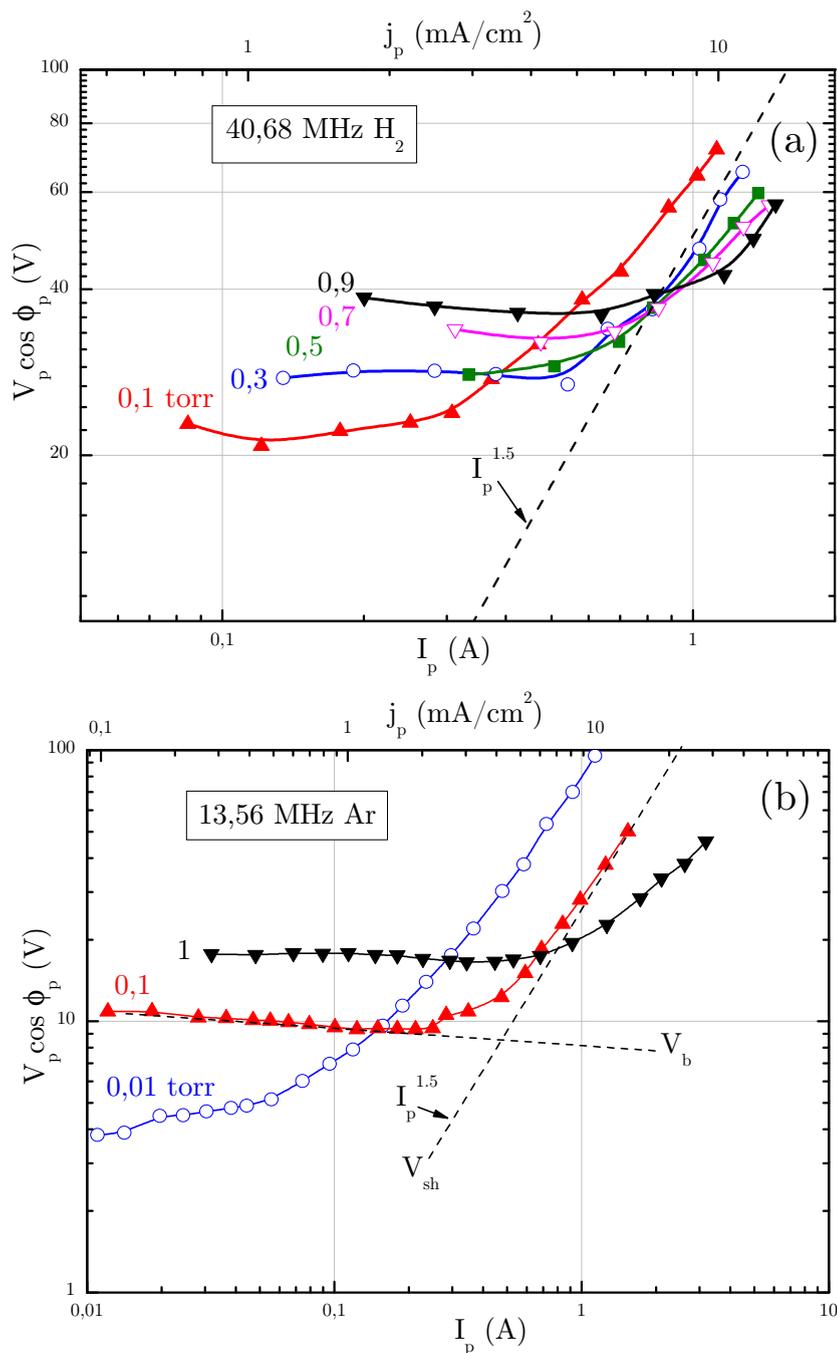


FIG. 4.27 – Composante ohmique de la tension en fonction du courant à différentes pressions dans (a) l'hydrogène (40,68 MHz) ou dans (b) l'argon (13,56 MHz).

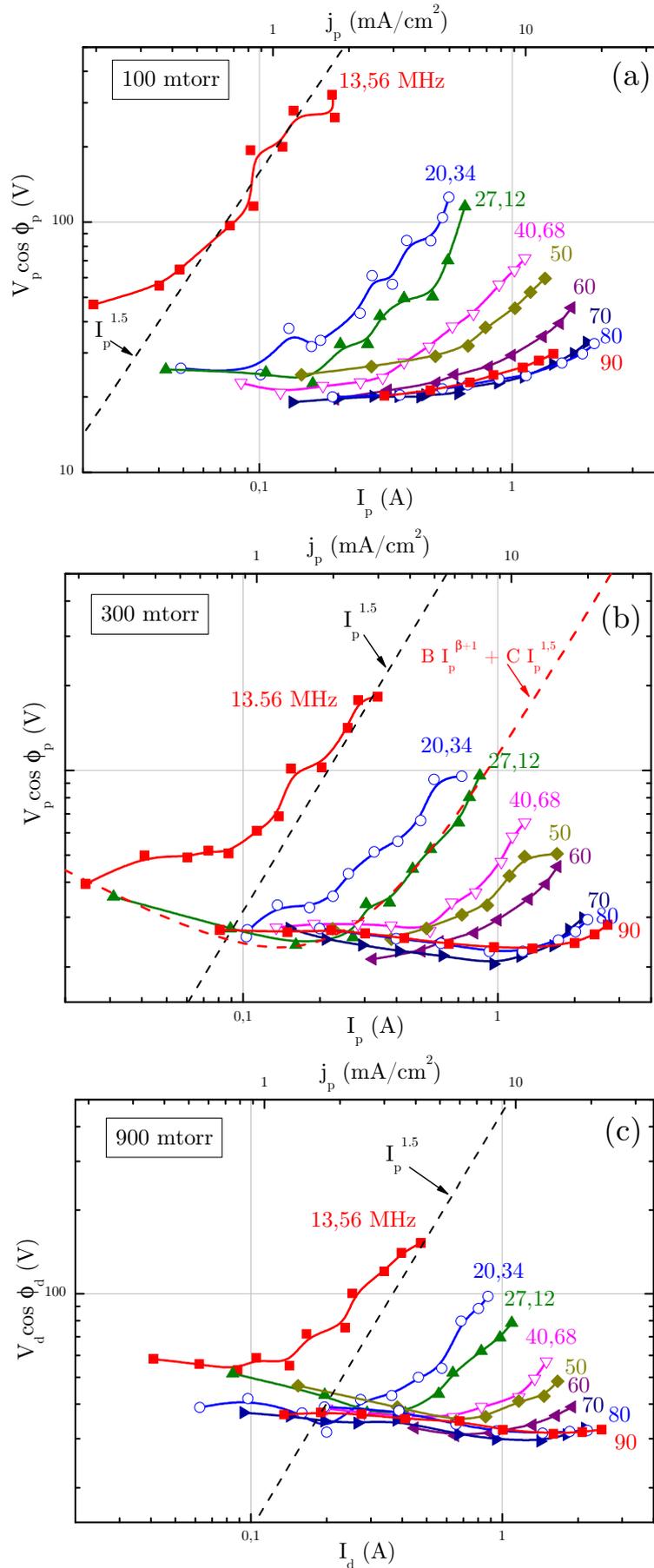


FIG. 4.28 – Composante ohmique de la tension en fonction du courant à différentes fréquences à (a) 100 mtorr, (b) 300 mtorr et (c) 900 mtorr.

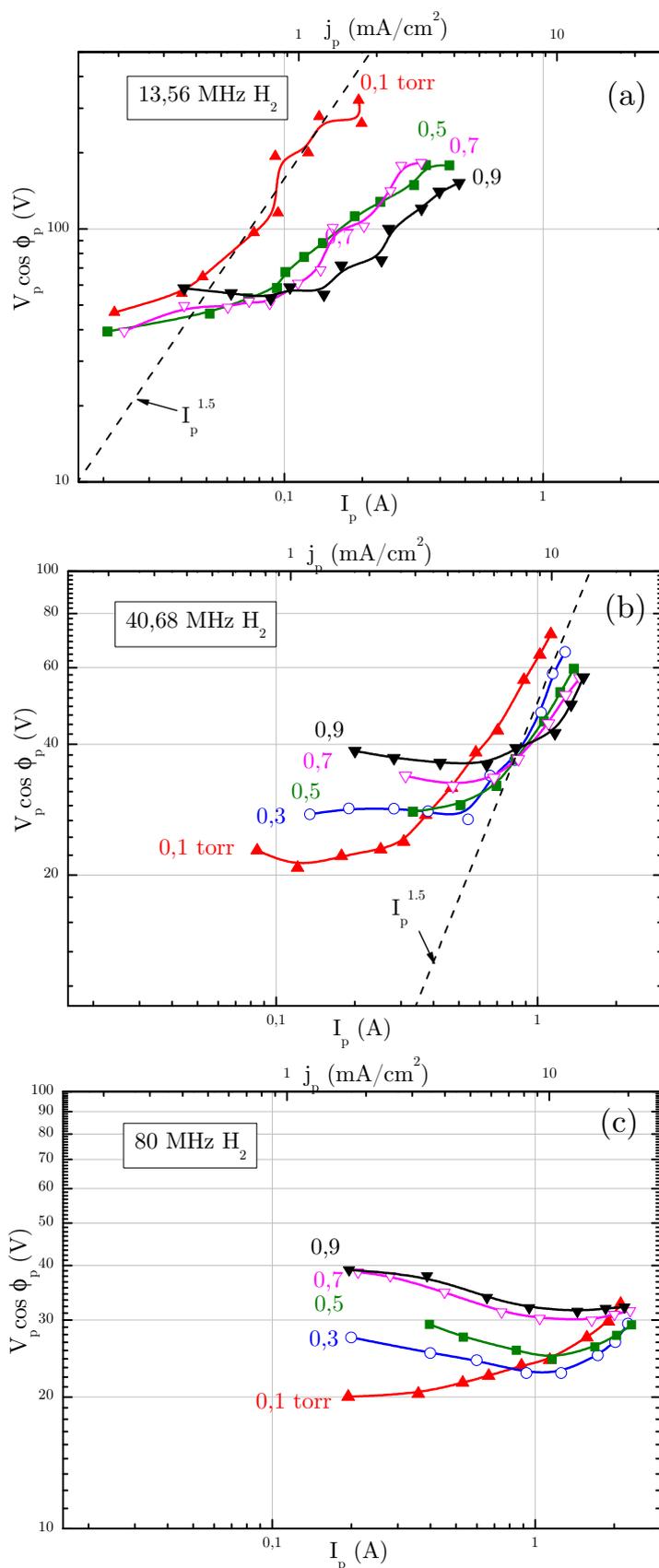


FIG. 4.29 – Composante ohmique de la tension en fonction du courant à différentes pressions a (a) 13,56 MHz, (b) 40,68 MHz et (c) 80 MHz.

Néanmoins, à titre indicatif les grandeurs sont données dans des gammes de courants plus larges que les strictes domaines de validité. Sont comparés des mesures faites sur près de trois ordres de grandeurs en courant et près d'un ordre de grandeur en fréquence, la conséquence est que certains de ces paramètres ajustés varient sur plus de trois ordres de grandeur.

4.7.3 Résistance de gaine et du bulk

4.7.3.1 Effet de la pression

Les résistances de gaine R_{sh} et du bulk R_b obtenues après ajustement à la fonction introduite au chapitre 3 sont tracées en fonction du courant sur la figure 4.30 à 40,68 MHz pour différentes pressions.

La résistance du bulk décroît avec le courant ($R_b \propto I_p^\alpha$, $\alpha \approx -1$) tandis que la résistance des gaines croît avec le courant ($R_{sh} \propto I_p^{0,5}$). Les résistances sont du même ordre de grandeur entre 0,5 et 1 A (4 et 10 ma/cm²). La résistance du bulk augmente avec la pression ce qui n'est pas surprenant, par contre la résistance des gaines diminue quand la pression augmente, ce qui s'explique par la réduction de l'épaisseur des gaines.

4.7.3.2 Effet de la fréquence

Sur la figure 4.31, les résistances de gaine R_{sh} et de bulk R_b à pression fixée (0,5 torr) sont tracées en fonction du courant pour différentes fréquences.

La variation des résistances est cohérente sachant que l'on s'attend à une diminution de l'épaisseur des gaines avec la fréquence (ce qui s'accompagne également d'une augmentation de l'épaisseur du bulk). La résistance du bulk croît avec le courant tandis que celle des gaines augmente peu. Cela a plus d'effet sur la résistance des gaines que sur celle du bulk car en valeur relative la variation de la taille des gaines est plus importante que celle du bulk.

L'augmentation de la fréquence ou de la pression ont le même effet sur la résistance des gaines. On s'attend donc à ce que, plus de puissance soit déposée dans le bulk à plus haute fréquence ou plus haute pression.

De la connaissance de ces résistances on peut donc en déduire la puissance dissipée respectivement dans le bulk ($P_b = \frac{1}{2}R_b|I_p|^2$) et dans les gaines ($P_{sh} = \frac{1}{2}R_{sh}|I_p|^2$) ainsi que le rapport des deux.

4.7.4 Puissance dissipées dans les gaines et dans le bulk

4.7.4.1 Comparaison avec la puissance totale mesurée

La puissance totale dissipée P_c à 40,68 MHz et 100 mtorr (cf. figure 4.18.b) dans la décharge est comparée sur la figure 4.32 avec celles calculées à partir des résistances

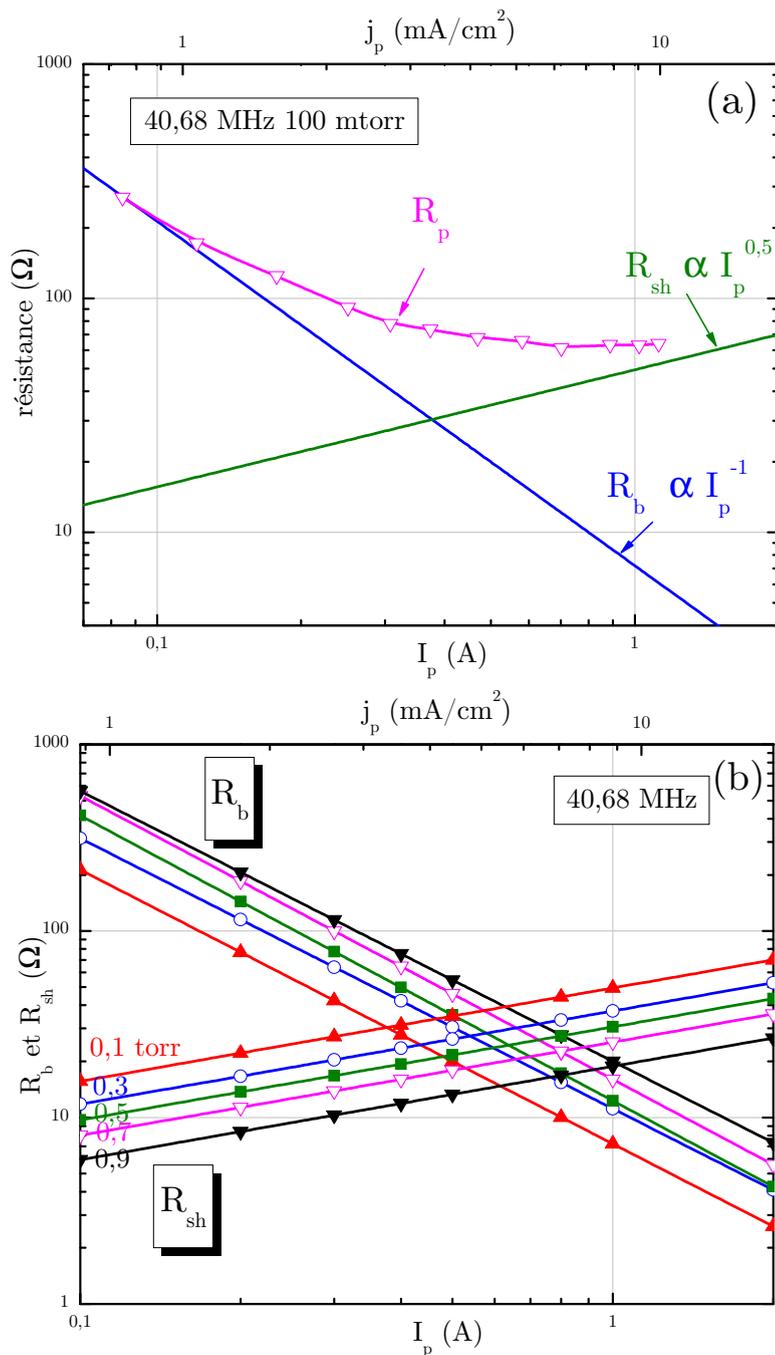


FIG. 4.30 – (a) Comparaison de la résistance totale du plasma avec celles obtenues après ajustement ($40,68 \text{ MHz}$, 100 mtorr) et (b) effet de la pression sur ces dernières.

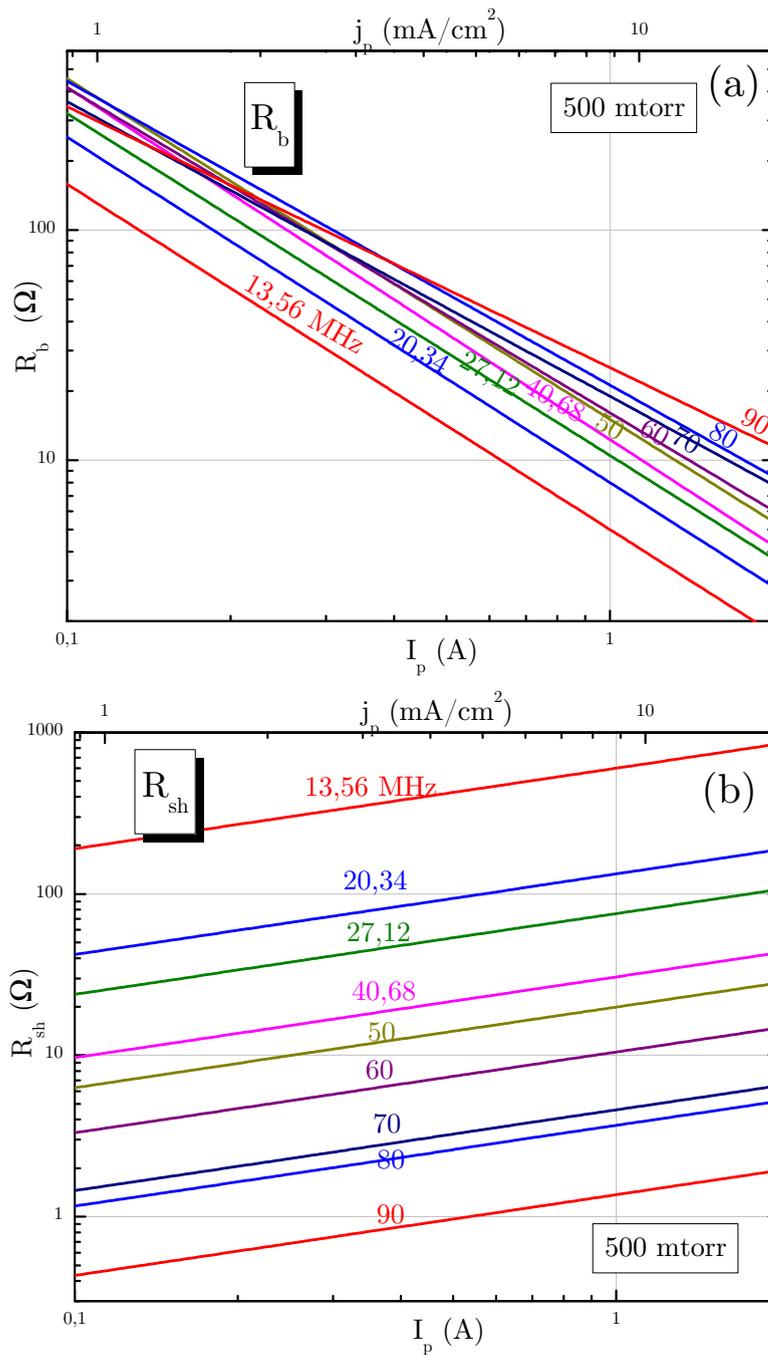


FIG. 4.31 – Résistances de gaine (a) et de bulk (b) en fonction du courant à 500 mtorr pour plusieurs fréquences.

précédemment déterminées (cf. figure 4.30.a). On constate que la puissance mesurée est

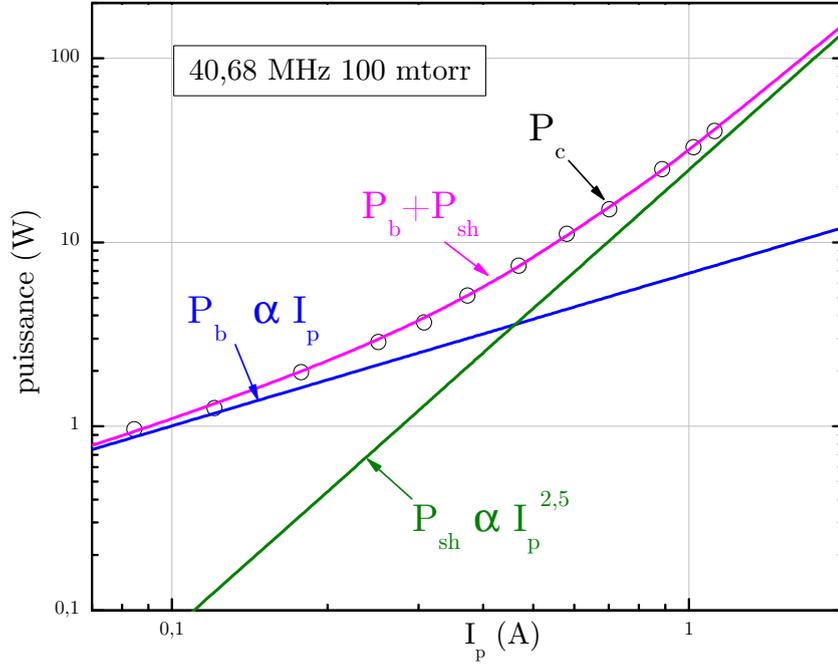


FIG. 4.32 – Puissance déposée dans les gaines (P_{sh}), dans le bulk (P_b) et puissance totale mesurée (P_c) en fonction du courant (40,68 MHz, 100 mtorr).

bien la somme de la puissances dissipée dans les gaines et dans le bulk en accord avec le modèle décrit dans le précédent chapitre. On peut donc expliquer la dépendance observée avec le courant de la puissance dissipée de la manière suivante:

- Aux faibles courants, la puissance est principalement dissipée dans le bulk. Comme la résistance du bulk varie en $1/I_p$ alors la puissance varie linéairement avec le courant ($P_c \approx P_b = \frac{1}{2}R_b|I_p|^2 \propto I_p$).
- Aux forts courants, la puissance est principalement dissipée dans les gaines. Comme la résistance des gaines varie environ en $I_p^{0,5}$ alors la puissance varie de manière quasi quadratique avec le courant ($P_c \approx P_{sh} = \frac{1}{2}R_{sh}|I_p|^2 \propto I_p^{2,5}$).

4.7.4.2 Effet de la pression sur le rapport P_b/P_{sh}

Le rapport P_b/P_{sh} caractérise la répartition de la dissipation de puissance entre le bulk et les gaines. Traçons sur la figure 4.33 ce rapport en fonction du courant à plusieurs pressions (40,68 MHz).

On constate que la part de puissance déposée dans le bulk augmente avec la pression.

4.7.4.3 Effet de la fréquence sur le rapport P_b/P_{sh}

Le rapport P_b/P_{sh} est tracé sur la figure 4.34 en fonction du courant à plusieurs fréquences (100 mtorr).

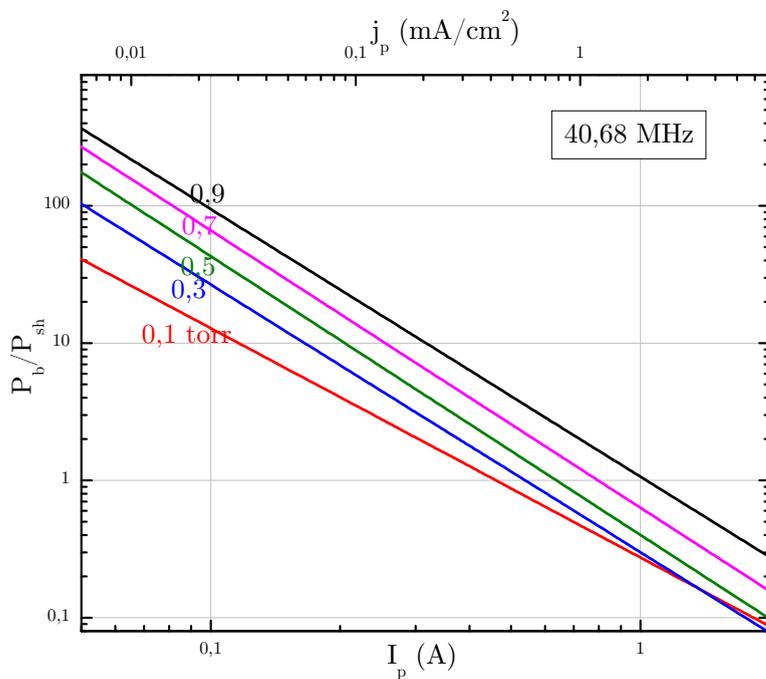


FIG. 4.33 – Effet de la pression sur la répartition de la dissipation de puissance entre le bulk et les gaines (500 mtorr).

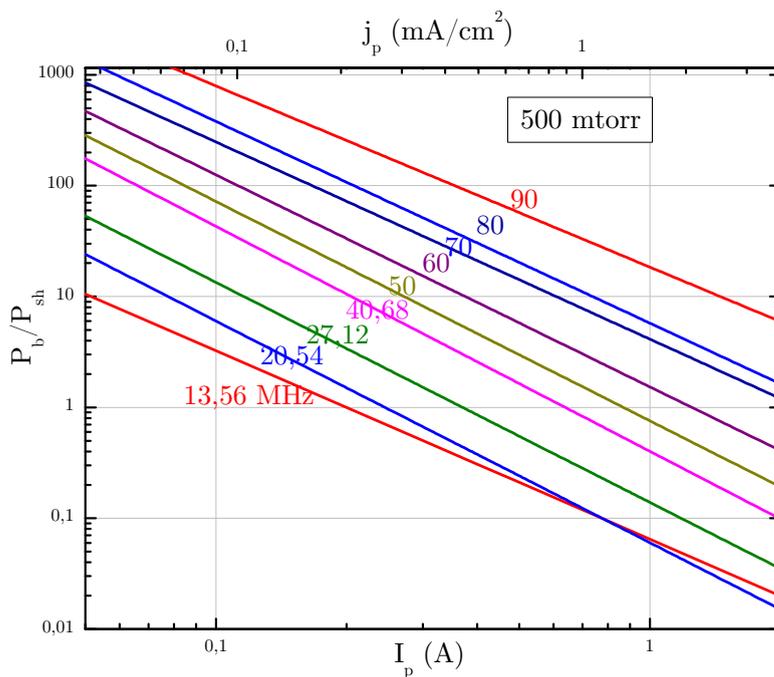


FIG. 4.34 – Effet de la fréquence sur la répartition de la dissipation de puissance entre le bulk et les gaines (40,68 MHz).

La part de puissance déposée dans le bulk augmente également avec la fréquence. Cette augmentation est plus importante qu'avec la pression. A courant donné, lorsque la pression /ou la fréquence augmente d'un ordre de grandeur, la part de puissance dissipée dans le bulk augmente respectivement de moins d'un ordre de grandeur avec la pression et de plus de deux ordres de grandeurs avec la fréquence.

4.7.5 Inductance du bulk

A partir de la résistance R_b on peut calculer l'inductance du bulk égale à $L_b = R_b/\nu_m$. La fréquence de collision électron-neutre est proportionnelle à la pression. Par conséquent à pression donnée la dépendance de l'inductance avec la fréquence est la même que pour la résistance du bulk. Elle doit diminuer avec le courant en $1/I_p$ et augmenter avec la fréquence à courant donné. C'est bien ce que l'on constate sur la figure 4.35.a. La dépendance de l'inductance avec la pression est montrée sur la figure 4.35.b où l'on remarque qu'elle décroît avec la pression. L'inductance du plasma est donc plus élevée (de l'ordre de quelques 100 nH) à bas courant, basse pression et haute fréquence.

4.7.6 Tensions de bulk et de gaine

Avant de tracer les tensions de bulk et de gaine, traçons plutôt la valeur des différentes impédances présentes dans la décharge en fonction du courant à plusieurs fréquences et pour différentes pressions (cf. fig. 4.36, p. 153).

En excluant le cas des bas courants, on constate qu'à basse fréquence (13,56 MHz) ainsi qu'à la fréquence intermédiaire de 40,68 MHz l'impédance du bulk ($Z_b = R_b + jL_b\omega$) est beaucoup plus petite que celle des gaines ($Z_{sh} = R_{sh} - j\frac{1}{C_{(sh)}\omega}$). Ce n'est plus le cas à haute fréquence (90 MHz). L'impédance du bulk, dominée par la résistance du bulk ($R_b \gg L_b\omega$) à basse fréquence/haute pression est dominée par l'inductance ($R_b \ll L_b\omega$) à haute fréquence/basse pression. Par contre, quelle que soit la fréquence et la pression, l'impédance des gaines est toujours dominée par la capacité ($R_{sh} \ll X_{sh}$): les gaines sont toujours capacitives.

Les tensions aux bornes du bulk et des gaines sont respectivement égales à $V_b = (R_b + jL_b\omega)I_p$ et $2V_{sh} = (R_{sh} + jX_{sh}\omega)I_p$. En supposant que les gaines soient identiques (système symétrique) alors la tension aux bornes d'une seule gaine est V_{sh} . Ces tensions sont tracées sur la figure 4.37 aux mêmes fréquences et pression que précédemment. La tension aux bornes de la décharge V_p ainsi que celle calculée à partir des impédances sont également tracées.

Suite aux remarques sur les impédances, on constate bien que la tension des gaines est toujours plus élevée que celle du bulk sauf à bas courant ou à haute fréquence. A 90 MHz la tension V_p appliquée aux bornes de la décharge est plus petite que la tension des gaines ou du bulk. Car ces dernières sont presque en opposition de phase (elles s'annulent

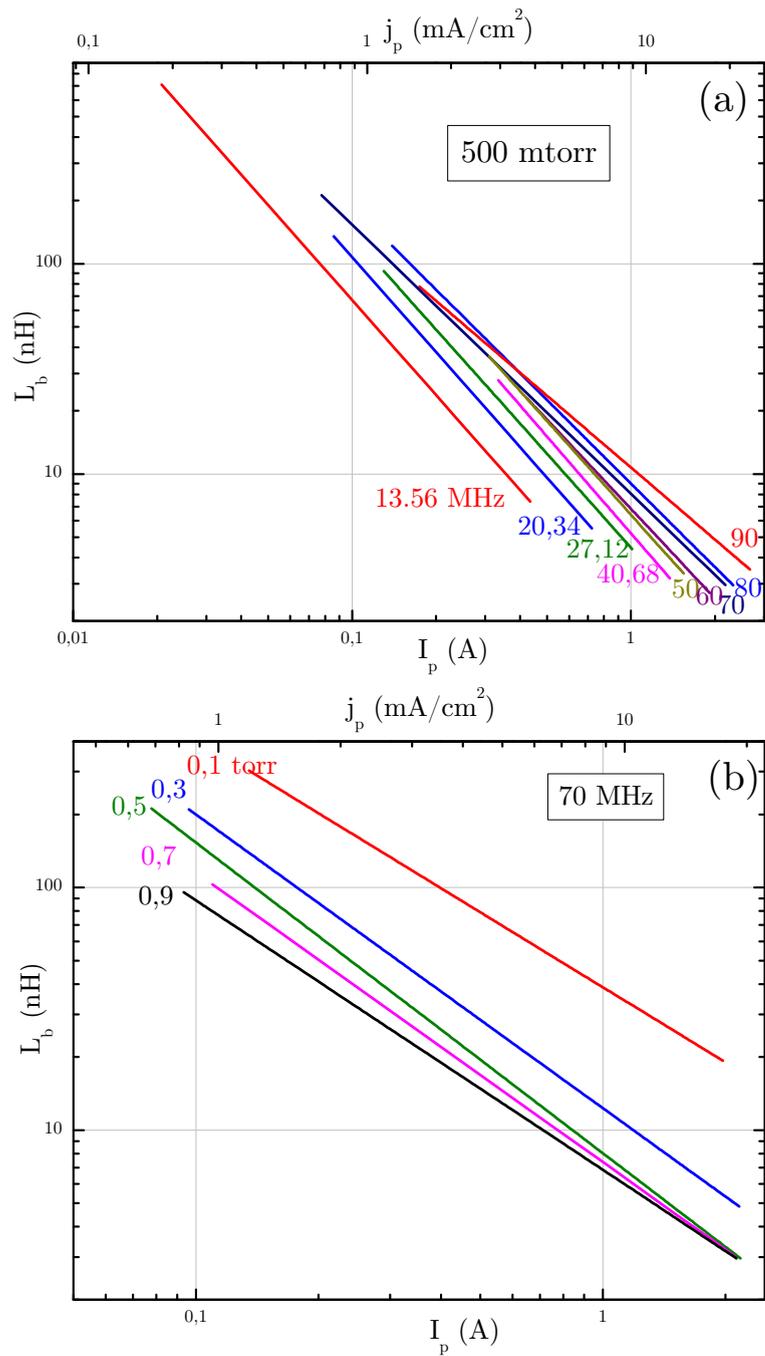


FIG. 4.35 – Inductance du bulk en fonction du courant (a) pour différentes fréquences (à 500 mtorr) et (b) pour différentes pressions (à 70 MHz).

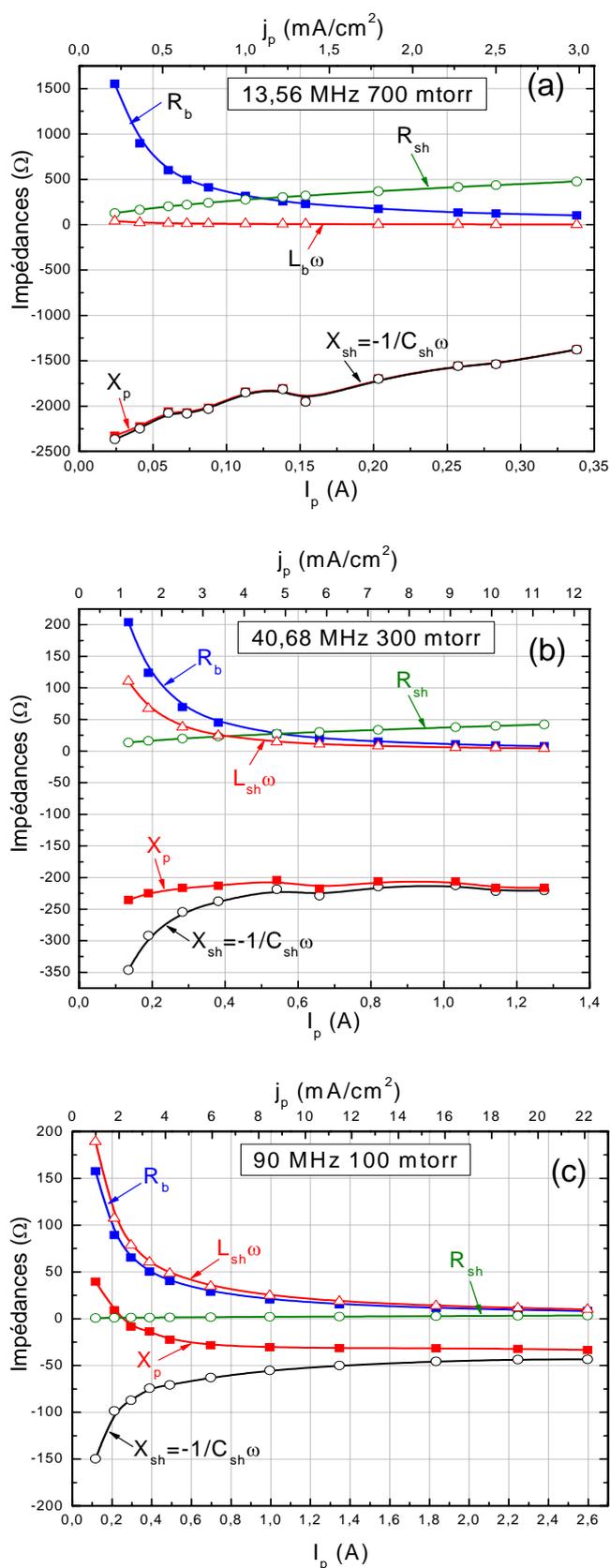


FIG. 4.36 – Valeurs des différentes impédances présentes dans la décharge en fonction du courant à plusieurs fréquences et pressions.

partiellement). La tension V_p est environ égale à la tension des gaines. Notons cependant qu'elle est légèrement supérieure à celle des gaines à 13,56 MHz à cause la contribution (positive) de la résistance du bulk. Et qu'elle est légèrement inférieure à 40,68 MHz en raison de la contribution de l'inductance du bulk qui commence à se faire sentir en annulant partiellement la tension des gaines. Ces deux effets se compensent ($L_p\omega \approx R_b$) à 40,68 MHz et 500 mtorr (non représentée).

4.7.7 Taille des gaines

L'effet de la fréquence, de la pression et de la tension de gaine V_{sh} sur la taille des gaines est montré sur la figure 4.38. On constate que la taille des gaines diminue bien avec la fréquence et la pression. La dépendance observée avec la tension de gaines est en accord avec celle observée par Godyak à 13,56 MHz (cf. fig. 19 de [158]). Aux faibles tensions, la taille de gaine diminue avec V_{sh} puis sature aux fortes tensions en passant par un minimum.

Aux faibles tensions (à basse densité) la taille des gaines n'est pas dépendante de la tension RF mais plutôt de la longueur de Debye ($\lambda_{De} \propto 1/\sqrt{n_e}$). La décharge s'éteint quand les deux gaines sont proches l'une de l'autre.

Selon Lieberman [5], la taille d'une gaine Child-Law DC est proportionnelle à $s_m \propto \bar{V}_{sh}^{3/4}/\sqrt{J_i}$ dans le cas non collisionnel et proportionnelle à $s_m \propto \lambda_i^{1/5}\bar{V}_{sh}^{3/5}/J_i^{2/5}$ dans le cas collisionnel.

\bar{V}_{sh} est la tension moyenne de gaine, J_i la densité de courant ionique et λ_i est le libre parcours moyen des ions.

Si on suppose que:

1. $\bar{V}_{sh} \propto V_{sh}$;
2. $V_{sh} \propto V_p$;
3. $J_i \propto n_e \propto I_p$;
4. $I_p \propto V_p$;

alors $s_m \propto \bar{V}_{sh}^{1/4}$ (cas non collisionnel) et $s_m \propto \lambda_i^{1/5}\bar{V}_{sh}^{1/5}$ (cas collisionnel). La dépendance de la taille des gaines avec la tension RF est donc faible et elle est encore plus faible dans le cas de gaines collisionnelles. On devrait néanmoins observer une augmentation de la taille avec la tension. Ce qui n'est pas le cas. Godyak a constaté à 13,56 MHz que la taille des gaines reste relativement constante même à basse pression. Nous observons le même comportement en VHF. Cela explique pourquoi la capacité des gaines est constante pour des tensions RF suffisamment élevées.

Cela semble contredire les modèles de Child-Law (collisionnel ou non) qui sont largement utilisés dans les modélisations de décharge RF (modèles homogènes ou inhomogènes [5, 33]) où l'on suppose que la taille des gaines augmente avec V_{sh} . Revenons sur

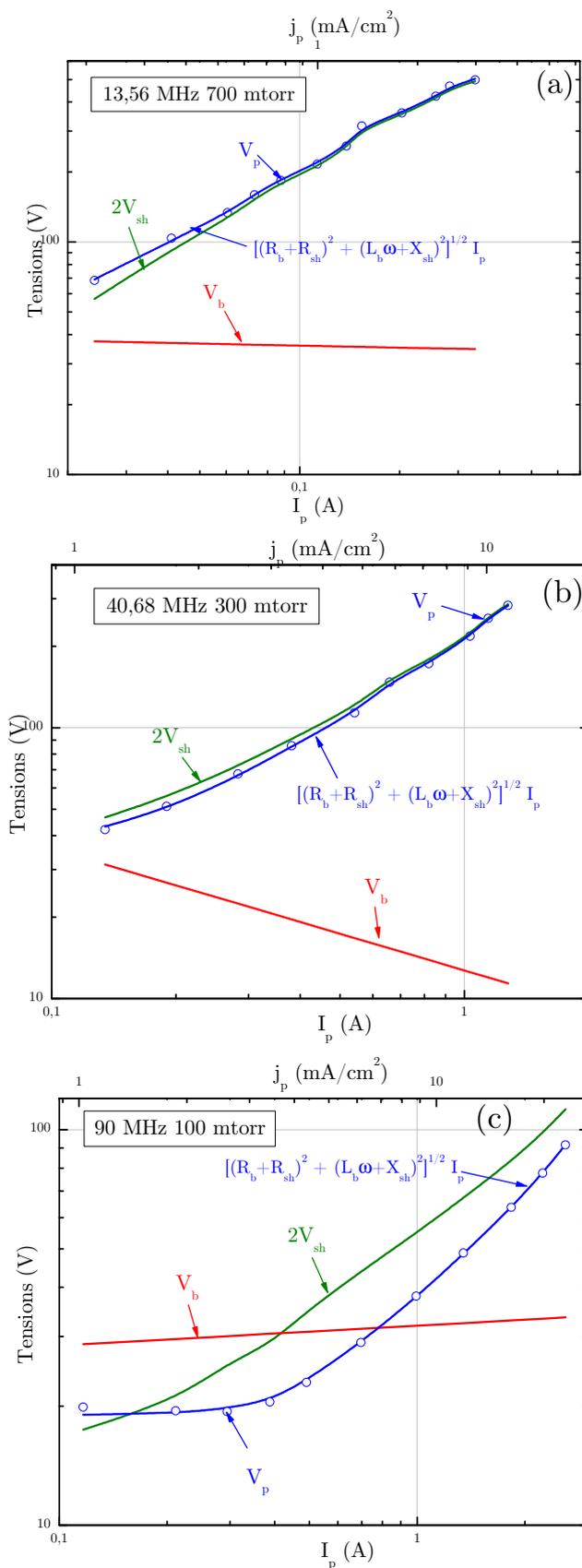


FIG. 4.37 – Tensions aux bornes de la décharge V_p , aux bornes des gaines $2V_{sh}$ et dans le bulk V_b en fonction du courant à plusieurs fréquences et différentes pressions.

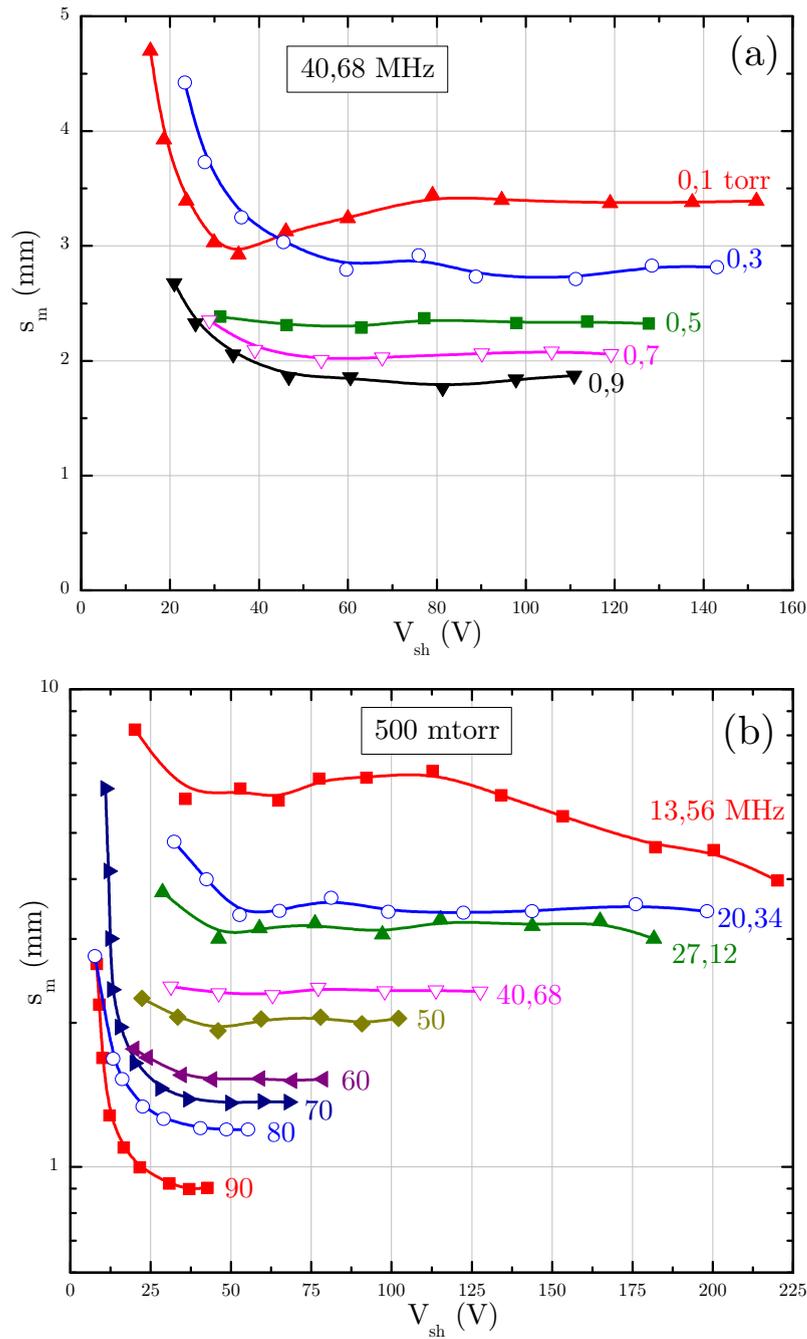


FIG. 4.38 – Effet de la fréquence, de la pression et de la tension de gaine sur la taille des gaines.

les hypothèses précédentes, les trois dernières sont solides, en particulier la dernière. La première hypothèse est probablement fautive dans notre gamme de tension RF modérée ($50 < V_{sh}/T_e < 200$). Godyak explique le comportement observé par une dépendance plus faible de \bar{V}_{sh} avec V_{sh} , ainsi $\bar{V}_{sh} \propto V_{sh}^\gamma$ avec $\gamma \approx 2/3 - 3/4$. \bar{V}_{sh} est proportionnel à V_{sh} aux hautes tensions ($V_{sh}/T_e > 200$). Une description complète des différents régimes de gaines (de $V_{sh}/T_e < 50$ à $V_{sh}/T_e > 200$) est donnée par Godyak et Sternberg dans la référence [163].

Pour déterminer les lois de variation de la taille des gaines avec la fréquence et la pression, traçons les variations de s_m à tension de gaine constante ($V_{sh} = 50V$) (cf. fig. 4.39, p. 158) et ajustons les à des fonctions de la forme $1/f^\alpha$ et $1/p^\beta$.

Quelque soit la pression, la taille des gaines décroît selon une loi en $1/\omega$ ($\alpha \approx 0,9$) plus en accord avec les modèles homogènes ($\alpha \approx 0,9$) ou inhomogènes ($\alpha \approx 0,75 - 0,95$) qu'avec les modèles PIC ou fluides qui donnent des dépendances plus faibles ($\alpha \approx 0,5 - 0,75$) [5, 20–23, 33, 164]. La dépendance de la taille des gaines avec la pression diminue lorsque la fréquence augmente ($\beta = 0,3$ à 20,34 MHz et $\beta = 0,21$ à 90 MHz) car les gaines sont moins collisionnelles au fur et à mesure que décroît le rapport s_m/λ_i .

4.7.8 Densité électronique

De la connaissance de la résistance du bulk on en déduit la densité électronique moyenne dans le bulk. Celle-ci est tracée à 500 mtorr en fonction de la tension (à fréquence constante) ou en fonction de la fréquence (à tension constante) sur la figure 4.40. On constate que pour une tension aux bornes de la décharge V_p constante, la densité d'électrons augmente comme le carré de la fréquence. Ce qui est en accord avec les résultats de modélisation dans l'argon par code PIC ou fluide des références [20–23] ou à l'aide du modèle global [33].

Traçons la densité en fonction de la tension (à pression constante) ou en fonction de la pression (à tension constante) sur la figure 4.41. La densité augmente linéairement avec la pression à tension constante. Les figures 4.40.a et 4.41.a montrent qu'elle croît linéairement avec la tension appliquée, en accord également avec les modèles globaux [33] dans l'argon.

On compare sur la figure 4.42, la densité électronique mesurée avec celle calculée par le code fluide décrits dans la référence [161]. Les deux densités augmentent avec la fréquence à puissance dissipée constante car la fraction de puissance déposée par les électrons croît avec la fréquence. n_e calculée est un ordre de grandeur inférieure et croît de manière "sous-linéaire" avec la puissance tandis que celle mesurée croît linéairement.

La densité d'électrons a été mesurée avec une sonde de Langmuir en fonction de la tension à l'entrée du réacteur (à 0,1 et 0,3 torr, 40,68 MHz). Pour simplifier l'interprétation des mesures de sondes, n_e qui est égale à la densité d'ions est déduite la partie ionique

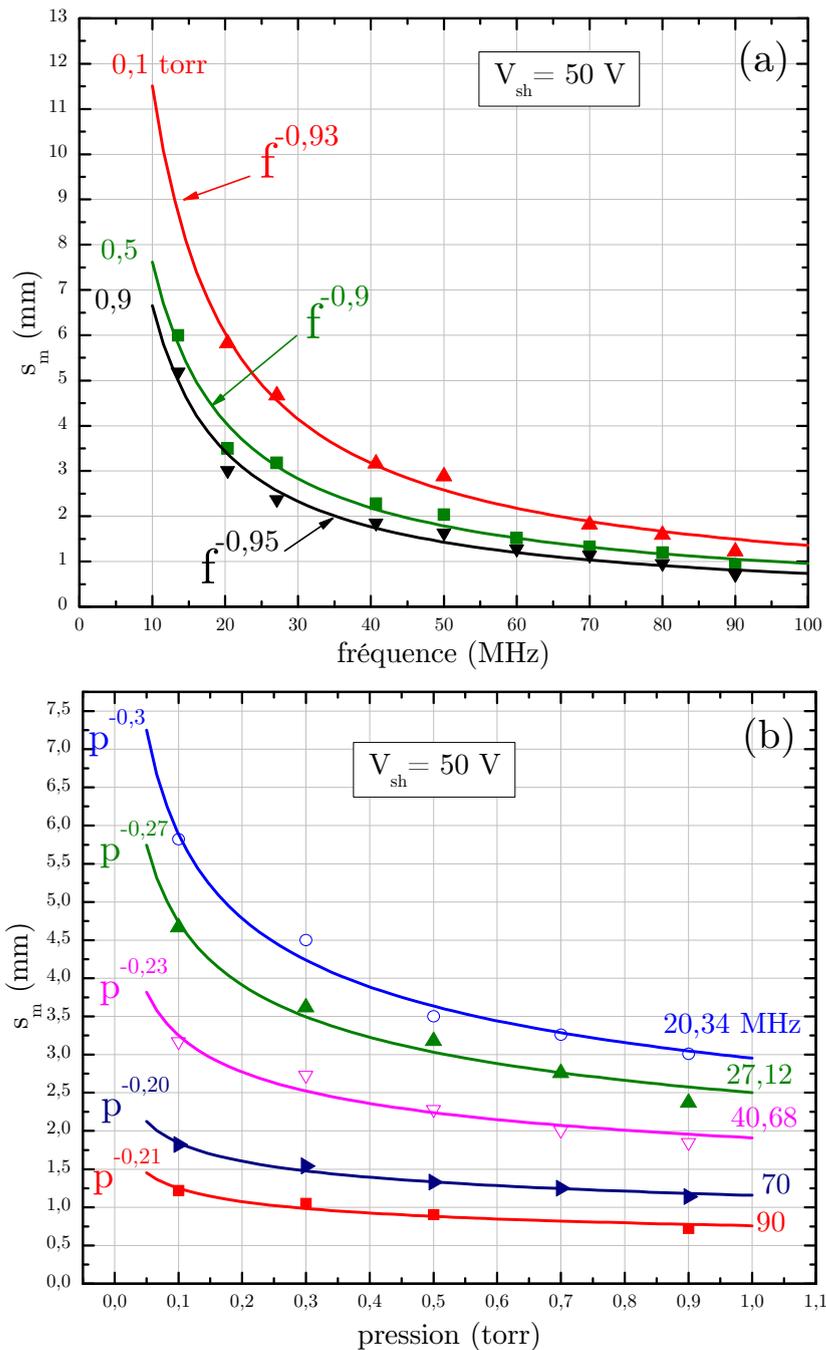


FIG. 4.39 – Loi de variation de la taille des gaines (a) avec la fréquence et (b) avec la pression à tension de gaine constante ($V_{sh} = 50$ V).

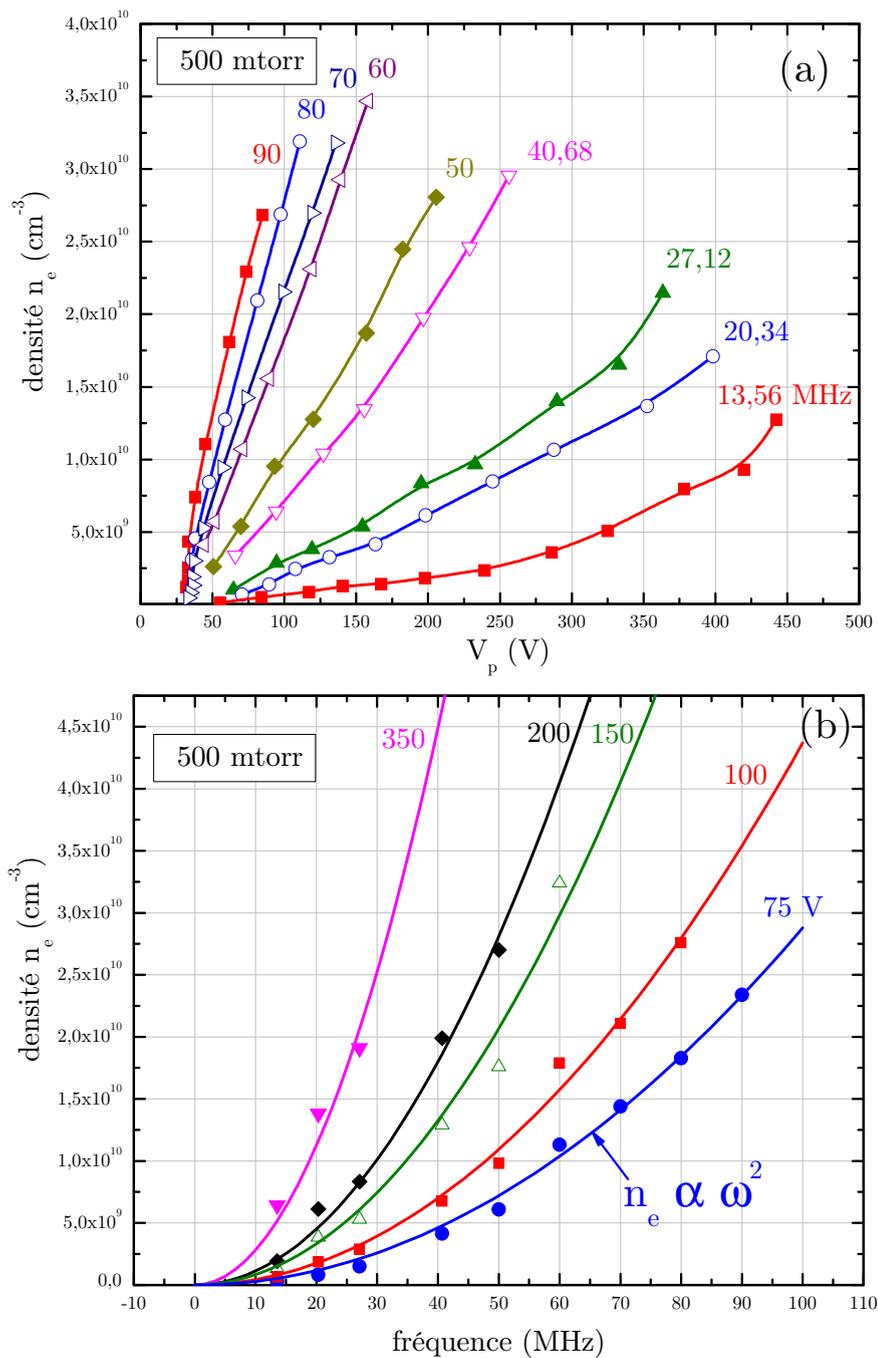


FIG. 4.40 – Densité électronique à 500 mtorr (a) en fonction de la tension (à fréquence constante) et (b) en fonction de la fréquence (à tension constante).

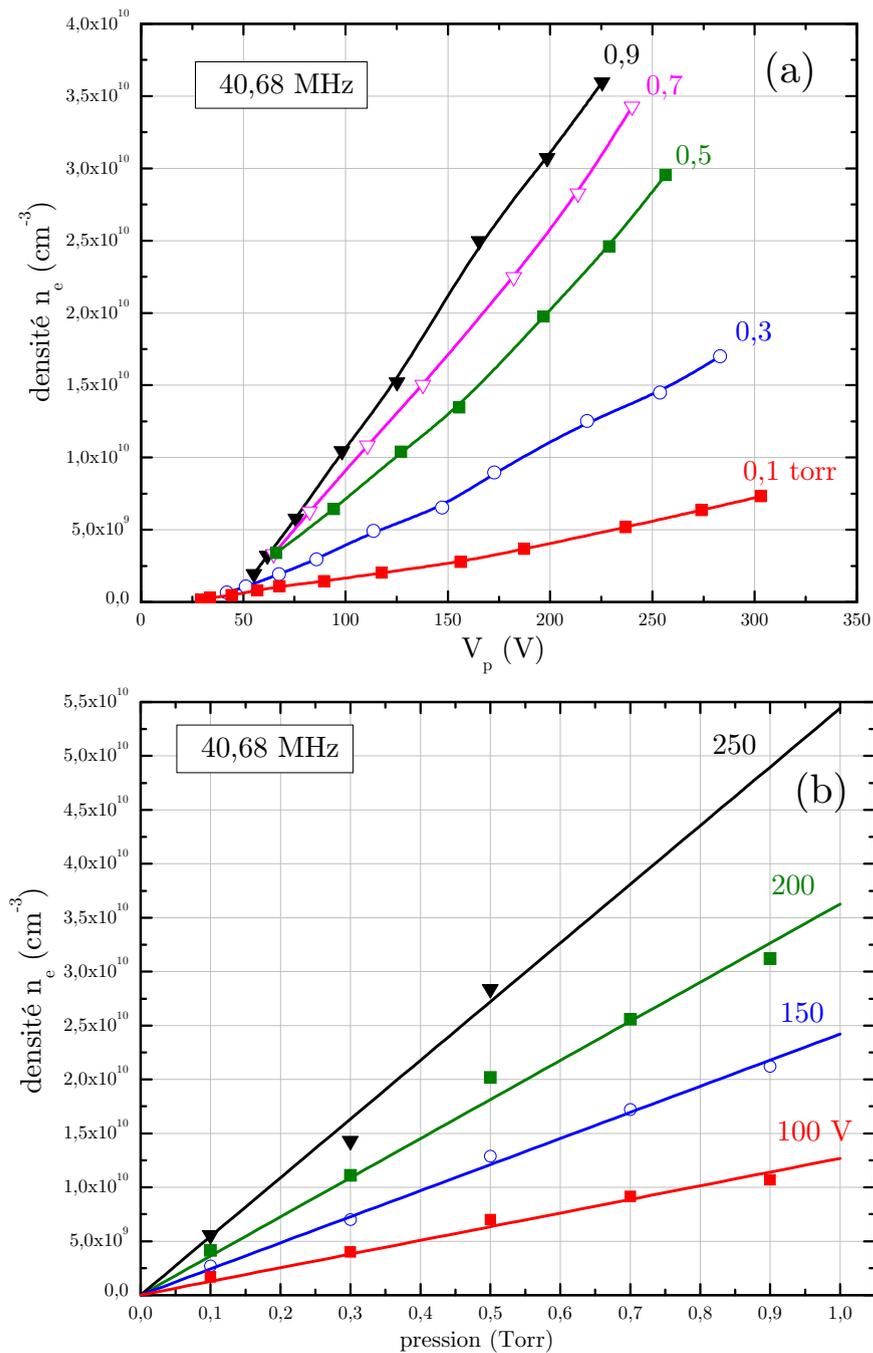


FIG. 4.41 – Densité électronique à 40,68 MHz (a) en fonction de la tension (à pression constante) et (b) en fonction de la pression (à tension constante).

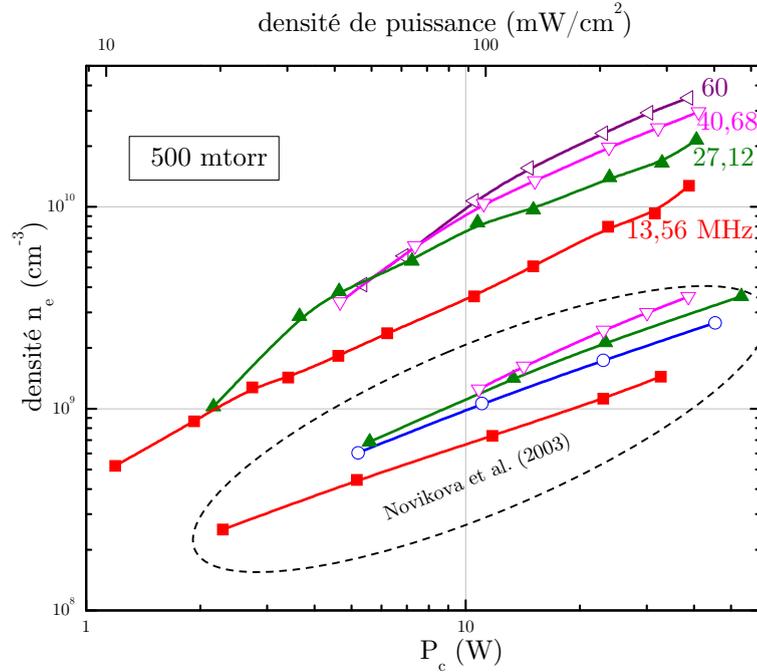


FIG. 4.42 – Comparaison de la densité électronique mesurée avec celle calculée dans la référence [161].

de la caractéristique de sonde. La densité mesurée est comparée sur la figure 4.43.a avec celle issue des mesures vectorielles. On constate que les densités mesurées par la sonde n'augmentent pas avec la pression. Cela est attribué aux collisions des ions dans la gaine autour de la sonde. Le courant collecté est plus faible qu'à l'entrée de la gaine. La difficulté d'interprétation des caractéristiques de sonde dans un gaz réactif (avec plusieurs espèces d'ions) en présence de gaines collisionnelles comme l'hydrogène a motivé le développement d'un nouveau diagnostic de mesure de n_e reposant sur les propriétés de propagation des d'ondes de surface. Cette sonde appelée sonde plasma à transmission (Plasma Transmission Probe) sera décrite dans le prochain chapitre. Comme on peut le constater sur la figure 4.43.b, la densité mesurée avec une PTP est en relativement bon accord avec les mesures vectorielles.

4.8 Comparaison avec le modèle global

La densité électronique (n_e) et la taille de gaine (s_m) déduites des mesures vectorielles à 500 mtorr sont comparées sur la figure 4.44 avec celles calculées par le modèle global décrits dans le chapitre précédent. n_e et s_m sont tracées en fonction de la fréquence respectivement à tension de décharge constante (V_p) et tension de gaine constante (V_{sh}).

On constate que la densité calculée est en très bon accord avec celle mesurée, elle croit également de manière quadratique avec la fréquence. Par contre, la taille des gaines calculée est quatre fois plus petite. Néanmoins elle décroît bien avec la pression et la

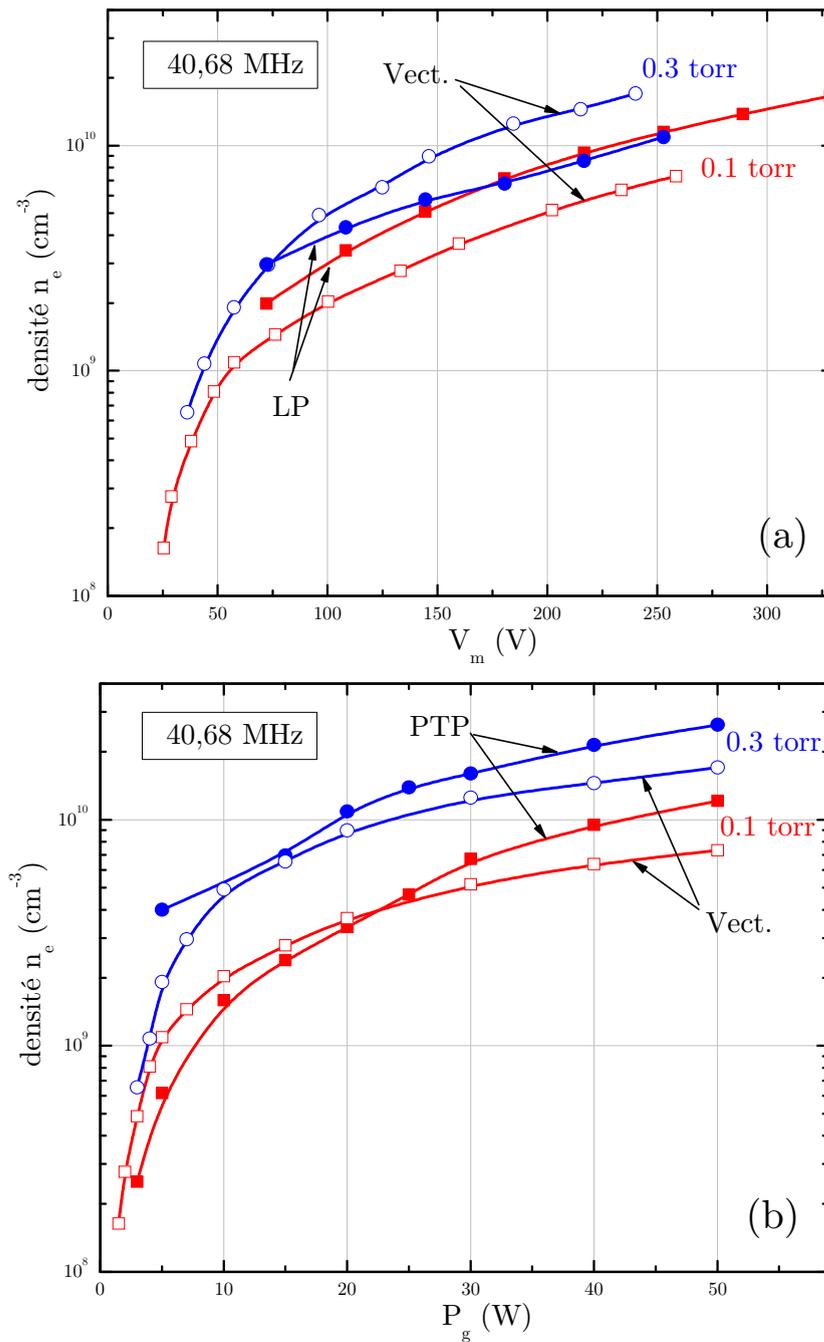


FIG. 4.43 – Comparaison de la densité électronique mesurée par trois méthodes différentes (40,68 MHz): vectorielle, sonde de Langmuir (LP) et sonde plasma à transmission (PTP).

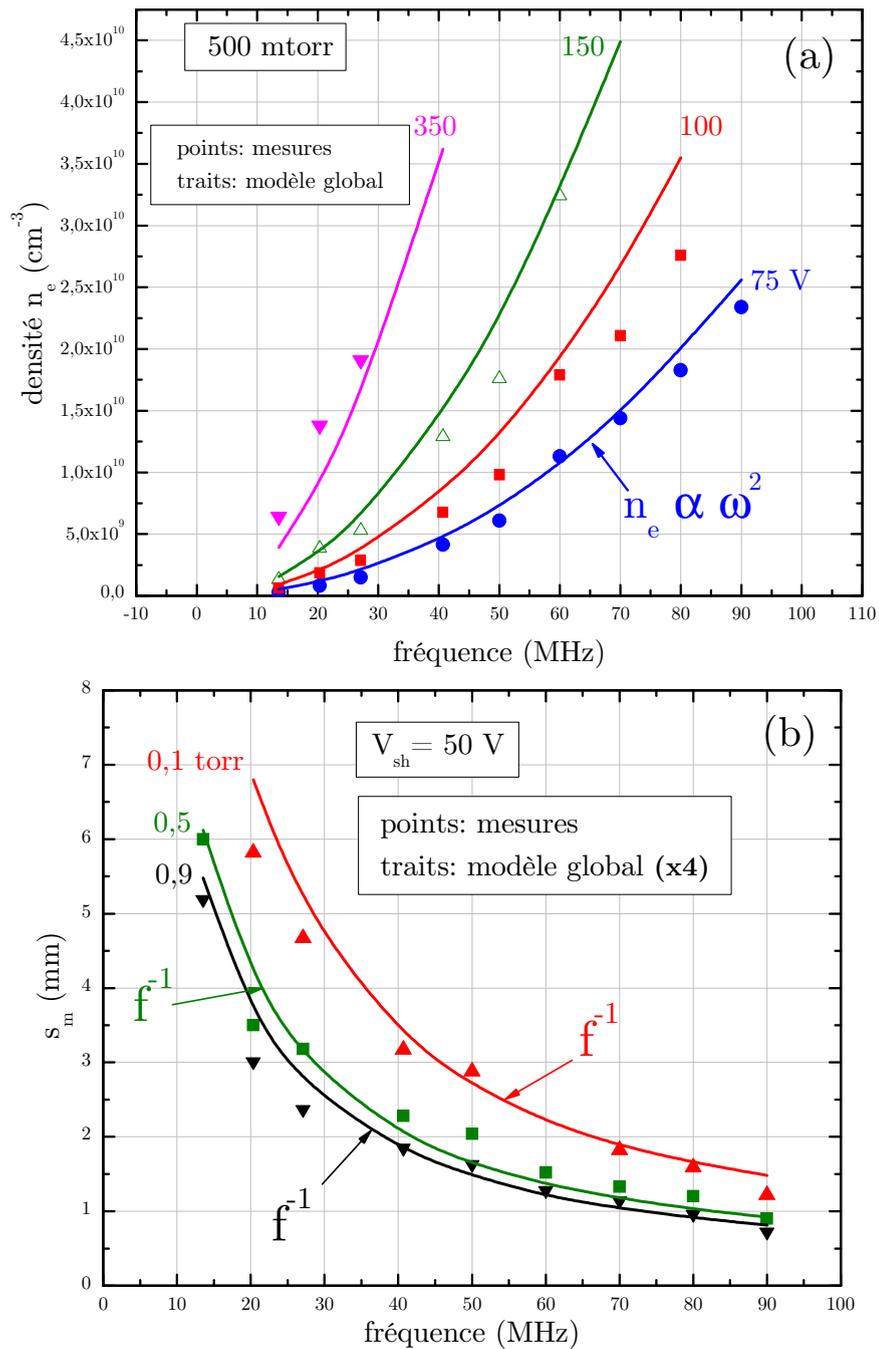


FIG. 4.44 – Comparaison entre le modèle global et les mesures vectorielles: (a) densité électronique et (b) taille des gaines en fonction de la fréquence.

fréquence (en $1/f$).

Notons que c'est le comportement de la taille des gaines avec la fréquence qui est responsable de l'augmentation quadratique de la densité électronique. L'impédance de la décharge Z_p est dominée par celle des gaines sauf aux bas courants ou à très haute fréquence. La tension RF aux bornes de la décharge est donnée par:

$$V_p = Z_p I_p \quad (4.6)$$

$$\simeq \frac{1}{jC_{sh}\omega} I_p \quad (4.7)$$

$$(4.8)$$

or $n_e \propto I_p$ et $C_{sh} \propto 1/s_m$ donc $n_e \propto \omega^2 V_p$.

La vitesse d'oscillation (ds/dt) de la gaine est égale à celle des électrons dans la gaine ou en lisière. L'épaisseur s varie entre s_0 (épaisseur minimale) et s_{max} . Afin d'assurer l'égalité des courants électronique et ionique il faut que $s_0 \simeq 0$ (afin de collecter les électrons). Le courant RF dans la décharge, égal au courant de déplacement dans la gaine, détermine la vitesse de déplacement des charges et donc de la gaine. On a donc $I_p \propto ds/dt$. Si on suppose que la gaine oscille sinusoïdalement, alors $I_p \propto s_m \omega$. Par conséquent, à courant RF donné (à vitesse d'oscillation donnée des charges) lorsque la période RF diminue (par augmentation de la fréquence) la lisière s_{max} des gaines s'éloigne de moins en moins de l'électrode et la taille moyenne des gaines varie donc en I_p/ω .

Sur la figure 4.45 on a tracé s_m en fonction de V_{sh} . On remarque que la taille des gaines est indépendante de la tension des gaines ce qui est en accord avec les mesures malgré la simplicité du modèle de gaine utilisé dans lequel la densité d'électrons y est supposée nulle. Selon l'équation 3.37 s_m est proportionnel à I_p/n_e . Or I_p et n_e sont proportionnels à V_p . Comme V_p est proportionnel à V_{sh} donc s_m est bien indépendant de V_{sh} .

Si l'on avait utilisé un modèle *a priori* plus réaliste comme une description de type Child-Langmuir identique à celui du modèle global inhomogène de Lieberman [5] alors la taille des gaines augmenterait avec V_{sh} comme on peut le constater dans la référence [33].

4.9 Dissociation de l'hydrogène atomique

La densité d'hydrogène atomique et le taux de recombinaison aux parois ont été mesurés dans le réacteur d'étude par fluorescence induite par laser par absorption à deux photons (TALIF) dans la phase de post-décharge d'une décharge pulsée par J. Jolly et J.-P. Booth [150]. Ces mesures ont été réalisées à 13,56, 27,12 MHz et 40,68 MHz entre 0,1 et 1 torr.

Le modèle homogène d'une décharge capacitive dans l'hydrogène a été utilisé pour calculer la densité d'hydrogène. Sur la figure 4.46, sont comparées, les densités d'hydrogène atomique mesurées et calculées à 500 mtorr en fonction de la tension crête-crête à

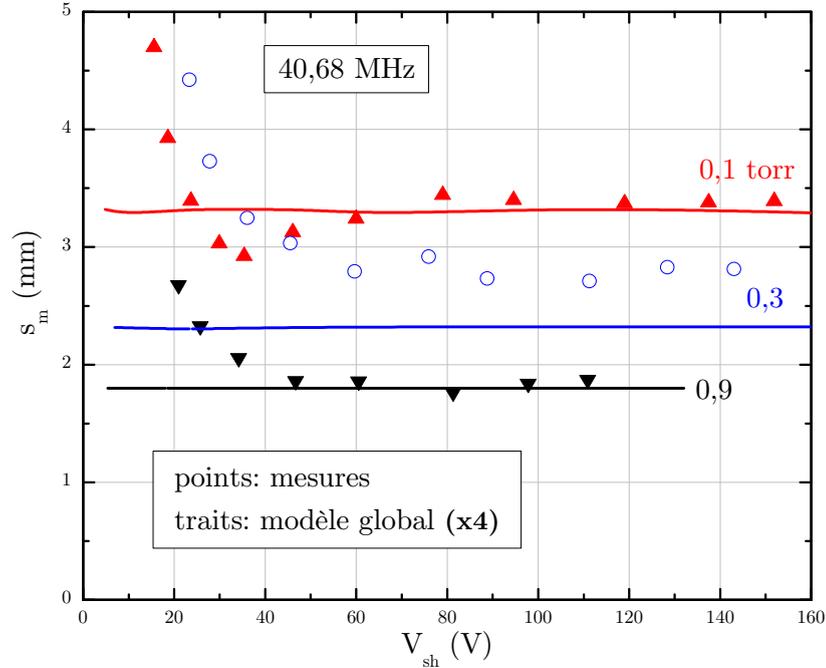


FIG. 4.45 – Taille des gaines en fonction de la tension de gaine (40,68 MHz); comparaison entre les résultats du modèle global et les mesures vectorielles.

différentes fréquences.

Les densités d'atomes mesurées sont deux fois plus élevées que celles calculées. Néanmoins on observe un accord raisonnable de la dépendance avec la tension et la fréquence. La densité d'hydrogène atomique croît avec la fréquence pour une tension appliquée donnée.

Traçons sur la figure 4.47.a la densité de H atomique mesurée en fonction de la puissance RF délivrée par le générateur (P_g) et comparons la avec celle calculée en fonction de la puissance dissipée dans la décharge (P_p). Selon le modèle global la densité d'hydrogène croît bien avec la puissance et la fréquence. Or on a constaté que l'efficacité de couplage de la puissance croît avec la fréquence, par conséquent pour une puissance donnée délivrée par le générateur la puissance déposée dans le plasma augmente avec la fréquence. Les courbes de puissance dissipée à vide ont été ajustées aux fonctions $P_{vide} = \frac{1}{2}R_{tune}I_p^2$ afin d'en déduire la résistance parasite de l'inductance tune dans la boîte d'accord. R_{tune} est égale respectivement à 2,8, 1,03 et 0,93 Ω à 13,56, 27,12 et 40,68 MHz. La densité de H atomique calculée en tenant compte de ces pertes est tracée sur la figure 4.47.b. On constate alors un meilleur accord relatif avec les courbes mesurées à 27,12 et 40,68 MHz.

Il est connu que la concentration en hydrogène atomique est sensible à la nature des parois confinant le plasma [147–149]. La densité d'hydrogène et le taux de dissociation calculés sont tracés sur la figure 4.48 en fonction de la pression pour une puissance constante délivrée par le générateur de 30 W. Les grandeurs calculées sont comparées à celles mesurées sur la même figure.

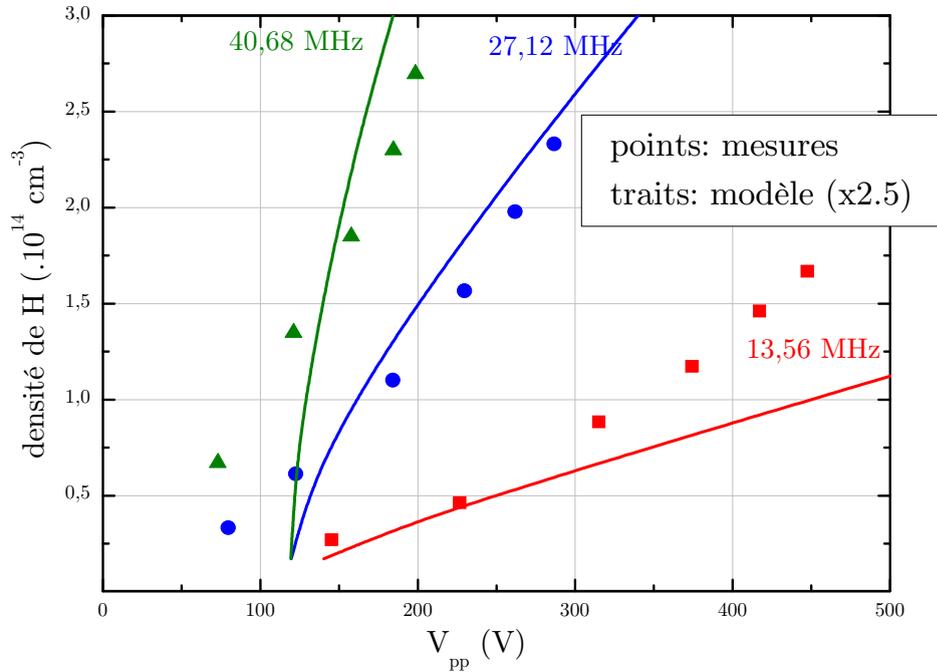


FIG. 4.46 – Densité d'hydrogène atomique mesurées et calculées ($\times 2,5$) en fonction de la tension crête-crête (500 mtorr, électrode en aluminium avec $\gamma = 0,8 \cdot 10^{-2}$).

Si l'on calcule le taux de dissociation en fonction de la pression avec un taux de recombinaison constant sur les électrodes en aluminium ($\gamma = 0,8 \cdot 10^{-2}$), on constate que ce taux décroît fortement avec la pression. A haute pression l'augmentation de la fréquence a peu d'effet sur la densité de H ou sur le taux de dissociation.

La densité d'hydrogène atomique est (relativement) surestimée à basse pression et sous-estimée à haute pression. Le taux de recombinaison a été jusqu'ici supposé égal à $\gamma = 0,8 \cdot 10^{-2}$ quelque soit la pression. Le désaccord peut s'expliquer par une perte aux parois sous-estimée à basse pression et surestimée à haute pression. Le taux de recombinaison aux parois mesuré par fluorescence induite par laser [150] est tracé sur la figure 4.49.

En utilisant les valeurs mesurées du taux de recombinaison aux parois, la densité d'hydrogène atomique et le taux de dissociation calculés sont maintenant en accord avec les grandeurs mesurées (cf. fig. 4.50, p. 170). En particulier, le maximum observé dans le taux de dissociation diminue avec la fréquence. Les résultats du modèle global sont donc en accord avec les mesures optiques.

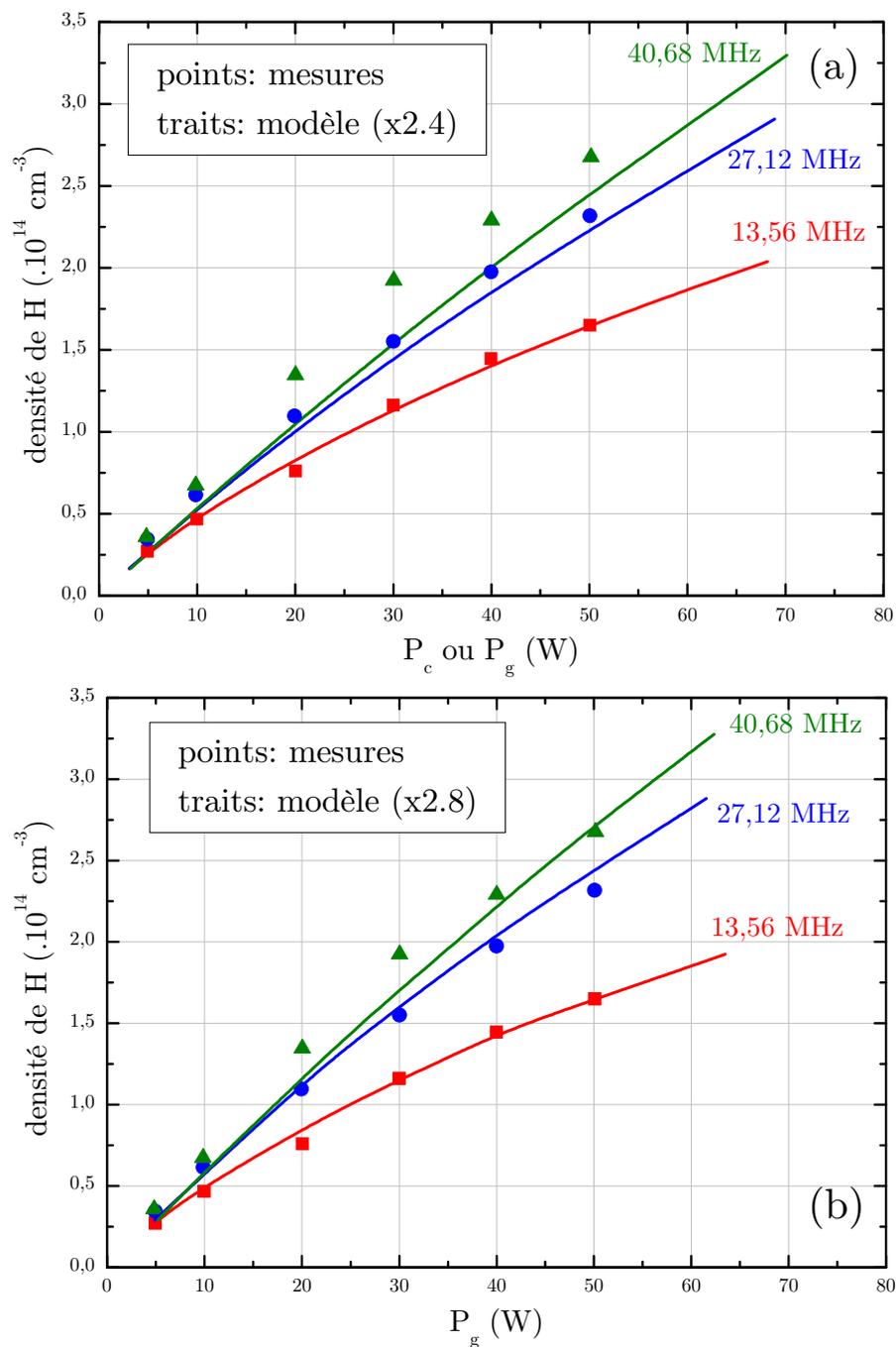


FIG. 4.47 – Densités d'hydrogène atomique mesurées et calculées en fonction de la puissance délivrée par le générateur ou dissipée dans la décharge (500 mtorr, électrodes en aluminium avec $\gamma = 0,8 \cdot 10^{-2}$).

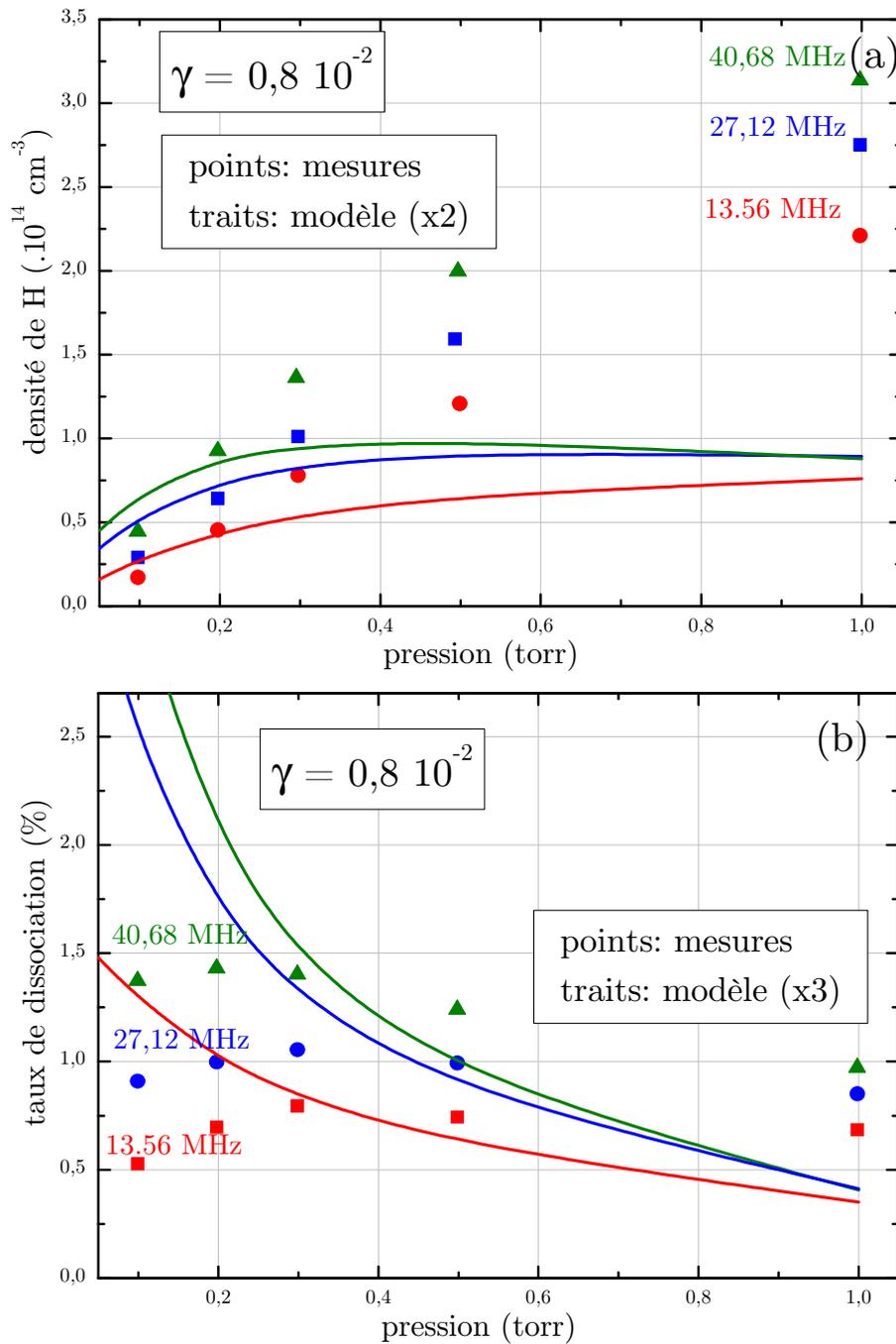


FIG. 4.48 – Densité d'hydrogène atomique et taux de dissociation, calculés et mesurés en fonction de la pression pour une puissance constante délivrée par le générateur de 30 W ($\gamma = 0,8 \cdot 10^{-2}$).

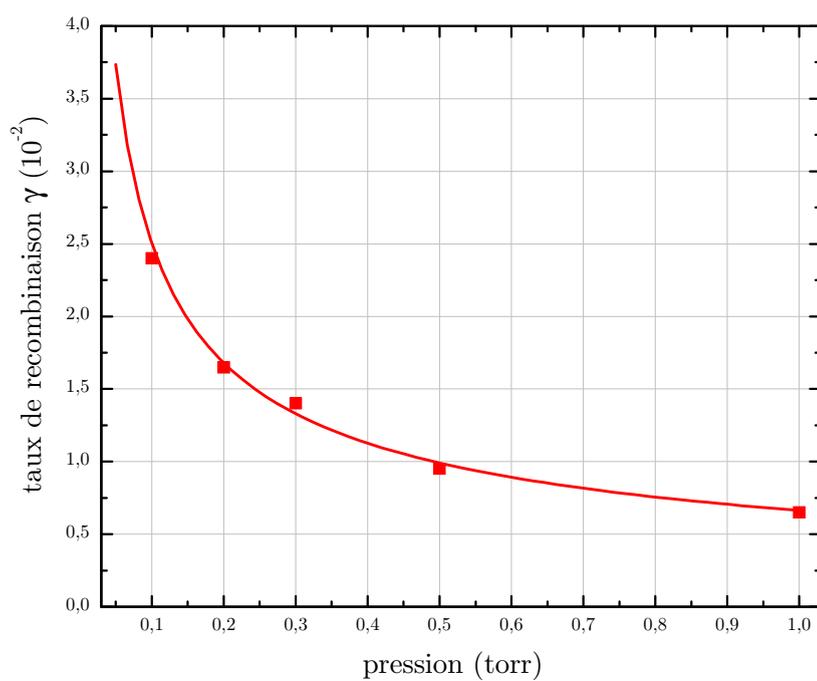


FIG. 4.49 – Taux de recombinaison aux parois (électrodes en aluminium) mesuré en fonction de la pression ($V_{pp} = 380$ V).

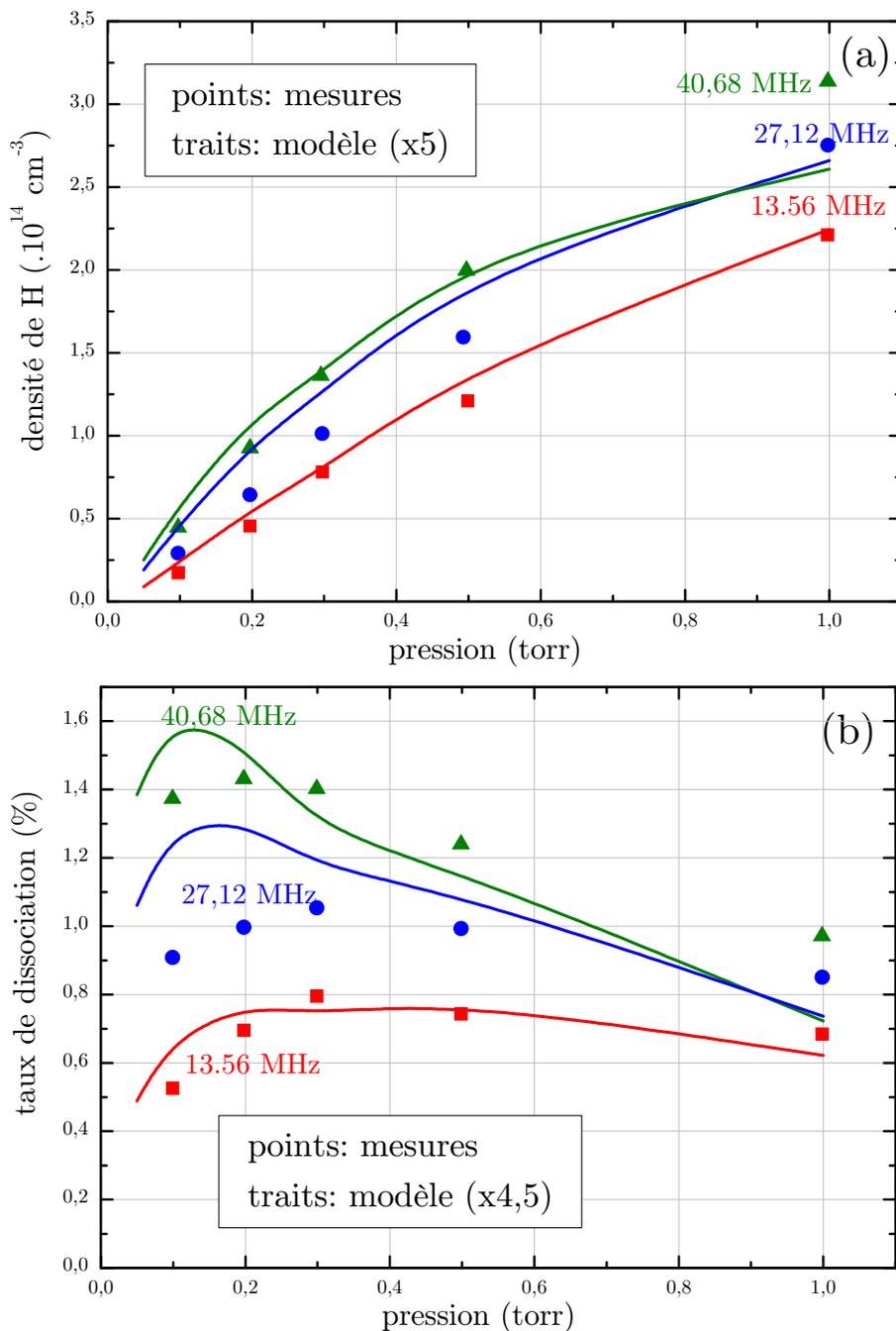


FIG. 4.50 – Densité d'hydrogène et le taux de dissociation calculés et mesurés en fonction de la pression pour une puissance constante délivrée par le générateur de 30 W (γ varie avec la pression [150]).

Chapitre 5

La sonde plasma à transmission

5.1 Introduction

Les ondes de surface ont été utilisées principalement pour générer des plasmas [165–167]. Elles ont aussi été exploitées pour sonder le plasma et estimer la densité électronique [168–170]. Mais jusqu’à présent la mise en œuvre de ces techniques utilisant des ondes de surface était peu pratique à utiliser, fortement dépendante de la géométrie du plasma, elles donnaient une mesure non résolue spatialement de la densité électronique.

A la fin des années 90 au Japon, Sugai invente une nouvelle sonde [171, 172] : la Plasma Absorption Probe (PAP) qui mesure localement la densité électronique grâce à des ondes de surface et dont l’utilisation est plus commode. L’amélioration de cette sonde va se poursuivre avec la mise au point de plusieurs variantes [173–176] pouvant mesurer la température électronique et fonctionner à plus haute pression.

Sugai a proposé le terme de sondes à onde de surface, ou Surface Wave Probes (SWP) pour désigner cette famille de sondes [174].

Une autre sonde basée également sur l’utilisation d’ondes de surface a été proposée par Jean-Paul Booth et moi-même au Laboratoire de Physique et Technologie des Plasmas. Nous l’avons nommée : sonde plasma à transmission, ou Plasma Transmission Probe (PTP). Son fonctionnement repose sur la détermination de la fréquence de résonance des modes électromagnétiques de surface se propageant dans une ligne de transmission cylindrique entre le plasma et la sonde. La mesure se fait par transmission entre une antenne émettrice et une antenne réceptrice espacées typiquement de 1 cm.

La relation entre la fréquence de résonance et la fréquence plasma, c’est à dire la densité, est donnée par la relation de dispersion. Cette dernière est calculée dans la suite dans deux géométries : l’une plane et l’autre cylindrique. La présence d’une gaine sera considérée.

Une introduction aux ondes de surface est nécessaire avant d’aborder l’étude théorique, expérimentale ou numérique de la PTP.

5.2 Onde de surface d'un plasma

5.2.1 Définition succincte

Une onde de surface est une onde propagative localisée à l'interface entre deux milieux diélectriques, la propagation s'effectue parallèlement à l'interface. La figure 5.1 est une cartographie de l'amplitude du champ électrique selon z , d'une onde de surface se propageant à l'interface entre deux diélectriques ayant pour constante diélectrique relative ϵ_1 et ϵ_2 . La constante de propagation k selon Oz est réelle et positive, l'onde est donc propagative. Pour que cette dernière soit localisée à l'interface, il faut qu'elle soit évanescente dans les deux milieux, la constante de propagation de l'onde selon x doit être complexe. L'amplitude du champ électrique (ou magnétique) de l'onde est donc exponentiellement décroissante lorsque l'on s'éloigne de l'interface.

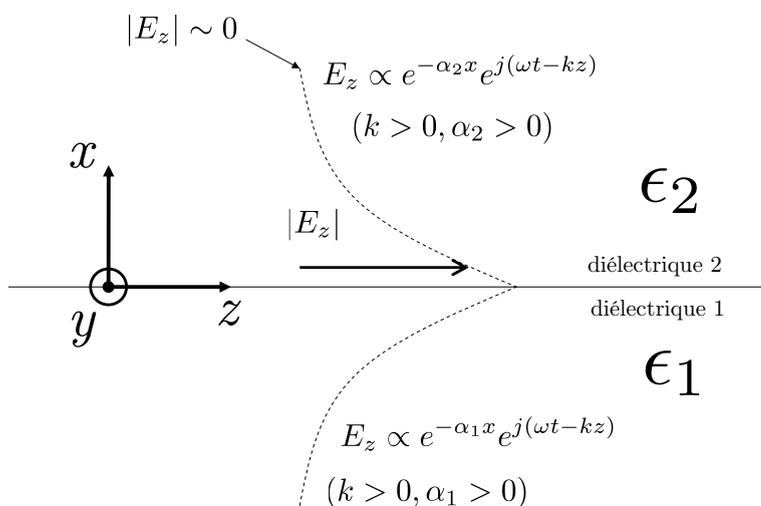


FIG. 5.1 – Cartographie de l'amplitude du champ électrique selon z d'une onde de surface se propageant à l'interface entre deux diélectriques.

On verra dans quelles conditions un mode de surface peut exister, on va pour cela étudier un cas simple en géométrie plane.

5.2.2 Ondes de surface entre deux diélectriques semi-infinis

Le système étudié est celui de la figure 5.1. Les constantes diélectriques ϵ_1 et ϵ_2 sont réelles, les milieux sont donc sans pertes. Les milieux considérés sont non magnétiques donc $\mu = \mu_0$. En l'absence de courant de conduction, les équations de Maxwell (Maxwell-

Faraday et Maxwell-Ampère) sont :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{MF}); \quad (5.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{MA}); \quad (5.2)$$

avec ϵ_r la constante diélectrique relative du milieu considéré (ϵ_1 ou ϵ_2). En posant :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \text{Re} \left[\tilde{E}(\vec{r}) e^{j\omega t} \right]; \quad (5.3)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \text{Re} \left[\tilde{H}(\vec{r}) e^{j\omega t} \right]; \quad (5.4)$$

elles deviennent en représentation complexe :

$$\vec{\nabla} \times \tilde{E} = -j\omega\mu_0 \tilde{H} \quad (\text{MF}); \quad (5.5)$$

$$\vec{\nabla} \times \tilde{H} = j\omega\epsilon_0\epsilon_r \tilde{E} \quad (\text{MA}). \quad (5.6)$$

5.2.3 Relations de dispersion des modes transverses magnétiques

Considérons les modes transverses magnétiques TM, c'est à dire ne possédant pas de composante de champ magnétique selon la direction de propagation Oz . Etant donné la symétrie du modèle de la figure 5.1, les ondes n'ont pas de variation spatiale selon Oy mais varient selon Ox . Par conséquent, les champs électrique et magnétique de l'onde à l'instant t s'écrivent :

$$\vec{E}(x, z, t) = \text{Re} \left[\tilde{E}(x) e^{j(\omega t - kz)} \right]; \quad (5.7)$$

$$\vec{H}(x, z, t) = \text{Re} \left[\tilde{H}(x) e^{j(\omega t - kz)} \right]; \quad (5.8)$$

avec $\tilde{H}_z = 0$, $\frac{\partial \tilde{E}_{x,y,z}}{\partial y} = 0$ et $\frac{\partial \tilde{H}_{x,y}}{\partial y} = 0$. ω est la pulsation de l'onde et k le nombre d'onde selon la direction de propagation. On recherche des solutions propagatives, c'est à dire pour lesquelles k est réel. Les équations de Maxwell précédentes deviennent donc :

$$(\text{MF})_y \Rightarrow \frac{d\tilde{E}_z}{dx} = j(\omega\mu_0 \tilde{H}_y - k\tilde{E}_x); \quad (5.9)$$

$$(\text{MA})_x \Rightarrow \tilde{H}_y = \frac{\omega\epsilon_0\epsilon_r}{k} \tilde{E}_x; \quad (5.10)$$

$$(\text{MA})_z \Rightarrow \frac{d\tilde{H}_y}{dx} = j\omega\epsilon_0\epsilon_r \tilde{E}_z. \quad (5.11)$$

On trouve les équations d'onde suivante :

$$\frac{d^2 \tilde{E}_{x,z}}{dx^2} - \left(k^2 - \frac{\omega^2 \epsilon_r}{c^2} \right) \tilde{E}_{x,z} = 0; \quad (5.12)$$

$$\frac{d^2 \tilde{H}_y}{dx^2} - \left(k^2 - \frac{\omega^2 \epsilon_r}{c^2} \right) \tilde{H}_y = 0. \quad (5.13)$$

Posons¹ $k_1^2 = k^2 - \frac{\omega^2 \epsilon_1}{c^2}$ et $k_2^2 = k^2 - \frac{\omega^2 \epsilon_2}{c^2}$, il s'agit respectivement des nombres d'ondes dans les milieux 1 et 2. Les équations d'onde pour \tilde{E}_z deviennent:

$$\frac{d^2 \tilde{E}_{1,z}}{dx^2} - k_1^2 \tilde{E}_{1,z} = 0; \quad (5.14)$$

$$\frac{d^2 \tilde{E}_{2,z}}{dx^2} - k_2^2 \tilde{E}_{2,z} = 0. \quad (5.15)$$

Les solutions de ces équations d'onde sont de la forme :

$$\tilde{E}_{1,z}(x) = Ae^{k_1 x} + Be^{-k_1 x}; \quad (5.16)$$

$$\tilde{E}_{2,z}(x) = Ce^{k_2 x} + De^{-k_2 x}. \quad (5.17)$$

On cherche des solutions évanescentes, étant donnée la forme de solution choisie : k_1 et k_2 doivent donc être réels. Si on avait choisi une solution en « $e^{jk_1 x} + e^{-jk_1 x}$ », pour avoir l'évanescence il faudrait que k_1 soit complexe avec $k_1 = j\alpha_1$ et α_1 réel. On retrouverait alors une solution en « $e^{\alpha_1 x} + e^{-\alpha_1 x}$ ». La forme de solution retenue est plus simple car on manipule des réels au lieu de complexes. On suppose que k_1 et k_2 sont positifs².

A , B , C et D sont des constantes³ à déterminer à partir des conditions limites sur le champ électrique et le vecteur déplacement. Les composantes tangentielles du champ électrique (\tilde{E}_z) et normales du vecteur déplacement (\tilde{D}_x) sont continues à l'interface entre deux diélectriques en l'absence de charges libres⁴.

Le vecteur déplacement selon x , $\tilde{D}_x = \epsilon_0 \epsilon_r \tilde{E}_x$ est donc $\tilde{D}_x = jk\epsilon_0 \frac{\epsilon_r}{k^2 - \omega^2 \epsilon_r / c^2} \frac{d\tilde{E}_z}{dx}$, par conséquent :

$$\tilde{D}_{1,x} = jk\epsilon_0 \frac{\epsilon_1}{k_1} (Ae^{k_1 x} - Be^{-k_1 x}); \quad (5.18)$$

$$\tilde{D}_{2,x} = jk\epsilon_0 \frac{\epsilon_2}{k_2} (Ce^{k_2 x} - De^{-k_2 x}). \quad (5.19)$$

¹Dans la suite les indices 1 et 2 font respectivement référence au diélectrique 1 et au diélectrique 2.

²On verra que fixer le signe de k_1 et k_2 ne change rien à la généralité de la solution calculée.

³Attention de ne pas confondre la constante D avec le vecteur déplacement \tilde{D} .

⁴Traiter le plasma comme un diélectrique revient à traiter les électrons comme des charges liées.

5.2.3.1 Conditions limites et continuité de la composante tangentielle du champ électrique

A l'infini ($x = \pm\infty$) Le champ électrique doit s'annuler dans les deux diélectriques.

$$\tilde{E}_{1,z} \xrightarrow{x \rightarrow -\infty} 0 \Rightarrow B = 0 \quad (5.20)$$

$$\tilde{E}_{2,z} \xrightarrow{x \rightarrow +\infty} 0 \Rightarrow C = 0 \quad (5.21)$$

Si k_1 et k_2 avaient été posés négatifs, la solution serait de la même forme mais avec $A = D = 0$.

A l'interface entre les deux diélectriques ($x = 0$)

$$\tilde{E}_{1,z}(0) = \tilde{E}_{2,z}(0) \Rightarrow A = D \quad (5.22)$$

5.2.3.2 Condition limite et continuité de la composante normale du déplacement⁵

A l'interface entre les deux diélectriques ($x = 0$)

$$\tilde{D}_{1,x}(0) = \tilde{D}_{2,x}(0) \Rightarrow -\frac{\epsilon_1}{k_1}A = \frac{\epsilon_2}{k_2}D \quad (5.23)$$

Finalement, comme k_1 et k_2 sont positifs :

$$-\frac{\epsilon_1}{k_1} = \frac{\epsilon_2}{k_2} \Rightarrow \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} = -\frac{k_1}{k_2} < 0. \quad (5.24)$$

Par conséquent, une condition nécessaire pour qu'un mode de surface existe est que les constantes diélectriques relatives ϵ_1 et ϵ_2 soient de signes contraires.

$$\boxed{\epsilon_1 \epsilon_2 < 0} \quad (5.25)$$

Comme $k_1^2 = k^2 - \frac{\omega^2 \epsilon_1}{c^2}$ et $k_2^2 = k^2 - \frac{\omega^2 \epsilon_2}{c^2}$, la constante de propagation (ou le nombre d'ondes) de l'onde de surface en mode TM est alors :

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}}. \quad (5.26)$$

Il s'agit d'une relation de dispersion. Les constantes de propagation selon Ox dans les deux diélectriques sont $k_1 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{-\epsilon_1^2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}}$ et $k_2 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{-\epsilon_2^2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}}$.

Pour que k , k_1 et k_2 soient réels il faut également que la somme des constantes diélec-

⁵Cette condition est évidemment équivalente à la continuité de la composante normale du champ magnétique.

triques soit négative.

$$\boxed{\epsilon_1 + \epsilon_2 < 0} \quad (5.27)$$

Si le diélectrique 1 est un diélectrique usuel comme le téflon ou le vide, c'est à dire avec $\epsilon_1 \geq 1$ alors il faut que le milieu 2 soit un matériau à constante diélectrique négative ($\epsilon_2 < 0$ et $|\epsilon_2| > \epsilon_1$). Un métal aux fréquences optiques ou bien un plasma à une fréquence inférieure à la fréquence plasma sont des exemples de matériau à constante diélectrique négative. Un plasma se comporte d'ailleurs comme un métal pour une onde plane issue du vide dont la fréquence est inférieure à la fréquence plasma. L'onde se réfléchit à l'interface vide-plasma en pénétrant le plasma sur une distance appelée, épaisseur de peau ou longueur d'évanescence.

Une onde de surface peut donc se propager à l'interface entre un diélectrique et un plasma, ou bien entre un diélectrique et un métal⁶.

5.2.4 Ondes de surface entre un plasma froid et du vide

5.2.4.1 Modèle de plasma froid homogène en géométrie plane

Un demi-espace est occupé par un plasma froid. La contribution des ions dans la constante diélectrique est négligeable. Le milieu est non magnétisé car il n'y a pas de composante continue de champ magnétique. La constante diélectrique du plasma est donc isotrope. Sa valeur relative s'écrit :

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (5.28)$$

avec ω_p la fréquence plasma électronique.

L'autre demi-espace est occupé par un diélectrique de constante diélectrique ϵ_d . Dans le cas d'une gaine que l'on assimilera à du vide on prendra donc $\epsilon_d = 1$. A des fréquences inférieures à la fréquence plasma, ϵ_p est négatif, ce qui autorise la propagation d'ondes de surface à l'interface plasma-gaine. Pour obtenir la relation de dispersion de cette onde, il suffit de remplacer dans la relation de dispersion obtenue en 5.26, ϵ_1 par ϵ_d et ϵ_2 par ϵ_p .

$$\boxed{k(\omega) = \sqrt{\epsilon_d} \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\omega_p^2 - \omega^2}{\omega_p^2 - (1 + \epsilon_d)\omega^2}} \quad (5.29)$$

⁶Dans le cas des métaux, on parle alors de plasmons de surface [177]. Elles sont alors utilisées pour caractériser l'état de surface d'un métal.

Sous forme adimensionnée, la relation précédente peut s'écrire :

$$\frac{kc}{\omega_p} = \sqrt{\epsilon_d} \frac{\omega}{\omega_p} \sqrt{\frac{1 - \frac{\omega^2}{\omega_p^2}}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_{res}^2}}}, \quad (5.30)$$

$\omega_{res} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1+\epsilon_d}} \cdot \frac{c}{\omega_p}$ a la dimension d'une longueur, il s'agit de l'épaisseur de peau non collisionnelle ou réactive [5, 178] appelée quelquefois longueur de London δ_L .

$\frac{\omega(k)}{\omega_p}$ est tracé en fonction de $\frac{kc}{\omega_p}$ sur la figure 5.2 pour $\epsilon_d = 1$.

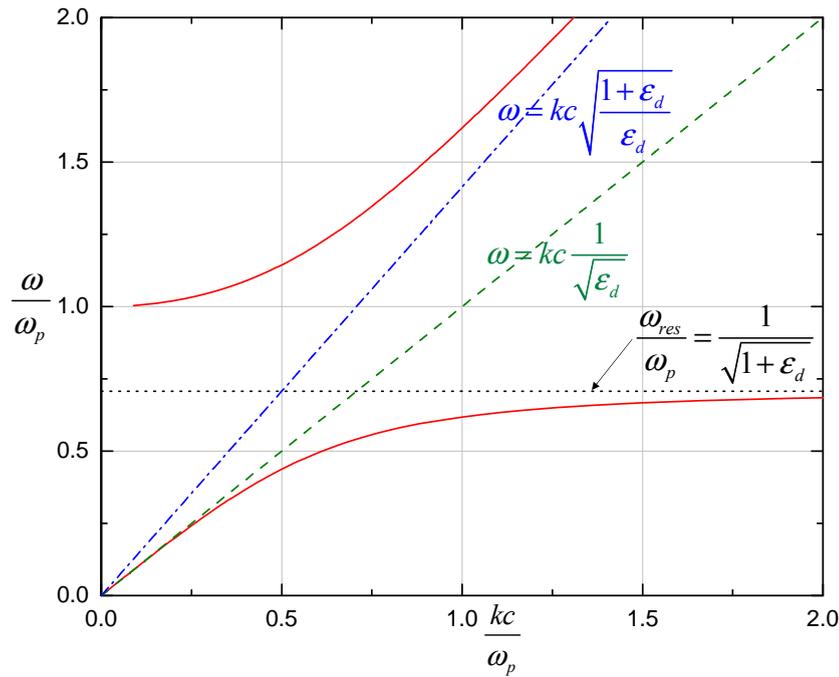


FIG. 5.2 – Relation de dispersion du mode TM ($\epsilon_d = 1$).

Il y a une résonance ($k \rightarrow \infty$, $\lambda \rightarrow 0$) à la fréquence $\omega_{res} = \frac{\omega_p}{\sqrt{\epsilon_d+1}}$. On constate qu'il y a propagation selon Oz aux fréquences inférieures à la fréquence de résonance ω_{res} ainsi qu'au dessus de la fréquence plasma ω_p . S'agit-il de modes de surface dans les deux cas ?

5.2.4.2 Conditions d'existence de l'onde de surface

Étudions le signe du carré des constantes de propagation selon Oz et Ox .

$$k^2 = \underbrace{\epsilon_d \frac{\omega^2}{c^2}}_{>0} \cdot \frac{1 - \frac{\omega^2}{\omega_p^2}}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_{res}^2}} \quad (5.31)$$

$$k_d^2 = \underbrace{\epsilon_d^2 \frac{\omega^4}{c^2 \omega_p^2}}_{>0} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_{res}^2}} \quad (5.32)$$

$$k_p^2 = \underbrace{\frac{(\omega_p^2 - \omega^2)^2}{c^2 \omega_p^2}}_{>0} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_{res}^2}} \quad (5.33)$$

Il y a propagation selon Oz si k est réel ($E \propto e^{-jkz}$). Il faut pour cela que k^2 soit positif, c'est le cas lorsque $\omega \leq \omega_{res}$. L'onde est évanescence selon Ox si k_d^2 et k_p^2 sont positifs, c'est encore le cas quand $\omega \leq \omega_{res}$ car $E \propto e^{\pm k_{d,p}x}$. Le mode propagatif en dessous de ω_{res} est bien une onde de surface.

Au dessus de ω_{res} , k_d^2 et k_p^2 sont négatifs, l'onde est donc propagative selon Ox . Il y a rayonnement d'énergie dans cette direction. k^2 est aussi positif lorsque $\omega > \omega_p$, l'onde est propagative selon Ox et Oz . On parle alors de mode radiatif. Le tableau 5.1 résume cette analyse.

	$\omega < \omega_{res}$	$\omega_{res} < \omega < \omega_p$	$\omega_p < \omega$
à l'interface selon Oz	propagatif	évanescent	propagatif
dans le plasma selon Ox	évanescent	propagatif	propagatif
dans le diélectrique selon Ox	évanescent	propagatif	propagatif

TAB. 5.1 – *Caractéristiques des ondes selon la fréquence*

Par conséquent, à l'interface entre un plasma et un diélectrique, une onde de surface existe lorsque $\omega \leq \frac{\omega_p}{\sqrt{1+\epsilon_d}}$. Dans le cas où le diélectrique est une gaine que l'on assimile à du vide ($\epsilon_d = 1$) le mode de surface se propage à des fréquences :

$$\boxed{\omega \leq \frac{\omega_p}{\sqrt{2}} \simeq 0,7\omega_p} \quad (5.34)$$

Quand la vitesse de phase d'une onde, égale à $\frac{\omega}{k}$, est petite devant c , on parle d'onde lente. Le mode de surface est donc une onde lente près de la résonance.

5.2.4.3 Longueurs d'évanescence du mode de surface

Lorsque les ondes sont évanescences, il est intéressant de connaître les distances d'évanescence, c'est à dire la distance typique sur laquelle l'onde pénètre dans le milieu. Le tableau 5.1 montre que l'on peut définir une longueur d'évanescence que dans trois cas.

Selon Oz , dans le guide, lorsque $\omega_{res} < \omega < \omega_p$

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{k}} = \frac{c}{\omega_p} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon_d} \frac{\omega}{\omega_p}} \cdot \sqrt{\frac{\frac{\omega^2}{\omega_{res}^2} - 1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_p^2}}} \quad (5.35)$$

$$\begin{cases} \delta \rightarrow 0 & \text{lorsque } \omega \rightarrow \omega_{res}^+ \\ \delta \rightarrow +\infty & \text{lorsque } \omega \rightarrow \omega_p^- \end{cases}$$

Selon Ox , dans le diélectrique, lorsque $\omega < \omega_{res}$

$$\delta_d = \frac{1}{k_d} = \frac{c}{\omega_p} \cdot \frac{1}{\epsilon_d \frac{\omega^2}{\omega_p^2}} \cdot \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_{res}^2}} \quad (5.36)$$

$$\begin{cases} \delta_d \rightarrow 0 & \text{lorsque } \omega \rightarrow \omega_{res}^- \\ \delta_d \rightarrow +\infty & \text{lorsque } \omega \rightarrow 0 \end{cases}$$

Selon Ox , dans le plasma, lorsque $\omega < \omega_{res}$

$$\delta_p = \frac{1}{k_p} = \frac{c}{\omega_p} \cdot \frac{\sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_{res}^2}}}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_p^2}} \quad (5.37)$$

$$\begin{cases} \delta_p \rightarrow 0 & \text{lorsque } \omega \rightarrow \omega_{res}^- \\ \delta_p \rightarrow \frac{c}{\omega_p} & \text{lorsque } \omega \rightarrow 0 \end{cases}$$

Les longueurs d'évanescence adimensionnées $\frac{\delta_{eva}}{\delta_L}$ sont tracées en fonction de $\frac{\omega}{\omega_p}$ sur la figure 5.3 dans le cas où $\epsilon_d = 1$.

A la résonance, les longueurs d'évanescence tendent vers 0, la sonde plasma à transmission repose sur la mesure de cette fréquence, la mesure est donc locale. Même si le plasma est inhomogène, la fréquence de coupure ne dépend que de la densité électronique à la lisière de l'interface plasma-gaine. L'utilisation d'un modèle homogène pour le plasma est donc justifiée. La fréquence de résonance dépend aussi de la permittivité du diélectrique directement en contact avec le plasma. Pour avoir une épaisseur de gaine finie, plaçons une paroi plane disposée parallèlement à l'interface plasma-gaine et située à une distance d de cette dernière. Cette paroi peut être diélectrique ou conductrice. On s'attend à ce que la relation de dispersion soit modifiée lorsque la distance δ_d est plus grande ou de l'ordre de d . Mais dès qu'elle est plus petite (près d'une résonance), les champs ne « voient » plus la paroi, on doit alors retrouver la même fréquence de résonance que précédemment.

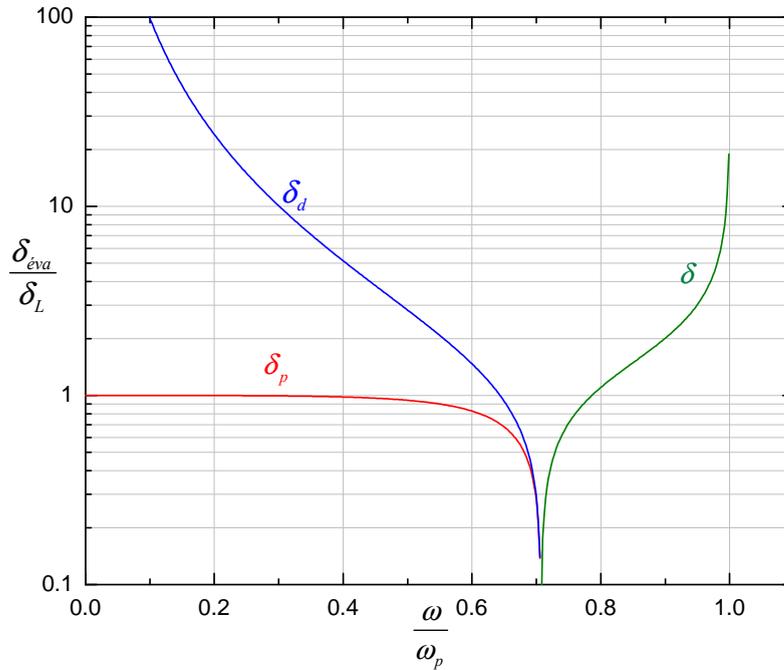


FIG. 5.3 – Longueurs d'évanescence en fonction de la fréquence.

δ_p tend vers $\delta_L = \frac{c}{\omega_p}$ lorsque la fréquence tend vers 0. On retrouve l'épaisseur de peau non collisionnel, $\frac{c}{\omega_p}$ introduite précédemment. Pour une densité électronique $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, cette longueur est de 5,3 cm ($f_{res} \simeq 640 \text{ MHz}$ et $f_p \simeq 900 \text{ MHz}$). Cette longueur limite d'évanescence comme les autres profondeurs de pénétration calculées ne sont pas dues aux collisions. Cette limitation dans la propagation est de nature purement réactive, il n'y a pas de perte d'énergie dans le milieu. La prise en compte des collisions dans le plasma complique la résolution des équations puisque la constante diélectrique du plasma devient complexe. Le plasma a donc une conductivité finie ou une résistivité non nulle. Cela a pour conséquence de dissiper de l'énergie que l'onde soit évanescente ou propagative. Le cas collisionnel n'est pas traité car le but de cette partie est de présenter les caractéristiques principales des ondes de surface dans un plasma à partir de l'étude d'un cas simple (géométrie plane et plasma non collisionnel). Le cas collisionnel pour ce système est traité dans la référence [179].

Comme la prise en compte des collisions complique l'étude théorique, dans le cas de la PTP, l'effet des collisions sera étudié grâce à la modélisation numérique.

5.2.4.4 Cartographie des champs de l'onde de surface

Soit E_0 le champ électrique à l'interface, donc $A = E_0$.

$$\begin{cases} \tilde{E}_{1,z}(x) = E_0 e^{k_1 x} \\ \tilde{E}_{2,z}(x) = E_0 e^{-k_2 x} \end{cases} \quad (5.38)$$

$$\begin{cases} \tilde{E}_{1,x}(x) = \frac{jk}{k_1} E_0 e^{k_1 x} \\ \tilde{E}_{2,x}(x) = -\frac{jk}{k_2} E_0 e^{-k_2 x} \end{cases} \quad (5.39)$$

$$\begin{cases} \tilde{H}_{1,y}(x) = \frac{j\epsilon_0 \epsilon_1}{k_1} E_0 e^{k_1 x} \\ \tilde{H}_{2,y}(x) = -\frac{j\epsilon_0 \epsilon_2}{k_2} E_0 e^{-k_2 x} \end{cases} \quad (5.40)$$

En posant $E_0 > 0$ et sachant que $k_1, k_2 > 0$, $\epsilon_1 > 0$ et $\epsilon_2 < 0$, on voit que E_z et H_y ont le même signe dans les deux milieux, par contre E_x n'a pas le même signe de part et d'autre de l'interface, la figure 5.4 est une cartographie de ces champs.

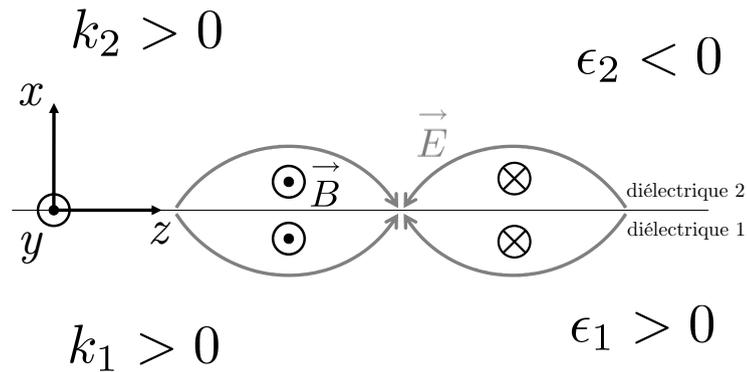


FIG. 5.4 – Cartographie des champs de l'onde de surface en mode TM.

5.3 Description de la sonde

5.3.1 Principe

On a vu précédemment, dans le cas plan, que la fréquence de résonance qui est fonction de la densité électronique est la fréquence maximale à laquelle une onde de surface en mode TM se propage à l'interface entre un plasma et une gaine. Est-il possible expérimentalement de détecter et de mesurer cette fréquence particulière pour en déduire la densité électronique ?

Dans le cas de la sonde PAP cette fréquence n'est pas mesurée directement. Il faut appliquer une correction complexe tenant compte de la taille des gaines pour en déduire la densité électronique.

L'idéal serait de détecter cette fréquence dans le spectre de puissance transmise entre deux antennes disposées à proximité de l'interface plasma-gaine.

La sonde plasma à transmission est schématisée sur la figure 5.5. La géométrie cylindrique de la sonde plasma à absorption a été conservée.

La sonde est mise en contact avec le plasma. On mesure la transmission entre une

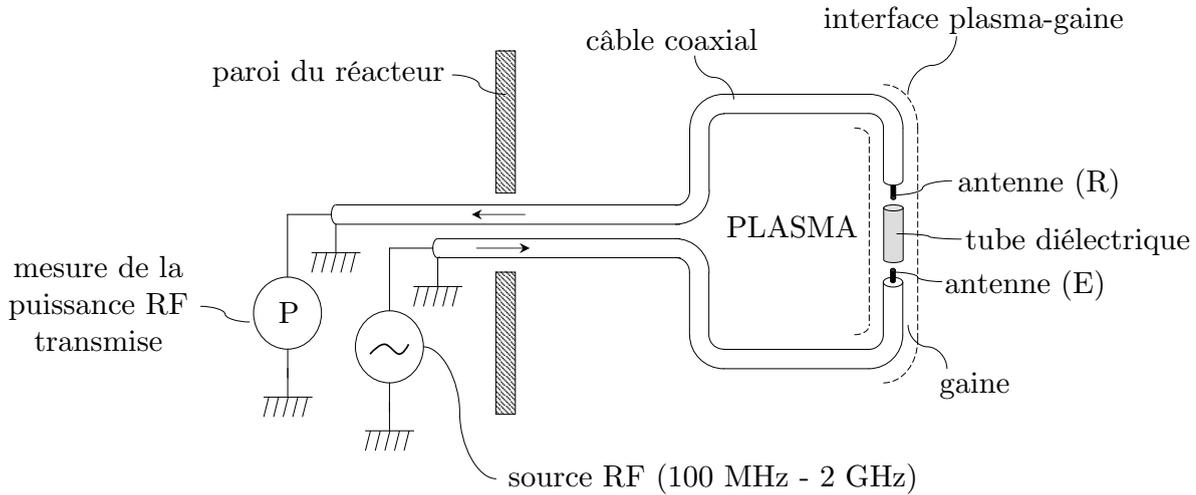


FIG. 5.5 – Schéma de principe de la PTP.

antenne émettrice (E) et une antenne réceptrice (R) espacées d'environ 1 cm. L'antenne (E) est reliée à une source qui délivre une tension sinusoïdale dont la fréquence est modifiée continuellement entre 100 MHz et 2 GHz. L'antenne réceptrice est reliée à un dispositif chargé de mesurer la puissance du rayonnement électromagnétique transmis. Un cylindre en matériau diélectrique d'environ 1 mm de diamètre et 1 cm de longueur est intercalé entre les deux antennes. Il a pour rôle d'empêcher le plasma d'occuper l'espace entre les antennes et d'assurer la continuité de l'interface entre les deux antennes. L'objectif est de permettre à une onde de surface de se propager le long de l'interface plasma-gaine de l'antenne émettrice vers l'antenne réceptrice⁷.

5.3.2 Exemple de réalisation

Un schéma détaillé d'une sonde plasma à transmission est montré sur la figure 5.6. Cette sonde a été implantée dans l'espace inter-électrode du réacteur décrit au chapitre 2 et représenté sur la figure 2.6 (cf. p. 35). La sonde est insérée dans le plasma en passant par un orifice dans la grille de confinement. Cette sonde est construite à partir de câbles coaxiaux semi-rigides de type RG-405/U dont l'impédance caractéristique est de 50Ω . Les câbles sont insérés dans une tube en alumine de 9,6 mm de diamètre et de 1,9 mm d'épaisseur.

La photographie de la figure 5.7 est un gros plan du guide d'onde dont une représentation schématisée est montrée sur la figure 5.8. Les antennes ont une longueur d de 1,4 mm et la distance L entre l'extrémité des antennes est de 6 mm. Les antennes rectilignes sont construites en laissant dépasser le conducteur intérieur des câbles. L'isolant à l'intérieur des câbles coaxiaux est du téflon. Un morceau de cet isolant est utilisé pour fabriquer la

⁷L'ensemble constituant un guide d'onde pour le mode de surface.

pièce cylindrique diélectrique située entre les deux antennes. La couche de protection est réalisée avec du ruban de téflon de 50 μm d'épaisseur enroulée autour des câbles.

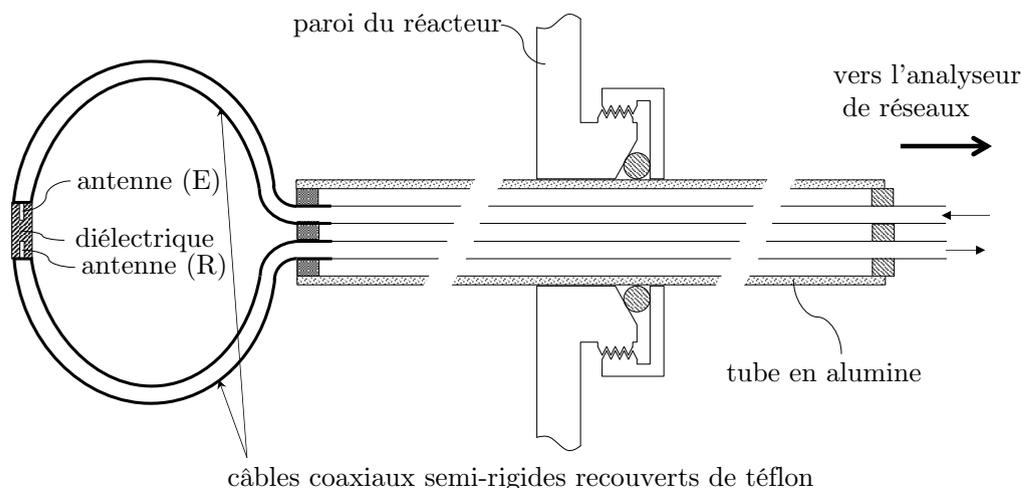


FIG. 5.6 – Schéma détaillée de la PTP.

Le guide d'onde qui présente une symétrie de révolution selon l'axe OO' (cf. fig. 5.8, p. 184), est également symétrique par rapport au plan contenant l'axe CC' et orthogonal à l'axe OO' . Le plasma est séparé du cylindre diélectrique par une gaine de charge d'espace assimilée à du vide d'une épaisseur s . Les antennes sont insérées sur toute leur longueur dans le cylindre pour, d'une part, les protéger du plasma et pour, d'autre part, assurer le blocage mécanique de la pièce cylindrique. Le matériau de cet isolant ainsi que celui constituant le cylindre doivent être choisis de telle façon qu'ils puissent supporter les températures du gaz sans se déformer ainsi que l'attaque chimique du plasma. Les antennes doivent, si possible, ne pas être en contact avec le plasma pour deux raisons :

- éviter de le polluer avec le métal constituant l'antenne;
- empêcher la formation d'une tension continue d'auto-polarisation qui peut perturber ou détériorer le dispositif de mesure de la puissance transmise ou la source RF.

Les câbles sont terminés par des connecteurs coaxiaux de type SMA. La sonde est connectée à un analyseur de réseau (HP 8752C) utilisé pour mesurer le coefficient de transmission d'un signal d'environ 50 mW de puissance entre 100 MHz et 2 GHz.

5.4 Théorie de la sonde plasma à transmission

On connaît la relation de dispersion d'une onde de surface en mode TM dans le cas plan. Mais pour interpréter les résultats de mesure il nous faut la calculer en géométrie cylindrique.

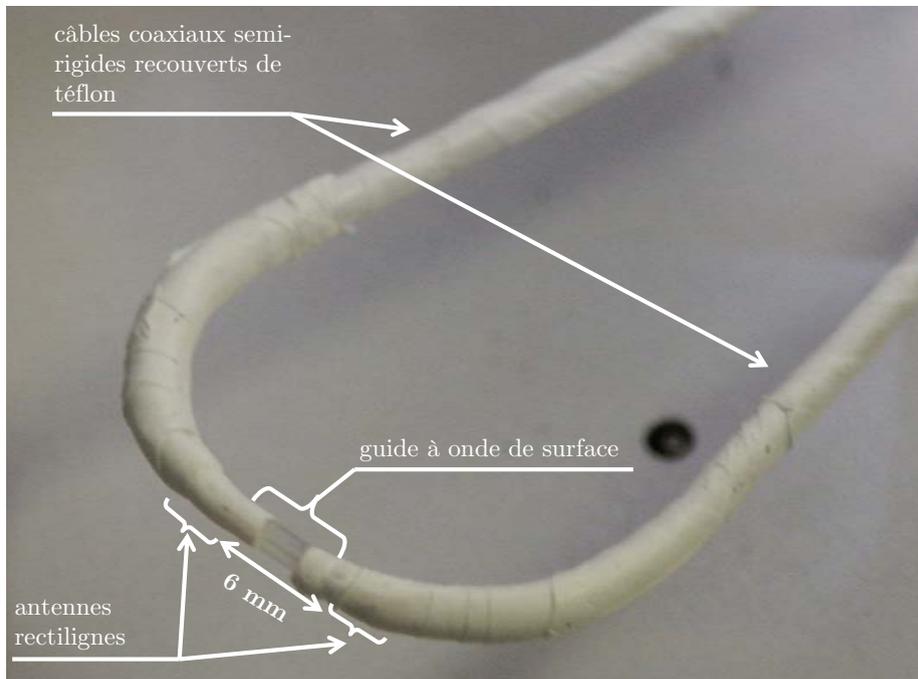


FIG. 5.7 – Gros plan de la sonde.

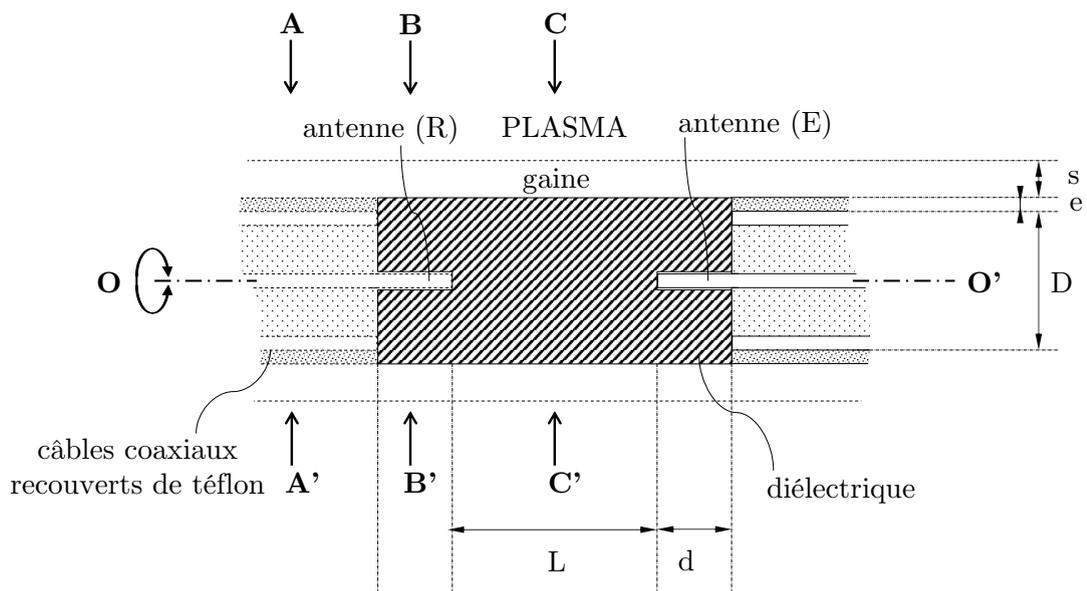


FIG. 5.8 – Schéma détaillé du guide à onde de surface.

5.4.1 Modèle de guide en géométrie cylindrique

On constate sur la figure 5.8 qu'il n'y a pas de matériaux conducteurs entre les antennes par exemple dans le plan orthogonal à l'axe OO' et contenant l'axe CC' . Par contre, il y en a dans les coupes orthogonales à l'axe OO' et contenant les axes AA' ou BB' . De ce constat, deux systèmes sont à étudier. Ceux-ci sont schématisés sur la figure 5.9. Les systèmes sont axisymétriques autour de l'axe Oz parallèle à l'axe OO' .

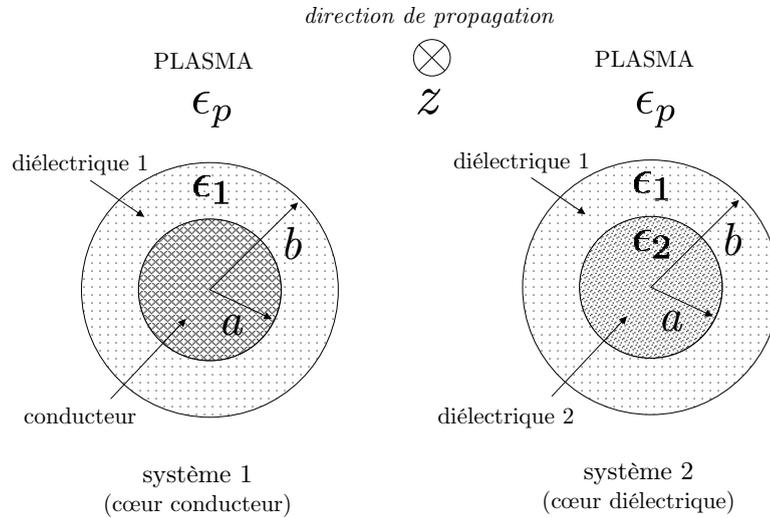


FIG. 5.9 – Coupe transverse des modèles de guide d'onde en géométrie cylindrique.

Le plasma est encore traité comme un plasma froid non magnétisé et non collisionnel. Quel que soit le système considéré, le plasma occupe l'espace en $r > b$ et un diélectrique occupe l'espace en $a < r < b$. Ce qui diffère dans les deux guides, c'est que dans l'un on va considérer un cas pour lequel le volume en $r < a$ est occupé par du métal⁸, et dans l'autre ce volume est occupé par un second diélectrique⁹.

Soit ϵ_2 la constante diélectrique du cœur diélectrique ($r < a$) et ϵ_1 celle de l'enveloppe diélectrique ($a < r < b$). Pour modéliser un gaine d'épaisseur $s = b - a$, on remplacera¹⁰ dans le résultat final ϵ_1 par 1.

5.4.2 Calcul des relations de dispersion

5.4.2.1 Introduction

Le calcul qui va suivre est proche de celui effectué en 1959 par Trivelpiece et Gould [170, 180] établissant la relation de dispersion d'ondes de surface dans un guide d'onde formé par un plasma homogène enfermé dans un tube cylindrique conducteur recouvert

⁸Il peut s'agir de l'antenne ou du conducteur externe des câbles coaxiaux.

⁹Il s'agit évidemment du cylindre diélectrique entre les antennes.

¹⁰Dans la suite, les indices p , 1 et 2 font référence respectivement au plasma, aux diélectriques 1 et 2.

de diélectrique. Trivelpiece étudiait la propagation des modes de surface dans un plasma enfermé dans un tube, son plasma était créé par une décharge DC. La connaissance des propriétés de propagation de l'onde de surface pouvait alors servir à mesurer la densité électronique de la décharge¹¹ DC. Dans notre cas, on veut construire une sonde que l'on insère dans le plasma, ce dernier est donc à l'extérieur du tube diélectrique ou conducteur. Dans le cadre de l'étude de la PAP, Kokura et al. [171] ont effectué le calcul des relations de dispersion dans les deux systèmes de la figure 5.9. Les approximations utilisées pour calculer ces relations ne sont pas justifiées dans leurs publications où seules les relations de dispersion sont données sans le détail du calcul. La relation de dispersion donnée dans la référence [171] pour le système 2 comporte une erreur. Celle-ci a été corrigée dans une publication plus récente [175].

Le calcul des relations de dispersion a été refait en justifiant les approximations et en commentant les résultats obtenus en vue de l'étude expérimentale et numérique de la sonde plasma à transmission. Il s'est alors avéré que la relation de dispersion donnée en correction dans la référence [175] était encore erronée. Aucune correction n'a donc été donnée dans la littérature car cette relation de dispersion n'est plus utilisée dans les publications les plus récentes de Sugai. Seule la relation de dispersion du système 1 est utilisée pour étudier les dernières versions de PAP.

5.4.2.2 L'approximation quasi-statique

La résolution du jeu complet des équations de Maxwell peut s'avérer compliquée et apporter plus d'informations que nécessaire en donnant des solutions supplémentaires. Pour simplifier la détermination des fréquences de résonance, on va supposer valide *l'approximation quasi-statique*. Cette approximation consiste à supposer que :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} \simeq \vec{0} \quad (\text{MF}). \quad (5.41)$$

La démonstration de la validité de cette hypothèse¹² est donnée dans l'annexe B (cf. p. 233). Une autre validation sera faite numériquement. Comme en électrostatique, le champ électrique dérive alors d'un potentiel : $\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi$. Le plasma étant considéré comme un diélectrique, par conséquent selon l'équation de Maxwell-Gauss :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \vec{\nabla} \cdot (\epsilon_0 \epsilon_p \cdot \vec{E}). \quad (5.42)$$

¹¹Les premières sources générées par ces ondes de surface sont apparues dans les années 70.

¹²Trivelpiece a utilisé cette approximation dans son étude. Il a préalablement déterminé les relations de dispersion en utilisant toutes les équations de Maxwell pour démontrer la validité des résultats trouvés par l'approximation quasi-statique.

Dans le cas général, ϵ_p est un tenseur. Le plasma est homogène dans le problème traité. Il est de plus isotrope car il n'y a pas de champ magnétique statique.

$$\epsilon_p \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (5.43)$$

$$\Rightarrow \epsilon_p = 0 \quad \text{ou} \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (5.44)$$

$\epsilon_p = 0$ est la première solution. C'est une solution non propagative à la fréquence de coupure du système : l'oscillation plasma à la fréquence $\omega = \omega_p$. La seconde solution décrit la propagation de l'onde de surface. On doit finalement résoudre une équation de Poisson sans terme source, c'est à dire une équation de Laplace :

$$\Delta\phi = 0, \quad (5.45)$$

qui s'écrit en géométrie cylindrique :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} \right) + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0. \quad (5.46)$$

Dans la résolution de cette équation on cherche une solution de la forme :

$$\phi(r, z, \theta, t) = R(r) e^{j(\omega t - kz - m\theta)}. \quad (5.47)$$

m est l'ordre du mode angulaire, $R(r)$ est réel et k est la constante de propagation selon Oz . La solution doit être évanescente selon la direction radiale¹³, par conséquent $R(r)$ doit tendre vers 0 quand $r \rightarrow +\infty$.

En utilisant une solution de cette forme, l'équation 5.46 devient :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial R}{\partial r} \right) - \left(k^2 + \frac{m^2}{r^2} \right) R = 0. \quad (5.48)$$

Lorsque k^2 est réel et positif (solution propagative), les deux solutions indépendantes de cette équation sont la première et la seconde fonction de Bessel modifiée [181, 182], respectivement I_m et K_m . Les solutions générales sont des combinaisons linéaires de I_m et de K_m , elles sont de la forme :

$$R(r) = AI_m(kr) + BK_m(kr), \quad (5.49)$$

avec A et B des constantes réelles. Dans le premier système, il y a quatre constantes réelles à déterminer (deux dans le plasma et deux dans le diélectrique 1), dans le second cas il y

¹³On constate que la solution retenue ne considère pas de propagation selon une direction perpendiculaire à l'interface plasma-gaine (direction radiale), en d'autres termes il y pas de terme en $e^{jk'r}$ dans $\phi(r, z, \theta, t)$ avec k' réel. k' étant la constante de propagation selon Or . En tout point se trouvant à la même côte z à l'intérieure du guide, le champ électrique est en phase.

en a six (deux dans le plasma, deux dans le diélectrique 1 et enfin deux dans le diélectrique 2). Comme dans le cas plan étudié précédemment les constantes sont déterminées à partir des conditions aux limites sur le champ électrique (\vec{E}) et le vecteur déplacement (\vec{D}). En combinant les différentes équations obtenues, on peut éliminer les constantes et obtenir une relation explicite entre ω et k dans chacun des systèmes. Il s'agit évidemment des relations de dispersion recherchées dont le détail du calcul est donné en annexe B.

La relation de dispersion trouvée pour le modèle 1 est :

$$\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \frac{1}{\epsilon_1} = \frac{K_m(kb)}{K'_m(kb)} \cdot \frac{K_m(ka)I'_m(kb) - I_m(ka)K'_m(kb)}{K_m(ka)I_m(kb) - I_m(ka)K_m(kb)}. \quad (5.50)$$

En posant $\epsilon_1 = 1$, on obtient la relation de dispersion du mode angulaire m d'une onde de surface propagative entre un plasma homogène de densité n_e et une gaine d'épaisseur $s = b - a$ autour d'un cylindre conducteur de rayon a et se propageant selon l'axe de ce cylindre.

L'autre relation de dispersion¹⁴ trouvée pour le modèle 2 est :

$$\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \frac{1}{\epsilon_1} = \frac{K_m(kb)}{K'_m(kb)} \cdot \frac{f(ka)I'_m(kb) + g(ka)K'_m(kb)}{f(ka)I_m(kb) + g(ka)K_m(kb)}, \quad (5.51)$$

avec :

$$\begin{cases} f(ka) &= \epsilon_1 K'_m(ka)I_m(ka) - \epsilon_2 K_m(ka)I'_m(ka) \\ g(ka) &= (\epsilon_2 - \epsilon_1)I'_m(ka)I_m(ka) \end{cases}. \quad (5.52)$$

En posant $\epsilon_1 = 1$, on obtient la relation de dispersion du mode angulaire m d'une onde de surface propagative entre un plasma homogène de densité n_e et une gaine d'épaisseur $s = b - a$ autour d'un cylindre diélectrique de rayon a et se propageant selon l'axe de ce cylindre. Les deux relations obtenues font intervenir les dérivées premières des fonctions de Bessel modifiées, le calcul de ces dérivées est également donné dans l'annexe B.

5.4.3 Etude des relations de dispersion

L'étude analytique des relations de dispersion obtenues est complexe. Je vais donc tracer les deux relations de dispersion afin d'en faire l'étude. Elles peuvent s'écrire sous la forme :

$$\omega_m(k) = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 - \epsilon_1 F_m(k)}}. \quad (5.53)$$

¹⁴La seconde relation de dispersion est presque identique à la première, sauf que $K_m(ka)$ et $I_m(ka)$ sont remplacés respectivement par $f(ka)$ et $-g(ka)$.

$F_m(k)$ est le terme de droite des égalités 5.50 ou 5.51 selon le système étudié. Traçons $\frac{\omega_m(k)}{\omega_p}$ en fonction de kb pour les deux systèmes. Le prototype de PTP étudié emploie du câble coaxial semi-rigide RG-405/U. Le conducteur extérieur du câble est utilisé pour guider l'onde dans la configuration du système 1. Le rayon extérieur de ce câble est 1,098 mm. Le diélectrique entre les deux conducteurs coaxiaux du câble est en téflon. Ce matériau est employé pour guider l'onde dans la configuration du système 2. Pour calculer la taille de la gaine $s = b - a$, le modèle de gaine de Child-Langmuir donne une expression pour la taille d'une gaine DC [5, 178]:

$$s = \frac{2}{3} \left(\frac{2V_0}{T_e} \right)^{\frac{3}{4}} \lambda_d. \quad (5.54)$$

V_0 est la chute de potentiel dans la gaine, T_e la température électronique en eV et λ_d la longueur de Debye donnée par la formule commode :

$$\lambda_d(\text{mm}) = 7430 \sqrt{\frac{T_e(\text{eV})}{n_e(\text{cm}^{-3})}}. \quad (5.55)$$

La surface de la sonde est recouverte d'un diélectrique pour bloquer le courant DC. Cette surface est donc au potentiel flottant V_f . La différence de potentiel V_0 entre le plasma et la sonde est donnée par la relation [5, 178] :

$$V_0 = V_p - V_f = \frac{T_e}{2} \ln \left(\frac{2m_i}{\pi m_e} \right), \quad (5.56)$$

m_e est la masse d'un électron et m_i est la masse de l'ion. Dans le cas d'un plasma d'argon ($\frac{V_0}{T_e} \simeq 5,38$ et $\frac{s}{\lambda_d} \simeq 3,96$), de densité électronique $n_e = 10^{10} \text{cm}^{-3}$ et de température électronique $T_e = 3 \text{eV}$, on trouve $V_0 \simeq 16 \text{V}$, $\lambda_d \simeq 0,128 \text{mm}$ et donc $s \simeq 0,5 \text{mm}$.

En résumé :

$$\left\{ \begin{array}{l} \epsilon_1 = 1 \text{ (gaine);} \\ \epsilon_2 = 2 \text{ (téflon);} \\ a = 1,098 \text{ mm;} \\ n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}; \\ T_e = 3 \text{ eV.} \end{array} \right. \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} s \simeq 0,5 \text{ mm;} \\ b = s + a \simeq 1,5 \text{ mm;} \\ \omega_p \simeq 4.10^9 \text{ s}^{-1}; \\ f_p \simeq 635 \text{ MHz.} \end{array} \right.$$

Les relations de dispersion des modes $m = 0$ à $m = 5$ sont tracées pour les deux systèmes sur la figure 5.10 avec $\epsilon_2 = 1$ (constante diélectrique du guide).

Les relations de dispersion 5.50 et 5.51 n'admettent pas de solutions de type "onde rapide" contrairement à l'équation de dispersion 5.30 dans cas plan car on a utilisé l'approximation quasi-statique qui n'est pas respectée par les modes rapides.

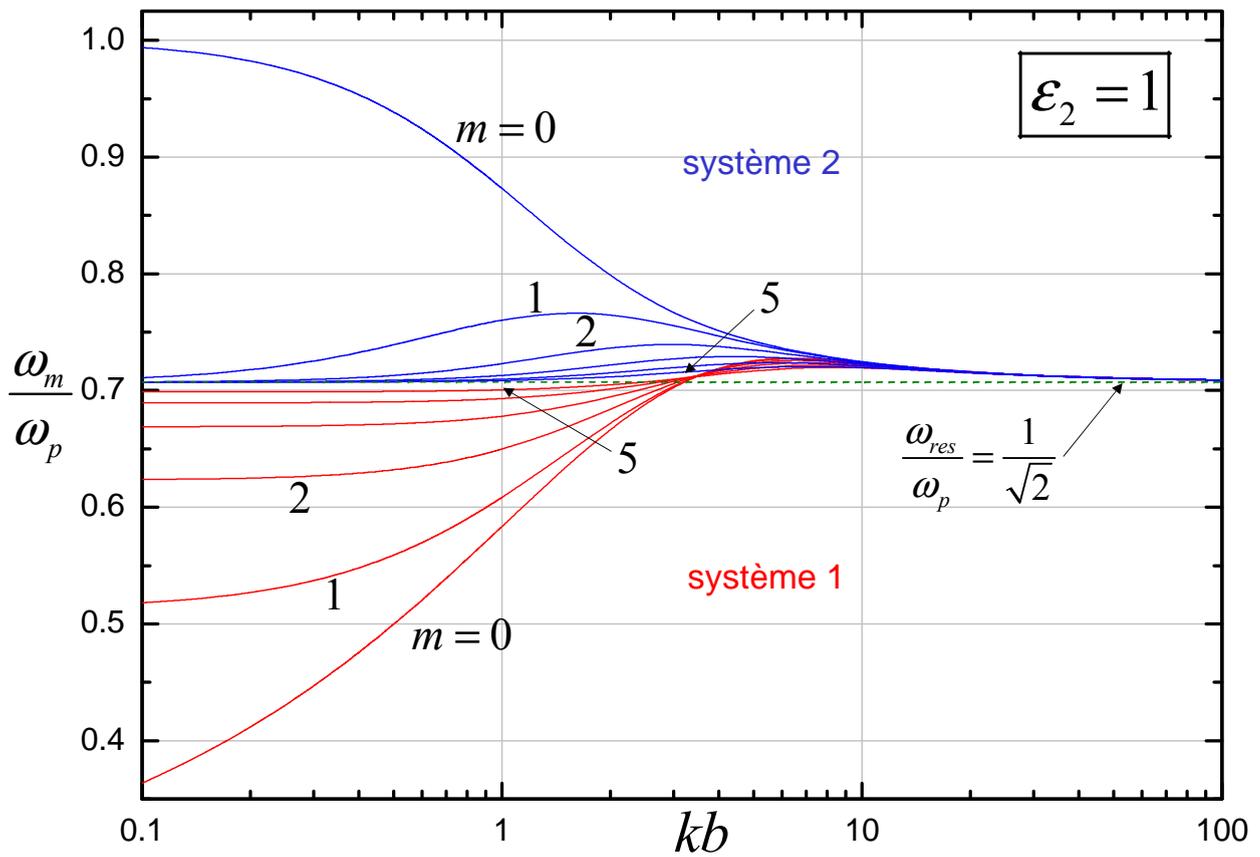


FIG. 5.10 – Relations de dispersion pour les six premiers modes de surface ($m = 0 - 5$) dans le système 2 (a) et dans le système 1 (b) avec $\epsilon_2 = 1$.

5.4.3.1 Les ondes régressives

La pente de la courbe de la relation de dispersion donne le signe de la vitesse de groupe, c'est à dire le sens de la propagation de l'énergie. Lorsqu'une solution progressive a une vitesse de groupe ($\frac{\partial \omega}{\partial k}$) et une vitesse de phase ($\frac{\omega}{k}$) dont les signes sont opposés, on parle alors d'une onde régressive ou *backward wave*. Certaines des relations de dispersion tracées sur la figure 5.10 sont de ce type.

Si l'énergie est injectée selon les z positifs, alors la vitesse de groupe sera dans la même direction. On pourrait conclure qu'il ne peut pas y avoir propagation d'énergie selon les Oz positifs par le mode de surface $m = 0$ dans le système 2 car la vitesse de groupe de ce mode est négative quelque soit la fréquence. Ce n'est pas le cas, le symétrique de cette relation de dispersion par rapport à l'axe des ordonnées est aussi une relation de dispersion. Cette dernière a une vitesse de groupe positive et une vitesse de phase négative ($k < 0$). Ce type d'onde semble rare mais il n'en est rien, comme le fait remarquer Ramo dans les références [70, 183]. La figure 5.11 tirée de la référence [183] donne un exemple de modèle simple de ligne de transmission propageant des ondes progressives.

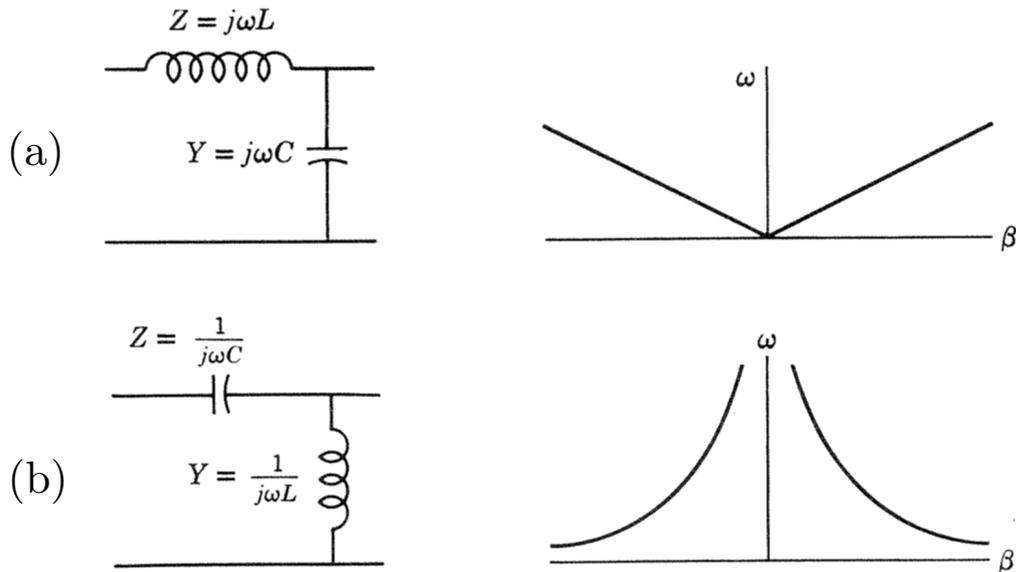


FIG. 5.11 – Relations de dispersion pour deux types de ligne de transmission : (a) la ligne de transmission idéale (non dispersive à ondes progressives) et (b) une ligne dispersive à ondes régressives [183].

5.4.3.2 Comparaison

Dans le guide du système 2, c'est à dire entre les deux antennes de la sonde plasma à transmission, des modes de surface sont excités entre $\frac{\omega_p}{\sqrt{2}}$ et ω_p . On constate que pour le système 1 (autour des antennes) des modes de surface sont excités à des fréquences inférieures à $\frac{\omega_p}{\sqrt{2}}$.

S'il y a propagation d'énergie par un mode de surface d'une antenne à l'autre, alors ceci ne peut se faire qu'au dessus de $\frac{\omega_p}{\sqrt{2}}$. Cela devrait se manifester, durant le balayage en fréquence, par une augmentation de la puissance transmise au dessus d'une fréquence de coupure¹⁵ que l'on supposera égale à $\frac{\omega_p}{\sqrt{2}}$. La mesure de cette fréquence seuil pourrait permettre de déterminer la densité électronique.

On peut trouver une relation simple entre la fréquence de résonance et la densité car $f_{pe} = \sqrt{2} \cdot f_{res}$ et $n_e(\text{cm}^{-3}) = 1,24 \cdot 10^{10} f_{pe}^2 (\text{GHz})$ d'où:

$$\boxed{n_e(\text{cm}^{-3}) = 2,5 \cdot 10^{10} f_{res}^2 (\text{GHz})} \quad (5.57)$$

L'erreur relative de mesure de n_e est par conséquent :

$$\frac{\Delta n_e}{n_e} = 2 \frac{\Delta f_{res}}{f_{res}} = 3,16 \cdot 10^5 \frac{\Delta f_{res} (\text{GHz})}{\sqrt{n_e (\text{cm}^{-3})}}, \quad (5.58)$$

avec Δf_{res} l'erreur absolue dans la détermination de la fréquence seuil. Si cette dernière est la même quelque soit la densité, la mesure est alors plus précise pour les hautes densités électroniques.

5.4.3.3 Détektivité de la fréquence de résonance

Intéressons-nous maintenant uniquement aux relations de dispersion dans le système 2 (entre les antennes). La figure 5.12 montre des relations calculées dans un cas plus réaliste où le guide diélectrique est constitué d'un matériau de constante diélectrique supérieure à 1 (comme par exemple du téflon, $\epsilon_2 = 2$). On constate qu'il y a alors excitation de modes de surface en dessous de la fréquence de résonance. Ceci peut-être une source d'erreur donnant lieu à une sous-estimation de la densité électronique. Si ces modes sont excités, la fréquence seuil mesurée n'est pas la fréquence de résonance mais la fréquence de coupure ($k \rightarrow 0$) du mode $m = 1$. Celle-ci est inférieure de 7% à f_{res} , la densité mesurée est donc sous-estimée de 14%. Seuls les modes angulaires $m > 0$ existent en dessous de f_{res} . Si le système est bien axisymétrique, le mode $m = 0$ est le principal mode excité.

Les relations de dispersions calculées pour des constantes diélectriques plus élevées sont montrées sur la figure 5.13. On constate que pour des valeurs supérieures à 9, le mode angulaire $m = 0$ est aussi excité en dessous de f_{res} . On veillera donc à utiliser des matériaux isolants ayant de faible constante diélectrique. Avec $\epsilon_2 = 15$, f_{res} et n_e sont respectivement sous-estimées de 3,5% et 7%.

La taille s de la gaine autour de la sonde dépend de la densité et de la température électronique. Si l'on suppose une gaine DC de type Child-Langmuir, cette dépendance

¹⁵Le terme de coupure est discutable car il s'agit en fait d'une fréquence de résonance pour laquelle $k \rightarrow +\infty$. Une fréquence de coupure est une fréquence pour laquelle $k \rightarrow 0$. En pratique, une coupure et une résonance sont indistinguables. Toutes deux délimitent la gamme de fréquence dans laquelle un mode électromagnétique existe.

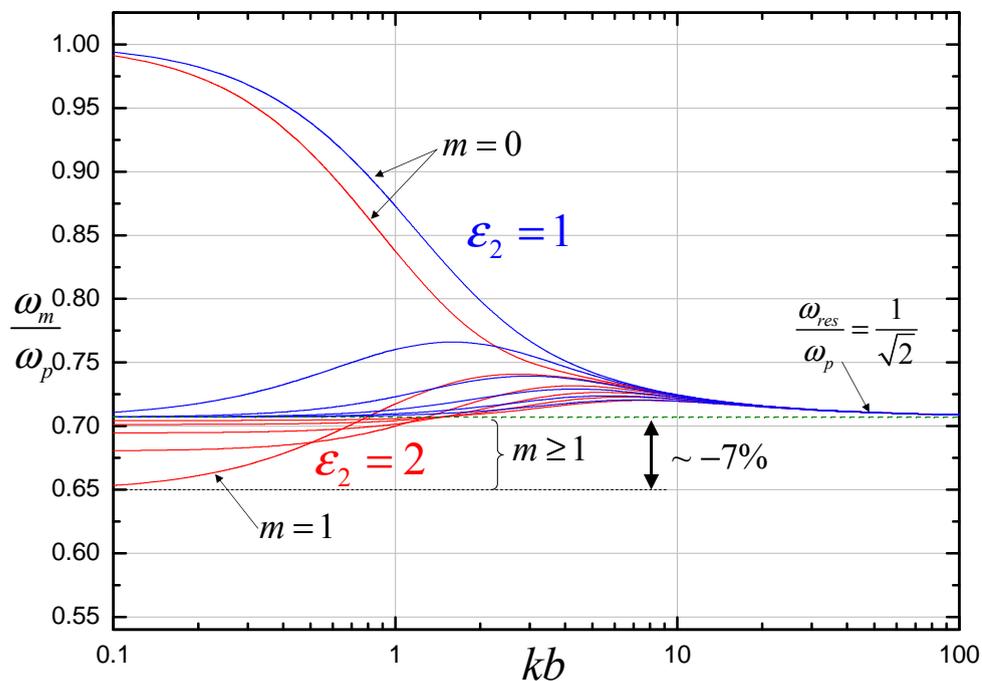


FIG. 5.12 – Relations de dispersion pour les six premiers modes de surface ($m = 0 - 5$) dans le système 2 avec $\epsilon_2 = 2$ (téflon) et $\epsilon_2 = 1$ (vide).

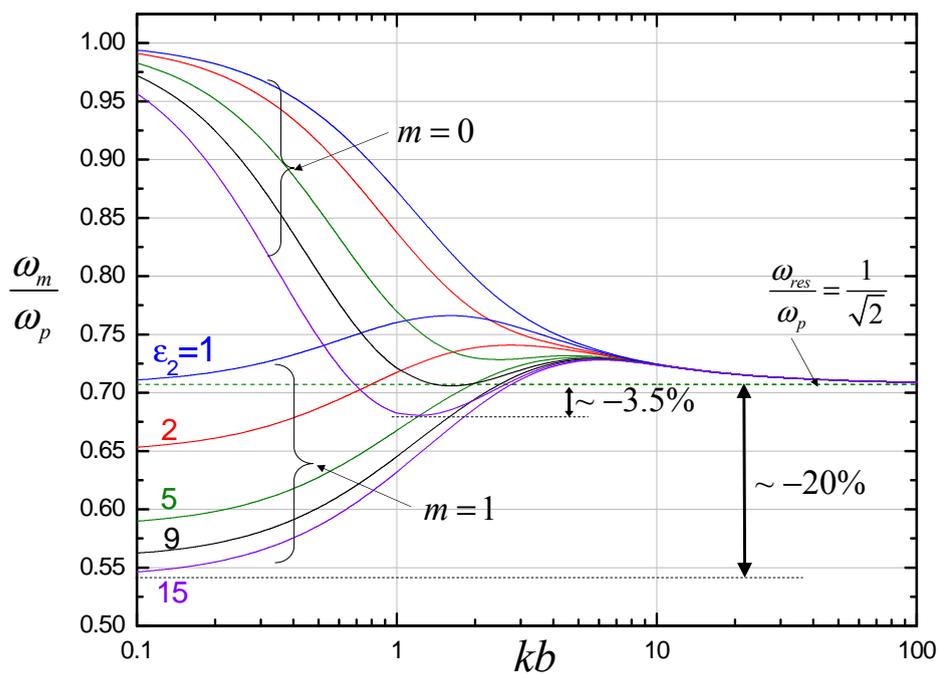


FIG. 5.13 – Relations de dispersion pour les deux premiers modes de surface ($m = 0 - 1$) dans le système 2 pour $1 \leq \epsilon_2 \leq 15$.

est faible ($s \propto \sqrt{\frac{T_e}{n_e}}$). L'épaisseur de la gaine dans l'argon est tracée sur la figure 5.14 en fonction de la densité électronique pour différentes températures électroniques ($T_e = 2 - 10$ eV).

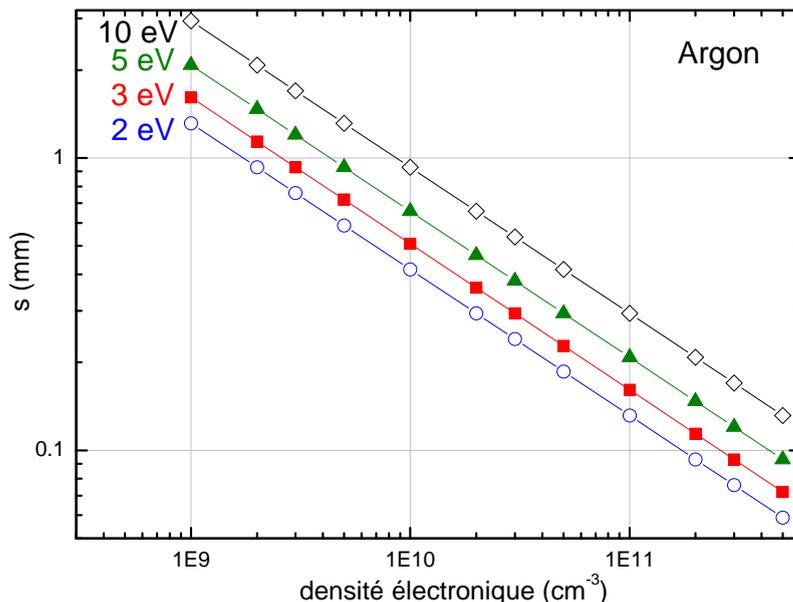


FIG. 5.14 – Taille s d'une gaine de Child-Langmuir DC pour différentes températures électroniques $T_e = 2 - 10$ eV.

Des relations de dispersions calculées pour différentes tailles de gaines entre 0 et 1 mm sont reportées sur la figure 5.15. Pour des épaisseurs inférieures à 0,25 mm (à haute densité), le mode angulaire $m = 0$ est excité en dessous de f_{res} . Pour $s = 0,1$ mm, f_{res} et n_e sont respectivement sous-estimés de 3,5 % et 7 %. Sans gaine ($s = 0$ mm) la fréquence de résonance est égale à $\frac{f_p}{\sqrt{3}}$.

Tant que les modes angulaires $m > 0$ ne sont pas excités, l'erreur de mesure est donc raisonnable.

5.4.4 Cartographie des champs et du potentiel

Le potentiel ϕ est de la forme $\phi(r, z, \theta, t) = R(r)e^{j(\omega t - kz - m\theta)}$, soit ϕ_0 le potentiel en $r = b$. Le champ électrique est donné par la relation suivante.

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi \quad (5.59)$$

$$= -\left(\frac{\partial\phi}{\partial r}, \frac{1}{r}\frac{\partial\phi}{\partial\theta}, \frac{\partial\phi}{\partial z}\right) \quad (5.60)$$

$$= \left(-\frac{\partial R}{\partial r}, jm\frac{1}{r}R, jkR\right) \cdot e^{j(\omega t - kz - m\theta)} \quad (5.61)$$

Les différentes relations entre les constantes obtenues en annexe B nous permettent d'exprimer toutes ces constantes en fonction de ϕ_0 , k , a et b . On peut donc en déduire l'ex-

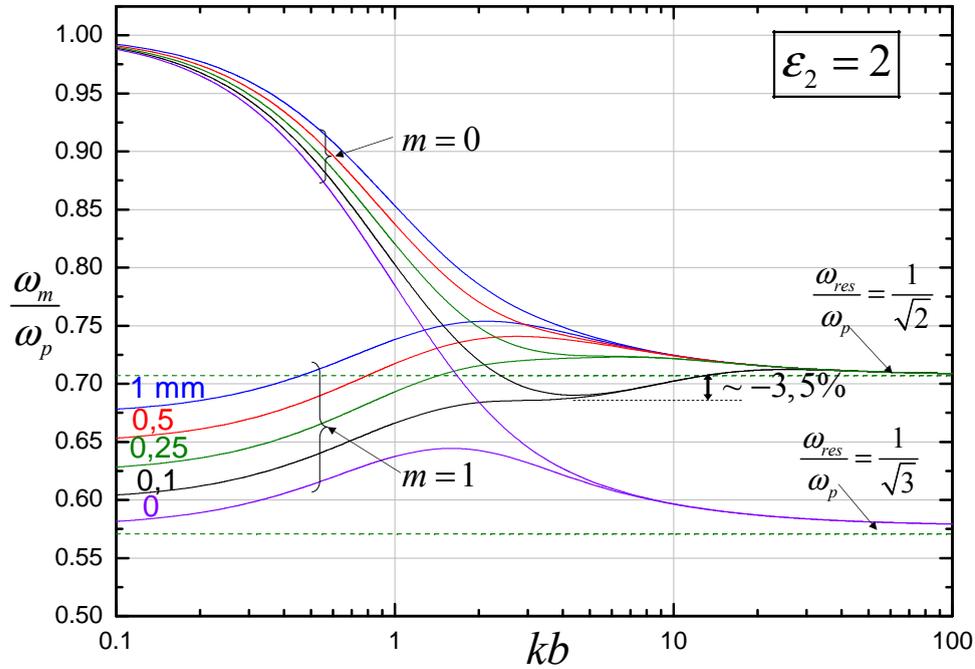


FIG. 5.15 – Relations de dispersion pour les deux premiers modes de surface ($m = 0 - 1$) et différentes tailles de gaine s ($0 \leq s \leq 1$).

pression du potentiel et du champ électrique qui sont données dans l'annexe B (cf. p. 233). Quel que soit m lorsque $kr \rightarrow +\infty$ [84, p. 883] on a :

$$I_m(kr) \sim \frac{e^{kr}}{\sqrt{2\pi kr}}; \quad (5.62)$$

$$K_m(kr) \sim \sqrt{\frac{\pi}{2kr}} e^{-kr}. \quad (5.63)$$

Dans le diélectrique 1 des deux guides, le potentiel et le champ sont des combinaisons linéaires de $I_m(kr)$ et de $K_m(kr)$, comme $K_m(kr)$ est exponentiellement décroissant c'est donc $I_m(kr)$ qui domine pour kr grand.

Donc, près de la résonance, les champs sont exponentiellement décroissants de part et d'autre de l'interface plasma-gaine. L'inverse de la constante de propagation selon Oz (direction longitudinale), c'est à dire $\frac{1}{k}$, peut être pris comme distance d'évanescence radiale dans le plasma ou dans le diélectrique 1 pour kr suffisamment grand. La figure 5.16 donne l'allure du potentiel électrique dans les deux modèles.

La figure 5.17 est une cartographie du champ électrique de l'onde de surface de mode angulaire $m = 0$ (pas de composante azimutale). La répartition de charges à l'interface plasma-gaine est également représentée. Cette perturbation de champ électrique se déplace à la vitesse de phase de l'onde. La perturbation pour les modes angulaires d'ordre supérieur comporte une dépendance azimutale et sont alors de forme hélicoïdale.

Il est possible de calculer le champ \vec{H} à partir du champ \vec{E} . On peut utiliser l'équation

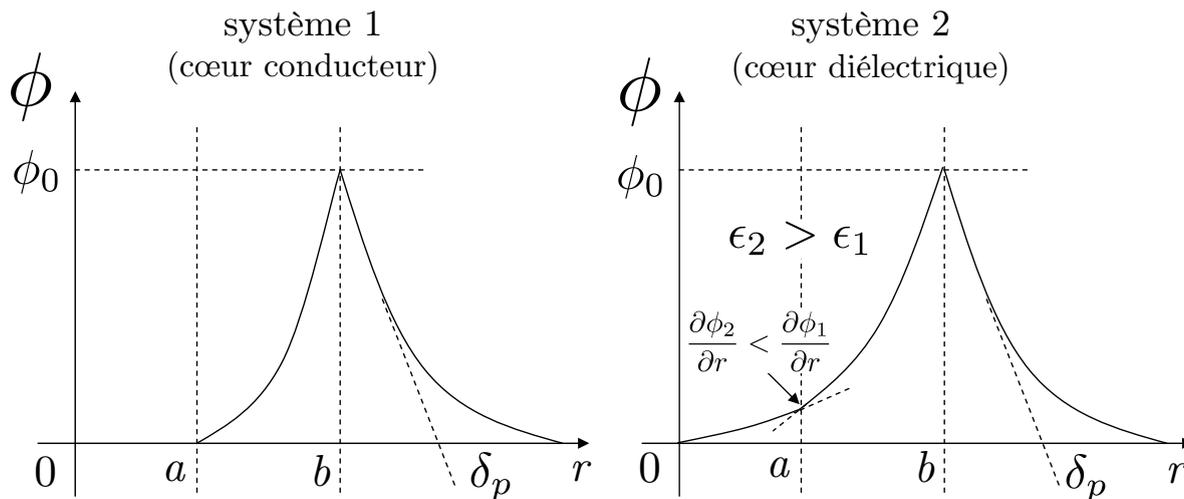


FIG. 5.16 – Allure du potentiel électrique dans les deux modèles.

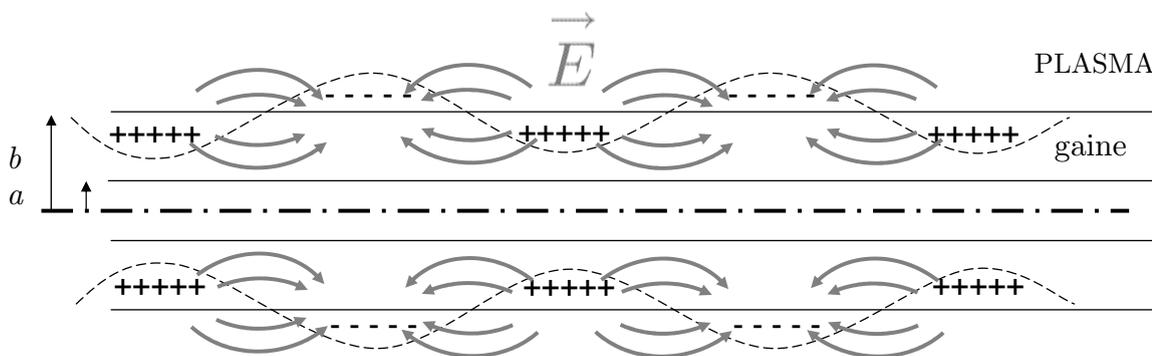


FIG. 5.17 – Cartographie des champs électriques radiaux et axiaux pour les deux systèmes pour le mode angulaire $m = 0$, la courbe en pointillée donne l'allure de la densité de charge.

de Maxwell-Ampère ou bien l'équation de Maxwell-Faraday sans négliger le terme en $\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$. En supposant une solution en $e^{-j\vec{k}\cdot\vec{r}}$, on montre que « $\nabla \times \equiv j\vec{k} \times$ ». A partir de l'équation de Maxwell-Ampère, on trouve que $\vec{k} \times \vec{H} = \omega \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}$. \vec{k} est, selon Oz , donc $\vec{e}_z \times \vec{H} \propto \vec{E} \Rightarrow \vec{e}_z \times \vec{E} \propto \vec{H}$. Le champ \vec{H} est donc toujours transverse à la direction de propagation. Pour le mode $m = 0$, \vec{H} est purement azimutale car $E_\theta = 0$. Ce n'est plus le cas pour les modes angulaires supérieurs pour lesquels \vec{H} possède une composante radiale car $E_\theta \neq 0$. On constate donc que *tous les modes sont TM*.

5.4.5 Longueurs d'évanescence dans le plasma

Pour kb suffisamment grand, $\delta_p = \frac{1}{k}$ peut être pris comme distance d'évanescence radiale dans le plasma ou dans le diélectrique 1. Sur la figure 5.18, $\frac{1}{k}$ est tracé en fonction de $\frac{\omega_m}{\omega_p}$ pour les six premiers modes dans le système 2.

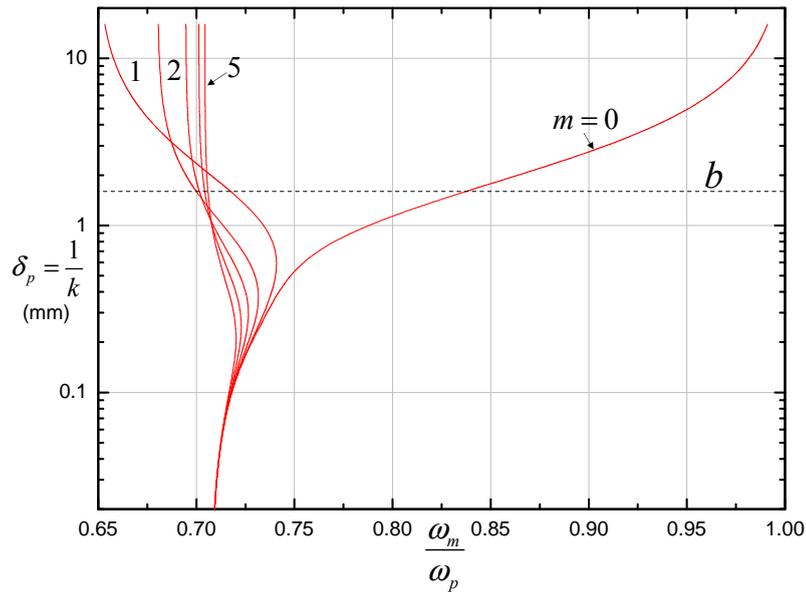


FIG. 5.18 – Longueurs d'évanescence pour les six premiers modes dans le système 2 ($m = 0-5$).

On voit que le champ se localise à l'interface plasma-gaine près de la résonance. Les relations de dispersion sont identiques dans les deux systèmes pour kb suffisamment grand car le champ ne « voit » plus le cœur. La nature conductrice ou diélectrique n'a plus d'effet. La fréquence de coupure ne dépend que de la densité en lisière de gaine et de la permittivité du diélectrique en contact avec le plasma. Comme la présence de la gaine est inévitable, la fréquence de résonance est donc toujours $\frac{\omega_p}{\sqrt{2}}$.

5.5 Modèle numérique de la sonde

5.5.1 Description

La propagation des ondes de surface entre la sonde et le plasma a été simulée en résolvant les équations de Maxwell par la méthode des éléments finis à l'aide du logiciel commercial Femlab introduit au chapitre 3 (cf. p. 72).

Le modèle, dont la géométrie est donnée sur la figure 5.19, a été réalisé en utilisant les caractéristiques et dimensions du prototype de sonde décrits précédemment (cf. p. 182). La géométrie est à deux dimensions et présente une symétrie de révolution selon l'axe Oz . Le modèle a une longueur de 20 cm et un rayon de 10 cm. A cause de l'axisymétrie 2D, seules les parties entre les antennes et à proximité de celles-ci ont été modélisées fidèlement. Les câbles coaxiaux connectés aux antennes ont chacune une longueur de 10 cm et sont rectilignes. Dans le cas de la sonde décrite précédemment, ces câbles sont courbés.

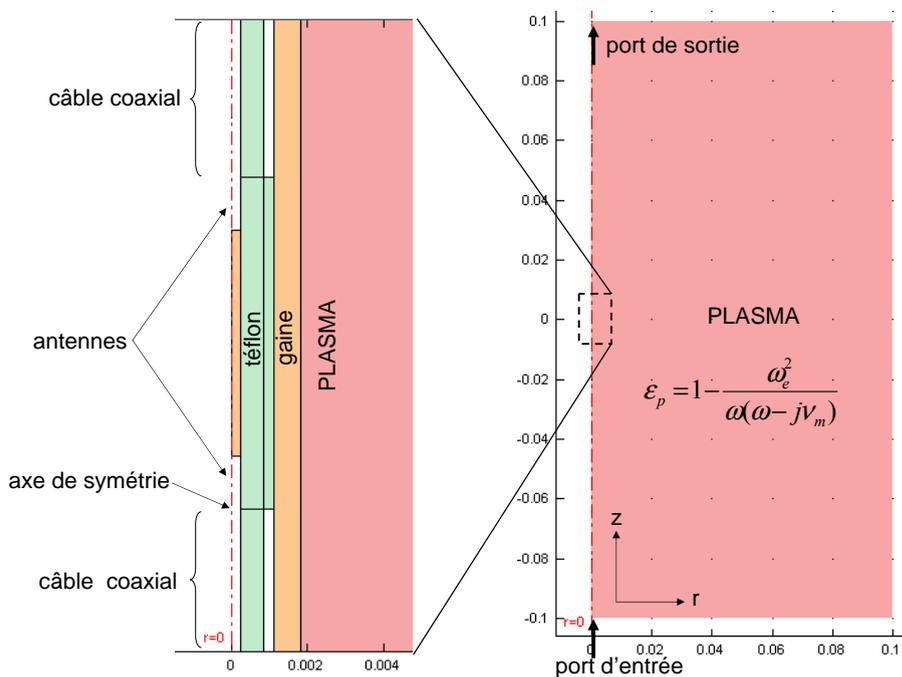


FIG. 5.19 – Schéma du modèle numérique de la sonde.

Tous les matériaux sont supposés linéaires, isotropes, non magnétiques ($\vec{D} = \epsilon\vec{E}$, $\vec{B} = \mu\vec{H}$ avec ϵ et μ scalaires).

Les caractéristiques et dimensions intervenant dans le modèle sont listées ci-dessous.

- longueur des antennes : $d = 1,4$ mm;
- distance entre l'extrémité des antennes : $L = 6$ mm;
- constante diélectrique relative du téflon entre les antennes et dans les câbles coaxiaux : $\epsilon_r = 2,07$;
- longueur des câbles coaxiaux : 10 cm ;

- rayon intérieur du conducteur extérieur des câbles : 0,835 mm ;
- rayon extérieur du conducteur extérieur des câbles : 1,098 mm ;
- rayon extérieur de l'âme centrale des câbles : 0,255 mm.

5.5.2 Modélisation du plasma et de la gaine

Le plasma est traité comme un diélectrique homogène avec pertes. Le milieu est non magnétisé. Comme il n'y a pas de composante continue de champ magnétique, la constante diélectrique du plasma est donc isotrope. La constante diélectrique relative du plasma est égale à :

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - j\nu_m)}, \quad (5.64)$$

avec :

- ω_p la fréquence plasma électronique;
- ω la pulsation de l'onde RF injectée;
- ν_m la fréquence de collision électrons-neutres.

La fréquence plasma (en Hz) s'exprime de manière simple en fonction de la densité électronique n_e par la relation [5, p. 92] : $\omega_p = 2\pi \cdot 8,98 \cdot 10^6 \sqrt{n_e}$ avec n_e en m^{-3} .

La fréquence de collision électrons-neutres est proportionnelle à la densité de neutres : $\nu_m = Kn_g$ avec K la constante (ou taux) de réaction de collisions élastiques électrons-neutres. K est la moyenne du produit $\sigma(v)v$ sur la fonction de distribution des vitesses relatives électrons-neutres. En supposant, d'une part que la vitesse des électrons est très grande par rapport à celle des neutres, d'autre part une distribution de vitesse de type Maxwell-Boltzman pour les électrons, alors : $\nu_m = n_g \langle \sigma v \rangle = n_g \sigma_0 \bar{v}$.

$\bar{v} = \sqrt{\frac{8q_e T_e}{\pi m_e}}$ est la vitesse moyenne des électrons pour une fonction de distribution maxwellienne (avec T_e en eV). Dans la suite on prendra $T_e \simeq 3 \text{ eV}$ donc $\bar{v} \simeq 1,16 \cdot 10^6 \text{ m.s}^{-1}$.

σ_0 est la section efficace de collisions électrons-neutres à 3 eV dans le gaz considéré :

- dans l'argon $\sigma_0 \simeq 0,5 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$ [5, p. 73],
- dans l'hydrogène $\sigma_0 \simeq 1,5 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$ [144].

La densité de neutres (en m^{-3}) s'exprime de manière simple en fonction de la pression P du gaz¹⁶ par la relation [5, p. 36] : $n_g = 3,25 \cdot 10^{19} P$ avec P en mtorr.

La gaine entourant la sonde est modélisée par du vide. Comme dans le cas de l'étude des relations de dispersion, son épaisseur s sera reliée à la densité et la température électronique à partir d'un modèle de gaine de Child-Langmuir. On utilisera donc les équations 5.54 et 5.56 pour déterminer s (cf. p. 189). Comme on souhaite également étudier l'effet de l'épaisseur de la gaine indépendamment de la densité électronique, on considérera éventuellement les deux variables comme indépendantes.

¹⁶La température du gaz est prise égale à la température ambiante, c'est à dire 297 K.

5.5.3 Equation à résoudre

Une onde incidente est injectée par le bas du modèle à l'entrée d'un câble coaxial et se propage selon Oz positif. Ce câble propage un mode TEM. Le champ électrique y est radial et le champ magnétique est azimutal. Le champ magnétique de l'onde incidente $H_{\varphi,inc}$ est fixé à l'entrée de ce câble où une dépendance spatiale en $\frac{1}{r}$ est imposée.

$$H_{\varphi,inc}(r) = \frac{I_{inc}}{2\pi r} \quad (5.65)$$

I_{inc} est l'amplitude du courant de l'onde incidente reliée à la puissance¹⁷ incidente par la relation :

$$P_{inc} = \frac{1}{2} Z_0 I_{inc}^2. \quad (5.66)$$

Z_0 est l'impédance caractéristique du câble coaxial c'est à dire 50Ω .

A l'extrémité de ce câble est disposée l'antenne émettrice. Autour de celle-ci le champ électrique est radial et axial tandis que le champ magnétique reste purement azimutal. La solution des équations de Maxwell est par conséquent un mode de type TM. Ce modèle est similaire à ceux décrits dans le chapitre 3. L'équation à résoudre par la méthode des éléments finis est encore une équation d'onde pour la composante azimutal du champ magnétique H_{φ} .

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{(r\epsilon_r)} \frac{\partial r H_{\varphi}}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{\epsilon_r} \frac{\partial H_{\varphi}}{\partial z} \right] + k_0^2 H_{\varphi} = 0 \quad (5.67)$$

La solution générale est de la forme :

$$H_{\varphi}(r, z) = H_{\varphi,inc}(r)e^{-jkz} + H_{\varphi,ref}(r)e^{+jkz}, \quad (5.68)$$

avec $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ est le nombre d'onde dans le vide.

5.5.4 Conditions aux limites

Les conditions aux limites utilisées sont similaires à celles utilisées au chapitre 3. Pour que les ondes atteignant la frontière du modèle ne soient pas réfléchies (cette frontière est non physique), la condition aux limites de faible réflexion (*low-reflecting*) a été utilisée. Cette condition a également été utilisée à l'entrée de chacun des câbles coaxiaux car ces derniers sont adaptés. Ces conditions aux limites, ont été expliquées au chapitre 3 (cf. p. 78).

¹⁷L'unité de puissance utilisée par l'analyseur de réseau connecté à la sonde est le dBm, relié au watt par la formule $P_{dBm} = 10 \log(1000 P_W)$ ($0 \text{ dBm} \equiv 1 \text{ mW}$).

5.5.5 Calcul du coefficient de transmission

Après la résolution de l'équation d'onde par la méthode des éléments finis, le champ magnétique H_φ est connu en tout point du système. Soit $H_{\varphi,trans}$ le champ magnétique sur le port de sortie. On peut donc déterminer le coefficient de transmission T , grandeur donnée par le rapport¹⁸:

$$T = \frac{H_{\varphi,trans}}{H_{\varphi,inc}}. \quad (5.69)$$

La fraction de puissance transmise est égale à $|T|^2$.

5.6 Résultats de mesure et de simulation

5.6.1 Identification de l'onde de surface

La figure 5.20 montre le coefficient de transmission calculé pour un plasma de densité électronique égal à $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ dans le cas sans dissipation (0 mtorr). La taille de la gaine calculée par un modèle de Child-Langmuir dans l'argon est $s = 0,5 \text{ mm}$. Les fréquences $f_p = 0,898 \text{ GHz}$ et $\frac{f_p}{\sqrt{2}} = 0,635 \text{ GHz}$ sont reportées sur la figure ainsi que la courbe calculée dans le cas sans plasma ($n_e = 0 \text{ cm}^{-3}$). On constate d'une part que la puissance transmise augmente de manière significative entre $\frac{f_p}{\sqrt{2}}$ et f_p . D'autre part les deux courbes se rejoignent au-dessus de la fréquence plasma. Le plasma est alors transparent pour le rayonnement électromagnétique car $\epsilon_p \simeq 1$ lorsque $f \gg f_p$.

La fréquence $\frac{f_p}{\sqrt{2}} = 0,635 \text{ GHz}$ apparaît comme un seuil ou une coupure au-dessus de laquelle la puissance transmise augmente de manière significative. Il reste à prouver que cette transmission de puissance est due à une onde de surface se propageant entre les deux antennes.

La cartographie des composantes de champ H_φ , E_z et E_r est présentée dans la suite pour 3 fréquences :

- à 615 MHz, en dessous de $\frac{f_p}{\sqrt{2}}$ (cf. fig. 5.21, p. 202);
- à 655 MHz, entre $\frac{f_p}{\sqrt{2}}$ et f_p (cf. fig. 5.22, p. 203);
- et à 1 GHz, au dessus de la fréquence plasma f_p (cf. fig. 5.23, p. 203).

On constate que des ondes de surface TM sont excitées dans les deux premiers cas.

- A des fréquences inférieures à $\frac{f_p}{\sqrt{2}}$, l'onde de surface est guidé par le conducteur extérieur du câble coaxial et remonte le long de celui-ci.
- Entre $\frac{f_p}{\sqrt{2}}$ et f_p un autre mode de surface est excité entre les deux antennes et est guidée par l'interface plasma-gaine. La PTP repose sur la mesure de la puissance transmise par cette onde.

¹⁸Les champs sont en fait intégrés sur cette frontière pour donner une valeur moyenne de T .

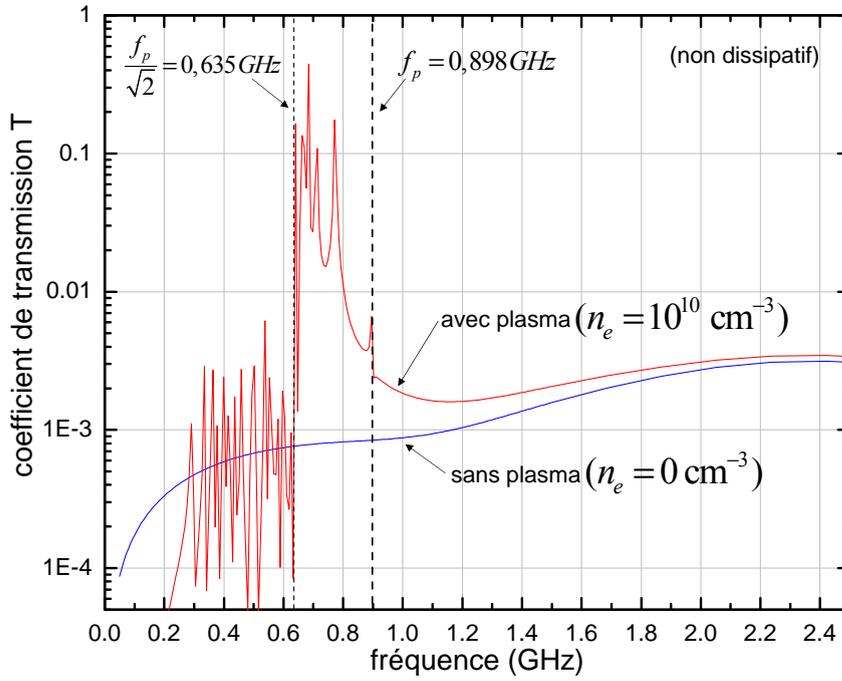


FIG. 5.20 – Coefficient de transmission T dans le cas sans dissipation (0 mtorr, $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $s = 0,5 \text{ mm}$).

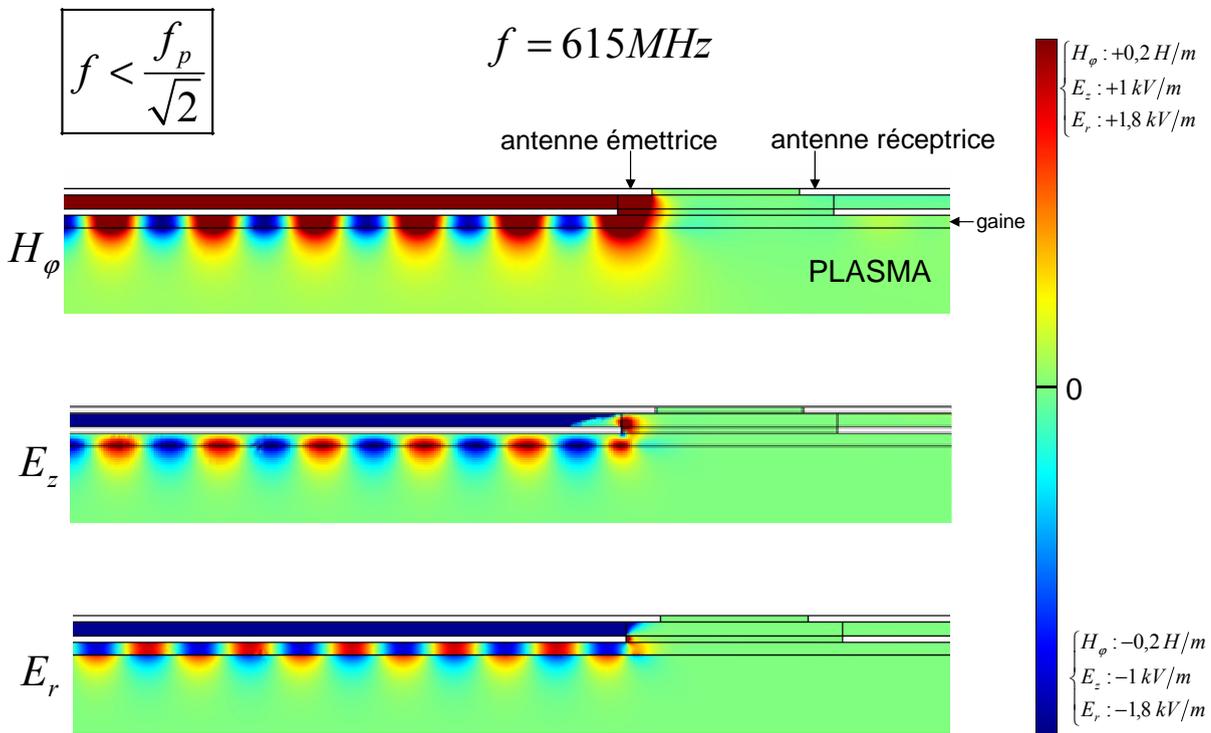


FIG. 5.21 – Cartographie des champs H_φ , E_z et E_r à 615 MHz ($f_{res} = 635 \text{ MHz}$, $f_p = 898 \text{ MHz}$, $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $s = 0,5 \text{ mm}$ et 0 mtorr).

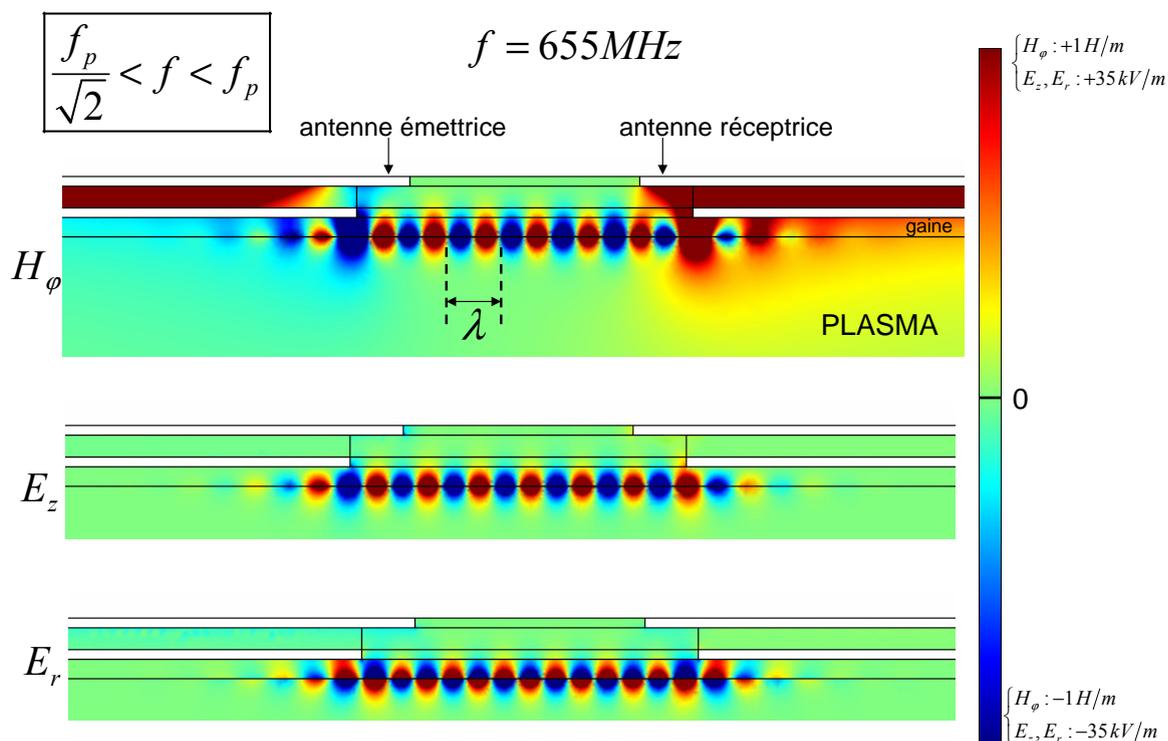


FIG. 5.22 – Cartographie des champs H_ϕ , E_z et E_r à 655 MHz ($f_{res} = 635$ MHz, $f_p = 898$ MHz, $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $s = 0,5$ mm et 0 mtorr).

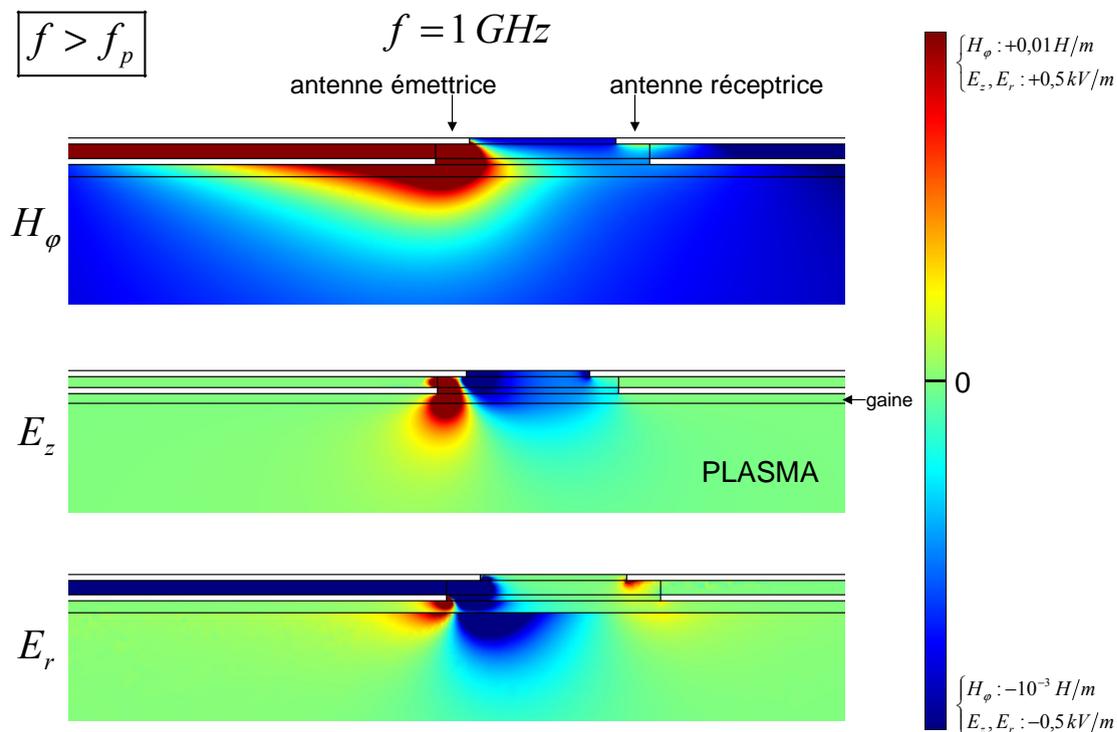


FIG. 5.23 – Cartographie des champs H_ϕ , E_z et E_r à 1 GHz ($f_{res} = 635$ MHz, $f_p = 898$ MHz, $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $s = 0,5$ mm et 0 mtorr).

Au dessus de f_p plus aucun mode de surface n'est excité. L'antenne émettrice rayonne de l'énergie dans le plasma (cf. fig. 5.23, p. 203).

Les deux modes de surface identifiés sont ceux dont les relations de dispersion ont été calculées précédemment en utilisant l'approximation quasi-statique et sans dissipation. La cartographie des champs de la figure 5.22 est analogue à celle de la figure 5.17 (cf. p. 196).

La longueur d'onde peut être déterminée graphiquement afin d'en déduire la relation de dispersion sans approximation particulière. Due à l'axisymétrie 2D du modèle numérique, l'onde de surface est une onde TM de mode angulaire $m = 0$. La relation de dispersion ainsi déterminée est comparée sur la figure 5.24 à celle calculée avec la formule 5.51 (cf. p. 188) dans le cas non dissipatif. Lorsque ω tend vers ω_p la longueur d'onde augmente et devient supérieure à la distance L entre les antennes. On ne peut alors plus déterminer graphiquement la longueur d'onde. Un modèle numérique dérivé de celui présenté précédemment a donc été réalisé pour calculer cette branche de la relation de dispersion. Dans ce modèle, le câble coaxial connecté à l'antenne réceptrice ainsi que cette dernière ont été ôtées. Le guide diélectrique en téflon a été prolongé jusqu'au bord supérieur du modèle. On remarque d'une part sur la figure 5.24 que la présence de l'antenne réceptrice n'affecte pas la relation de dispersion du guide. Et que d'autre part, il y a un très bon accord entre la relation de dispersion calculée avec toutes les équations de Maxwell (par Femlab) et celle calculée analytiquement avec l'approximation quasi-statique. L'utilisation de cette approximation est donc justifiée. La relation de dispersion trouvée pour le système 2 est également vérifiée.

5.6.2 Effet de la densité électronique

L'effet de la densité électronique est montré sur la figure 5.25 où le coefficient de transmission a été calculé à différentes densités électroniques entre $2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ et 10^{11} cm^{-3} à 100 mtorr dans l'argon pour une taille de gaine constante ($s = 0,5 \text{ mm}$). On remarque que la fréquence seuil croît bien avec la densité électronique. La mesure de cette fréquence constituerait donc bien une mesure de la densité électronique.

Supposons que le seul processus de dissipation d'énergie à l'origine de l'atténuation de l'onde au cours de sa propagation est dû aux collisions électrons-neutres. La résistivité [5, p. 94] d'un plasma croît avec la pression et décroît avec la densité électronique. L'augmentation de la puissance transmise avec la densité est attribuée à la baisse de la résistivité du plasma. Néanmoins peu d'énergie est rayonnée, même à haute densité. Par exemple pour $n_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $T \simeq 0,1$ et le pourcentage de puissance transmise égal à T^2 n'est alors que de 1%.

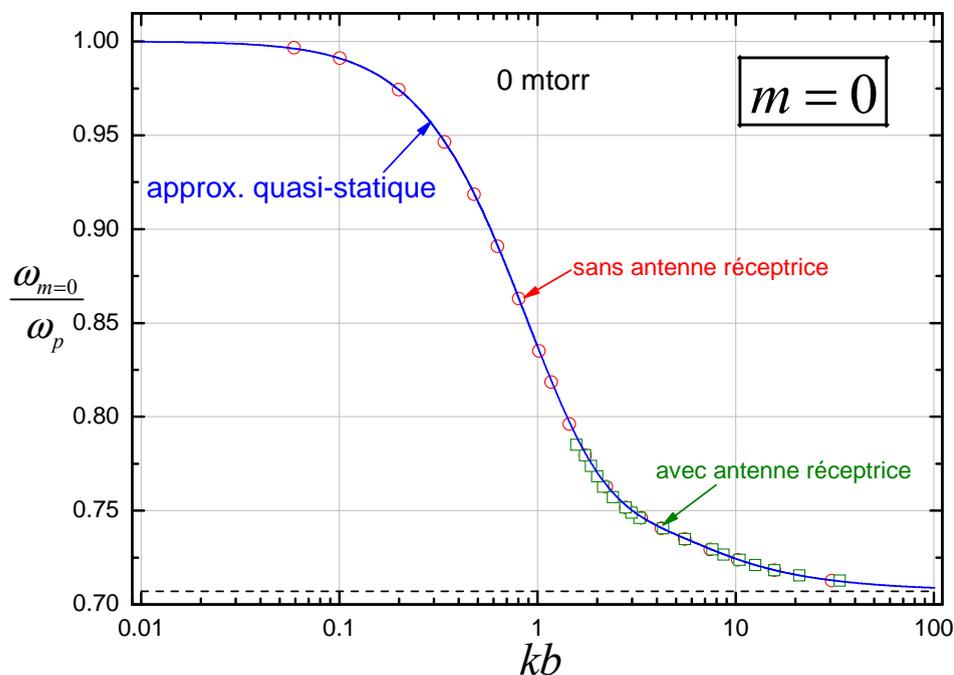


FIG. 5.24 – Relations de dispersion du mode TM ($m = 0$) : déterminée numériquement avec Femlab et calculée analytiquement en utilisant l'approximation quasi-statique ($n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $s = 0,5 \text{ mm}$, $a = 1,098 \text{ mm}$ et 0 mtorr).

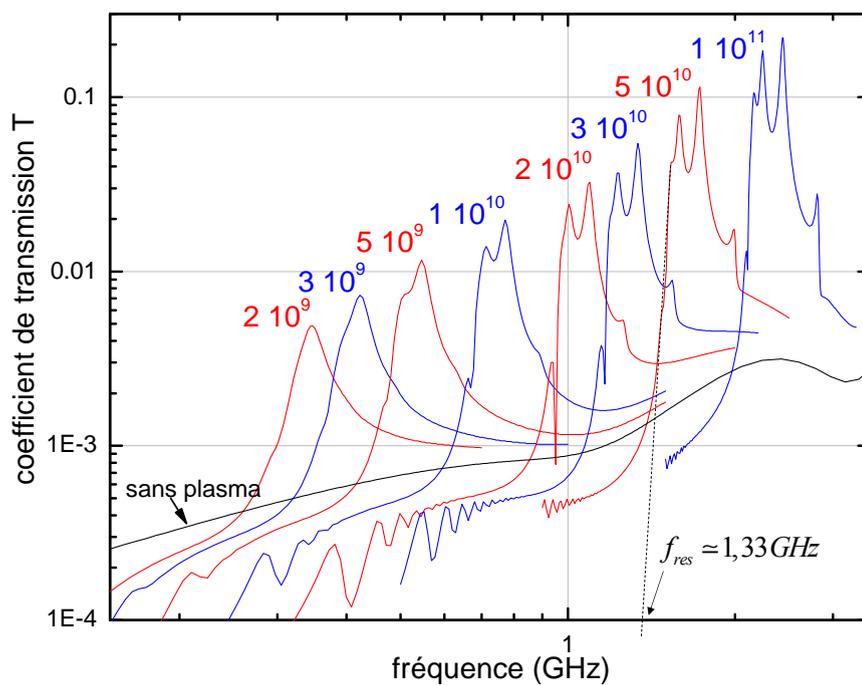


FIG. 5.25 – Effet de la densité électronique sur le coefficient de transmission T (Ar , $P = 100 \text{ mtorr}$, $s = 0,5 \text{ mm}$).

5.6.2.1 Méthode graphique de détermination de la fréquence seuil

La méthode utilisée pour mesurer cette fréquence consiste à ajuster par une droite le coefficient de transmission lorsque celui croît significativement. L'intersection de cette droite avec l'axe des ordonnées donne la fréquence de résonance. Ceci est montré sur la figure 5.25 pour $n_e = 5.10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Le repérage du seuil par cette méthode présente une inévitable subjectivité. Cela est mis en évidence si l'on applique la méthode graphique décrite précédemment en utilisant une échelle différente (logarithmique ou linéaire).

5.6.2.2 Précision de la mesure

La figure 5.26 montre la densité « mesurée » en fonction de la densité « vraie » (celle en entrée du modèle) selon l'échelle utilisée. La densité mesurée est calculée à partir de la fréquence de résonance par la formule donnée à la page 192 ($n_e(\text{cm}^{-3}) = 2,5.10^{10} f_{res}^2(\text{GHz})$).

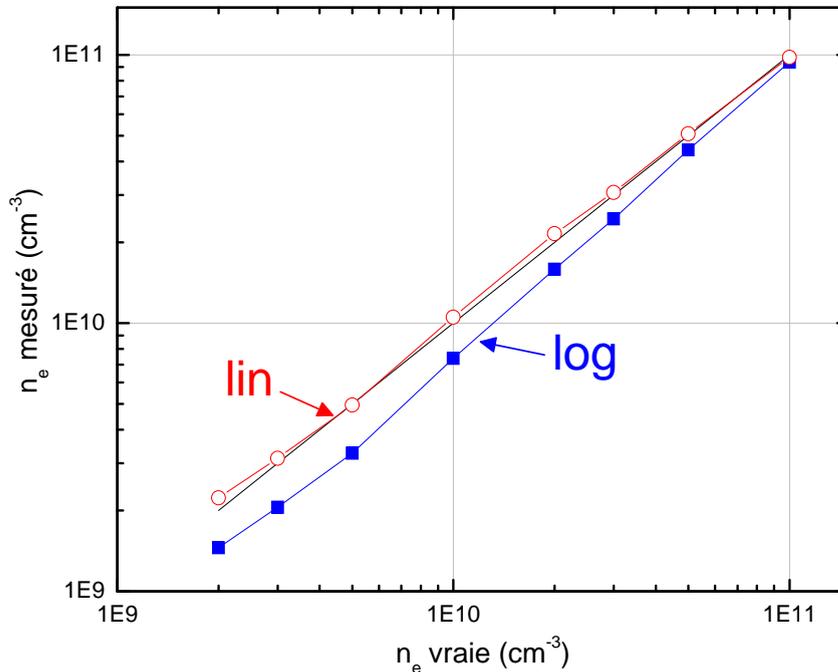


FIG. 5.26 – Effet de l'échelle utilisée sur la précision dans la mesure de la densité électronique (Ar , $P = 100 \text{ mtorr}$, $s = 0,5 \text{ mm}$).

Avec une échelle linéaire la méthode graphique est plus précise. La densité est sous-estimée avec une échelle logarithmique. La détermination des densités se fera donc dans la suite sur une échelle linéaire-linéaire pour T en fonction de la fréquence.

5.6.3 Comparaison avec l'expérience

Des mesures de coefficient de transmission ont été réalisées dans un plasma d'argon à 40,68 MHz avec la sonde PTP décrite précédemment (cf. p. 181). La figure 5.27 montre

le coefficient de transmission mesuré à 40 mtorr pour une puissance délivrée par le générateur RF de 50 W. Si on suppose que la fréquence au dessus de laquelle la puissance transmise augmente de manière significative, est égale à la fréquence de résonance de l'onde de surface, alors on en déduit une densité électronique ainsi qu'une taille de gaine. Ces paramètres sont utilisés pour calculer le coefficient de transmission T à l'aide du modèle numérique de la sonde décrit précédemment. La fréquence seuil mesurée, que l'on suppose égale à f_{sw} , est environ de 0,91 GHz d'où $n_e \simeq 2.10^{10} \text{ cm}^{-3}$ et $f_p \simeq 1,28 \text{ GHz}$. La courbe calculée est reportée sur la figure 5.27 pour être comparée à la courbe mesurée. On constate un assez bon accord dans la forme. Sauf au dessus de ce qui semble être la fréquence plasma. Le coefficient de transmission mesuré est inférieur à celui calculé. Ce résultat est attendu car les sources de dissipations ne sont pas toutes prises en compte dans la modélisation où seul le plasma est dissipatif.

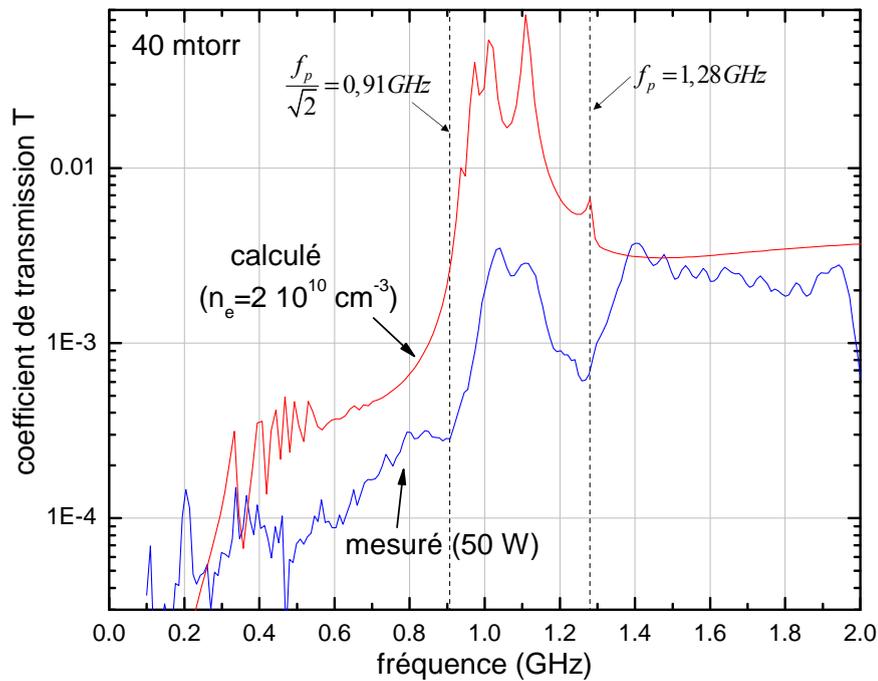


FIG. 5.27 – Coefficient de transmission T mesuré à 50 W et calculé pour $n_e = 2.10^{10} \text{ cm}^{-3}$ et $s = 0,36 \text{ mm}$ (Ar , $P = 40 \text{ mtorr}$).

En augmentant la puissance délivrée par le générateur RF, on augmente la densité électronique. La figure 5.28.a montre des spectres de puissance transmise entre 3 et 50 W à comparer avec ceux de la figure 5.28.b calculés avec le modèle. La fréquence seuil ainsi que l'amplitude du coefficient de transmission augmente bien lorsque la puissance injectée augmente.

La fréquence seuil et ce qui semble être la fréquence plasma sont tracées sur la figure 5.29. Le rapport de ces fréquences ($\frac{f_p}{f_{sw}}$) est également reporté et l'on constate qu'il est approximativement égale à $\sqrt{2} \simeq 1,4$.

Pour comparaison, la densité électronique a été successivement mesurée avec une PTP

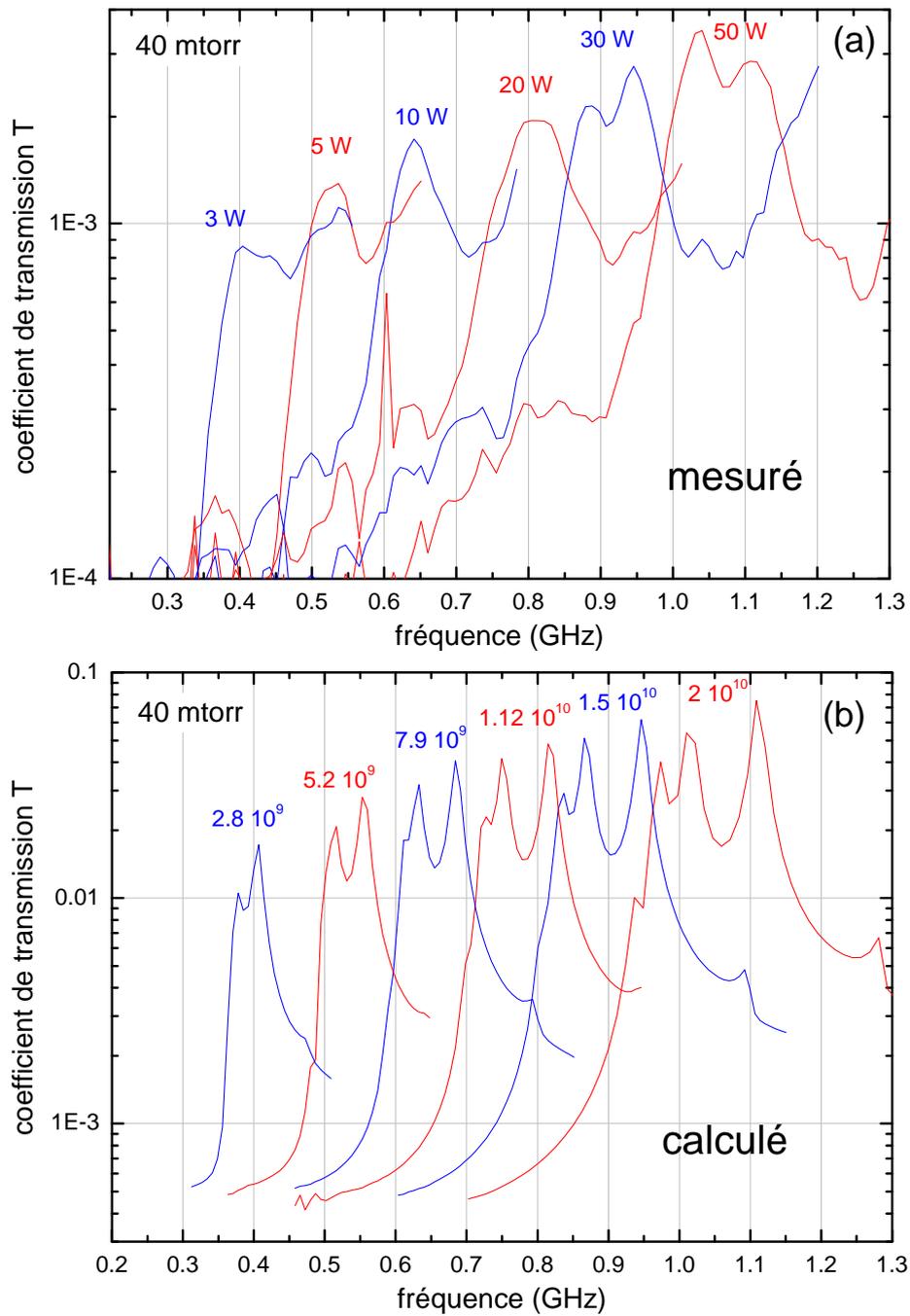


FIG. 5.28 – Coefficient de transmission T (a) mesuré entre 3 et 50 W et (b) calculé pour les densités déterminées à partir des courbes mesurées (Ar, $P = 40$ mtorr).

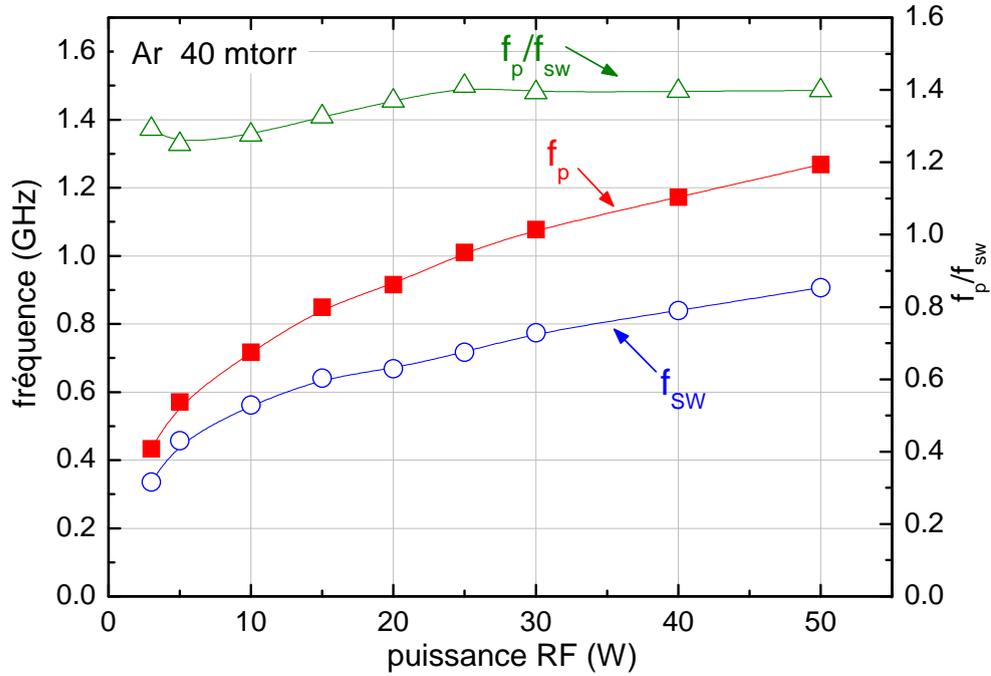


FIG. 5.29 – Fréquences de résonance et fréquences plasma mesurées et leur rapport en fonction de la puissance délivrée par le générateur (Ar, $P = 40$ mtorr).

et une sonde de Langmuir cylindrique. Il s'agit d'une sonde commerciale Scientific Systems (SmartProbe) compensée en RF à 40,68 MHz. Les mesures ont été réalisées dans l'argon à mi-rayon à une pression de 100 mtorr. Les densités mesurées et leur rapport en fonction de la puissance délivrée par le générateur RF sont tracées sur la figure 5.30. Dans le cas de la sonde de Langmuir, la densité est déduite de la partie électronique de la caractéristique I-V. On constate que, pour les deux diagnostics, la densité mesurée croît linéairement avec la puissance RF. La densité donnée par la PTP est toujours inférieure à celle mesurée avec la sonde électrostatique ($\frac{n_{e,PTP}}{n_{e,SL}} \simeq 0,6$). Cet écart peut avoir plusieurs origines comme :

- les approximations dans la théorie de sonde électrostatique utilisée;
- la non simultanément des mesures;
- une perturbation de la décharge qui est différente avec les deux sondes puisqu'elles sont différentes en taille et en forme;
- l'approximation consistant à prendre la fréquence seuil égale à $\frac{f_p}{\sqrt{2}}$.

Une comparaison plus rigoureuse est donc nécessaire et sera faite dans la suite.

5.6.4 Effet des conditions aux limites du modèle

Le coefficient de transmission a été également calculé en considérant la frontière du modèle comme totalement réfléchive¹⁹. Le rayon r du modèle et la pression ont été modifiés. Les courbes calculées sont montrées sur la figure 5.31. On constate que cela affecte le

¹⁹La condition aux limites de conducteur parfait a été utilisée.

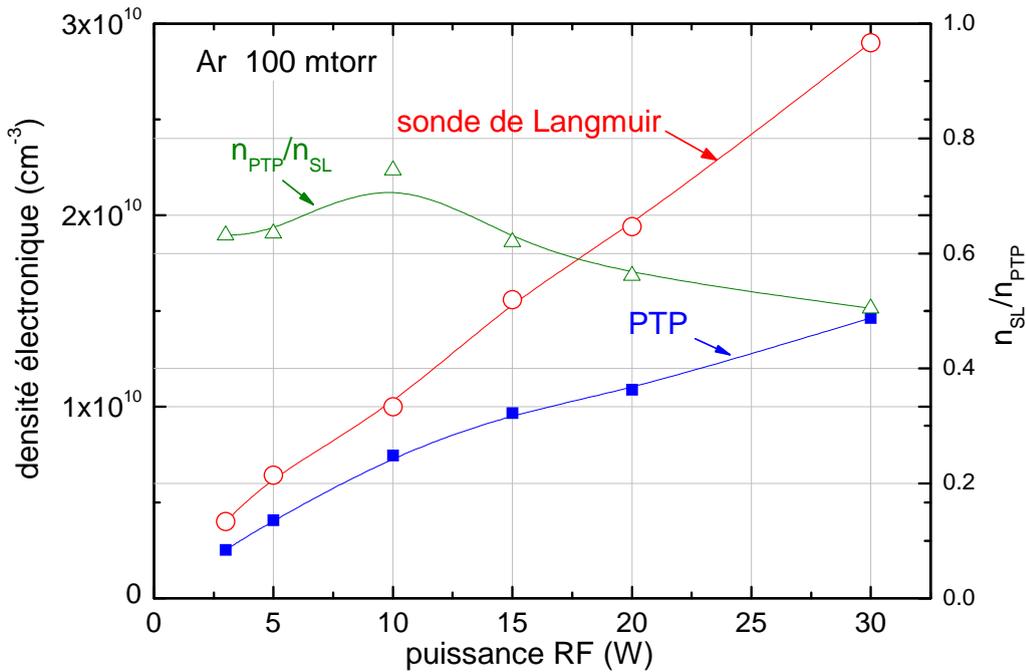


FIG. 5.30 – Densités mesurées et leur rapport en fonction de la puissance délivrée par le générateur (Ar, $P = 100$ mtorr).

spectre calculé uniquement à des fréquences supérieures à la fréquence plasma. Des résonances sont observées à des fréquences qui dépendent de la taille du système. La forme du spectre au dessus de la fréquence plasma dépend donc du système autour de la sonde et est sensible aux réflexions sur les parois ou dans le plasma. Les spectres mesurés ressemblent plus aux spectres calculés avec réflexions.

5.6.5 Effet de la pression

Le coefficient de transmission a été calculé à différentes pressions dans l'argon pour une densité électronique et une taille de gaine constante ($n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $s = 0,5 \text{ mm}$). Les courbes calculées sont présentées sur les figures 5.32.a ($P < 200$ mtorr) et 5.32.b ($P > 200$ mtorr). Le coefficient de transmission T diminue lorsque la pression augmente ce qui s'explique par l'augmentation de la résistivité du plasma avec la pression. Sur la figure 5.32.a les fréquences plasma f_p et de résonance $\frac{f_p}{\sqrt{2}}$ sont toutes les deux détectables. Au-dessus de 200 mtorr (cf. fig. 5.32-b, p. 212) seule la fréquence de résonance est détectable. La précision dans sa détermination se dégrade lorsque la pression croît pour devenir impossible au-dessus de 2 torr.

Si l'on ne corrige pas systématiquement l'erreur introduite par la pression, la mesure de la fréquence de résonance égale à $\frac{f_p}{\sqrt{2}}$ est alors affectée d'une erreur absolue d'environ $\pm 40 \text{ MHz}$. Selon la formule 5.58 celle-ci est $\frac{\Delta n_e}{n_e} \simeq 13 \%$.

Pour étudier l'effet de la pression sur les spectres mesurés, la puissance délivrée par

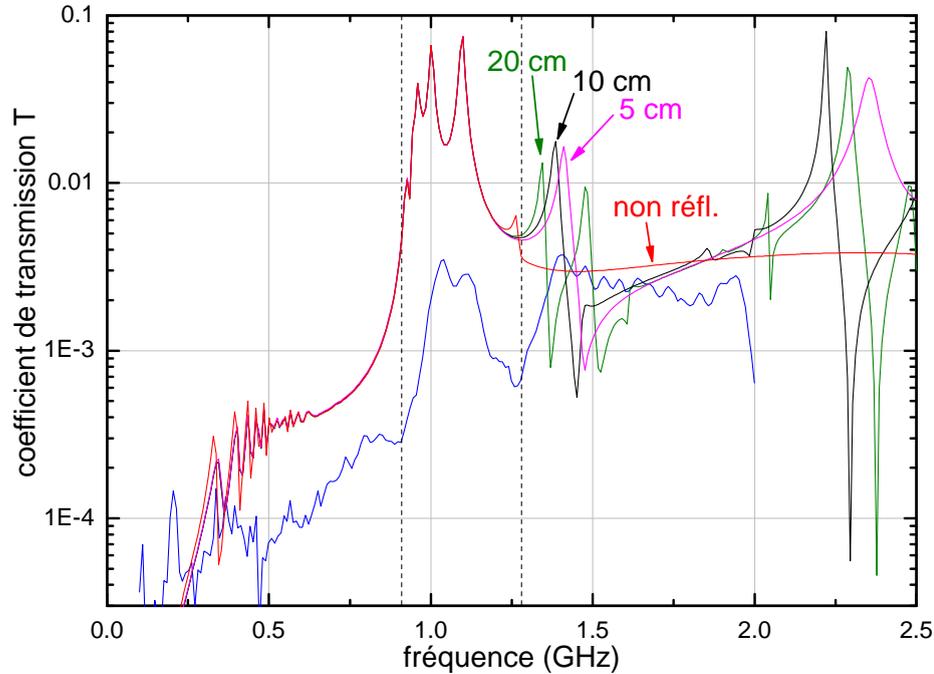


FIG. 5.31 – Coefficients de transmission T calculés avec des frontières totalement réfléchives pour différents rayons de modèle (A_r , $R = 5 - 20$ cm, $P = 40$ mtorr, $n_e = 2.10^{10}$ cm $^{-3}$ et $s = 0,36$ mm).

le générateur a été ajustée autour de 50 W afin de conserver la même densité électronique quelque soit la pression ($n_e \simeq 2.10^{10}$ cm $^{-3}$). Les figures 5.33.a et 5.33.b montrent respectivement les courbes mesurées et calculées. Un effet similaire de la pression est observé. On constate expérimentalement que ce qui semble être la fréquence plasma n'est plus mesurable à haute pression.

5.6.6 Effet de la constante diélectrique entre les antennes

Les spectres de la figure 5.35 ont été calculés en changeant la permittivité relative du guide diélectrique entre les antennes dans l'argon à 100 mtorr ($n_e = 10^{10}$ cm $^{-3}$, $s \simeq 0,5$ mm). Les matériaux usuels utilisés dans le domaine micro-ondes ont des constantes diélectriques relatives inférieures à 10.

Il y a excitation d'onde de surface à des fréquences plus basses que $\frac{f_p}{\sqrt{2}}$ lorsque des constantes diélectriques de valeur élevée sont utilisées. Pour $\epsilon_d = 9$, si l'on ne corrige pas l'effet de la constante diélectrique du guide, la mesure de la fréquence de résonance égale à $\frac{f_p}{\sqrt{2}}$ est alors entachée d'une erreur absolue d'environ ± 30 MHz. Par conséquent, selon la formule 5.58, l'erreur relative commise sur la détermination de la densité est $\frac{\Delta n_e}{n_e} \simeq 10\%$. Ce qui est supérieur à l'erreur déduite de l'étude des relations de dispersions (cf. p. 192) dans le cas non dissipatif. Mais dans la pratique $1 \leq \epsilon_d \leq 3$, l'erreur est donc plus faible.

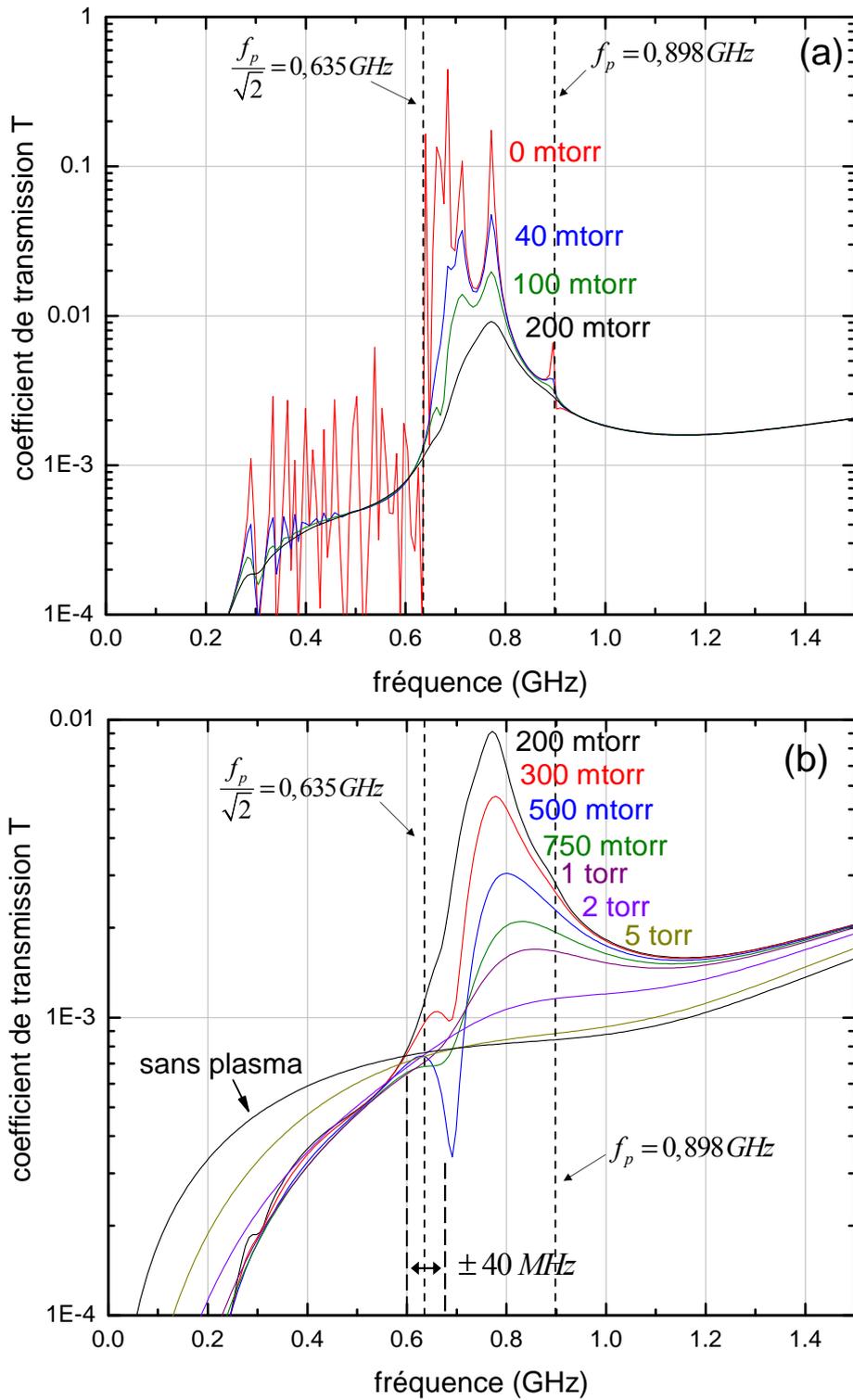


FIG. 5.32 – Dépendance en pression P du coefficient de transmission T (Ar , $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $s = 0,5 \text{ mm}$) en dessous de 200 mtorr (a) et au dessus de 200 mtorr (b).

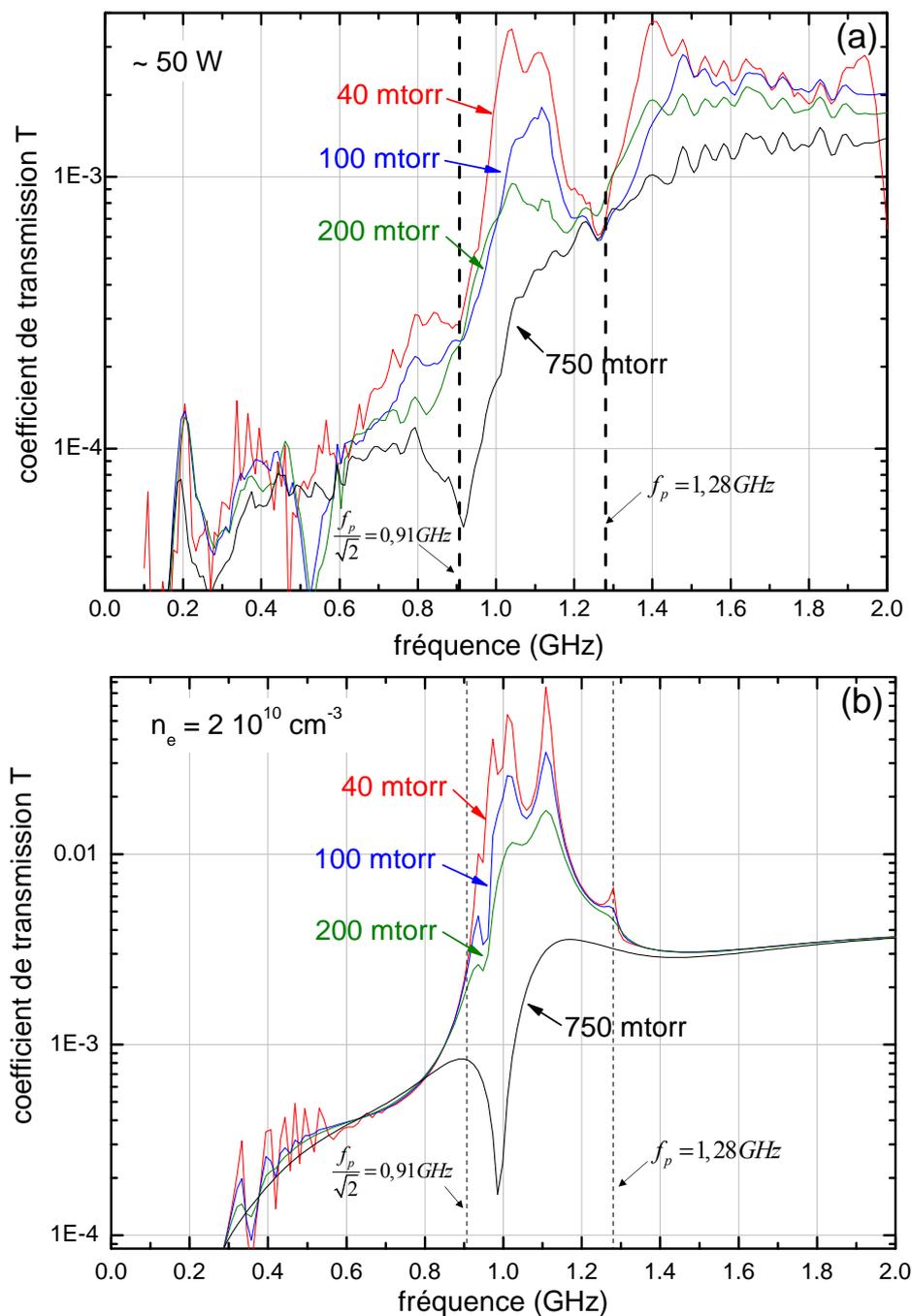


FIG. 5.33 – Effet de la pression sur le coefficient de transmission T (a) mesuré et (b) simulé (Ar , $n_e \simeq 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, 50 W).

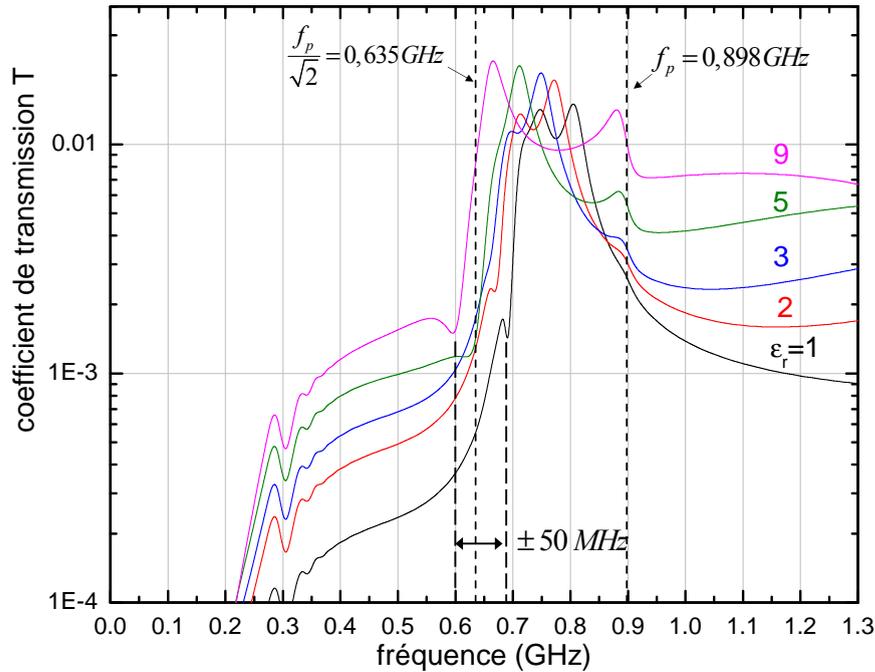


FIG. 5.34 – Effet de la permittivité ϵ_d relative ($1 \leq \epsilon_d \leq 9$) du guide sur le coefficient de transmission T ($Ar, P = 100$ mtorr, $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ et $s = 0,5$ mm).

5.6.7 Effet de la distance entre les antennes

La figure 5.36 montre des spectres en transmission calculés pour différentes distances L entre l'extrémité des antennes ($Ar, P = 100$ mtorr, $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 3 \text{ eV}$). On constate bien que plus la distance parcourue par l'onde augmente, et plus le coefficient de transmission est faible. La détectivité de la fréquence de seuil est affectée par la longueur du guide. Il est difficile de détecter un seuil de fréquence lorsque les antennes sont trop rapprochées ($L < 4$ mm). La distance séparant les antennes est généralement choisie entre 5 mm et 15 mm selon la pression du gaz.

5.6.8 Effet de la taille des gaines

La figure 5.36 montre des spectres en transmission calculés pour différentes tailles de gaine et une densité électronique constante ($Ar, P = 100$ mtorr, $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 3 \text{ eV}$).

On constate que plus la gaine est épaisse, plus la puissance transmise juste au dessus de la résonance est faible. Ce qui est compréhensible car l'énergie de l'onde de surface est concentrée à l'interface plasma-gaine. Ainsi plus celle-ci est éloignée de l'antenne réceptrice, plus l'énergie captée est faible. Lorsque s diminue, l'onde de surface (de mode angulaire $m = 0$) est excitée à une fréquence inférieure à la fréquence seuil. C'est également ce que l'on avait déduit de l'étude de la relation de dispersion (cf. p. 194).

On s'attend à ce que la densité mesurée soit, surestimée en présence de gaines épaisses

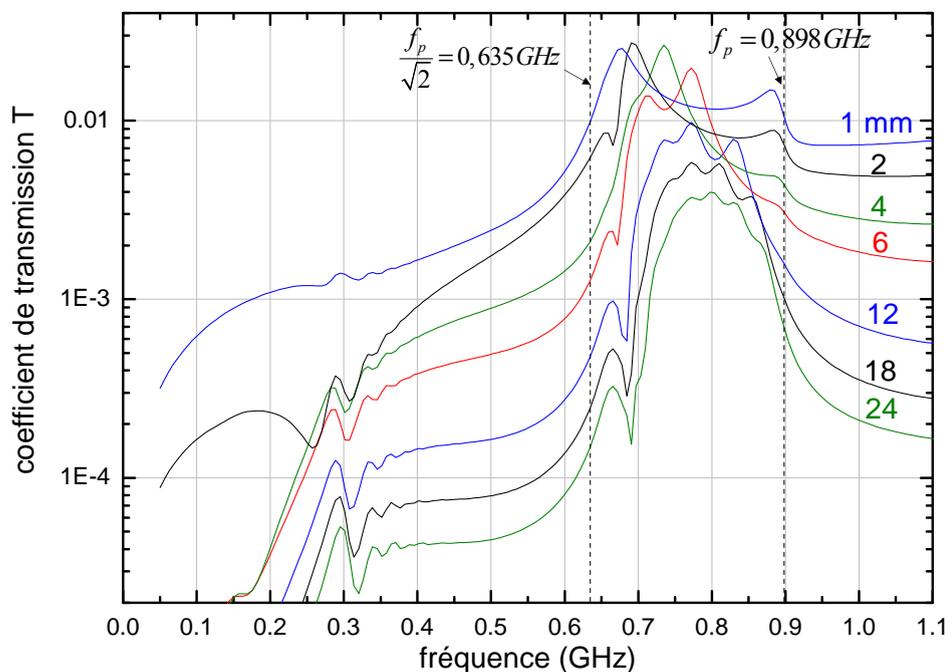


FIG. 5.35 – Effet de la distance L entre les antennes ($1 \text{ mm} \leq L \leq 24 \text{ mm}$) sur le coefficient de transmission T (Ar , $P = 100 \text{ mtorr}$, $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ et $s = 0,5 \text{ mm}$).

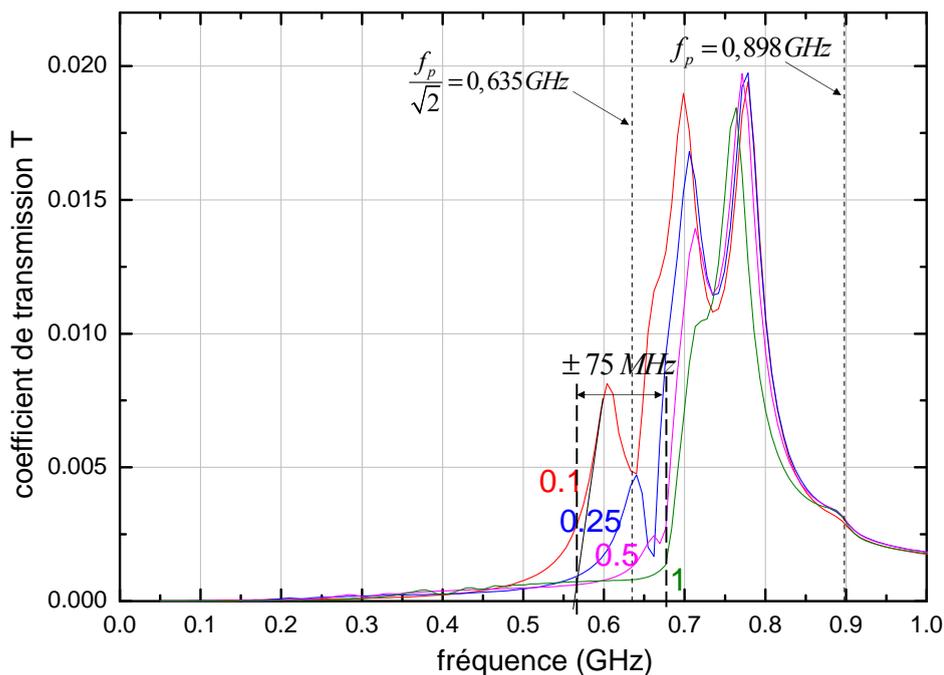


FIG. 5.36 – Effet de la taille s des gaines ($0,1 \text{ mm} \leq s \leq 1 \text{ mm}$) sur le coefficient de transmission T (Ar , $P = 100 \text{ mtorr}$, $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ et $T_e = 3 \text{ eV}$).

(à basse densité) et sous-estimée avec des gaines de faible épaisseur (à haute densité). C'est d'ailleurs ce que laisse aussi présager la comparaison de la PTP avec une sonde de Langmuir (cf. fig. 5.30, p. 210).

Si l'on ne corrige pas l'effet de la taille de la gaine, la mesure de la fréquence de résonance égale à $\frac{f_p}{\sqrt{2}}$ est alors affectée d'une erreur absolue d'environ ± 75 MHz. Selon la formule 5.58 l'erreur relative commise sur la détermination de la densité est de : $\frac{\Delta n_e}{n_e} \simeq 23\%$. Ce qui est plus élevé que l'erreur de 7% déduite de l'étude des relations de dispersion.

5.6.9 Effet d'un gradient de densité électronique

Le modèle de plasma utilisé jusqu'à présent est homogène. Quel serait l'effet de la prise en compte d'une variation de densité plus réaliste entre le plasma et la surface de la sonde ?

5.6.9.1 Présence d'une pré-gaine

On va continuer à supposer nulle la densité électronique dans la gaine et on va tenir compte de l'existence d'une pré-gaine d'épaisseur s_p de l'ordre du libre parcours moyen d'un ion λ_i [5, p. 156]. Posons $\beta = \frac{s_p}{\lambda_i}$. Dans l'argon selon [5, p. 80] $\lambda_i(\text{cm}) \simeq \frac{1}{330 \cdot P}$ avec P en torr donc $\lambda_i \simeq 0,9$ mm à 100 mtorr.

La frontière entre la gaine et la pré-gaine est appelée la lisière de gaine (iso-surface de rayon $r = r_l$). Soit h le rapport entre la densité en lisière de gaine et celle dans le plasma ($h = \frac{n_l}{n_e}$). La figure 5.37 schématise les deux profils de variation radiale de densité électronique dans la pré-gaine qui seront considérés :

- d'une part une densité constante $n_e(r) = n_e(r_l) = n_l$ égale à la densité en lisière de gaine;
- d'autre part une variation linéaire $n_e(r) = \frac{n_e - n_l}{s_p}(r - r_l) + n_l$ avec r_l le rayon de la lisière de gaine.

Le second profil de densité électronique est évidemment plus réaliste. Le premier profil, bien que non réaliste, permet d'accentuer les effets de la présence d'une pré-gaine.

Les figures 5.38.a et 5.38.b montrent l'effet de l'épaisseur de la pré-gaine ($0 \leq \beta \leq 10$) sur le coefficient de transmission T pour les deux profils (Ar, $P = 100$ mtorr, $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $s = 0,5$ mm et $h = 0,6$). On constate que la position de la fréquence seuil décroît lorsque l'épaisseur de la pré-gaine augmente pour tendre vers $\frac{f_p}{\sqrt{2}}\sqrt{h}$. Cet effet est plus important dans le cas uniforme. L'existence de la pré-gaine a pour effet d'étaler la gamme de fréquence dans laquelle les ondes de surfaces se propagent. Le « pic » principal de transmission est déplacé vers les basses fréquences et la fréquence plasma est sous-estimée.

La figure 5.39 montre l'effet du facteur h ($0,3 \leq h \leq 1$) sur le coefficient de transmission T pour le profil de densité à variation linéaire (Ar, $P = 100$ mtorr, $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$,

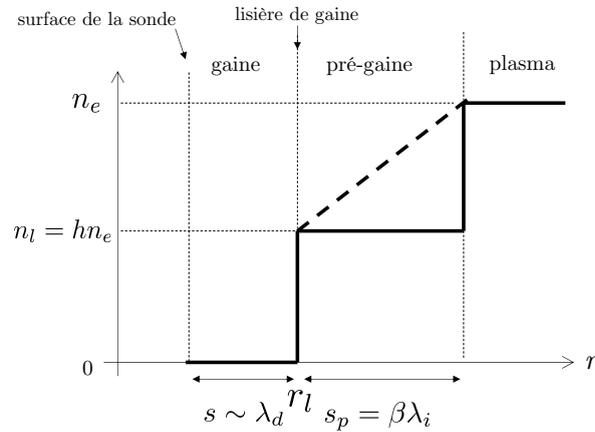


FIG. 5.37 – Variations radiales de densité électronique modélisées.

$s = 0,5 \text{ mm}$ et $\beta = 3$).

La fréquence seuil diminue lorsque la chute de densité dans la pré-gaine augmente (quand h diminue). La densité électronique mesurée avec la PTP est donc bien celle en lisère de gaine.

5.6.9.2 Comparaison avec une sonde hairpin

Afin de mettre en évidence expérimentalement l'effet d'une chute de densité électronique à proximité de la sonde, la densité a été mesurée simultanément dans une décharge inductive avec une PTP et une sonde hairpin [184–188] utilisée en réflexion. Ce type de sonde repose sur la détermination du changement de fréquence de résonance d'un résonateur micro-onde quart d'onde plongé dans le plasma et réalisé à l'aide d'une ligne bifilaire de typiquement 2 cm de longueur. Un schéma de la sonde hairpin est montré sur la figure 5.40.

La ligne est court-circuitée à une extrémité et ouverte à l'autre, lui donnant la forme d'une épingle à cheveux. Ce résonateur est excité par couplage inductif à l'aide d'une boucle disposée à l'extrémité d'un câble coaxial 50Ω relié à un générateur de micro-ondes délivrant des fréquences RF supérieures à la fréquence plasma électronique, généralement dans la gamme 2–10 GHz. La sonde est donc sensible à la densité électronique moyenne entre les conducteurs de la ligne espacés d'environ 5 mm. Elle est utilisable jusqu'à environ 50–100 mtorr. A des pressions plus élevées, la fréquence de résonance n'est plus détectable.

La PTP utilisée est constituée de câbles coaxiaux souples insérés dans un tube en pyrex. Une photographie est présentée sur la figure 5.41.a. Le réacteur plasma à couplage inductif utilisé est schématisé sur la figure 5.41.b. Il est décrit en détail dans la référence [189]. Les expériences ont été réalisées à basse pression dans différents gaz (Ar, CF_4). Les sondes sont disposées perpendiculairement, l'une par rapport à l'autre, à environ 3 cm du centre de la décharge.

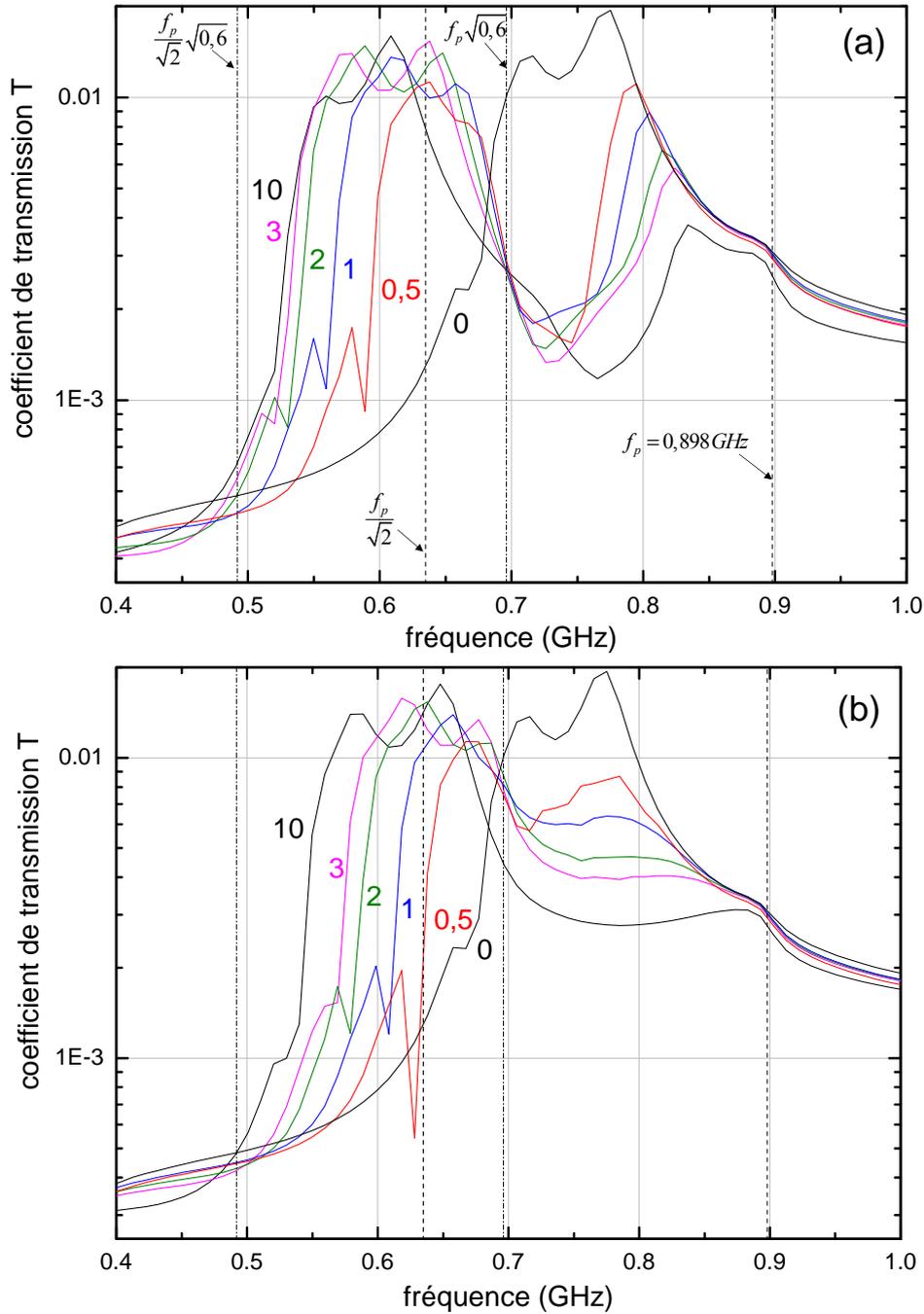


FIG. 5.38 – Effet de l'épaisseur de la pré-gaine ($0 \leq \beta \leq 10$) sur le coefficient de transmission T selon que la densité y est (a) uniforme ou (b) à variation linéaire ($Ar, P = 100 \text{ mtorr}$, $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $s = 0,5 \text{ mm}$ et $h = 0,6$).

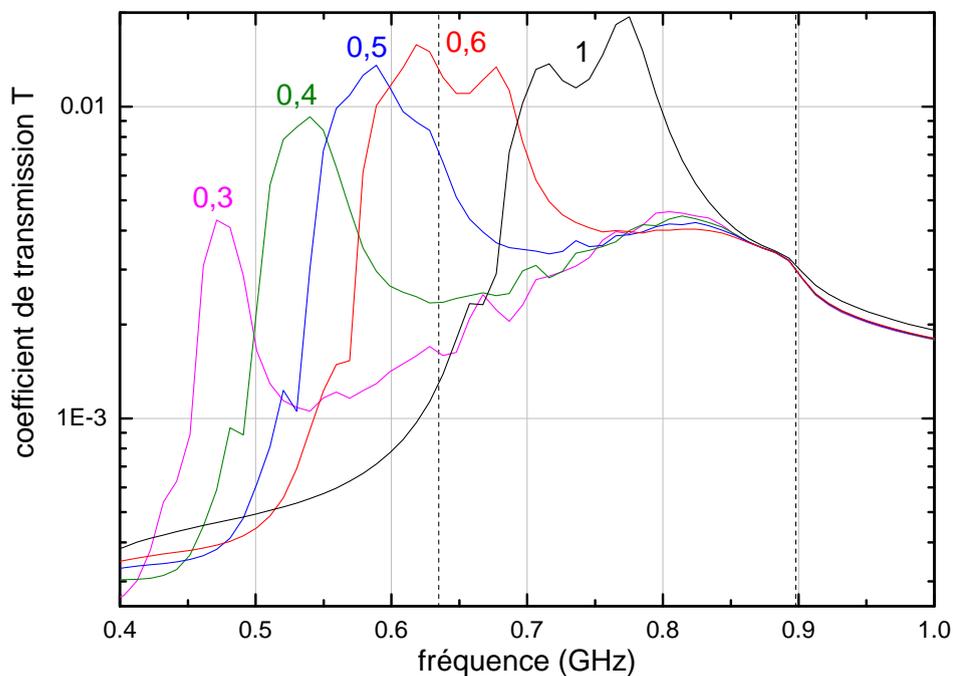


FIG. 5.39 – Effet du facteur h ($0,3 \leq h \leq 1$) sur le coefficient de transmission T (Ar , $P = 100$ mtorr, $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $s = 0,5$ mm et $\beta = 3$).

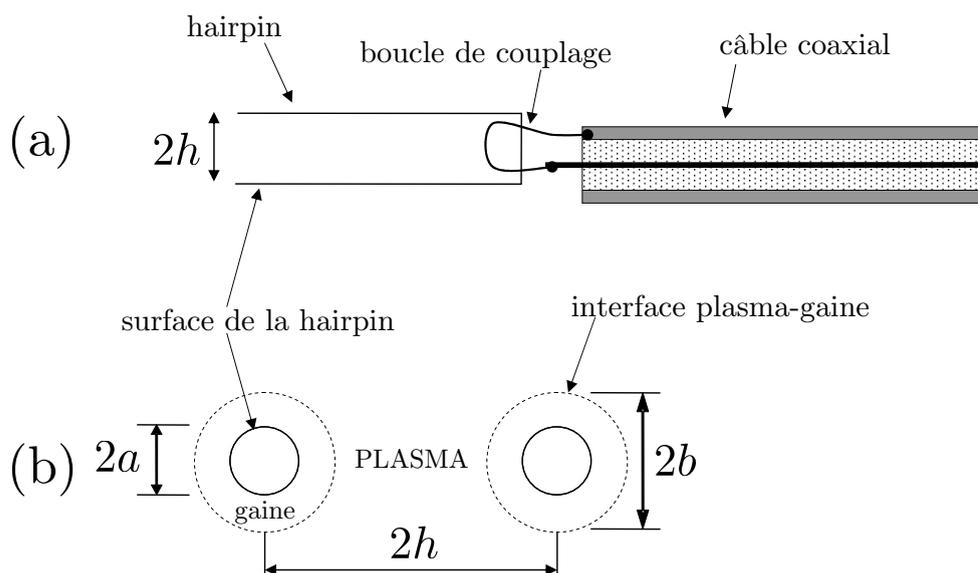


FIG. 5.40 – (a) Schéma de la hairpin et (b) coupe transverse de la ligne bifilaire ($2h = 3,3$ mm et $2a = 0,125$ mm).

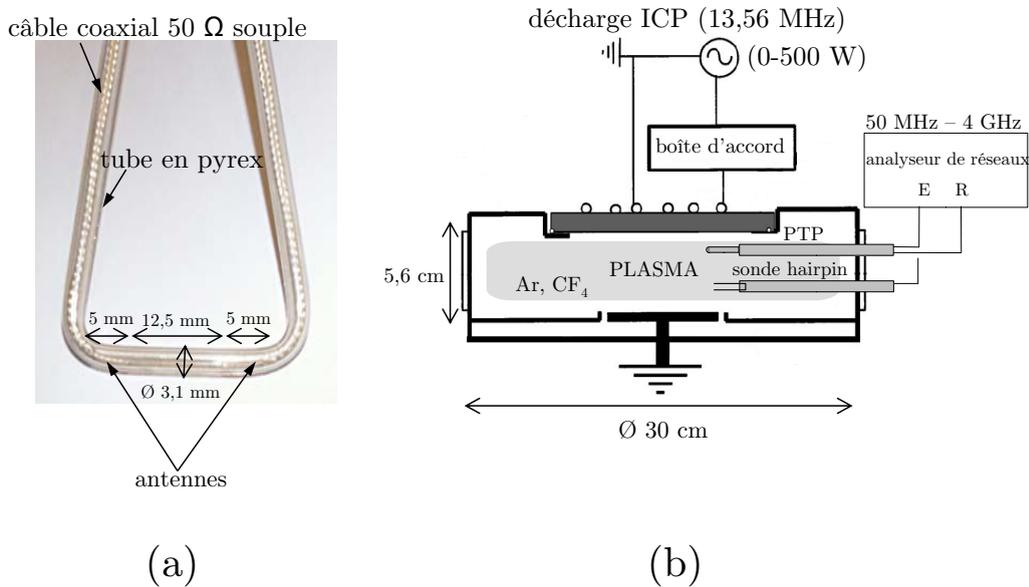


FIG. 5.41 – (a) Photographie de la PTP et (b) schéma de la source ICP utilisée.

Les densités électroniques mesurées à l'aide des sondes et leur rapport en fonction de la puissance RF ou de la pression sont données sur la figure 5.42.

On constate que le rapport des densités est encore constant et inférieur à un. Ce rapport dépend de la nature du gaz²⁰. Par contre, à basse densité électronique dans l'argon, ce rapport augmente considérablement. Soit la densité déterminée par la PTP est surestimée, soit celle donnée par la sonde hairpin est sous-estimée ou bien les deux. L'étude des différentes sources d'erreur a montré que l'erreur absolue dans la détermination de la fréquence de résonance due à la non prise en compte de l'épaisseur de la gaine, de la pression du gaz et de la constante diélectrique du guide, sont respectivement de 20 %, 13 % et 10 %. Dans l'hypothèse la plus pessimiste, où toutes les sources d'erreurs ont pour effet de surestimer la densité électronique à basse densité, l'erreur absolue cumulée serait d'environ 26 % ($\sqrt{20^2 + 13^2 + 10^2} \simeq 26$). Cela ne peut pas expliquer une différence d'un facteur deux.

La théorie de la sonde hairpin est décrite en détail dans les références [188]. La relation entre la densité électronique et le décalage de la fréquence de résonance est fonction des dimensions de la sonde et de la taille des gaines s ($s \propto \frac{1}{\sqrt{n_e}}$). A basse densité, l'épaisseur des gaines n'est plus négligeable devant la distance séparant les conducteurs. Il en découle une sous-estimation de la densité électronique. En supposant une gaine DC et une loi de Child-Langmuir pour calculer la taille des gaines en fonction de n_e , on détermine un facteur correctif à multiplier par la densité effective mesurée sans correction de gaine ($n_{e, \text{effectif}}$) pour en déduire la « véritable » densité électronique n_e . Le facteur correctif $\frac{n_e}{n_{e, \text{effectif}}}$ ainsi

²⁰Dans le cas du CF_4 (gaz électronégatif) des mesures n'ont pas pu être réalisées à basse puissance à cause d'instabilités de transition E-H [190].

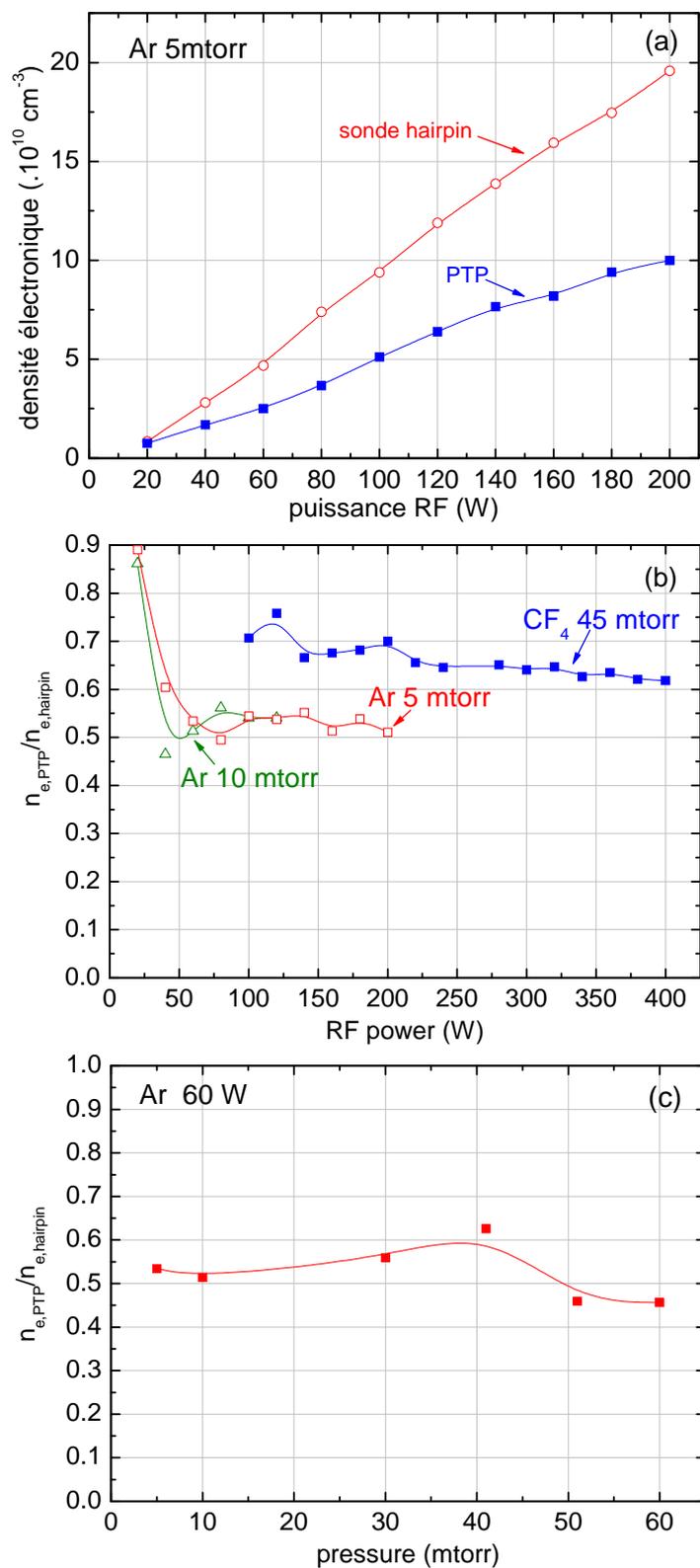


FIG. 5.42 – (a) Densités électroniques mesurées à l'aide des deux sondes et (b) leur rapport en fonction de la puissance RF. (c) Rapport des densités en fonction de la pression à puissance RF constante (60 W).

que le rapport $\frac{b}{h}$ sont tracés sur la figure 5.43 en fonction de la densité électronique n_e . b et h sont respectivement le rayon de l'interface plasma-gaine et la moitié de la distance séparant les conducteurs de la ligne bifilaire (cf. fig. 5.41, p. 220). Il n'y a plus de plasma entre les conducteurs de la hairpin lorsque $\frac{b}{h} = 1$.

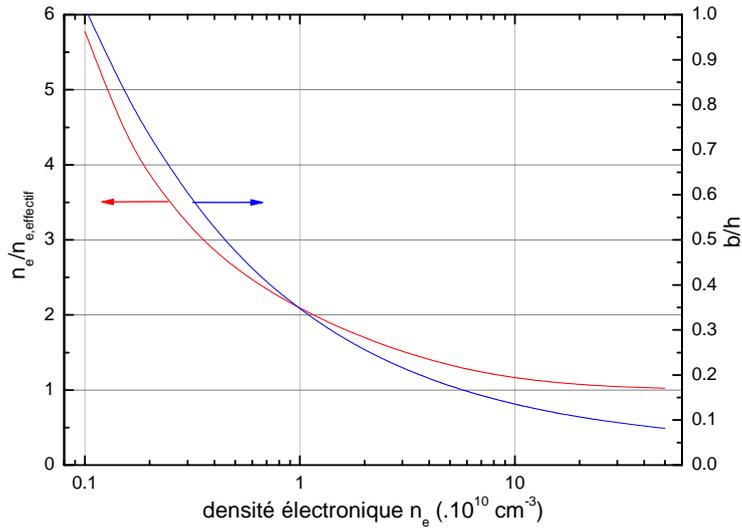


FIG. 5.43 – Facteur correctif de la sonde hairpin et rapport $\frac{b}{h}$ en fonction de la densité électronique ($2h = 3,3 \text{ mm}, 2a = 0,125 \text{ mm}$).

Pour une densité d'environ 10^{10} cm^{-3} , la densité électronique mesurée avec la sonde hairpin est sous-estimée d'un facteur environ égal à deux. Les densités mesurées à l'aide des deux sondes, ainsi que leur rapport, en tenant compte de la taille de la gaine sont tracées sur la figure 5.44 en fonction de la puissance RF. On constate que la divergence à basse densité a disparu. Le rapport des densités reste environ égale à 0,5.

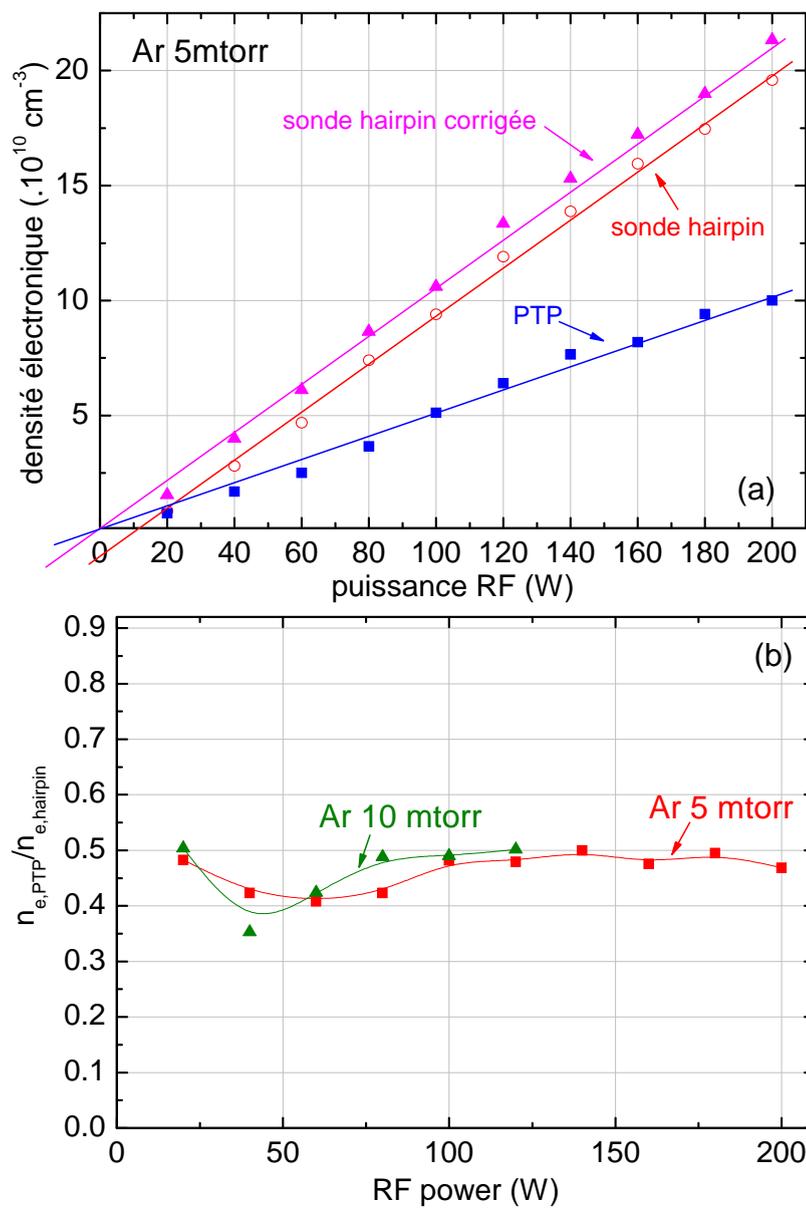


FIG. 5.44 – (a) Densités électroniques mesurées à l'aide des deux sondes et (b) leur rapport en fonction de la puissance RF en tenant de la correction de gaine.

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

Caractérisation électrique d'une décharge VHF dans l'hydrogène

L'étude expérimentale des propriétés électriques d'une décharge VHF à couplage capacitif dans l'hydrogène a nécessité la modification de notre réacteur de type GEC et des boîtes d'accord. Après une modélisation électrique du réacteur, la mesure de l'impédance du plasma à l'entrée du réacteur par une méthode vectorielle inspirée de celle utilisée par Beneking [87] a permis, après correction de la perturbation des impédances parasites, de calculer l'impédance de la décharge. Son interprétation a dégagé en particulier les lois de variation avec la fréquence de la densité électronique et de la taille des gaines. Celles-ci confirment celles déduites des simulations PIC, fluides ou modèles globaux de la littérature ou à l'aide du modèle global dans l'hydrogène décrits au chapitre 3. Pour une tension de gaine (V_{sh}) constante, l'épaisseur des gaines décroît en $1/f$ et pour une tension de décharge constante (V_p) la densité électronique croît de manière quadratique.

Le modèle homogène global dans l'hydrogène a permis de calculer la densité d'hydrogène atomique et le taux de dissociation en fonction de la fréquence et de la pression. Les résultats du calcul ne sont en accord avec les mesures que si le taux de recombinaison aux électrodes varie et diminue avec la pression. Ce qui est également en accord avec les mesures.

La modélisation que Godyak [158] a fait de l'impédance d'un plasma d'argon à 13,56 MHz s'applique également à une décharge dans un gaz réactif comme l'hydrogène dans la gamme VHF (13,56-100 MHz). La faible dépendance en VHF de la taille des gaines vis-à-vis de la tension des gaines contredit les modèles de Child-Law (collisionnel ou non) qui sont largement utilisés dans les modélisations de décharge RF comme les modèles analytiques ou globaux (homogènes ou inhomogènes) [5, 33, 191] où la taille des gaines augmentent avec V_{sh} même aux faibles tensions.

La résonance série entre l'impédance du bulk et la gaine a été observée à haute fréquence (90 MHz) et basse pression (0,1 torr). Ce type de décharge a été étudié par Godyak dans les années 70 mais dans le cas symétrique ($V_{DC} = 0$). Pour une décharge asymétrique,

nous constatons que le potentiel d'autopolarisation passe par un maximum pour être égale à la tension RF appliquée ($V_{DC} = |V_p|$). C'est une des conséquences de l'augmentation de l'impédance du bulk (à haute fréquence et basse puissance). Le bulk n'oscille plus alors d'une gaine vers l'autre mais se contracte et se dilate. La collecte des électrons se fait alors en même temps sur chacune des électrodes.

La comparaison de la mesure vectorielle de la puissance couplée avec la méthode soustractive montre qu'il est possible d'utiliser cette dernière technique en VHF. En dessous de la fréquence de résonance de l'impédance du système "réacteur+plasma" les deux variantes de la méthode fonctionnent (à tension ou courant constant). A des fréquences supérieures, on ne peut utiliser que la méthode à courant constant.

Un autre effet bénéfique de la VHF dans une boîte d'accord en L est l'augmentation de l'efficacité du couplage (70 – 90%) de la VHF due à la diminution de l'inductance L_{tune} et donc de sa résistance qui est responsable de l'essentiel des pertes en dehors du plasma. Cela ne serait peut-être pas le cas dans une décharge capacitive VHF grande surface traversée par des courants RF plus élevés.

Les sondes de mesures RF utilisées pour réaliser cette étude bien que mieux adaptées à la VHF que celles utilisées dans le passé à 13,56 MHz se sont révélées néanmoins délicates à mettre en œuvre. L'expérience acquise durant leur utilisation, l'étude de l'état de l'art dans ce domaine et la proximité d'experts en mesures électriques rapides a motivé la mise au point d'un nouveau capteur de mesure de courant-tension RF intéressant pour la recherche ou le contrôle de procédés dans l'industrie.

Développement d'un nouveau capteur de courant-tension

Le laboratoire LPTP, en plus de ses activités de recherche dans la physique des plasmas froids, dispose en son sein de deux équipes dédiées à la physique des plasmas chauds. L'une de ces équipes, dont le thème de recherche porte sur les plasmas magnétisés à haute densité d'énergie, est spécialisée dans l'étude des plasmas denses créés par des décharges électriques rapides. Cette équipe a développé au cours des années une expertise certaine dans la fabrication de capteurs adaptés à la mesure de courants intenses (de plusieurs centaines de kA) et de tensions élevées (de l'ordre de quelques centaines kV) pendant des temps courts de quelques ns à 1 ms.

Certaines de ces techniques se sont révélées applicables à nos conditions d'excitation RF malgré les différences d'amplitudes mises en jeu.

Ce capteur, qui peut accomplir des mesures *in situ* en particulier pour le courant RF, est une réponse possible aux problèmes métrologiques RF se posant face à l'augmentation de la fréquence d'excitation et de la puissance¹ RF utilisées dans les procédés plasma de gravure ou de dépôt. Ce capteur a fait également l'objet d'un dépôt de brevet (cf. an-

¹L'augmentation de puissance RF découle de l'augmentation de la taille des réacteurs industriels.

nexe C, p. 245). Comme, ce dernier a été mis au point à la fin de la thèse, il n'a pu être utilisé pour compléter les mesures qui ont été présentées. Un prototype de sonde a cependant été construit et a été décrit à la fin du second chapitre. Une autre potentialité prometteuse du capteur est la possibilité de mesurer de réaliser des mesures RF in-situ au niveau de l'électrode RF comme illustré par les autres exemples d'implantations possibles de ces capteurs.

La sonde plasma à transmission

Un nouveau type de sonde à onde de surface a donc été développé. Ce diagnostic permet de déterminer plus directement la densité électronique que dans le cas de la Plasma Absorption Probe. L'utilisation d'une PAP repose sur un modèle complexe, décrit dans les références [173–176], basé sur la connaissance des relations de dispersion des ondes de surface. Ce modèle dépend donc des dimensions de la sonde et de la taille de la gaine. Un autre inconvénient de la PAP, inhérent à la mesure par réflexion, est qu'elle peut difficilement mesurer des basses densités électroniques ($< 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) à haute pression ($> 100 \text{ mtorr}$). Néanmoins la PAP est plus compacte que la PTP car elle utilise un seul câble coaxial.

La PTP est encore perfectible. Sa taille doit être réduite et sa tenue en température améliorée pour une utilisation dans des plasmas de dépôt ou de gravure. Cela nécessite le remplacement des câbles coaxiaux constitués de téflon (utilisables jusqu'à 200° C) par des câbles spéciaux de plus petit diamètre et résistants à des températures plus élevées. Ces câbles seraient insérés dans un capillaire en pyrex courbé servant à la fois de protection et de guide « inter-antenne » selon une configuration similaire de celle montrée sur la photographie de la figure 5.41.a. Une amélioration prévue est la mise au point d'une variante de PTP plane pouvant être intégrée dans une électrode. Cette version reposerait sur la propagation d'onde de surface dans une ligne radiale en bordure du plasma.

Les comparaisons entre les spectres calculés avec Femlab et mesurés laissent supposer qu'il n'y a pas d'excitation de modes angulaires d'ordre supérieur ($m \geq 0$). L'excitation de ces modes détériorerait la précision de la mesure. Seul un modèle 3D permettrait de conclure. En particulier, il serait possible d'étudier l'effet d'une dissymétrie de la sonde (mauvais alignement des antennes) et du plasma sur l'excitation de ces modes.

La comparaison avec d'autres diagnostics a permis de conclure que la densité mesurée est vraisemblablement la densité électronique en lisière de gaine. La modélisation a permis de dégager les différentes sources d'erreur affectant la mesure de la densité électronique.

Si l'on suppose, d'une part que l'onde de surface excitée est le mode angulaire $m = 0$, d'autre part que la fréquence seuil au-dessus de laquelle la puissance transmise augmente significativement, est égale à la fréquence de résonance $\frac{\omega_p}{\sqrt{2}}$, alors l'erreur absolue commise est probablement de l'ordre de 20 %.

Annexe A

Rappel sur l'incertitude de mesure des impédances et des puissances

Soit f est la fréquence d'excitation de la source de tension ou de courant sinusoïdale radiofréquence utilisée pour générer le plasma. Comme l'impédance électrique du plasma est non linéaire le plasma génère des harmoniques aux fréquences $2f, 3f, 4f \dots$. Soient V_0 et I_0 respectivement l'amplitude de la composante fondamentale de tension et de courant. Les signaux de tensions et de courants à mesurer sont périodiques de la forme:

$$V_m(t) = \sum_{n=0}^{n_{max}} V_n \sin(2\pi(n-1)ft), \quad (\text{A.1})$$

$$I_m(t) = \sum_{n=0}^{n_{max}} I_n \sin(2\pi(n-1)ft + \varphi_n). \quad (\text{A.2})$$

V_n et I_n sont respectivement l'amplitude des harmoniques. En général on s'intéresse aux cinq premières harmoniques ($n_{max} = 5$) car les amplitudes diminuent lorsque l'ordre n de l'harmonique augmente.

Soit φ_n le déphasage en radians entre les composantes fondamentales sinusoïdales des signaux de courant et de tension. $\Delta\varphi_n$ est l'erreur absolue (en radians) de mesure de ce déphasage. La mesure des tensions et des courants permet de déterminer l'impédance du plasma et la puissance qui y est dissipée.

L'impédance à mesurer en notation complexe à la fréquence $(n+1)f$ est $Z_n = R_n + jX_n$. R_n et X_n sont respectivement la résistance et la réactance du plasma à la fréquence $(n+1)f$. La relation entre ces grandeurs et les grandeurs mesurées (V_n, I_n, f_n) sont données par les formules suivantes.

$$|Z_n| = \frac{V_n}{I_n} = \sqrt{R_n^2 + X_n^2} \quad (\text{A.3})$$

$$R_n = \frac{V_n}{I_n} \cos \varphi_n \quad (\text{A.4})$$

$$X_n = \frac{V_n}{I_n} \sin \varphi_n \quad (\text{A.5})$$

$$\tan \varphi_n = \frac{X_n}{R_n} \quad (\text{A.6})$$

La puissance dissipée P_n à la fréquence $(n + 1)f$ est :

$$P_n = \frac{1}{2} R_n I_n^2 = \frac{1}{2} V_n I_n \cos \varphi_n. \quad (\text{A.7})$$

La puissance totale dissipée est donc :

$$P_T = \sum_{n=0}^{n_{max}} P_n = \sum_{n=0}^{n_{max}} V_n I_n \cos \varphi_n. \quad (\text{A.8})$$

La puissance et la résistance sont proportionnelles à $\cos \varphi_n$ tandis que la réactance est proportionnelle à $\sin \varphi_n$. Les erreurs absolues dans la mesure de ces paramètres sont donc :

$$\frac{\Delta P_n}{P_n} = \frac{\Delta R_n}{R_n} = \frac{\Delta V_n}{V_n} + \frac{\Delta I_n}{I_n} + \tan \varphi_n \quad (\text{A.9})$$

$$\frac{\Delta X_n}{X_n} = \frac{\Delta V_n}{V_n} + \frac{\Delta I_n}{I_n} + \frac{\Delta \varphi_n}{\tan \varphi_n} \quad (\text{A.10})$$

avec $\frac{\Delta V_n}{V_n}$ et $\frac{\Delta I_n}{I_n}$ les erreurs relatives dans la mesure des amplitudes des tensions et des courants. Comme la mesure de ces dernières est généralement plus précise que la mesure du déphasage, on néglige l'incertitude de mesure des amplitudes devant celle du déphasage, et donc :

$$\frac{\Delta P_n}{P_n} = \frac{\Delta R_n}{R_n} \simeq \tan \varphi_n \Delta \varphi_n \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{\Delta X_n}{X_n} \simeq \frac{\Delta \varphi_n}{\tan \varphi_n} \quad (\text{A.12})$$

Or $\lim \tan \varphi_n = \pm \infty$ lorsque $\varphi_n \rightarrow \pm \frac{\pi}{2}$ donc pour une erreur $\Delta \varphi_n$ donnée l'incertitude de mesure de la puissance et de la résistance est élevée quand $\varphi_n \simeq \pm \frac{\pi}{2}$.¹ C'est le cas lorsque $|X_n| \gg R_n$ puisque $\tan \varphi_n = \frac{X_n}{R_n}$.

De même comme $\lim \frac{1}{\tan \varphi_n} = \pm \infty$ lorsque $\varphi_n \rightarrow 0$ ou π alors l'incertitude de mesure

¹Le courant et la tension sont alors en quadrature

de la réactance est élevée quand $\varphi_n \simeq 0$ ou π . Le courant et la tension à la fréquence sont alors en phase ou en opposition de phase. C'est le cas quand $R_n \gg |X_n|$ (par exemple en présence d'une résonance série).

Annexe B

Complément de théorie de la sonde plasma à transmission

B.1 L'approximation quasi-statique

Le plasma est considéré comme un diélectrique d'où :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{MF}), \quad (\text{B.1})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{MA}). \quad (\text{B.2})$$

Supposons que $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}, t) + \vec{E}_1(\vec{r}, t)$. \vec{E}_0 est un champ électrostatique tel que $\nabla \times \vec{E}_0 = \vec{0}$. \vec{E}_1 est le champ induit par les variations temporelles du champ magnétique selon l'équation de Maxwell-Faraday.

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}_1 = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{M-F}) \quad (\text{B.3})$$

L'équation de Maxwell-Ampère reste inchangée. Comme dans l'ouvrage de Feynman [192], on considère \vec{E}_1 comme une correction au cas électrostatique dû aux variations temporelles du champ magnétique. Quelle est l'importance de ce champ induit dans le champ électrique total? Avec L une dimension caractéristique du système, les équations précédentes deviennent :

$$\left\{ \begin{array}{l} (\text{MF}) \Rightarrow \frac{|\vec{E}_1|}{L} \sim \mu_0 |\vec{H}| \omega \\ (\text{MA}) \Rightarrow \frac{|\vec{H}|}{L} \sim \epsilon_0 |\epsilon_r| |\vec{E}| \omega \end{array} \right. \Rightarrow \frac{|\vec{E}_1|}{|\vec{E}|} \sim (2\pi)^2 |\epsilon_r| \left(\frac{L}{\lambda_0} \right)^2. \quad (\text{B.4})$$

Le champ induit \vec{E}_1 est négligeable devant \vec{E} lorsque :

$$\frac{|\vec{E}_1|}{|\vec{E}|} \ll 1 \Rightarrow (2\pi)^2 |\epsilon_r| \left(\frac{L}{\lambda_0}\right)^2 \ll 1. \quad (\text{B.5})$$

Une détermination plus rigoureuse de ce critère est donnée dans la référence [193, chap. 1].

Comme $\epsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ et si la dimension transverse b du guide est prise comme distance caractéristique du système alors la relation précédente devient

$$\gamma = \frac{b^2}{\frac{c^2}{\omega_p^2 - \omega^2}} \ll 1. \quad (\text{B.6})$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} \gamma \rightarrow \left(\frac{b}{\frac{c}{\omega_p}}\right)^2 & \text{lorsque } \omega \rightarrow 0 \\ \gamma \rightarrow \left(\frac{b}{\frac{c}{2\omega_p}}\right)^2 & \text{lorsque } \omega \rightarrow \omega_{res} \\ \gamma \rightarrow 0 & \text{lorsque } \omega \rightarrow \omega_p^- \end{array} \right.$$

On constate que le rapport entre la dimension transverse b et la longueur d'évanescence détermine l'applicabilité de l'approximation quasi-statique. Le rapport γ est égale à $\frac{b}{\frac{c}{\omega_p}}$ à basse fréquence. Il décroît pour tendre vers 0 à la fréquence plasma. b est de l'ordre du mm et la longueur d'évanescence est de l'ordre du cm. Pour $n_e = 1.10^{10} \text{ cm}^{-3}$ cette dernière est égale à $\frac{c}{\omega_p} \simeq 5,3 \text{ cm}$. Le rapport γ est donc toujours très petit devant 1. L'approximation quasi-statique est par conséquent valide.

B.2 Calcul des relations de dispersion

Les solutions générales de l'équation de Laplace 5.48 (cf. p. 187) en géométrie cylindrique sont de la forme :

$$R(r) = AI_m(kr) + BK_m(kr), \quad (\text{B.7})$$

avec A et B des constantes réelles.

Dans le système 1 (cœur métallique)

plasma ($r > b$)

$$R_p(r) = AI_m(kr) + BK_m(kr) \quad (\text{B.8})$$

diélectrique 1 ($a < r < b$)

$$R_1(r) = CI_m(kr) + DK_m(kr) \quad (\text{B.9})$$

Dans le système 2 (cœur diélectrique)

plasma ($r > b$)

$$R_p(r) = A'I_m(kr) + B'K_m(kr) \quad (\text{B.10})$$

diélectrique 1 ($a < r < b$)

$$R_1(r) = C'I_m(kr) + D'K_m(kr) \quad (\text{B.11})$$

diélectrique 2 ($r < a$)

$$R_2(r) = E'I_m(kr) + F'K_m(kr) \quad (\text{B.12})$$

Dans le premier cas, il y a quatre constantes réelles à déterminer, dans le second cas, il y en a six. Avant d'utiliser les conditions aux limites pour déterminer ces constantes, il est nécessaire de rappeler que :

$$\begin{cases} I_m(x) \rightarrow +\infty \\ K_m(x) \rightarrow 0 \end{cases} \quad \text{lorsque } x \rightarrow +\infty, \quad (\text{B.13})$$

$$\begin{cases} I_m(x) \rightarrow 0 \\ K_m(x) \rightarrow +\infty \end{cases} \quad \text{lorsque } x \rightarrow 0. \quad (\text{B.14})$$

B.2.1 Conditions limites sur l'axe ($r = 0$) et à l'infini ($r \rightarrow +\infty$)

Dans les deux systèmes, la solution doit être finie et tendre vers 0 à l'infini dans le plasma, par conséquent $A = 0$ et $A' = 0$. Cette condition doit être vérifiée pour que l'onde soit évanescence radialement. Le potentiel électrique doit aussi être fini sur l'axe ($r = 0$) dans le second modèle donc $F' = 0$. Il n'y a donc plus que trois constantes à déterminer dans le premier système et quatre dans le second système. En appliquant la continuité de la composante tangentielle du champ électrique (\vec{E}_{\parallel}) et de la composante normale du vecteur déplacement (\vec{D}_{\perp}) aux interfaces, on aboutit aux systèmes d'équations B.15 et B.16. Ces équations donnent une relation entre les constantes sous forme d'équation algébrique¹.

¹Les constantes présentes sont données entre parenthèses.

$$\text{modèle 1} \begin{cases} \vec{E}_{\parallel,1}(r=a) = 0 & (C, D) \\ \vec{E}_{\parallel,1}(r=b) = \vec{E}_{\parallel,p}(r=b) & (B, C, D) \\ \vec{D}_{\perp,1}(r=b) = \vec{D}_{\perp,p}(r=b) & (B, C, D) \end{cases} \quad (\text{B.15})$$

$$\text{modèle 2} \begin{cases} \vec{E}_{\parallel,2}(r=a) = \vec{E}_{\parallel,1}(r=a) & (C', D', E') \\ \vec{E}_{\parallel,1}(r=b) = \vec{E}_{\parallel,p}(r=b) & (B', C', D') \\ \vec{D}_{\perp,1}(r=b) = \vec{D}_{\perp,p}(r=b) & (B', C', D') \\ \vec{D}_{\perp,2}(r=a) = \vec{D}_{\perp,1}(r=a) & (C', D', E') \end{cases} \quad (\text{B.16})$$

En combinant les différentes relations on peut exprimer les constantes en fonction d'une seule par exemple B dans le système 1 et B' dans le système 2. Il manque une équation (ou une condition) pour fermer les systèmes d'équations.

R a la dimension d'un potentiel, soit φ_0 le potentiel en $r=b$ dans les deux systèmes, par conséquent : $B = B' = \frac{\phi_0}{K_m(kb)}$. Toutes les constantes sont exprimables en fonction de ϕ_0 pour les deux modèles. On peut aussi éliminer toutes les constantes et obtenir une relation explicite entre ω et k dans chacun des systèmes. Il s'agit évidemment des relations de dispersion recherchées.

B.2.2 Conditions limites en $r = a$

Dans le premier système, la composante tangentielle du champ électrique (\vec{E}_{\parallel}) doit être nulle sur le conducteur en $r = a$. Dans le second système elle doit être continue.

$$\vec{E}_{\parallel} = - \left(0, \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \theta}, \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \quad (\text{B.17})$$

$$= \left(0, jm \frac{1}{r} \phi, jk \phi \right) \quad (\text{B.18})$$

$$\vec{E}_{\parallel,1}(r=a) = 0 \Rightarrow \left(0, jm \frac{1}{a} \phi_1(a), jk \phi_1(a) \right) = (0, 0, 0) \quad (\text{B.19})$$

$$\Rightarrow \phi_1(a) = 0$$

$$\Rightarrow R_1(a) = 0$$

$$\Rightarrow CI_m(ka) + DK_m(ka) = 0$$

$$\Rightarrow D = -C \frac{I_m(ka)}{K_m(ka)} \quad (\text{B.20})$$

Avec le cœur conducteur, la solution dans le diélectrique 1 est donc de la forme :

$$R_1(r) = C (K_m(ka)I_m(kr) - I_m(ka)K_m(kr)). \quad (\text{B.21})$$

$$\begin{aligned}
\vec{E}_{\parallel,2}(r=a) &= \vec{E}_{\parallel,1}(r=a) & (B.22) \\
\Rightarrow \left(0, jm\frac{1}{a}\phi_2(a), jk\phi_2(a)\right) &= \left(0, jm\frac{1}{a}\phi_1(a), jk\phi_1(a)\right) \\
\Rightarrow \phi_2(a) &= \phi_1(a) \\
\Rightarrow R_2(a) &= R_1(a) \\
\Rightarrow E'I_m(ka) &= C'I_m(ka) + D'K_m(ka) & (B.23)
\end{aligned}$$

Cela revient à appliquer la continuité du potentiel électrique.

B.2.3 Conditions limites à l'interface entre le diélectrique 1 et le plasma ($r = b$)

La composante tangentielle du champ électrique (\vec{E}_{\parallel}) doit être continue, comme précédemment cela revient à appliquer la continuité du potentiel électrique.

$$\begin{aligned}
\vec{E}_{\parallel,1}(r=b) &= \vec{E}_{\parallel,p}(r=b) & (B.24) \\
\Rightarrow \phi_1(b) &= \phi_p(b) \\
\Rightarrow R_1(b) &= R_p(b) \\
\Rightarrow \begin{cases} C'I_m(kb) + D'K_m(kb) &= B'K_m(kb) \\ C(K_m(ka)I_m(kb) - I_m(ka)K_m(kb)) &= BK_m(kb) \end{cases} & (B.25)
\end{aligned}$$

La composante normale du vecteur déplacement (\vec{D}_{\perp}) doit être continue à l'interface plasma-diélectrique 1 dans les deux systèmes. Elle doit aussi être continue à l'interface entre les deux diélectriques dans le deuxième système.

$$\vec{D}_{\perp} = \epsilon_0\epsilon_r\vec{E}_{\perp} \quad (B.26)$$

$$= -\left(\epsilon_0\epsilon_r\frac{\partial\phi}{\partial r}, 0, 0\right) \quad (B.27)$$

$$= -\left(\epsilon_0\epsilon_r\frac{\partial R}{\partial r}e^{j(\omega t - kz - m\theta)}, 0, 0\right) \quad (B.28)$$

ϵ_r est la constante diélectrique relative du milieu considéré.

$$\begin{aligned}
\vec{D}_{\perp,1}(r=b) &= \vec{D}_{\perp,p}(r=b) & (B.29) \\
\Rightarrow \epsilon_1\frac{\partial\phi_1}{\partial r}\Big|_{r=b} &= \epsilon_p\frac{\partial\phi_p}{\partial r}\Big|_{r=b} \\
\Rightarrow \epsilon_1\frac{\partial R_1}{\partial r}\Big|_{r=b} &= \epsilon_p\frac{\partial R_p}{\partial r}\Big|_{r=b} \\
\Rightarrow \begin{cases} \epsilon_1(C'I'_m(kb) + D'K'_m(kb)) &= \epsilon_p B'K'_m(kb) \\ \epsilon_1 C(K_m(ka)I'_m(kb) - I_m(ka)K'_m(kb)) &= \epsilon_p B K'_m(kb) \end{cases} & (B.30)
\end{aligned}$$

I'_m et K'_m sont les dérivés des première et seconde fonctions modifiées de Bessel par rapport à r : $I'_m(kr) = \frac{dI_m(kr)}{dr} = k \frac{dI_m(u)}{du}$ et $K'_m(kr) = k \frac{dK_m(u)}{du}$.

$\frac{dI_m(u)}{du}$ et $\frac{dK_m(u)}{du}$ sont calculés aisément à l'aide des formules suivantes [84, p. 881] :

$$\frac{dI_m(u)}{du} = \frac{m}{u} I_m(u) + I_{m+1}(u), \quad (\text{B.31})$$

$$\frac{dK_m(u)}{du} = \frac{m}{u} K_m(u) - K_{m+1}(u). \quad (\text{B.32})$$

En prenant le rapport des deuxièmes équations des systèmes B.25 et B.30, on trouve une relation entre ω et k , c'est la relation de dispersion pour le modèle 1.

$$\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \frac{1}{\epsilon_1} = \frac{K_m(kb)}{K'_m(kb)} \cdot \frac{K_m(ka)I'_m(kb) - I_m(ka)K'_m(kb)}{K_m(ka)I_m(kb) - I_m(ka)K_m(kb)} \quad (\text{B.33})$$

$$\vec{D}_{\perp,2}(r=a) = \vec{D}_{\perp,1}(r=a) \quad (\text{B.34})$$

$$\Rightarrow \epsilon_2 \left. \frac{\partial \phi_2}{\partial r} \right|_{r=a} = \epsilon_1 \left. \frac{\partial \phi_1}{\partial r} \right|_{r=a}$$

$$\Rightarrow \epsilon_2 \left. \frac{\partial R_2}{\partial r} \right|_{r=a} = \epsilon_1 \left. \frac{\partial R_1}{\partial r} \right|_{r=a}$$

$$\Rightarrow \epsilon_2 E' I'_m(ka) = \epsilon_1 (C' I'_m(ka) + D' K'_m(ka)) \quad (\text{B.35})$$

A partir des équations B.23 et B.35 on en déduit :

$$C' \left(1 - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \right) = D' \left(\frac{\epsilon_1 K'_m(ka)}{\epsilon_2 I'_m(ka)} - \frac{K_m(ka)}{I_m(ka)} \right) \quad (\text{B.36})$$

A partir des premières équations des systèmes B.25 et B.30, on trouve :

$$C' \left(\epsilon_p \frac{I_m(kb)}{K_m(kb)} - \epsilon_1 \frac{I'_m(kb)}{K'_m(kb)} \right) = D' (\epsilon_1 - \epsilon_p) \quad (\text{B.37})$$

On peut donc éliminer C et D en faisant le rapport des deux dernières équations obtenues. En réarrangeant les termes, on trouve de nouveau une relation de dispersion².

$$\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \frac{1}{\epsilon_1} = \frac{K_m(kb)}{K'_m(kb)} \cdot \frac{f(ka)I'_m(kb) + g(ka)K'_m(kb)}{f(ka)I_m(kb) + g(ka)K_m(kb)} \quad (\text{B.38})$$

²La seconde relation de dispersion est presque identique à la première, sauf que $K_m(ka)$ et $I_m(ka)$ sont remplacés respectivement par $f(ka)$ et $-g(ka)$.

Avec :

$$\begin{aligned} f(ka) &= \epsilon_1 K'_m(ka) I_m(ka) - \epsilon_2 K_m(ka) I'_m(ka) \\ g(ka) &= (\epsilon_2 - \epsilon_1) I'_m(ka) I_m(ka) \end{aligned} \quad (\text{B.39})$$

B.3 Calcul du potentiel et du champ électrique

Le potentiel ϕ est de la forme : $\phi(r, z, \theta, t) = R(r)e^{j(\omega t - kz - m\theta)}$. Soit ϕ_0 le potentiel en $r = b$. Le champ électrique est donné par la relation :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi \quad (\text{B.40})$$

$$= -\left(\frac{\partial\phi}{\partial r}, \frac{1}{r}\frac{\partial\phi}{\partial\theta}, \frac{\partial\phi}{\partial z}\right) \quad (\text{B.41})$$

$$= \left(-\frac{\partial R}{\partial r}, jm\frac{1}{r}R, jkR\right) \cdot e^{j(\omega t - kz - m\theta)} \quad (\text{B.42})$$

Les différentes relations entre les constantes obtenues précédemment nous permettent de les exprimer toutes en fonction de ϕ_0 , k , a et b . On peut donc en déduire le potentiel ou le champ électrique.

Dans le système 1 (cœur métallique)

plasma ($r > b$)

$$R_p(r) = \frac{\phi_0}{K_m(kb)} K_m(kr) \quad (\text{B.43})$$

$$\frac{\partial R_p(r)}{\partial r} = \frac{m}{r} R_p(r) - \frac{\phi_0 k}{K_m(kb)} K_{m+1}(kr) \quad (\text{B.44})$$

diélectrique 1 ($a < r < b$)

$$R_1(r) = \frac{\phi_0}{K_m(ka)I_m(kb) - I_m(ka)K_m(kb)} (K_m(ka)I_m(kr) - I_m(ka)K_m(kr)) \quad (\text{B.45})$$

$$R_1(r) = \frac{m}{r} R_1(r) + \phi_0 k \frac{K_m(ka)I_{m+1}(kr) + I_m(ka)K_{m+1}(kr)}{K_m(ka)I_m(kb) - I_m(ka)K_m(kb)} \quad (\text{B.46})$$

Dans le système 2 (cœur diélectrique)

plasma ($r > b$)

$$R_p(r) = \frac{\phi_0}{K_m(kb)} K_m(kr) \quad (\text{B.47})$$

$$\frac{\partial R_p(r)}{\partial r} = \frac{m}{r} R_p(r) - \frac{\phi_0 k}{K_m(kb)} K_{m+1}(kr) \quad (\text{B.48})$$

diélectrique 1 ($a < r < b$)

$$R_1(r) = \frac{\phi_0}{\mathcal{X}I_m(kb) + K_m(kb)} (\mathcal{X}I_m(kr) + K_m(kr)) \quad (\text{B.49})$$

$$\frac{\partial R_1(r)}{\partial r} = \frac{m}{r} R_1(r) + \frac{\phi_0 k}{\mathcal{X}I_m(kb) + K_m(kb)} (\mathcal{X}I_{m+1}(kr) - K_{m+1}(kr)) \quad (\text{B.50})$$

Avec :

$$\mathcal{X} = \frac{1}{\epsilon_2 - \epsilon_1} \left(\epsilon_1 \frac{K'_m(ka)}{I'_m(ka)} - \epsilon_2 \frac{K_m(ka)}{I_m(ka)} \right) \quad (\text{B.51})$$

diélectrique 2 ($r < a$)

$$R_2(r) = \frac{\phi_0 \left(\mathcal{X} + \frac{K_m(ka)}{I_m(ka)} \right)}{\mathcal{X}I_m(kb) + K_m(kb)} I_m(kr) \quad (\text{B.52})$$

$$\frac{\partial R_2(r)}{\partial r} = \frac{m}{r} R_2(r) + \frac{\phi_0 k \left(\mathcal{X} + \frac{K_m(ka)}{I_m(ka)} \right)}{\mathcal{X}I_m(kb) + K_m(kb)} I_{m+1}(kr) \quad (\text{B.53})$$

B.4 Modélisation en ligne de transmission

Les ondes de surface excitées par la sonde sont de type TM. Selon la théorie des lignes de transmission [84, 132], seule une ligne de transmission transportant un mode TEM peut être rigoureusement décrite à l'aide d'un modèle constitué de circuits électriques distribués. Néanmoins, et dans un but didactique, Ramo [183] et Trivelpiece [170, 180] proposent des modèles équivalents de ligne de transmission pour décrire la propagation de modes qui ne sont pas TEM.

Le modèle de ligne de transmission équivalent à la portion de guide à onde de surface entre les antennes est montré sur la figure B.1. Il s'inspire de ceux proposés par Trivelpiece pour décrire la propagation des ondes de surface le long d'une colonne de plasma (cf. réf. précédentes). Le plasma est supposé non dissipatif. Le modèle est alors constitué de condensateurs et d'inductances parfaites.

La réponse d'un bloc d'électrons du plasma à un champ sinusoïdal appliqué peut être modélisée par une inductance (cf. chap. 5, p. 171). Le champ accélère ou freine les électrons. Mais à cause de leur inertie due à leur masse, la variation sinusoïdale de courant d'électrons est en retard sur celle du champ électrique. Le courant électrique résultant (courant de conduction), égal à l'opposé du courant électronique, est donc en avance sur le champ appliqué comme dans une self. Soit L_p l'inductance modélisant la réponse des électrons au champ électrique radial entre deux points A et B du plasma.

Le mouvement oscillant des électrons due au champ électrique radial a pour effet de modifier la densité électronique en A et B. Pendant que des charges s'accumulent en A, des

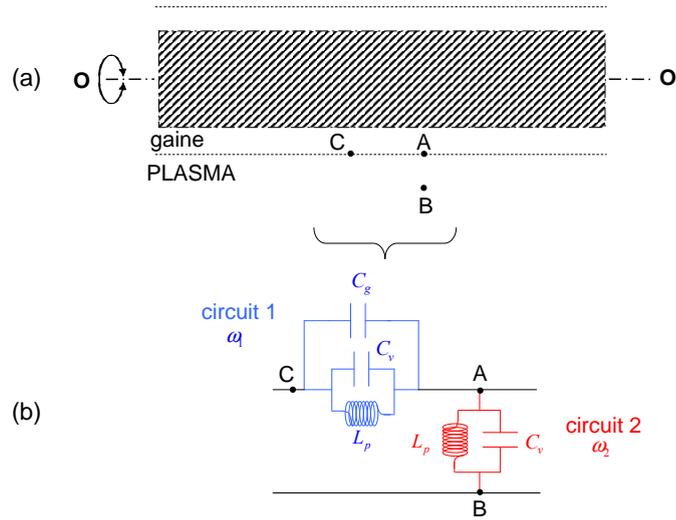


FIG. B.1 – Circuit électrique équivalent (b) à une portion de guide à onde de surface (a) entre les deux antennes de la PTP.

charges partent de B et vice-versa. Ce phénomène de déplacement de charges se modélise par un courant dit de déplacement qui dépend de la distance entre A et B ainsi que de la constante diélectrique du vide. Ce courant est en retard sur la différence de potentiel entre A et B. Cette réponse se modélise alors par une capacité. Soit C_v la capacité du vide entre A et B.

Ce condensateur est en parallèle avec l'inductance L_p des électrons du plasma et forme un circuit parallèle LC (cf. circuit 2 en rouge sur la fig. B.1.b) qui résonne à la fréquence ω_2 égale à la fréquence plasma $\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_p C_v}} = \omega_p$ [5, p. 330].

Entre des points A et C situés à l'interface plasma-gaine, le modèle électrique précédent est modifié par la présence de la gaine et du diélectrique. Au circuit parallèle LC précédent s'ajoute en parallèle un condensateur C_g due à la gaine. Les condensateurs C_v et C_g en parallèle sont équivalents à un unique condensateur de capacité égale à $C_{g,v} = C_g + C_v$. Le nouveau circuit est encore un circuit parallèle LC (cf. circuit 1 en bleu sur la fig. B.1) mais dont la fréquence de résonance est abaissée. Celle-ci, ω_1 , est égale à la fréquence de résonance de l'onde de surface d'un plasma en contact avec du vide $\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_p(C_v+C_g)}} = \frac{\omega_p}{\sqrt{2}}$.

Le circuit 1 (en série sur la ligne) et le circuit 2 (en parallèle) reliés en A modélisent respectivement la réponse du plasma aux composantes radiale et axiale (selon OO') du champ électrique de l'onde de surface.

La propagation d'énergie le long de la ligne de transmission a lieu par transfert de courant électrique de proche en proche d'une inductance vers un condensateur et vice-versa. Une condition nécessaire et suffisante pour qu'il y ait propagation est que le circuit en parallèle sur la ligne et celui en série soient de nature différente. En d'autres termes il faut que l'un soit inductif et que l'autre soit capacitif. A titre de comparaison, le modèle électrique équivalent d'une ligne de transmission coaxiale parfaite est donné sur la figure

5.11 (cf. p. 191). Cette dernière propage une onde électromagnétique quelque soit sa fréquence car les circuits en série et en parallèle sur la ligne ne changent pas de nature avec la fréquence. Ils restent respectivement inductif et capacitif.

Mais si une des deux branches possède une résonance alors la gamme de fréquence que la ligne peut transporter se restreint. Dans le cas de la ligne de transmission à onde de surface le tableau B.1 récapitule la nature des deux branches de circuits en fonction de la fréquence.

fréquence de l'onde	0	ω_1		ω_2	$+\infty$
nature du circuit 1 (série)	inductif	résonant	capacitif	capacitif	capacitif
nature du circuit 2 (parallèle)	inductif	inductif	inductif	résonant	capacitif
propagatif?	non	non	oui	non	non

TAB. B.1 – Nature selon la fréquence des circuits en série et en parallèle

On constate que l'onde de surface se propage uniquement dans la gamme de fréquence comprise entre ω_1 et ω_2 car c'est la seule gamme pour laquelle les circuits sont de nature différente. Le circuit en série est capacitif tandis que le circuit en parallèle est inductif.

La figure B.2 tirée de la référence [183] donne les relations de dispersion de la ligne de transmission constituée de circuits LC parallèles résonnants aux fréquences ω_1 et ω_2 . Deux cas se présentent selon que $\omega_1 > \omega_2$ ou $\omega_1 < \omega_2$. On retrouve la relation de dispersion de la PTP (onde régressive) dans le second cas.

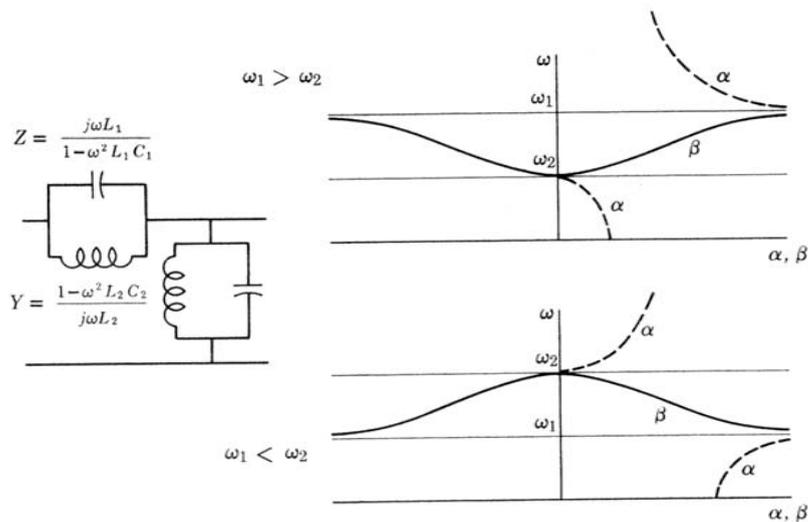


FIG. B.2 – Relations de dispersion pour une ligne de transmission constituée de résonateurs LC parallèle [183] : dans le cas de la PTP, $\omega_1 < \omega_2$ avec $\omega_1 = \omega_p/\sqrt{2}$ et $\omega_2 = \omega_p$.

La sonde plasma à transmission repose sur la mesure de la fréquence minimum de transmission de l'onde de surface qui est donc la fréquence de résonance ω_1 du circuit en série. A cette fréquence le courant circulant dans le condensateur $C_{g,v}$ est en opposition

de phase avec celui dans l'inductance L_p . Le courant totale qui rentre ou sort dans cette branche de circuit est alors nulle, bloquant³ ainsi la propagation de l'énergie.

Un modèle similaire peut être construit pour le guide d'onde du système 1.

³Un tel circuit résonant est appelé *circuit bouchon*.

Annexe C

Publications

A novel technique for plasma density measurement using surface-wave transmission spectra

S Dine, J-P Booth¹, G A Curley, C S Corr, J Jolly and J Guillon

Laboratoire de Physique et Technologie des Plasmas, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau, France

E-mail: booth@lptp.polytechnique.fr

Received 24 June 2005, in final form 12 October 2005

Published 9 November 2005

Online at stacks.iop.org/PSST/14/777

Abstract

A technique for the measurement of the absolute electron density in low-pressure plasmas using microwaves is described. It is based on observing the propagation of electromagnetic surface waves (SW) at a plasma-sheath boundary, guided by a dielectric cylinder immersed in the plasma. The transmission spectrum is measured between two antennas situated at either end of the dielectric cylinder and connected to a network analyser. Analytical theory based on the Trivelpiece–Gould work (Trivelpiece and Gould 1959 *J. Appl. Phys.* **30** 1784, Trivelpiece 1967 *Slow-Wave Propagation in Plasma Waveguides*) indicates that the lowest frequency at which the SW can propagate is equal to $1/\sqrt{2}$ of the plasma frequency, which is directly related to the electron number density at the plasma-sheath boundary. We call this probe the plasma transmission probe (PTP) in contrast to the plasma absorption probe proposed by Sugai and co-workers (Kokura *et al* 1999 *Japan. J. Appl. Phys.* **38** 5262). The PTP is promising for the measurement of low densities ($\geq 10^9$ cm⁻³) at relatively high gas pressure (≤ 1 Torr). An axi-symmetric finite element model of the probe is presented and used to calculate transmission spectra. Experimental spectra measured in a radio-frequency capacitively coupled discharge in argon at various plasma densities and pressures (40–750 mTorr) are presented and compared with the calculated ones. Plasma densities derived from the transmission spectra were compared with those obtained with a Langmuir probe. The PTP was also compared with a microwave 1/4-wave resonator ('hairpin probe') at low pressure (5–45 mTorr) in an ICP discharge in argon. The densities determined by the PTP were found to be lower by a factor of 0.5–0.7 compared with those obtained with a Langmuir and a hairpin probe. We believe this can be attributed to the pre-sheath plasma density gradient, as the PTP determines the sheath edge electron density, not the bulk value.

(Some figures in this article are in colour only in the electronic version)

1. Introduction

Reactive plasmas are routinely used for materials processing, especially in etching and deposition applications. The

electron density is a fundamental parameter of these plasmas. The ion flux bombarding surfaces exposed to the plasma and the production rate of radical species are proportional to the electron density. The etching or deposition rates are therefore strongly dependent upon the electron density, the measurement of which is therefore useful for monitoring and

¹ Author to whom any correspondence should be addressed.

control purposes. Such processes are susceptible to various types of drifts and defects affecting long-term stability and repeatability. Drifts and abnormal events can be detected by monitoring the plasma density, allowing feedback adjustment of process control parameters such as power, gas pressure and flow rate. Various events such as end-points for etching or cleaning can also be detected from electron density variations.

Numerous methods have been proposed for measuring the electron density in research plasma reactors, but they are usually not suitable for use in industrial reactors. The oldest and most widely used is the Langmuir probe. In depositing, and even in many etching applications, insulating layers are deposited on surfaces exposed to the plasma, preventing Langmuir probes from drawing dc current when the probe is biased with a dc voltage. In order to overcome this, probes biased in various ways, such as stepped voltage [4] or RF burst [5], have been described. Other methods use a microwave resonator [6–8] the resonance frequency of which is affected by the plasma density.

Techniques based on the propagation of electromagnetic waves in plasmas have also been proposed. The most common example is microwave interferometry, where the refractive index of the plasma is measured with a wave at a frequency above the plasma frequency, allowing it to propagate freely. Some spatially localized measurement techniques have also been proposed [9], using a wave excited at the plasma frequency by the plasma oscillation method [10] or the wave cut-off method [11–13]. Electromagnetic waves below the plasma frequency have also been used. These waves are evanescent in the plasma, but surface waves (SW), which propagate near the plasma surface, can be excited [1, 2, 14]. These waves propagate at frequencies close to the SW resonance frequency ω_{sw} :

$$\omega_{res} = \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{1 + \epsilon_r}}, \quad (1)$$

where ϵ_r is the relative dielectric constant of the dielectric in contact with the plasma (in practice the plasma sheath, with $\epsilon_r = 1$) and ω_{pe} is the plasma frequency related directly to the electron density n_e by

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

Surface wave modes have been exploited as a diagnostic tool to measure the plasma density by interferometry using the entire plasma volume as the waveguide [1, 2, 15]. These spatially unresolved techniques are suitable for plasmas produced by SW and can be used in ‘dirty’ plasmas. Various plasma sources based on SW have been proposed [16, 17] and can generate large area high density plasmas [18]. They may also be responsible for some of the power deposition in VHF large area capacitive discharges [19].

A technique for measuring the local electronic density using a surface wave probe (SWP) or plasma absorption probe (PAP) was proposed by Sugai and co-workers [3]. The local absolute plasma density is determined from the resonant absorption of SW excited in a cavity comprising a radiating antenna inserted in a dielectric tube immersed in the plasma. The antenna is fed by a frequency-swept (300 MHz–3 GHz)

signal of ~ 1 mW delivered by a network analyser through a coaxial cable. The surface modes are resonantly excited at critical frequencies related both to the probe geometry and to the resonance frequency ω_{sw} of the surface wave propagating along the dielectric tube.

Typically a network analyser is used in the reflection mode, displaying the power reflection coefficient versus the frequency. A resonance occurs when an integral number of half wavelengths of the surface wave matches the cavity length. Sugai *et al* have derived the dispersion relation of the surface wave mode [1–3], giving a relationship between the absorption frequency and the plasma density, depending on the cavity dimensions and the dielectric constant of the tube. The method becomes less accurate as the electron density decreases because the power absorbed at resonance decreases. The accuracy also deteriorates with increasing gas pressure as the absorption peak becomes broadened. Early versions of the SWP were reliable only for the measurement of higher density plasmas ($n_e > 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) and at relatively low pressure (< 0.5 Torr). The technique has been applied to various reactive plasmas and plasma sources, has been shown to work when insulating film deposition occurs and does not release metallic impurities into the plasma. However, because the surface wave is guided by the plasma-sheath boundary, the cavity dimensions and therefore the cavity resonance frequency of the surface wave mode are a function of the sheath width.

Several improvements of both the probe construction and the theoretical analysis have been made, increasing the sensitivity of the technique to low density plasmas at higher pressure. Firstly, the dielectric tube surrounding the antenna was removed to expose the antenna to the plasma (instead covered by a thin insulating film) in order to decrease losses by reducing the area of the cavity in contact with the plasma, resulting in a more sensitive PAP version. Secondly, the theoretical analysis has been improved to correct for the sheath [20–23]. This correction is required mainly at low density when the sheath thickness is higher. Although the improved PAP can be used to measure relatively lower electron densities at higher gas pressures, it requires sophisticated theoretical analysis and elaborate data treatment. Using the electron temperature dependence of the sheath thickness, assumed to be twice the Debye length, this technique can also give an estimate of the electron temperature [22, 23], provided there is no RF modulation in the sheath.

In the following, we describe a new type of SWP used in transmission to measure the local absolute plasma density in a more straightforward way. It is based on observing the propagation of electromagnetic SW at the plasma-sheath boundary, guided by a dielectric cylinder immersed in the plasma. The transmission spectrum is measured between two antennas situated at either end of the dielectric cylinder and connected to a network analyser. The lowest frequency at which the SW can propagate is equal to the SW resonance frequency of a plasma in contact with vacuum, i.e. $1/\sqrt{2}$ of the plasma frequency. This latter frequency is directly related to the electron number density by the relation

$$n_e = 2.5 \times 10^{10} f_{res}^2, \quad (3)$$

where n_e is the plasma density in cm^{-3} and f_{res} ($\omega_{res}/2\pi$) the SW resonance frequency given in GHz.

We call this probe the plasma transmission probe (PTP) in contrast to the PAP.

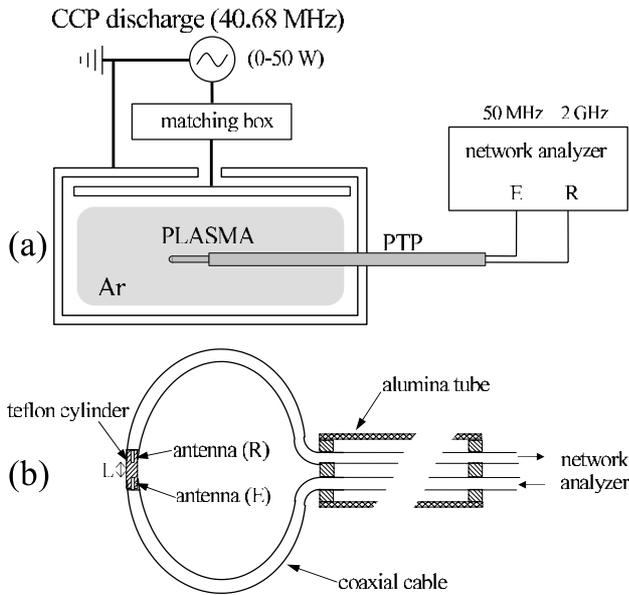


Figure 1. Schematics of (a) the first experimental set-up and (b) first PTP.

2. Experimental arrangements

Two plasma transmission probes were constructed and used in different reactors. Figure 1(a) shows a schematic drawing of the first experimental setup. Measurements were made in a circular parallel plate capacitive coupled discharge at 40.68 MHz in pure argon.

The RF electrode diameter was 12 cm with an inter-electrode distance of 3 cm. Argon gas was injected through a shower head in the upper electrode. The upper electrode is powered through a L-type matchbox by an RF generator composed of a wideband power amplifier (Amplifier Research 150A220) controlled by a signal generator (Marconi Instruments 2022D). The power delivered by the amplifier is measured by a directional wattmeter (Bird ThruLine model 43) inserted between the amplifier and the matchbox. The electron density was varied by adjusting the RF power. The argon pressure was varied from 40 to 750 mTorr. The PTP was inserted from the radial edge into the centre of the discharge in the mid-plane between the electrodes and connected to a network analyser (HP 8752C) used in the transmission mode. A schematic drawing of the PTP, seen from above, is shown in figure 1(b). The probe head (see figure 2) consists of a teflon (relative dielectric constant $\epsilon_r = 2.07$) cylinder of 1.67 mm diameter into which antennas of length $d = 1.4$ mm are inserted at either end. The teflon cylinder ensures the continuity of the plasma-sheath boundary from one antenna to the other, excluding the plasma.

These antennas (0.25 mm diameter) separated by a distance $L = 6$ mm are connected to the network analyser by two 50 Ω semi-rigid coaxial cables (RG-405/U, 2 mm outer diameter) whose inner conductors were used to make the antennas. A swept frequency RF signal (50 MHz–1.5 GHz) was applied to the emitting antenna (E) from the output port of the network analyser. The power delivered by the network analyser is up to 100 mW (~ 20 dBm). The second, receiving antenna (R) is connected to the input port of the network

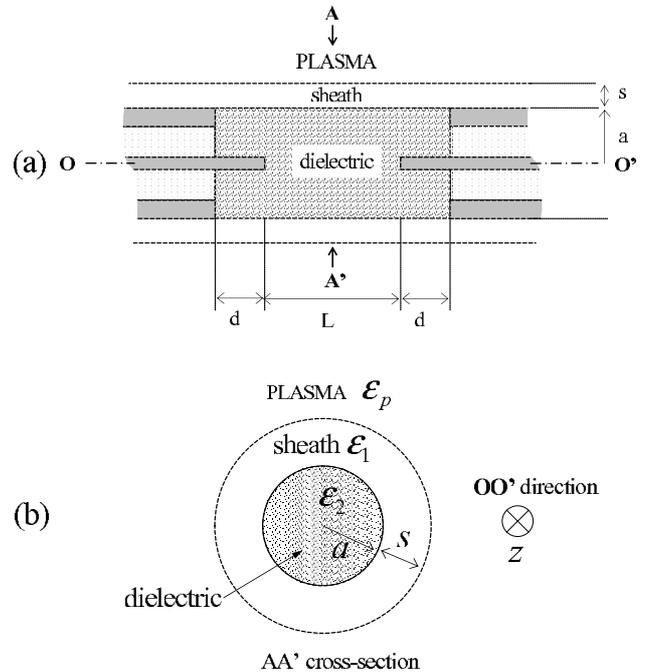


Figure 2. (a) Schematic of the PTP head and (b) the cross-section between antennas.

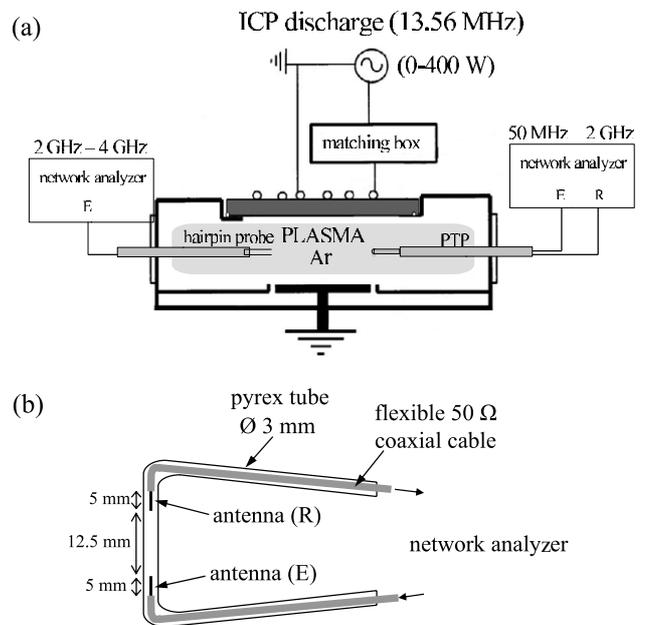


Figure 3. Schematics of (a) the second experimental set-up and (b) the second PTP.

analyser. The semi-rigid coaxial cables were bent to form a circle so that the plasma could surround the active probe, ensuring axial symmetry of the plasma around the probe head.

For comparison, the plasma density was subsequently measured at the discharge centre with a Langmuir probe at 100 mTorr pressure for various RF powers. The Langmuir probe (SmartProbe from Scientific Systems) was RF compensated at 40.68 MHz. The plasma density was derived from the electronic part of the I–V curve.

The second experimental arrangement is shown schematically in the figure 3(a). In this case, measurements were made

in a planar coil inductively coupled discharge at 13.56 MHz in pure argon. The gas pressure was varied from 5 to 40 mTorr. The inductive plasma is created in a cylindrical aluminium chamber (5.6 cm high, 30 cm diameter [24]). At the bottom of the reactor is a 25 cm diameter aluminium grounded electrode. At the top is a 1.5 cm thick alumina window, cooled by forced air. The plasma is excited with a three-turn flat copper coil in spiral placed on this window. RF power at 13.56 MHz up to 400 W is supplied via a classical L-type matching network. The power quoted is that which is indicated by the generator: no allowance was made for power loss in the cables or the matching network. A schematic of the PTP probe used in this case, seen from above, is shown in figure 3(b). The probe was inserted from the radial edge into the mid-plane between the coil and the grounded electrode. Due to the aggressive nature of our plasma (gas temperatures >500 K, chemical and ion etching) we made a probe in which the coaxial cables are fully protected by glass tubing. Both cables are flexible 50 Ω coaxial cables inserted in a 3 mm outer diameter bent pyrex tube. The probe head consists of a vacuum filled pyrex tube in which two antennas of length $d = 5$ mm (0.25 mm diameter) are inserted at each end, separated by a distance $L = 12.5$ mm. The transmission coefficient was measured using a network analyser as previously.

For comparison, the plasma density was measured simultaneously with a hairpin probe, similar to that used by Piejak *et al* [6]. The probes were inserted from different sides of the chamber with their heads situated at 5 cm from the discharge centre. The hairpin probe is based on the use of a quarter-wave transmission line resonator ('hairpin' resonator). A schematic is shown in figure 4(a). The transmission line used is a bifilar line whose cross-section is displayed in figure 4(b). Note that the figure is not drawn to scale ($a \ll h$). A short piece of tungsten wire ($2a = 0.125$ mm) is bent into a U shape, and its resonant frequency f_r is determined by attempting to couple microwave power to it by means of an induction loop supplied via a coaxial cable (2 mm diameter). The wires are separated by a distance $2h = 6$ mm and the line length is $l \simeq 2$ cm. The hairpin is attached to this tube and is electrically floating.

The resonant frequency is determined from the position of a negative peak in the reflectivity spectrum measured with a network analyser. For a perfect 1/4-wave resonator the resonant frequency is given by

$$f_r = \frac{c}{4l\sqrt{\epsilon}}, \quad (4)$$

where ϵ is the relative permittivity of whatever material is between the conducting wires. In the presence of plasma the permittivity decreases, causing an increase in the resonant frequency, directly related to the electron plasma frequency. Neglecting the effect of sheath presence ($s \ll h$), the plasma frequency $f_p = \omega_p/2\pi$ may be written as $f_p^2 = f_r^2 - f_0^2$ where f_0 is the resonant frequency in vacuum ($f_0 = c/4l$). The electron density can be written as

$$n_e = \frac{f_r^2 - f_0^2}{0.81} \times 10^{10}, \quad (5)$$

where frequency is in GHz and n_e is the plasma density in cm^{-3} . The plasma frequency corrected for the presence of a

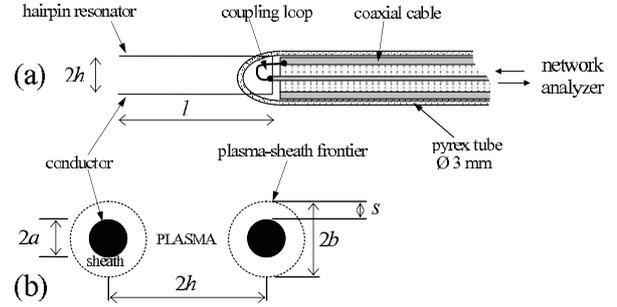


Figure 4. Schematics of (a) the hairpin probe and (a) cross-section of the bifilar line.

sheath ($s \sim h$) may be directly expressed as [6]

$$f_p^2 = \frac{f_r^2 - f_0^2}{1 - (f_0/f_r)^2 \Lambda}, \quad (6)$$

where $\Lambda = \ln(b/a)/\ln(2h/a)$ and $b = s + a$. The factor Λ is a function of the sheath thickness and thus of the plasma density as well. Assuming that there is no RF potential between the plasma and the probe surface, a dc sheath is then formed around the floating probe. The sheath thickness depends on the potential difference between the antenna and the plasma. The sheath surrounding the probe is treated as a vacuum layer ($\epsilon_r = 1$) whose thickness is proportional to the Debye length according to the collisionless Child–Langmuir law [25]. The sheath width, s , is known [26] to be several times the Debye length $\lambda_D = \epsilon_0 T_e / n_e e^2$:

$$s = \frac{2}{3} \left(\frac{2V_0}{T_e} \right)^{3/4} \lambda_D, \quad (7)$$

where V_0 is the voltage drop in the sheath and T_e the electronic temperature in eV. The voltage drop in the sheath is given by [26]

$$V_0 = \frac{T_e}{2} \ln \left(\frac{2m_i}{\pi m_e} \right), \quad (8)$$

where m_i is the ion mass (for an argon plasma $V_0/T_e \simeq 5.38$ and $s/\lambda_D \simeq 3.96$). Using the density dependency of sheath thickness given by equation (7), a correcting factor is derived to correct the effect of sheath presence. Let $n_{e,\text{no sheath}}$ be the plasma density calculated with formula (5) where the sheath effect is neglected. Ratios $n_e/n_{e,\text{no sheath}}$ and b/h are plotted versus the real plasma density n_e in figure 5. Sheath presence leads to the underestimation of the plasma density ($n_e/n_{e,\text{no sheath}} \geq 1$). There is no plasma between conductors in the hairpin resonator when $b/h = 1$ (see figure 4) at very low density.

3. Theory and modelling

A cross-section of the PTP head between the antennas is shown in figure 2(b). Kokura *et al* [3] have shown that SW propagating along the direction OO' can be guided by the plasma-sheath boundary. The relative permittivity of the plasma, the sheath and the dielectric core are, respectively, ϵ_p , ϵ_1 and ϵ_2 . Their wave analysis is based on a calculation of the dispersion relations and is similar to that of Trivelpiece and Gould [1, 2] who calculated the dispersion relations of

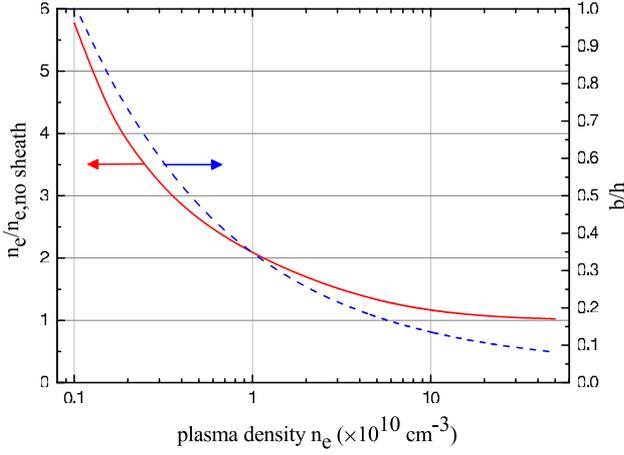


Figure 5. Correcting factor $n_e/n_{e, \text{no sheath}}$ and ratio b/h as a function of the real plasma density n_e for the measurements with the hairpin probe.

SW propagating in a plasma column enclosed in a dielectric tube (but in this case the plasma is outside the tube). For simplification, they used the electrostatic approximation and treated the plasma as an unlossy dielectric. The dispersion relation is given in [3] with very few details of the derivation and without justification of the assumptions, i.e. the electrostatic approximation and neglect of losses. According to authors the dispersion relation given in [3] is misprinted and a correction is given in [21]. Using the same assumptions we found that the relation given in the latter reference is still incorrect. Details of our derivation are given in the [appendix](#). The determined dispersion relation is

$$\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right) \frac{1}{\epsilon_1} = \frac{K_m(kb)}{K'_m(kb)} \cdot \frac{f(ka)I'_m(kb) + g(ka)K'_m(kb)}{f(ka)I_m(kb) + g(ka)K_m(kb)}, \quad (9)$$

where

$$f(ka) = \epsilon_1 K'_m(ka)I_m(ka) - \epsilon_2 K_m(ka)I'_m(ka),$$

$$g(ka) = (\epsilon_2 - \epsilon_1)I'_m(ka)I_m(ka).$$

$k = 2\pi/\lambda$ denotes the axial wavenumber. $b = s + a$ is the radius of the plasma-sheath frontier and m is the azimuthal mode number. K_m , I'_m and K'_m denote the first and the second kinds of modified Bessel functions and their derivatives with their argument. The above relation can be normalized and written as

$$\frac{\omega_m(k)}{\omega_p} = \frac{1}{\sqrt{1 - \epsilon_1 F_m(kb)}}, \quad (10)$$

where $F_m(kb)$ is the right-hand side of equation (9).

The probe surface is composed of a dielectric material. Assuming that there is no RF potential between the plasma and the probe surface, a dc sheath is then formed around the floating probe. The collisionless Child–Langmuir law [25] is used to derive the density dependency of the sheath thickness as given by equation (7).

The normalized dispersion relations of the first three azimuthal modes ($m = 0-2$) are plotted in the figure 6 for $\epsilon_2 = 1$ (vacuum) and $\epsilon_2 = 2$ (teflon). Curves are calculated

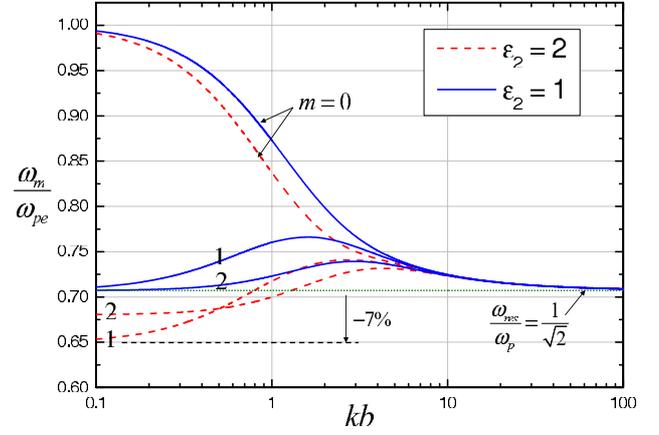


Figure 6. Normalized dispersion relations of the first three azimuthal SW modes (Ar, $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $s = 5 \text{ mm}$, $a = 1 \text{ mm}$) for $\epsilon_2 = 1$ (—) and $\epsilon_2 = 2$ (---).

for $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ in argon ($s \simeq 5 \text{ mm}$) using the dimensions of the first PTP ($a = 1 \text{ mm}$).

For $\epsilon_2 = 1$, waves are excited between $f_{pe}/\sqrt{2}$ and f_{pe} . Therefore, the transmitted power should increase abruptly for frequencies above $f_{pe}/\sqrt{2}$ and decrease above f_{pe} during the frequency swept. Note that the cavity resonance frequencies measured by the first version of the PAP [3] occur in the same frequency band and are a function of the plasma density, the sheath thickness and the cavity length. In contrast, the plasma–vacuum resonance frequency ($f_{res} = f_{pe}/\sqrt{2}$) is only a function of the plasma density.

For $\epsilon_2 = 2$ (teflon) waves, the resonance frequency for $m = 0$ is unchanged, but the higher order modes can propagate at frequencies slightly lower than $f_{pe}/\sqrt{2}$. Excitation of high order modes ($m > 0$) lead to an underestimation of plasma density. Using equation (3), the absolute measurement error of plasma density is $\Delta n_e/n_e = 2\Delta f_{res}/f_{res}$. A 7% underestimation of f_{res} would lead to a 14% underestimation of n_e . However in a well axi-symmetrical system, excitation of such modes is not expected.

In order to check the validity of the electrostatic approximation and to clarify the effect of pressure a numerical axi-symmetric 2D model of the probe was developed.

In this model the plasma is treated as a uniform lossy dielectric having a relative permittivity [19, 25]:

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - j\nu_{en})}, \quad (11)$$

where ω_{pe} is the plasma frequency. ν_{en} is the electron–neutral momentum transfer frequency proportional to the neutral gas density n_g ($\nu_{en} = Kn_g$), at room temperature (297 K) and for a perfect gas, $n_g = 3.25 \times 10^{19} P$, with P the gas pressure in mTorr and n_g in m^{-3} [25]. K is the electron–neutral elastic collision rate. Assuming a Maxwellian distribution of velocities for the electrons whose temperature is T_e . The collision rate K can be written as $K(T_e) = \sigma(T_e)\bar{v}_e$ with \bar{v}_e the mean electron velocity and σ the electron–neutral elastic collision rate. In the following we assume $T_e \simeq 3 \text{ eV}$ and taking for argon $\sigma \simeq 0.5 \times 10^{-19} \text{ m}^2$ [25]. The electron–neutral momentum transfer frequency can then be related to the pressure P in mTorr by the relation $\nu_{en} = 1.88 \times 10^6 P$.

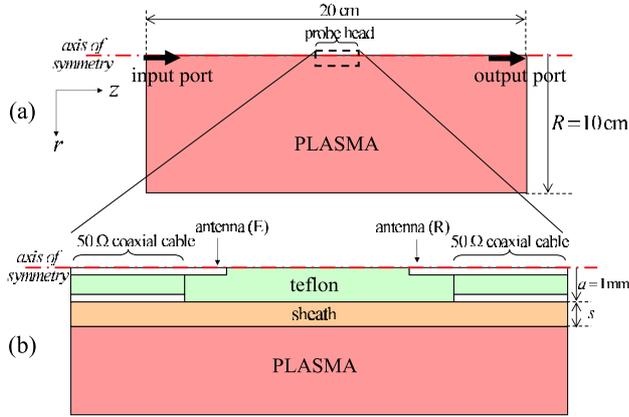


Figure 7. (a) Overall model geometry and (b) probe head close-up.

The antennas were connected to rectilinear $50\ \Omega$ coaxial cables (10 cm long). The overall model geometry is shown in figure 7(a). The boundary radius, R , is 10 cm. A close-up of the probe head is shown in figure 7(b). An incident TEM wave is injected at the input of the cable connected to the emitting antenna (E). The full set of Maxwell's equations is then solved numerically by the finite element method using a commercial software package (FEMLAB [27, 28]). The solution was assumed to be a transverse magnetic (TM) wave. The non-zero EM fields are H_φ (azimuthal magnetic field), E_z (axial electric field) and E_r (radial electric field). Due to the axial symmetry of the model, only the angular mode $m = 0$ is allowed. The transmission coefficient T of the incident wave was derived from the calculated magnetic field at the matched output of the cable connected to the receiving antenna (R). Note that the power transmission coefficient is equal to $|T|^2$. Conductors are assumed to be perfect and a matched boundary condition is used at the radial border, i.e. no power is reflected by the frontier. For $n_e = 10^{10}\ \text{cm}^{-3}$ the plasma frequency is $f_{pe} = 0.91\ \text{GHz}$ and the plasma–vacuum SW resonance frequency is $f_{res} = 0.64\ \text{GHz}$. The amplitudes of the three components of the EM field for $n_e = 10^{10}\ \text{cm}^{-3}$ at $f = 0.655\ \text{GHz}$ ($f_{res} < f < f_{pe}$) is shown in figure 8 for 20 dBm input power in an unlossy plasma ($v_{en} = 0\ \text{s}^{-1}$). The input parameters for the calculation are $s \simeq 5\ \text{mm}$ and the dimensions of the first PTP.

A TM ($m = 0$) surface wave mode excited, guided by the plasma–sheath boundary between antennas, is clearly identified. The wavelength λ at a given frequency ω can be derived from the field amplitudes. Thus, the dispersion relation calculated with the full set of Maxwell equations can be determined and compared with the analytical results using the electrostatic approximation. The comparison is shown in figure 9. Note that for wavelengths large compared with the distance L between antennas, a model without the receiving antenna and a longer teflon cylinder was used. A very good agreement is found between the analytical and numerical results. The dispersion relation (9) and the use of the quasi-static approximation both are therefore justified.

4. Experimental results

A typical transmission coefficient spectrum ($|T(f)|$) measured in the first experimental set-up is shown in figure 10, for

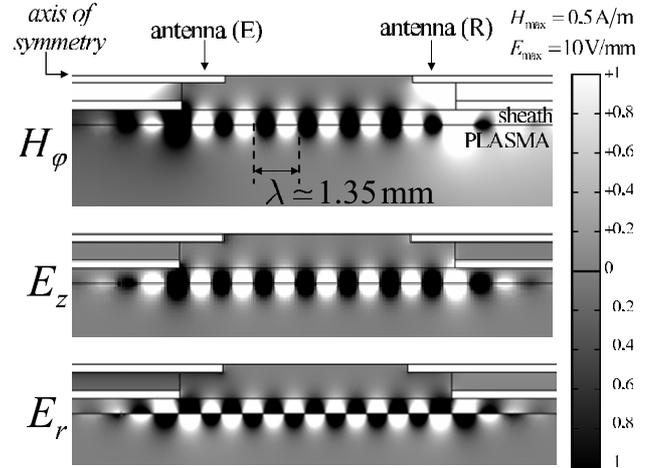


Figure 8. Amplitude of the EM fields (TM, $m = 0$) in an unlossy plasma for 20 dBm input power ($f = 0.655\ \text{GHz}$, $v_{en} = 0\ \text{s}^{-1}$, $n_e = 10^{10}\ \text{cm}^{-3}$, $s = 5\ \text{mm}$, $a = 1\ \text{mm}$).

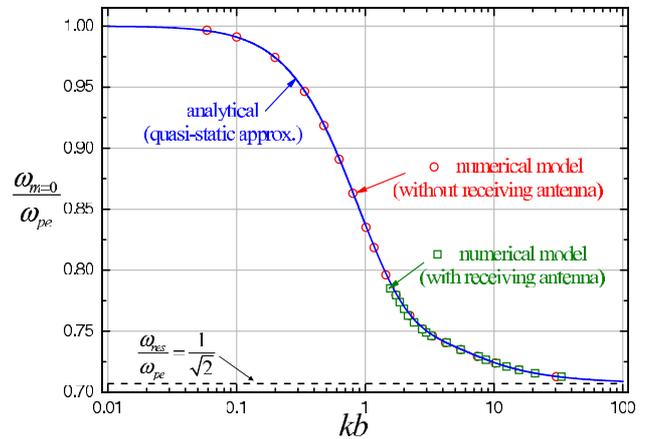


Figure 9. Numerical and analytical dispersion relation of the first ($m = 0$) azimuthal mode ($v_{en} = 0\ \text{s}^{-1}$, $n_e = 10^{10}\ \text{cm}^{-3}$, $s \simeq 5\ \text{mm}$, $a = 1\ \text{mm}$, $\epsilon_2 = 2$).

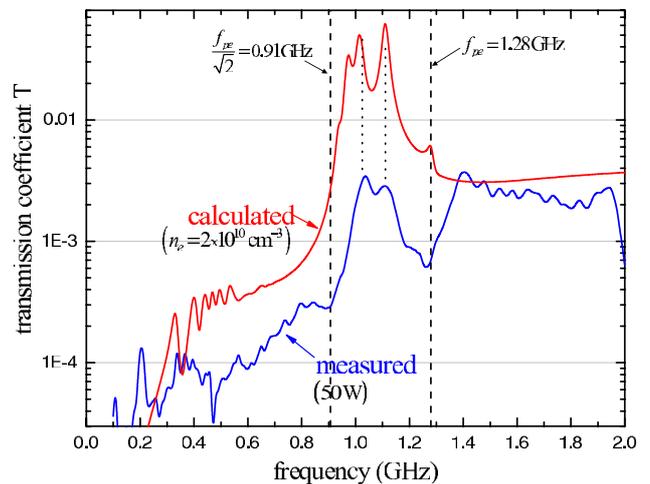


Figure 10. Comparison between the measured transmitted coefficient spectrum (50 W) and the calculated one ($n_e \simeq 2 \times 10^{10}\ \text{cm}^{-3}$) at 40 mTorr in argon.

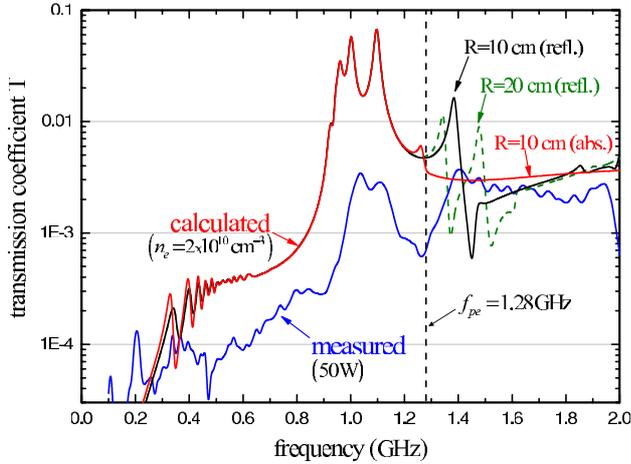


Figure 11. Effect of probe environment: modification of the model size, R , and the boundary conditions (absorbing or reflecting) at the model frontiers (Ar, 40 mTorr, $n_e \simeq 2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$).

an argon pressure of 40 mTorr and an RF power of 50 W. The spectrum is characterized by the presence of an intense peak between 0.9 and 1.3 GHz. The threshold frequency above which the transmitted microwave power significantly increases is assumed to be equal to the plasma–vacuum SW resonance frequency $f_{\text{res}} = f_{\text{pe}}/\sqrt{2}$. The plasma density is then derived ($n_e \simeq 2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) using formula (3). The transmission coefficient spectrum was calculated with the finite element model and is compared with the measured one in the same figure. Both frequencies $f_{\text{pe}} = 1.28 \text{ GHz}$ and $f_{\text{pe}}/\sqrt{2} = 0.91 \text{ GHz}$ are indicated in figure 10 with dashed vertical lines. Reasonable agreement is found despite some differences above the plasma frequency. Some secondary peaks stand out and can be attributed to the resonant excitation of SW when an integral number of half wavelengths matches the waveguide length (i.e. distance between the antennas, L , in the present case) as in the PAP.

The calculated transmission is higher than the measured one partly because the model does not take account of losses in the cables between the network analyser and the antennas. The transmission spectra calculated with different model radii R or boundary conditions (absorbing or reflecting) at the model radial boundary are shown in figure 11. The spectrum below the plasma frequency is not modified. The difference between the experimental and model spectra above the plasma frequency can be attributed to external factors in the probe environment which are difficult to model in axisymmetrical 2D geometry. In particular, the underestimation of the transmitted power above the plasma frequency can be attributed to the underestimation of the EM energy reflected by the plasma or reactor walls.

Figure 12(a) shows how the spectra change when the plasma density is increased by increasing the RF power in argon at 40 mTorr. The densities were derived by assuming that the frequency above which the transmitted power significantly increases is equal to $f_{\text{pe}}/\sqrt{2}$. The calculated transmission coefficient spectra shown in figure 12(b) were calculated at 40 mTorr using the above-determined densities. The measured and calculated spectra change in similar ways with the plasma density. The frequency threshold and the amplitude both increase with the plasma density.

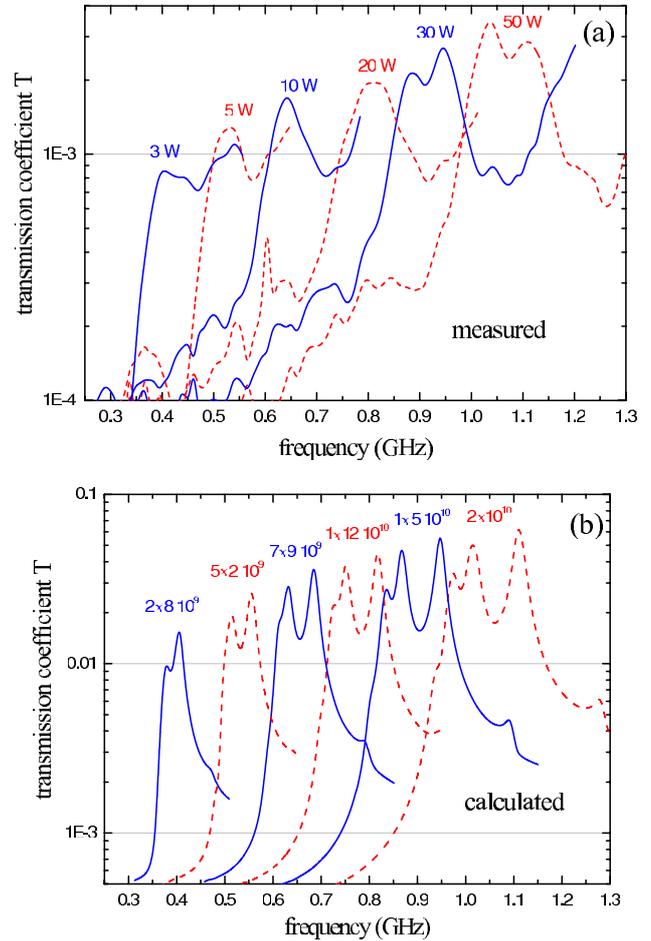


Figure 12. Plasma density (or RF power) dependence in argon 40 mTorr (a) measured and (b) calculated.

The pressure dependence (between 40 and 750 mTorr) of the transmitted power spectrum is shown in figure 13. The measured and calculated spectra are shown, respectively, in figures 13(a) and (b). The RF power delivered by the generator was slightly adjusted to maintain a constant plasma density ($n_e \simeq 2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$). The transmission coefficient decreases with increasing gas pressure. The peaks due to resonances are not discernible at higher gas pressures and lower density and cannot be used to derive the plasma density as in the PAP technique. The direct measurement of the plasma frequency becomes difficult at low density or high pressure, whereas the detection of f_{res} (the frequency at which transmission starts to occur) remains possible. The decrease of the transmission with decreasing electron density or with increasing gas pressure is due to the decrease of the plasma conductivity. This attenuation can be mitigated by increasing the emitted microwave power.

In principle, the measurement of either f_{pe} or f_{res} could be used to determine the plasma density. The determination of the sole plasma frequency with the PTP is similar to the wave cut-off method proposed by Kim and co-workers [11–13]. However, the wave cut-off method does not work well for low electron densities at high pressure ($> 100 \text{ mTorr}$). Above the plasma frequency the EM energy radiates in all directions in the entire reactor volume. The transmission spectra are affected by the surroundings, parasitic reflections and cavity resonances

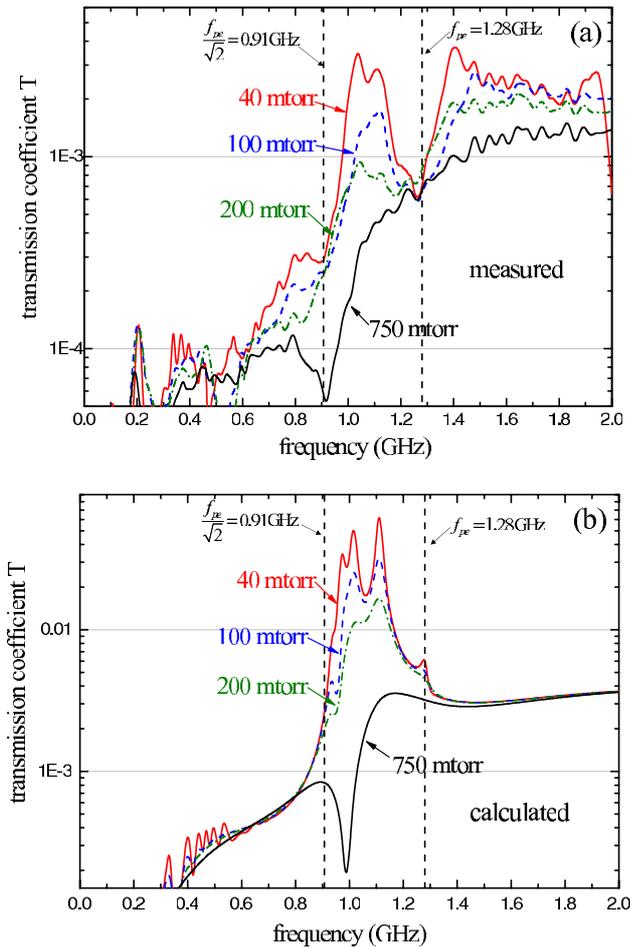


Figure 13. Pressure dependence (40–750 mTorr) of the transmission coefficient spectrum at constant plasma density in argon (a) measured (RF power ~ 50 W) and (b) calculated ($n_e = 2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$).

making it difficult to identify plasma frequency, particularly at high pressure when the transmitted signal is weak. In the PTP the EM energy of SW is guided by the plasma-sheath boundary. The transmission is less affected by the external environment and more efficiently transmitted from one antenna to the other leading to a somewhat simpler interpretation of the spectra.

A comparison of the plasma densities determined with the PTP and with the Langmuir probe in the first experimental setup, is shown in figure 14 at 100 mTorr in argon as a function of RF power. The densities measured with the PTP are lower than those determined by the Langmuir probe. The ratio of densities is roughly equal to 0.6.

A second comparison, at lower pressure, of the plasma densities determined with the PTP and the hairpin probe and the PTP versus RF power in the second experimental setup is shown in figure 15. Measurements were carried out in argon at 5 mTorr. The ratio of the measurements (n_{PTP}/n_{LP}) is shown in figure 15(b). In argon and at low density, the ratio increases strongly with decreasing density. However, when the sheath correction is applied to the hairpin results (see figure 5), the ratio becomes constant between 0.4 and 0.5.

A possible explanation of the discrepancy between the PTP and other probes (Langmuir probe and hairpin probe)

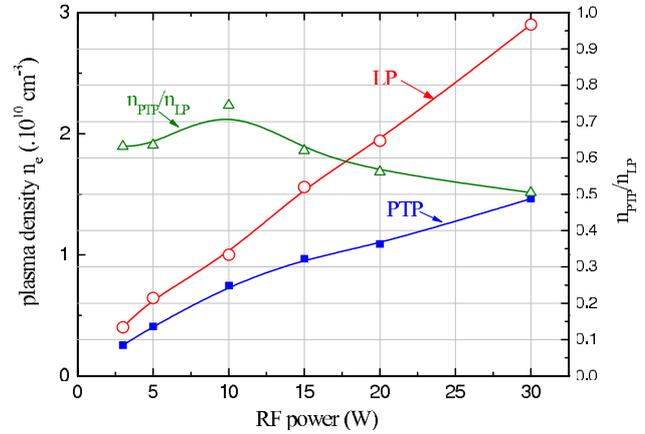


Figure 14. Comparison of low plasma densities measured with a Langmuir probe and a PTP versus RF power (Ar, 100 mTorr).

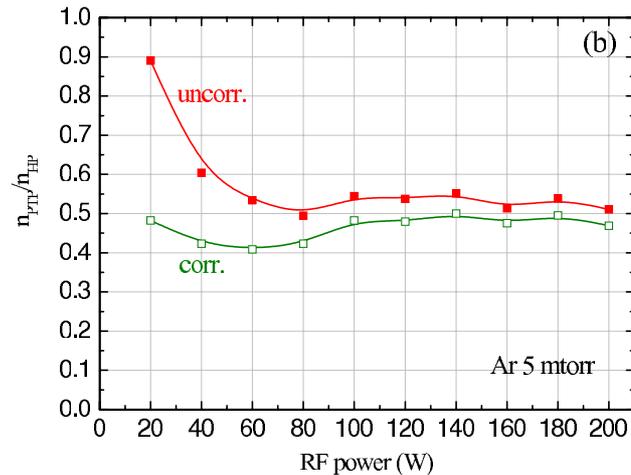
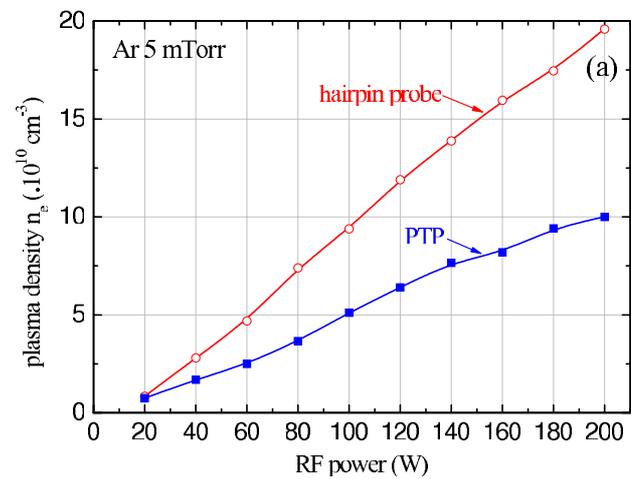


Figure 15. Comparison of high plasma densities measured with a hairpin probe and a PTP versus RF power in argon at 5 mTorr.

is that the PTP is mainly sensitive to the plasma density at the plasma-sheath boundary. The EM fields of SW are evanescent in the plasma. It can be easily demonstrated (see appendix) that in the plasma ($r > b$) $E_{r,z} \propto K_m(kr)$. When $kr \rightarrow +\infty$, $K_m(kr) \sim 1/\sqrt{kr} e^{-kr}$ [29], and therefore $1/k$ is the evanescent depth in the radial direction ($1/k \rightarrow 0$ when $\omega \rightarrow \omega_{res}$). The measured SW resonance frequency is

therefore dependent on the plasma density at the plasma-sheath boundary, which is known to be less than the plasma density in the bulk. A density drop occurs in a pre-sheath whose thickness is typically a few times the ion mean free path, λ_i . In argon the ion mean free path is roughly $\lambda_i \simeq 30/P$ [25] with P in mTorr and λ_i in mm ($\lambda_i \simeq 6$ mm with $P = 5$ mTorr).

5. Conclusion

A new microwave technique for measuring the local electron density in plasmas has been developed, based on a SWP used in transmission. This probe, which we call the PTP, is promising for the measurement of low plasma density ($\geq 10^9$ cm $^{-3}$) at high pressure (≤ 1 Torr). The determination of the plasma density is based on the direct determination of the resonance frequency of a SW propagating along the plasma sheath interface surrounding the probe, which is directly related to the plasma frequency, i.e. the plasma density.

The effect of the plasma density distribution around the probe, sheath thickness and permittivity of the dielectric cylinder has been investigated using both modelling and experiments and will be discussed in a further publication. Although the plasma–vacuum resonance frequency is independent of the probe dimensions and sheath thickness, the sensitivity of the PTP has been found to be slightly dependent on the sheath thickness and dielectric cylinder permittivity. Even without correcting for these effects, the relative error introduced in the measurement of the density at the plasma-sheath boundary is always less than 10%.

Acknowledgments

The authors gratefully thank N St J Braithwaite and J Al-Kuzee for advice on hairpin probe construction and use and D Grésillon and A Truc for providing us the vector network analyser used in the experiments. J-L Raimbault and J-M Rax are also thanked for helpful discussions.

Appendix A. Calculation of dispersion relations

Under the quasi-static approximation the Maxwell–Faraday equation is $\vec{\nabla} \times \vec{E} \simeq 0$. This implies that the electric field can be derived from the gradient of a scalar potential: $\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi$. The plasma is modelled as a cold unlossy dielectric with no static magnetic field. The relative dielectric constant is therefore $\epsilon_p = 1 - \omega_{pe}^2/\omega^2$. According to the Maxwell–Gauss equation

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \vec{\nabla} \cdot (\epsilon_0 \epsilon_p \vec{E}) = 0 \Rightarrow \epsilon_p \cdot \Delta\phi = 0.$$

The first solution ($\epsilon_p = 0$) is a non-propagative solution at $\omega = \omega_p$. A propagative solution can only be described with the second solution ($\Delta\phi = 0$). The Poisson equation with no source term has therefore to be solved in a cylindrical geometry:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} \right) + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0. \quad (\text{A.1})$$

A propagative solution along z of the following form is used:

$$\phi(r, z, \theta, t) = R(r) \exp[i(\omega t - kz - m\theta)], \quad (\text{A.2})$$

where m is the azimuthal mode number and $k = 2\pi/\lambda$ denotes the axial wavenumber. Assuming the above solution (A.2), equation (A.1) becomes

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial R}{\partial r} \right) - \left(k^2 + \frac{m^2}{r^2} \right) R = 0. \quad (\text{A.3})$$

k^2 must be real and positive (propagative solution). A general solution of equation (A.3) is therefore

$$R(r) = AI_m(kr) + BK_m(kr),$$

where A and B are real constants [29]. I_m and K_m denote the first and the second kinds of the modified Bessel functions.

There are six constants to determine using the appropriate boundary conditions for the electric field (\vec{E}), displacement vector ($\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}$) and potential (ϕ).

$$\vec{E}_{\parallel,2}(a) = \vec{E}_{\parallel,1}(a),$$

$$\vec{E}_{\parallel,1}(b) = \vec{E}_{\parallel,p}(b),$$

$$\vec{D}_{\perp,1}(b) = \vec{D}_{\perp,p}(b),$$

$$\vec{D}_{\perp,2}(a) = \vec{D}_{\perp,1}(a),$$

$$\lim_{r \rightarrow +\infty} \phi(r) = 0,$$

$$\lim_{r \rightarrow 0} \phi(r) = \text{cst.}$$

The dispersion relation (9) is derived by combining equations in the previous set. Note that the dispersion relation is a function of I'_m and K'_m , respectively, the derivatives of I_m and K_m with their arguments. $dI_m(u)/du$ and $dK_m(u)/du$ are calculated with the following recurrence relations [29]:

$$\frac{dI_m(u)}{du} = \frac{m}{u} I_m(u) + I_{m+1}(u),$$

$$\frac{dK_m(u)}{du} = \frac{m}{u} K_m(u) - K_{m+1}(u).$$

References

- [1] Trivelpiece A W and Gould R W 1959 *J. Appl. Phys.* **30** 1784
- [2] Trivelpiece A W 1967 *Slow-Wave Propagation in Plasma Waveguides* (San Francisco: San Francisco Press)
- [3] Kokura H, Nakamura K, Ghanashev I P and Sugai H 1999 *Japan. J. Appl. Phys.* **38** 5262
- [4] Deguchi M and Itatani R 1998 *J. Appl. Phys.* **37** 970
- [5] Braithwaite N S, Booth J P and Cunge G 1996 *Plasma Sources Sci. Technol.* **5** 677
- [6] Piejak R B, Godyak V A, Garner R, Alexandrovich B M and Sternberg N 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 3785
- [7] Stenzel R L 1976 *Rev. Sci. Instrum.* **47** 603
- [8] Blackwell D, Walker D N and Amatucci W E 2005 *Rev. Sci. Instrum.* **76** 023503
- [9] Hseih C H, Leou K C and Lin C 2004 *AVS Conf. Proc. (Anaheim, Canada)*
- [10] Shirakawa T and Sugai H 1993 *Japan. J. Appl. Phys.* **32** 5129
- [11] Kim J-H, Seong D-J, Lim J-Y and Chung K-H 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 4725
- [12] Kim J H, Choi S C, Shin Y H and Chung K H 2004 *Rev. Sci. Instrum.* **75** 2706

- [13] Seo H, Kim J-H, Shin Y-H and Chung K-H 2004 *J. Appl. Phys.* **96** 6039
- [14] Smullin L D and Chorney P 1958 *Proc. IRE* **46** 360
- [15] Aliev Y, Schlüter H and Shivarova A 2000 *Guided-Wave-Produced Plasmas (Springer Series on Atoms and Plasmas vol 24)* (Berlin: Springer)
- [16] Margot-Chaker J, Moisan M, Zakrzewski Z, Glaude M and Sauve G 1988 *Radio Sci.* **23** 1120
- [17] Moisan M and Zakrzewski Z 1991 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **24** 1025
- [18] Sugai H, Ghanashev I and Nagatsu M 1998 *Plasma Sources Sci. Technol.* **7** 192
- [19] Lieberman M A, Booth J P, Chabert P, Rax J M and Turner M M 2002 *Plasma Sources Sci. Technol.* **11** 283
- [20] Nakamura K, Ohata M and Sugai H 2002 *Conf. Proc. ESCAMPIG 16—5th Int. Conf. on Reactive Plasma (Grenoble, 2002)* vol 1, ed N Sadeghi and H Sugai, pp 379–80
- [21] Nakamura K, Ohata M and Sugai H 2003 *J. Vac. Sci. Technol. A* **21** 325
- [22] Sugai H and Nakamura K 2003 *Proc. Frontiers in Low Temperature Plasma Diagnostics V (Bari, 2003)* ed S D Benedictis and G Dilecce, pp 30–9
- [23] Nakamura K, Kawai A and Sugai H 2003 *Proc. 26th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases (Greifswald)* vol 1, ed J Meichsner *et al* (Local Organizing Committee) p 185
- [24] Abada H, Chabert P, Booth J-P and Robiche J 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 4223
- [25] Lieberman M A and Lichtenberg A J 1994 *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (New York: Wiley)
- [26] Chen F F and Chang J P 2002 *Principles of Plasma Processing* (New York/Dordrecht: Plenum/Kluwer)
- [27] Comsol A B 2004 *Femlab User's Guide Version 3.1* Stockholm, Sweden
- [28] Comsol A B 2004 *Electromagnetics Module User's Guide Version 3.1* Stockholm, Sweden
- [29] Collin R E 1992 *Foundations for Microwave Engineering* 2nd edn (*Electrical Engineering Series*) (New York: McGraw-Hill)

12) DEMANDE DE BREVET D'INVENTION

A1

22) Date de dépôt : 16.09.04.

30) Priorité :

43) Date de mise à la disposition du public de la demande : 17.03.06 Bulletin 06/11.

56) Liste des documents cités dans le rapport de recherche préliminaire : *Se reporter à la fin du présent fascicule*

60) Références à d'autres documents nationaux apparentés :

71) Demandeur(s) : *ECOLE POLYTECHNIQUE Etablissement public à caractère administratif — FR et CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE CNRS — FR.*

72) Inventeur(s) : DINE SEBASTIEN, JOLLY JACQUES et LAROUB JEAN BERNARD PIERRE.

73) Titulaire(s) :

74) Mandataire(s) : REGIMBEAU.

54) SONDE DE MESURE DE CARACTERISTIQUES D'UN COURANT D'EXCITATION D'UN PLASMA, ET REACTEUR A PLASMA ASSOCIE.

57) L'invention concerne une sonde de mesure de caractéristiques électriques d'un courant d'excitation d'un plasma, ladite sonde étant montée sur une ligne conductrice (20) qui comprend un conducteur interne (21) et un conducteur externe (22), comportant un capteur de courant (41) et un capteur de tension (42), caractérisée en ce que :

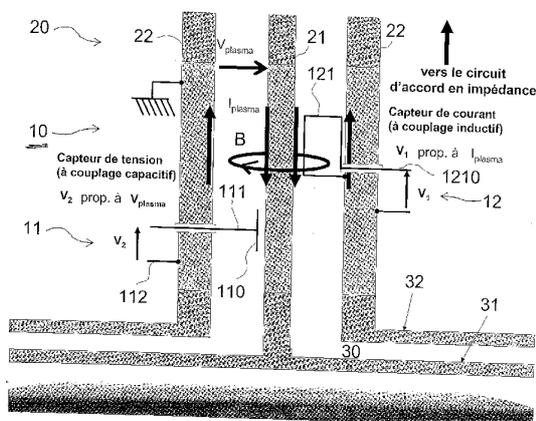
- le capteur de courant comporte :

- > une gorge (410) formée dans la masse d'un des conducteurs (22) afin de former un détournement pour le courant parcourant ledit conducteur,

- > et un point de mesure de tension électrique entre une masse reliée audit conducteur et un point de ladite gorge, ledit capteur de courant étant ainsi apte à mesurer une tension (V1) proportionnelle à la dérivée temporelle première de l'intensité (I_{plasma}) dudit courant d'excitation

- le capteur de tension (42) est un capteur dérivateur, apte à mesurer une tension (V2) proportionnelle à la dérivée temporelle première de la tension (V_{plasma}) dudit courant d'excitation.

L'invention concerne également un réacteur à plasma comportant une telle sonde.



①⑨ RÉPUBLIQUE FRANÇAISE
INSTITUT NATIONAL
DE LA PROPRIÉTÉ INDUSTRIELLE
PARIS

①① N° de publication : **2 876 536**

(à n'utiliser que pour les
commandes de reproduction)

②① N° d'enregistrement national : **04 10574**

⑤① Int Cl⁸ : H 05 H 1/00 (2006.01), H 01 J 37/32

①② **DEMANDE DE BREVET D'INVENTION**

A1

②② Date de dépôt : 07.10.04.

③⑦ Priorité :

④③ Date de mise à la disposition du public de la
demande : 14.04.06 Bulletin 06/15.

⑤⑥ Liste des documents cités dans le rapport de
recherche préliminaire : *Se reporter à la fin du
présent fascicule*

⑥⑦ Références à d'autres documents nationaux
apparentés :

⑦① Demandeur(s) : *ECOLE POLYTECHNIQUE Etablissement
public à caractère administratif — FR et CENTRE
NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
CNRS — FR.*

⑦② Inventeur(s) : DINE SEBASTIEN et BOOTH JEAN
PAUL.

⑦③ Titulaire(s) :

⑦④ Mandataire(s) : REGIMBEAU.

⑤④ **DISPOSITIF ET PROCEDE DE CARACTERISATION DE PLASMA.**

⑤⑦ L'invention concerne un procédé et un dispositif de
mesure de densité électronique dans un réacteur à plasma
(19) comprenant :

- une antenne émettrice (17) pour émettre des ondes de
surface (10),

- une antenne réceptrice (18),

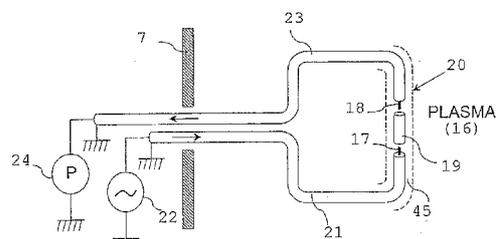
- des moyens de continuité électromagnétique (19) en-
tre l'antenne émettrice et l'antenne réceptrice pour achemi-
ner les ondes jusqu'à l'antenne réceptrice,

- des moyens (24) de détection des ondes,

- des moyens de traitement (16) reliés auxdits moyens
de détection, pour :

- > déterminer une fréquence seuil de transmission cor-
respondant à une fréquence d'émission au dessus de la-
quelle les ondes sont émises avec une puissance
substantielle,

- > en déduire une densité électronique dans le plasma
(14).



FR 2 876 536 - A1



Bibliographie

- [1] Harold M. Mott-Smith. Letter to Nature. *Nature*, 233:219, September 1971.
- [2] J. D. Huba. *NRL Plasma Formulary - Revised 1998*. Naval Research Laboratory, 1998.
- [3] J. Reece Roth. *Industrial Plasma Engineering - Volume 1 : Principles*, volume 1. IOP, 1995.
- [4] J. Reece Roth. *Industrial Plasma Engineering - Applications to Nonthermal Plasma Processing*, volume 2. IOP, 2001.
- [5] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg. *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. John Wiley & Sons, 1994.
- [6] F. Gardiol. *Hyperfréquences, Traité d'électricité, volume XIII*. Presses polytechniques romandes, 1981.
- [7] Brian Chapman. *Glow Discharge Processes - Sputtering and Plasma Etching*. John Wiley & Sons, 1980.
- [8] M. Konuma. *Film Deposition by Plasma Techniques*. Atoms and Plasmas. Springer-Verlag, 1992.
- [9] R. J. Shul and S. J. Pearton. *Handbook of Advanced Plasma Processing Techniques*. Springer, February 2000.
- [10] J. W. Coburn and H. F. Winters. Ion-and-electron-assisted gas-surface chemistry – An important effect in plasma etching. *J. Appl. Phys.*, 50(5):3189–3196, May 1979.
- [11] M. Sugawara. *Plasma Etching - Fundamentals and Applications*. Semiconductor Science and Technology. Oxford Science Publications, 1998.
- [12] Haruhiro H. Goto, Hans-Dirk Lowe, and Tadahiro Ohmi. Dual excitation reactive ion etcher for low energy plasma processing. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 10(5):3048–3054, 1992.

- [13] H. H. Goto, H.-D. Lowe, and T. Ohmi. Independent control of ion density and ion bombardment energy in dual rf excitation plasma. *IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing*, 6(1):58–64, February 1993.
- [14] W. Tsai, G. Mueller, R. Lindquist, B. Frazier, and V. Vahedi. High selectivity plasma etching of silicon dioxide with a dual frequency 27/2 mhz capacitive radio frequency discharge. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 14(5):3276–3282, 1996.
- [15] Heon Chang Kim and Vasilios I. Manousiouthakis. Dually driven radio frequency plasma simulation with a three moment model. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 16(4):2162–2172, 1998.
- [16] T. Kitajima, Y. Takeo, and T. Makabe. Two-dimensional et images of two-frequency capacitively coupled plasma. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 17(5):2510–2516, 1999.
- [17] S. Rauf and M. J. Kushner. Nonlinear dynamics of radio frequency plasma processing reactors powered by multifrequency sources. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 27(5):1329–1338, October 1999.
- [18] T. Kitajima, Y. Takeo, Z. L. Petrovic, and T. Makabe. Functional separation of biasing and sustaining voltages in two-frequency capacitively coupled plasma. *Appl. Phys. Lett.*, 77:489, 2000.
- [19] J. Robiche, P. C. Boyle, M. M. Turner, and A. R. Ellingboe. Analytical model of a dual frequency capacitive sheath. *J. Phys. D*, 36:1810–1816, August 2003.
- [20] M. Surendra and D.B. Graves. Capacitively coupled glow discharges at frequencies above 13.56 mhz. *Appl. Phys. Lett.*, 59:2091, 1991.
- [21] V. Vahedi, C.K. Birdsall, M.A. Lieberman, G. DiPeso, and T.D. Rognlien. Verification of frequency scaling laws for capacitive radio frequency discharges using two dimensional simulations. *Phys. Fluids B*, 5(7):2719, July 1993.
- [22] M.J. Colgan, M. Mayyappan, and D.E. Murnick. Very high frequency capacitively coupled argon discharges. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 3:181, 1994.
- [23] M. Meyyappan and M.J. Colgan. Very high frequency capacitively coupled discharges for large area processing. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 14:2790, 1996.
- [24] T. Kitajima, Y. Takeo, N. Nakano, and T. Makabe. Effects of frequency on the two-dimensional structure of capacitively coupled plasma in ar. *J. Appl. Phys.*, 84(11):5928, Dec 1998.
- [25] E. Amanatides and D. Mataras. Frequency variation under constant power conditions in hydrogen radio frequency discharges. *J. Appl. Phys.*, 89(3):1556, Feb 2001.

- [26] M. Capitelli, C. Gorse, R. Winkler, and J. Wilhelm. *Plasma Chem. Plasma Process*, 8:399, 1988.
- [27] C. M. Ferreira and J. Loureiro. *J. Phys. D*, 16:2471, 1983.
- [28] C. M. Ferreira and J. Loureiro. *J. Phys. D*, 17:1175, 1984.
- [29] L. Sansonnens and J. Schmitt. Shaped electrode and lens for a uniform radio-frequency capacitive plasma. *Appl. Phys. Lett.*, 82(2):182–184, January 2003.
- [30] L. Sansonnens, A. Pletzer, D. Magni, A.A. Howling, C. Hollenstein, and J.P.M. Schmitt. A voltage uniformity study in large-area reactors for rf plasma deposition. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 6:170, 1997.
- [31] L. Sansonnens. *Déposition assistée par plasma radiofréquence dans un réacteur de grande surface : effet de la contamination particulaire et de la fréquence d'excitation*. PhD thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, February 1998.
- [32] A. Perret, P. Chabert, J.-P. Booth, J. Jolly, J. Guillon, and Ph. Auvray. Ion flux nonuniformities in large-area high-frequency capacitive discharges. *Appl. Phys. Lett.*, 83(2):243–245, July 2003.
- [33] Amélie Hacala-Perret. *Effets de la fréquence d'excitation sur l'uniformité du plasma dans les réacteurs capacitifs grande surface*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2004.
- [34] M. A. Lieberman, J. P. Booth, P. Chabert, J. M. Rax, and M. M. Turner. Standing wave and skin effects in large-area, high-frequency capacitive discharges. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 11(3):283–293, August 2002.
- [35] H. Schmidt, L. Sansonnens, A. A. Howling, Ch. Hollenstein, M. Elyaakoubi, and J. P. M. Schmitt. Improving plasma uniformity using lens-shaped electrodes in a large area very high frequency reactor. *J. Appl. Phys.*, 95(9):4559–4564, May 2004.
- [36] P. Chabert, H. Abada, J.-P. Booth, and M. A. Lieberman. Radical dynamics in unstable cf_4 inductive discharges. *J. Appl. Phys.*, 94:76, 2003.
- [37] W. E. Spear, P. G. L. Comber, S. Kinmond, and M. H. Brodsky. *Appl. Phys. Lett.*, 28:105, 1976.
- [38] D. E. Carlson and C. R. Wronski. *Appl. Phys. Lett.*, 28:671, 1976.
- [39] J. Perrin. *Thèse d'État*. PhD thesis, Université Paris 7, 1983.
- [40] S. Veprek and V. Marecek. *Solid-State Electron.*, 11:683, 1968.

- [41] E. Vallat-Sauvain, U. Kroll, J. Meier, N. Wyrsh, and A. Shah. Microstructure and surface roughness of microcrystalline silicon prepared by very high frequency-glow discharge using hydrogen dilution. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 266-269:125–130, 2000.
- [42] E. Vallat-Sauvain, U. Kroll, J. Meier, A. Shah, and J. Pohl. Evolution of the microstructure in microcrystalline silicon prepared by very high frequency-glow discharge using hydrogen dilution. *J. Appl. Phys.*, 87(6):3137–3142, March 2000.
- [43] Romain Brenot. *Corrélation entre mode de croissance et propriétés de transport du silicium microcristallin, établie par réflectométrie micro-onde et ellipsométrie*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2000.
- [44] P. Roca i Cabarrocas. Plasma enhanced chemical vapor deposition of amorphous, polymorphous, and microcrystalline silicon films. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 266-269:31–37, 2000.
- [45] M. Kondo, M. Fukawa, L. Guo, and A. Matsuda. High rate growth of microcrystalline silicon at low temperatures. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 266-269:84–89, 2000.
- [46] M. D. Archer and R. Hill, editors. *Clean Electricity From Photovoltaics*, volume 1 of *Series on Photoconversion of Solar Energy*. Imperial College Press, 2001.
- [47] A. Goetzberger and C. Hebling. Photovoltaic materials, past, present, future. *Solar Energy Material & Solar Cells*, 62:1–19, 2000.
- [48] C. Beneking, B. Rech, S. Wieder, O. Kluth, H. Wagner, W. Frammelsberger, R. Geyer, P. Lechner, H. Rubel, and H. Schade. Recent developments of silicon thin film solar cells on glass substrates. *Thin Solid Films*, 351:241–246, 1999.
- [49] D. L. Staebler and C. R. Wronski. Reversible conductivity change in discharge produced amorphous silicon. *Appl. Phys. Lett.*, 31:292–294, 1977.
- [50] O. Vetterl, F. Finger, R. Carius, P. Hapke, L. Houben, O. Kluth, A. Lambertz, A. Muck, B. Rech, and H. Wagner. Intrinsic microcrystalline silicon : A new material for photovoltaics. *Solar Energy Materials & Solar Cells*, 62:97–108, 2000.
- [51] Y. Hamakawa. Recent advances in amorphous and microcrystalline silicon basis devices for optoelectronic applications. *Applied Surface Science*, 142:215–226, 1999.
- [52] H. Curtins, N. Wyrsh, M. Favre, and A. V. Shah. *Plasma Chem. Plasma Processing*, 7:267, 1987.

- [53] A. A. Howling, J. L. Drier, C. Hollenstein, U. Kroll, and F. Finger. Frequency effects in silane plasmas for plasma enhanced chemical vapor deposition. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 10:1080, 1992.
- [54] M. Heintze, R. Zedlitz, and G.H Bauer. Analysis of high-rate a-si:h deposition in a vhf plasma. *J. Phys. D*, 26:1781, 1993.
- [55] F. Finger, P. Hapke, M. Luysberg, R. Carius, H. Wagner, and M. Scheib. Improvement of grain size and deposition rate of microcrystalline silicon by use of very high frequency glow discharge. *Appl. Phys. Lett.*, 65(20):2588–2590, November 1994.
- [56] H. Keppner, U. Kroll, J. Meyer, and A. V. Shah. *Solid State Phenomena*, 44:97, 1995.
- [57] M. Fukawa, S. Suzuki, L. Guo, M. Kondo, and A. Matsuda. High rate growth of microcrystalline silicon using a high-pressure depletion method with vhf plasma. *Solar Energy Materias & Solar Cells*, 66:217–223, 2001.
- [58] F. Finger, U. Kroll, V. Viret, A. V. Shah, W. Beyer, X.-M. Tang, J. Weber, A. A. Howling, and C. Hollenstein. Influences of a high excitation frequency (70 mhz) in the glow discharge technique on the process plasma and the properties of hydrogenated amorphous silicon. *J. Appl. Phys.*, 71:5665, 1992.
- [59] J. Hautala, Z. Saleh, J. F. M. Westendorp, S. Sherman, and S. Wagner. *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 420:83, 1996.
- [60] H. Meiling, J. F. M. Westendorp, J. Hautala, Z. Saleh, and C. T. Malone. *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 345:65, 1994.
- [61] J. F. M. Westendorp, H. Meiling, J. D. Pollock, D. W. Berrian, A. H. Laflamme, J. Hautala, and J. Vanderpot. *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 345:65, 1994.
- [62] S. Dine, J.-B. Booth, G. Curley, C. Corr, J. Jolly, and J. Guillon. A novel technique for plasma density measurement using surface-wave transmission spectra. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 14(4):777–786, November 2005.
- [63] P. J. Hargis et al. The Gaseous Electronics Conference radio-frequency reference cell: A defined parallel-plate radio-frequency system for experimental and theoretical studies of plasma-processing discharges. *Rev. Sci. Instrum.*, 65(1):140, 1994.
- [64] J. K. Olthoff and K. E. Greenberg. The Gaseous Electronics Conference RF Reference Cell - An Introduction. *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.*, 100(4):327, 1995.

- [65] H. Videlot. *Contribution à l'étude des mécanismes de dépôt de carbone amorphe dans des décharges radiofréquences de méthane : spectrométrie de masse des radicaux et modélisation physico-chimique*. PhD thesis, Université Paris XI Orsay, 1999.
- [66] Chris Bowick. *RF Circuit Design*. Newnes, 1982.
- [67] COMET AG. Datasheet cv05c 500 xe. www.comet.ch, May 2001.
- [68] *Operating manual VM 600 A Auto-Matching 13-27 MHz - 200 W*. DRESSLER GmbH.
- [69] COMET AG. Datasheet cv1c 250 je. www.comet.ch, May 2001.
- [70] S. Ramo, . R. Whinnery, and T. V. Duzer. *Fields and Waves in Communication Electronics*. John Wiley & Sons, third edition, 1994.
- [71] Irving M. Gottlieb. *Practical RF Power Design Techniques*. TAB Books, 1993.
- [72] Joseph Carr. *Secrets of RF Circuit Design*. McGraw-Hill, 2001.
- [73] Dana George Reed, editor. *The 2002 ARRL Handbook For Radio Amateurs*. ARRL, 2001.
- [74] Takeshi Aoki, Kazuaki Fukusawa, Yasuo Nishikawa, and Nobuo Mikoshiba. Novel Impedance-Matching Method for Plasma Processing at Very High Frequency Band. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 35(Part 1, No. 9A):4799–4806, 1996.
- [75] W. Rogowski and W. Steinhaus. Die messung der magnetischen spannung. *Archiv für Elektrotechnik*, pages 141–150, 1912.
- [76] E. M. Bazelyan and Yu. P. Raizer. *Spark Discharge*. CRC Press, August 1997.
- [77] Richard H. Huddlestone and Stanley L. Leonard, editors. *Plasma Diagnostic Techniques*. Academic Press, 1965.
- [78] P. Bareau. Mesures en radiofréquences - analyseurs de réseaux en micro-ondes. *Techniques de l'ingénieur*, (R 1 145).
- [79] D. Roddy. *Microwave Technology*. Prentice-Hall, 1986.
- [80] N. St. J. Braithwaite. Internal and external electrical diagnostics of RF plasmas. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 6:133–139, 1997.
- [81] M. A. Sobolewski. Electrical characterization of radio-frequency discharges in the Gaseous Electronics Conference Reference Cell. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 10(6): 3550–3562, 1992.

- [82] J. W. Butterbaugh, L. D. Baston, and H. H. Sawin. Measurement and analysis of radio frequency glow discharge electrical impedance and network power loss. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 8(2):916–923, 1989.
- [83] B. Andries, G. Ravel, and L. Peccoud. Electrical characterization of radio-frequency parallel-plate capacitively coupled discharges. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 7(4):2774–2783, 1990.
- [84] R. E. Collin. *Foundations for microwave engineering*. Electrical Engineering Series. McGraw-Hill, 2nd edition edition, 1992.
- [85] Y. P. Raizer, M. N. Shneider, and N. A. Yatsenko. *Radio-Frequency Capacitive Discharges*. CRC Press, 1995.
- [86] Chris M. Horwitz. Radio frequency sputtering—the significance of power input. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 1(4):1795–1800, Oct.-Dec. 1983.
- [87] C. Beneking. Power dissipation in capacitively coupled rf discharges. *J. Appl. Phys.*, 68(9):4461–4473, November 1990.
- [88] J. A. G. Baggerman, R. J. Visser, and E. J. H. Collart. Power dissipation measurements in a low-pressure N₂ radio-frequency discharge. *J. Appl. Phys.*, 76(2):738–746, 1994.
- [89] N. Spiliopoulos, D. Mataras, and D. E. Rapakoulias. Power dissipation and impedance measurements in radio-frequency discharges. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 14(5):2757–2765, 1996.
- [90] W. G. M. van den Hoek, C. A. M. de Vries, and M. G. J. Heijman. Power loss mechanisms in radio frequency dry etching systems. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 5(3):647–651, 1987.
- [91] M. Mohamed Salem, J.-F. Loiseau, and B. Held. Impedance matching for optimization of power transfer in a capacitively excited rf plasma reactor. *Eur. Phys. J.*, 3:91–95, 1998.
- [92] V. A. Godyak and R. B. Piejak. In situ simultaneous radio frequency discharge power measurements. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 8(5):3833–3837, 1990.
- [93] Hiroaki Kawata, Takashi Kubo, Masaaki Yasuda, and Kenji Murata. Power Measurements for radio-Frequency Discharges with a Parallel-Plate-Type Reactor. *J. Electrochem. Soc.*, 145(5):1701–1708, May 1998.
- [94] Jon B. Hagen. *Comprendre et utiliser l'électronique des hautes-fréquences*. Publitronic/Elektor, 1999.

- [95] Bird Electronic Corporation. Instruction Book - rf Directional Thru-line® Wattmeter Model 43.
- [96] D. B. Ilic. Impedance measurement as a diagnostic for plasma reactors. *Rev. Sci. Instrum.*, 52(10):1542–1545, 1981.
- [97] A. J. van Roosmalen. Plasma parameter estimation from rf impedance measurements in a dry etching system. *Appl. Phys. Lett.*, 42:416–418, 1983.
- [98] K. Wüst, K. H. Groh, and H. W. Löb. Impedance measurements at rf plasmas in noble gases by use of the four-terminal network formalism. *Rev. Sci. Instrum.*, 63(4):2584–2586, April 1992.
- [99] A. Pacaud and G. Dambrine. Mesures en radiofréquences - méthodes de mesure et appareillage. *Techniques de l'ingénieur*, R 1 135(R 1 145).
- [100] J. S. Logan, N. M. Mazza, and P. D. Davidse. Electrical Characterization of Radio-Frequency Sputtering Gas Discharge. *J. Vac. Sci. Technol.*, 6:120, 1969.
- [101] A. J. van Roosmalen, W. G. M. van den Hoek, and H. Kalter. Plasma parameter estimation from rf impedance measurements in a dry etching system. *J. Appl. Phys.*, 58(2):653–658, 1985.
- [102] L. P. Bakker, G. M. W. Kroesen, and F. J. de Hoog. RF Discharge Impedance Measurement Using a New Method to Determine the Stray Impedances. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 27(3):759–765, 1999.
- [103] F. Bose, R. Patrick, and H. P. Baltes. Characterization of plasma etch processes using measurements of discharge impedance. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 12(4):2805–2809, July 1994.
- [104] W. C. Roth, R. N. Carlile, and J. F. O'Hanton. Electrical characterization of a processing plasma chamber. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 15(6):2930–2937, Nov/Dec 1996.
- [105] M. A. Sobolewski, J. G. Langan, and B. S. Felker. Electrical optimization of plasma-enhanced chemical vapor deposition chamber cleaning plasmas. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16(1):173–182, January 1998.
- [106] E. Hanson and H. Benson-Woodward. Advanced RF Metrology for Plasma Process Control (Advanced Energy Whitepaper). Technical report, Advanced Energy, 1999.
- [107] Carl Almgren. RF Measurements and their role in the manufacturing environment (Advanced Energy Whitepaper). Technical report, Advanced Energy, 2000.

- [108] K. Ukai and K. Hanazawa. End-point determination of aluminum reactive ion etching by discharge impedance monitoring. *J. Vac. Sci. Technol.*, 16(2):385–387, March 1979.
- [109] Antonio J. Miranda and Costas J. Spanos. Impedance modeling of a CH₃/He plasma discharge for very large scale integrated circuit production monitoring. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 14(3):1888–1893, May 1996.
- [110] S. Raoux, K. S. Liu, X. Guo, and D. Silveti. In-situ RF monitoring for PECVD process control. In *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, volume 502, page 53, 1998.
- [111] J. G. Langan, S. W. Rynders, B. S. Felker, and S. E. Beck. Electrical impedance analysis and etch rate maximization in NF₃/Ar discharges. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 16(4):2108–2114, July 1998.
- [112] W. R. Entley, J. G. Langan, B. S. Felker, and M. A. Sobolewski. Optimizing utilization efficiencies in electronegative discharges: The importance of the impedance phase angle. *J. Appl. Phys.*, 86(9):4825–4835, November 1999.
- [113] David Coumou. Advanced RF Metrology for Plasma Process Control. *Semiconductor International*, 2003.
- [114] A. T. C. Koh, N. F. Thornhill, and V. J. Law. Principal component analysis of plasma harmonics in end-point detection of photoresist stripping. *Electronics Letters*, 35:1383–1385, 1999.
- [115] Masaaki Kanoh, Masashi Yamage, and Hiroyuki Takada. End-point Detection of Reactive Ion Etching by Plasma Impedance Monitoring. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 3A(15):1457–1462, March 2001.
- [116] I. Batty, M. Cooke, and V. J. Law. Harmonic characterisation of a plasma-tool using a diplexer. *Vacuum*, 52(4):509–513, 1999.
- [117] V. J. Law, A. J. Kenyon, N. F. Thornhill, A. J. Seeds, V. Srigengan, and I. Batty. Remote-coupled sensing of plasma harmonics and process end-point detection. *Vacuum*, 57:351–364, 2000.
- [118] Zhe Shen and Uwe Kortshagen. Experimental study of the influence of nanoparticle generation on the electrical characteristics of argon-silane capacitive radio-frequency plasmas. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 20(1):153–159, January 2002.
- [119] M. Ch. Jouanny, L. Boufendi, M. Cavarroc, and M. Mikikian. Electrical diagnostic of radio-frequency silane based plasma. In *6th Frontiers in low-temperature plasma diagnostics, 17 - 21 April 2005, Les Houches (France)*, April 2005.

- [120] J. Huang, J. Yu, and Z. Liu. An experimental electrical parameter measuring system for an asymmetric capacitive radio frequency discharge excited copper ion laser. *Meas. Sci. Technol.*, 14:846–850, May 2003.
- [121] G. Roussy and J. A. Pearce. *Foundations and Industrial Applications of Microwave and Radio Frequency Fields : Physical and Chemical Processes*. John Wiley & Sons, 1995.
- [122] T. Moore, G. Yetter, T. Spratlin, and C. Nowlin. Radio Frequency (RF) Measurement and Control Project Report. Technical report, Sematech/ORNL, September 1998.
- [123] James A. Moore, Powell, and Dennis O. Sparks. U.S. patent 5,834,931 : RF current sensor, November 1998.
- [124] Michael Hopkins. U.S. patent 5,808,415 : Apparatus for sensing rf current delivered to a plasma with two inductive loops, September 1998.
- [125] Michael Hopkins, Ciaran O’Morain, and Francisco Martinez. U.S. patent 6,501,285 : RF current sensor, December 2002.
- [126] C. A. Ekdahl. Voltage and current sensors for a high-density z-pinch experiment. *Rev. Sci. Instrum.*, 51(12):1645–1651, December 1980.
- [127] Carl A. Ekdahl. U.S. patent 4,438,394 : Capacitively-coupled inductive sensor, March 1984.
- [128] F. Bieth, J. Wey, P. Raymond, and W. Knorr. Synthèse de la théorie de l’antenne d-dot : Des équations de maxwell à l’impédance de l’antenne (R 123/2001). Technical report, Institut Saint-Louis (ISL), 2001.
- [129] F. Bieth, J. Wey, and P. Raymond. Field probes for HPM measurements. In *IEE Proceedings Pulsed Power Symposium - Saint-Louis (France)*, October 2002.
- [130] C. H. Papas and R. King. Input Impedance of Wide-Angle Conical Antennas, Technical Report 52. Technical report, Cruft Laboratory, Harvard University, 1948.
- [131] J. Larour and J. Wey. High frequency performance of i-dot monitors based on annular grooves. In *IEE Pulsed Power Symposium 2003, Loughborough, UK*, September 2003.
- [132] D. M. Pozar. *Microwave Engineering*. John Wiley & Sons, 2nd edition edition, 1998.

- [133] *Electromagnetics Module User's Guide Version 3.1*. Comsol AB, Stockholm, Sweden, October 2004.
- [134] *Electromagnetics Module Model Library Version 3.1*. Comsol AB, Stockholm, Sweden, October 2004.
- [135] S. E. Savas, D. E. Horne, and R. W. Sadowski. Dummy load technique for power efficiency estimation in rf discharges. *Rev. Sci. Instrum.*, 57(7):1248–1250, July 1986.
- [136] V. A. Godyak. *Soviet radio-frequency discharge research*. Delphic Associates, Falls Church, 1986.
- [137] G. R. Misium, A. J. Lichtenberg, and M. A. Lieberman. Macroscopic modeling of radio-frequency plasma discharges. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 7(3):1007–1013, May 1989.
- [138] J. T. Gudmundsson. On the effect of the electron energy distribution on the plasma parameters of an argon discharge: a global (volume-averaged) model study. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 10(1):76–81, February 2001.
- [139] Y. T. Lee, M. A. Lieberman, A. J. Lichtenberg, F. Bose, H. Baltes, and R. Patrick. Global model for high pressure electronegative radio-frequency discharges. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 15(1):113–126, 1997.
- [140] T. Kimura, A. J. Lichtenberg, and M. A. Lieberman. Modelling finite cylinder electronegative discharges. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 10(3):430–439, August 2001.
- [141] C. Lee and M. A. Lieberman. Global model of ar, o₂, cl₂, and ar/o₂ high-density plasma discharges. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 13(2):368–380, 1995.
- [142] T. Kimura and K. Ohe. Probe measurements and global model of inductively coupled ar/cf₄ discharges. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 8(4):553–560, November 1999.
- [143] T. H. Chung, H. J. Yoon, and D. C. Seo. Global model and scaling laws for inductively coupled oxygen discharge plasmas. *J. Appl. Phys.*, 86(7):3536–3542, 1999.
- [144] H. Tawara, Y. Itikawa, H. Nishimura, and M. Yoshino. Cross Sections and Related Data for Electron Collisions with Hydrogen Molecules and Molecular Ions. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 19(3), 1990.
- [145] J. Geddes, R. W. McCullough, A. Donnelly, and H. B. Gilbody. Dissociation of hydrogen in high-frequency discharges. *Plasma Sources Sci. Technol.*, (2):93–99, 1992.

- [146] D. L. Baulch. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 23:847, 1994.
- [147] Angeliki D. Tserepi, James R. Dunlop, Bryan L. Preppernau, and Terry A. Miller. Effects of surfaces on h-atom concentration in pulsed and continuous discharges. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 10(4):1188–1192, July 1992.
- [148] B. N. Ganguly and P. Bletzinger. Effect of plasma-surface interactions on the radial variation of h atom density in a hydrogen radio frequency discharge. *J. Appl. Phys.*, 76(3):1476–1479, 1994. URL <http://link.aip.org/link/?JAP/76/1476/1>.
- [149] P. Kae-Nune, J. Perrin, J. Jolly, and J. Guillon. Surface recombination probabilities of h on stainless steel, a-si:h and oxidized silicon determined by threshold ionization mass spectrometry in h₂ rf discharges. *Surface Science*, 360(1-3):L495–L498, July 1996.
- [150] J. Jolly and J.-P. Booth. Atomic hydrogen densities in capacitively coupled very high-frequency plasmas in h₂: Effect of excitation frequency. *J. Appl. Phys.*, 97(10):103305, 2005.
- [151] P. J. Chantry. A simple formula for diffusion calculations involving wall reflection and low density. *J. Appl. Phys.*, 62(4):1141–1148, August 1987.
- [152] Jerome Perrin, Masaharu Shiratani, Patrick Kae-Nune, Herve Videlot, Jacques Jolly, and Jean Guillon. Surface reaction probabilities and kinetics of h, sih₃, si₂h₅, ch₃, and c₂h₅ during deposition of a-si:h and a-c:h from h₂, sih₄, and ch₄ discharges. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 16(1):278–289, January 1998.
- [153] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg. *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing - Second Edition*. John Wiley & Sons, 2nd edition, 2005.
- [154] R. K. Janev, W. D. Langer, K. Evans, and D. E. Post. *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas*. Springer Series on Atoms and Plasmas. Springer-Verlag, 1987.
- [155] Jean-Loup Delcroix and Abraham Bers. *Physique des plasmas - tome 1*. InterEditions/ CNRS Editions, 1994.
- [156] P. Bletzinger and Mark J. Flemming. Impedance characteristics of an rf parallel plate discharge and the validity of a simple circuit model. *J. Appl. Phys.*, 62(12):4688–4695, 1987.
- [157] K. D. Allen, H. H. Sawin, M. T. Mocella, and M. W. Jenkins. The Plasma Etching of Polysilicon with CF₃Cl/Argon Discharges I. Parametric Modeling and Impedance Analysis. *J. Electrochem. Soc.*, 133:2315, 1986.

- [158] V. Godyak, R. B. Piejak, and B. M. Alexandrovich. Electrical Characteristics of Parallel-Plate RF Discharges in Argon. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 19(4):660–676, August 1991.
- [159] J. Taillet. Resonance-Sustained Radio Frequency Discharges. *American Journal of Physics*, 37(4):423–441, April 1969.
- [160] K. E. Orlov and A. S. Smirnov. Observation of a plasma-sheath resonance in a parallel-plate low pressure rf discharge. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 10:541–546, 2001.
- [161] T. Novikova, B. Kalache, P. Bulkin, K. Hassouni, W. Morscheidt, and P. Roca i Cabarrocas. Numerical modeling of capacitively coupled hydrogen plasmas: Effects of frequency and pressure. *J. Appl. Phys.*, 93(6):3198–3206, 2003.
- [162] K. Kohler, J. W. Coburn, D. E. Horne, E. Kay, and J. H. Keller. Plasma potentials of 13.56 mhz rf argon glow discharges in a planar system. *J. Appl. Phys.*, 57(1):59–66, January 1985.
- [163] Valery A. Godyak and Natalia Sternberg. Dynamic model of the electrode sheaths in symmetrically driven rf discharges. *Phys. Rev. A*, 42(4):2299–2312, August 1990.
- [164] W. Schwarzenbach, A. A. Howling, M. Fivaz, S. Brunner, and Ch. Hollenstein. Sheath impedance effects in very high frequency plasma experiments. *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 14(1):132–138, 1996. URL <http://link.aip.org/link/?JVA/14/132/1>.
- [165] M. Moisan and Z. Zakrzewski. Review article : Plasma sources based on the propagation of electromagnetic surface waves. *J. Phys. D*, 24:1025–1048, July 1991.
- [166] M. Moisan, J. Margot, and Z. Zakrzewski. *High Density Plasma Sources*, pages 191–250. Materials Science and Process Technology Series. Noyes Publications, edited by o. a. popov edition, 1995.
- [167] M. Moisan and J. Pelletier. *Microwave Excited Plasmas*, volume 4 of *Plasma Technology*, chapter 5, pages 123–212. Elsevier, 1992.
- [168] M. Siry, T. Terebessy, and M. Kando. Study of surface wave propagation along the dielectric side wall in large-area microwave discharge. In J. Meichsner, D. Loffhagen, and H.-E. Wagner, editors, *Proceedings, Volume 1*, page 97. ICPIG XXVI, Local Organizing Committee, July 2003.
- [169] J. Margot-Chaker, M. Moisan, Z. Zakrzewski, M. Glaude, and G. Sauve. Phase sensitive methods to determine the wavelength of electromagnetic waves in lossy

- nonuniform media: the case of surface waves along plasma columns. *Radio Science*, 23:1120, 1988.
- [170] A. W. Trivelpiece and R. W. Gould. Space Charge Waves in Cylindrical Plasma Columns. *J. Appl. Phys.*, 30(11):1784–1793, November 1959.
- [171] H. Kokura, K. Nakamura, I. P. Ghanashev, and H. Sugai. Plasma Absorption Probe for Measuring Electron Density in an Environment Soiled with Processing Plasmas. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 38(Part 1, No. 9A):5262–5266, September 1999.
- [172] Sugai et al. U.S. patent 6,339,297 : Plasma density information measuring method, probe used for measuring plasma density information, and plasma density information measuring apparatus, July 1999.
- [173] K. Nakamura, M. Ohata, and H. Sugai. Precise electron density measurements by plasma absorption probe with sheath correction. In N. Sadeghi and H. Sugai, editors, *Conference Proceedings*, volume 1, pages 379–380, Grenoble, France, July 2002. ESCAMPIG 16 - ICRP 5.
- [174] H. Sugai and K. Nakamura. Novel Plasma Monitoring by Surface Wave Probe. In S. De Benedictis and G. Dilecce, editors, *Proceedings of Frontiers in Low Temperature Plasma Diagnostics V*, pages 30–39, Bari, Italy, April 2003.
- [175] K. Nakamura, M. Ohata, and H. Sugai. Highly sensitive plasma absorption probe for measuring low-density high-pressure plasmas. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 21(1): 325–331, January 2003.
- [176] K. Nakamura, A. Kawai, and H. Sugai. Measurement of Electron Density and Temperature with Plasma Absorption Probe. In J. Meichsner, D. Loffhagen, and H.-E. Wagner, editors, *Proceedings, Volume 1*, page 185, Greifswald, Germany, July 2003. ICPIG XXVI, Local Organizing Committee.
- [177] H. Raether. *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*, volume 111. Springer-Verlag, 1988.
- [178] F. F. Chen and J. P. Chang. *Principles of Plasma Processing*. Plenum/Kluwer Publishers, 2002.
- [179] Y. Aliev, H. Schlüter, and A. Shivarova. *Guided-Wave-Produced Plasma*, volume 24 of *Springer Series on Atoms+Plasmas*. Springer, 2000.
- [180] A. W. Trivelpiece. *Slow-Wave Propagation in Plasma Waveguides*. San Francisco Press, Inc., 1967.

- [181] R. E. Collin. *Foundations for microwave engineering*, chapter Appendix II - Bessel Functions, page 881. Electrical Engineering Series. McGraw-Hill, 2nd edition edition, 1992.
- [182] S. Ramo, J. R. Whinnery, and T. V. Duzer. *Fields and Waves in Communication Electronics*, chapter Solutions to static field problems, page 207. John Wiley & Sons, 1st edition edition, 1965.
- [183] S. Ramo, . R. Whinnery, and T. V. Duzer. *Fields and Waves in Communication Electronics*. John Wiley & Sons, first edition, 1965.
- [184] R. L. Stenzel. Microwave resonator probe for localized density measurements in weakly magnetized plasmas. *Rev. Sci. Instrum.*, 47(5):603–607, May 1976.
- [185] I. G. Kondrat'ev, A. V. Kostrov, A. I. Smirnov, A. V. Strikovski, and A. V. Shashurinut. Two-Wire Microwave Resonator Probe. *Plasma Physics Reports*, 28(11): 900–905, November 2002.
- [186] G. A. Hebner and I. C. Abraham. Characterization of electron and negative ion densities in fluorocarbon containing inductively driven plasmas. *J. Appl. Phys.*, 90(10):4929–4937, November 2001.
- [187] R. Piejak, V. Godyak, R. Garner, and B. Alexandrovich. The Hairpin Resonator : A New Look at an Old Technique. *Bulletin of the American Physical Society - Program of the 56th annual Gaseous Electronics Conference*, 48(6):67, October 2003.
- [188] R. B. Piejak, V. A. Godyak, R. Garner, B. M. Alexandrovich, and N. Sternberg. The hairpin resonator: A plasma density measuring technique revisited. *J. Appl. Phys.*, 95(7):3785–3791, april 2004.
- [189] J.-P. Booth, H. Abada, P. Chabert, and D. B. Graves. CF₂ and CF₄ radical kinetics and transport in a pulsed CF₄ ICP. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 14(2):273–282, May 2005.
- [190] Hana Abada. *Etude d'une décharge inductive de CF₄*. PhD thesis, Université Paris XI Orsay, 2003.
- [191] Alexander Fridman and Lawrence A. Kennedy. *Plasma Physics and Engineering*. Taylor & Francis, 2004.
- [192] R. P. Feynman, R. B. Leighton, and M. Sands. *The Feynman Lectures On Physics - Mainly Electromagnetism and Matter*, volume 2, chapter 23. Addison-Wesley, 1964.
- [193] P. E. Vandenplas. *Electron Waves and Resonances in Bounded Plasmas*. Interscience Publishers, 1968.

L'effet de la fréquence d'excitation sur les caractéristiques d'un réacteur plasma à couplage capacitif fonctionnant dans l'hydrogène est étudié pour des fréquences comprises entre 13,56 et 100 MHz et des pressions de gaz de 0,1 à 1 torr.

La mesure précise à l'entrée du réacteur des grandeurs électriques RF (tension, courant et déphasage) permet, après correction des impédances parasites, de déterminer l'impédance réelle du plasma. Son interprétation a permis de dégager des lois d'échelle pour la variation des paramètres du plasma avec la fréquence et la pression en accord avec celles déduites des modèles numériques.

L'effet bénéfique majeur de l'utilisation de la VHF est l'augmentation de l'efficacité de couplage de la puissance RF.

Un nouveau capteur de courant-tension RF répondant aux problèmes métrologiques se posant face à l'augmentation de la fréquence et de la puissance a été mis au point (brevet INPI n°2 875 304).

Devant les difficultés rencontrées pour mesurer la densité électronique du plasma au dessus de 0,1 torr dans l'hydrogène, un nouveau type de sonde à onde de surface (la sonde plasma à transmission) a été développé (brevet INPI n°2 876 536).

Travail effectué au Laboratoire de Physique et Technologie des Plasmas (LPTP), École Polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex.